

ANNALEN DER METEOROLOGIE

(Neue Folge)

Nr. 23

Deutsche Meteorologen-Tagung
1986

vom 14. bis 17. April 1986

in Münster

Das globale Klima und unsere Umwelt

Offenbach am Main 1986

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Die für die Veröffentlichungen als Vorabdruck zur Meteorologen-Tagung Münster 1986 eingesandten Manuskripte stellen erweiterte Zusammenfassungen oder Kurzfassungen der Vorträge dar. Für ihren Inhalt sind die Verfasser verantwortlich. Die Wiedergabe dieser Zusammenfassungen nimmt eine spätere ausführliche Darstellung der Vorträge und ihre Veröffentlichung durch die Autoren an anderer Stelle nicht vorweg.

ISSN 0072-4122

ISBN 3-88148-226-1

Herausgeber und Verlag:

Deutscher Wetterdienst, Zentralamt, Frankfurter Straße 135
D-6050 Offenbach am Main

Redaktionsschluß: 7. Februar 1986

INHALT

	Seite
Vorwort	XI
Festvortrag	
OESCHGER, H. (Bern): Erforschung der Klima- und Umweltsysteme aufgrund der Analyse von Eisbohrkernen	1
1 Methoden der Klimaforschung	
1.1 Beobachtungen	
CEHAK, K. (Wien): Klimadaten – ihre Beobachtung, Verarbeitung und Speicherung (Übersichtsvortrag)	4
WEBER, K.-H.; HENSE, A.; GLOWIENKA-HENSE, R.; FLOHN, H. (Bonn): Variationen des Wasserdampfgehaltes in der unteren Troposphäre zwischen 20 °N und 20 °S während der letzten 20 Jahre	5
SCHÖNWIESE, CHR.-D. (Frankfurt a. M.): Die statistische Abschätzung des reinen und äquivalenten CO ₂ -Signals in klimatologischen Zeitreihen	7
RAATZ, W. E. (Offenbach): Atmosphärischer Ferntransport von anthropogenen Aerosolen in und durch die Arktis	9
BISSOLLI, P.; SCHÖNWIESE, CHR.-D. (Frankfurt a. M.): Der Einfluß des Vulkanismus auf die bodennahe Lufttemperatur 1781–1984	11
RUPRECHT, E.; HANTEL, M.; SPETH, P. (Kiel, Bonn, Köln): Diagnostische Untersuchungen der innertropischen Konvergenzzone	13
SPETH, P.; ARPE, K. (Köln, Reading): Zeitliche und räumliche Veränderlichkeit der atmosphärischen Energetik	15
ISEMER, H.-J.; HASSE, L. (Kiel): Vertikale Energieflüsse und meridionaler Wärmetransport im Nordatlantik	17
GLOWIENKA-HENSE, R. (Bonn): Die Nordatlantik-Oszillation (NAO) im Bodendruck und ihre Bedeutung für den atlantisch-euro- päischen Raum	19
BIRRONG, W. (Frankfurt a. M.): Multivariate statistische Untersuchungen zur Paläoklimatologie Mitteleuropas	21
MALCHER, J. (Frankfurt a. M.): Statistische Analyse säkularer Temperaturreihen	23
FLEER, H.; SCHNEIDER, U. (Darmstadt): Zeitreihen- und Kompositanalyse äquatorialer Schiffsbeobachtungen	25
WEINGÄRTNER, H. (Traben-Trarbach): Zur Methode der Korrelationsanalyse in der Klimaforschung	27
STUHLMANN, R.; KNOTTENBERG, H.; RASCHKE, E.; WIEGNER, M. (Köln): Eine Genauigkeitsanalyse von Satellitenexperimenten zur Messung der Strahlungsbilanz	29

1.2 Prozesse	Seite
MEINCKE, J. (Hamburg): Klimawirksame Transportprozesse im Ozean (Übersichtsvortrag)	31
HANTEL, M. (Bonn): „Messung“ subskaliger Klimaprozesse durch Diagnose skaliger Haushalte	34
LAUTENSCHLAGER, M.; EPEL, D.; THACKER, W. C. (Geesthacht; Miami/Fl.): Subgrid-Parametrisierung in Strömungen mit Helizität	36
ROCKEL, B.; RASCHKE, E.; ZHAO, G. (Köln): Über die Modellierung von Strahlungs- und Wolkeneigenschaften für Modelle der allgemeinen Zirkulation und des Klimas	38
WENDLING, P.; FINGER, J. E. (Oberpfaffenhofen): Zur Frage der Wechselwirkung von Advektion, Strahlung, Turbulenz und Mikrophysik bei der Bildung arktischer Stratuswolken	40
ESSER, G. (Osnabrück): Zum Kohlenstoff-Austausch zwischen Atmosphäre und terrestrischer Biosphäre	42
EMEIS, ST.; FIEDLER, F. (Karlsruhe): Strömungswiderstand orographischer Hindernisse mit einem mesoskaligen Modell berechnet ...	44
FORKEL, R.; ZDUNKOWSKI, W. (Mainz): Ein zweidimensionales numerisches Modell zur Nebelprognose	46
WOLLENWEBER, F. (Traben-Trarbach): Die Verdunstung verschiedener Vegetationstypen und ihre Modellierung durch ein einfaches Bestandsklimamodell	48
CLAUSSEN, M. (Geesthacht): Ein Vergleich verschiedener Modelle zur Berechnung der Bodentemperatur und Bodenfeuchte ..	50
CZEPLAK, G. (Hamburg): Messung, Berechnung und Parametrisierung der atmosphärischen Wärmestrahlung	52
HÄNEL, G.; BUSEN, R.; SCHLOSS, R. (Frankfurt a. M.): Erwärmung der Atmosphäre infolge Absorption kurzwelliger Strahlung in Teilchen	54
BEHENG, K. D.; DOMS, G. (Frankfurt a. M.): Ein Vergleich zwischen detaillierter und parametrisierter Formulierung von Tropfen/Tropfen-Koagulationsmechanismen	56
BECKER, P. (Hamburg): Ein einfaches Parametrisierungsschema zur Bestimmung der relativen Bedeckung durch Cumuluswolken	58
WAMSER, CHR.; KELLNER, G. (Bremerhaven): Physikalische Prozesse in der atmosphärischen Grenzschicht am Packeisrand	60
KOTTMEIER, CHR.; BELITZ, H.-J.; STUCKENBERG, H.-U. (Hannover): Atmosphärische Prozesse am Rande des antarktischen Kontinents	62
 1.3 Modelle	
GRASSL, H. (Geesthacht): Skalenabhängige Modelle für die Klimaforschung (Übersichtsvortrag)	64
BACH, W. (Münster): Klimamodelle: Ihre Anwendung in der Spurengas- und Wirkungsforschung (Übersichtsvortrag) ..	67

	Seite
METZ, W. (München): Klimamodell mit stochastischer Anregung	72
BIERCAMP, J. (Hamburg): Interaktive Kopplung von ozeanischen Deckschichtmodellen an atmosphärische Zirkulationsmodelle	74
FISCHER, G. (Hamburg): Gebirgseffekte bei Blockbildungen in einem Zirkulationsmodell. Betrachtung der Drehimpulsbilanz	76
HEISE, E. (Offenbach): Wolkenparametrisierung mit einem statistischen Verfahren	78
LATIF, M. (Hamburg): Modellmäßige Untersuchung der niederfrequenten Variabilität im äquatorialen Pazifik	80
SAUSEN, R. (Hamburg): Gekoppelte Ozean-Atmosphären-Modelle ohne Drift der prognostischen Variablen	82
BRUNS, TH. (Hamburg): Beiträge quasi-geostrophischer Dynamik zur großräumigen atmosphärischen Variabilität	84
JUNG, H. J.; BACH, W. (Münster): Simulation des Einflusses atmosphärischer Spurengase auf die global gemittelte Temperaturverteilung	86
KIRK, E.; STORCH, H. v.; SCHLESE, U. (Hamburg): Das Hamburger Referenzexperiment mit dem T21-Modell und der Einfluß der Wasseroberflächentemperatur auf das Modellklima	88
ROECKNER, E. (Hamburg): Simulation der Wolkenbedeckung in einem Klimamodell	90
STORCH, H. v.; CUBASCH, U. (Hamburg, Reading): Die Antwort der globalen Atmosphäre auf die außergewöhnliche El Niño Meeresoberflächentemperaturanomalie im Januar 1983 – Simulation –	92
STORCH, H. v.; DOBERITZ, R. (Hamburg): Die Antwort der tropischen Atmosphäre auf die außergewöhnliche El Niño Meeresoberflächentemperaturanomalie 1982/83 – Beobachtung –	94
DETERING, H. W.; ETLING, D.; WAMSER, M. (Offenbach, Hannover): Modellsimulationen zum Küstenexperiment PUKK	96
ADRIAN, G. (Karlsruhe): Die Bedeutung der Initialisierung für die instationäre Simulation mesoskaliger Strömungen	98
EPEL, D.; KAPITZA, H. (Geesthacht): Das dynamische Grundgerüst des Geesthachter Mesoskalenmodells	100
SCHUMANN, U.; HAUF, T.; HÖLLER, H.; SCHMIDT, H.; VOLKERT, H. (Oberpfaffenhofen): Ein mesoskaliges Klimamodell zur Untersuchung atmosphärischer Strömungen unter dem Einfluß von Orographie, Turbulenz und Wolkenphysik	102
EICHHORN, J.; SCHRODIN, R.; ZDUNKOWSKI, W. (Mainz): Numerische Simulation des urbanen Klimas mit einem dreidimensionalen Modell	104
TRAUTMANN, TH.; ZDUNKOWSKI, W. (Mainz): Solarer Strahlungstransport in realistischen Atmosphären mit dreidimensionalen Wolkenfeldern	106
WIPPERMANN, F.; GROSS, G. (Darmstadt): Rückschlüsse aus der Wanderung von Barchanen auf die vorherrschenden Windverhältnisse in Wüstengebieten	108

2 Nicht-lineare Evolutionsprozesse	Seite
FORTAK, H. (Berlin): Das „Gedächtnis“ intern offener hydrodynamischer Systeme (Übersichtsvortrag)	110
GROSSMANN, S. (Marburg): Theorie der Turbulenz aus heutiger Sicht (Übersichtsvortrag)	115
LANGE, H.-J. (Berlin): Phänomenologie der Evolution großräumiger Grenzschichtstrukturen	119
CHLOND, A. (Hamburg): Numerische Untersuchungen zur nichtlinearen Dynamik von Grenzschichtrollen	121
NEVIR, P. (Berlin): Eine nicht-lineare Theorie der baroklinen Instabilität	123
HERBERT, F. (Frankfurt a. M.): Evolutionstheoreme bei dissipativen Prozessen — generelle und meteorologische Aspekte	125
CALLIES, U. (Berlin): Beschreibung von Materie-Strahlung-Wechselwirkungen als nicht-lineare irreversible Prozesse	131
WACKER, U. (Offenbach a. M.): Thermodynamische Aspekte der Gasaufnahme in Tropfen	133
HENSE, A. (Bonn): Untersuchung des aperiodischen Verhaltens der Southern Oscillation mit Methoden der nicht-linearen Systemanalyse	135

3 Wissenschaftliche Themen der Fachausschüsse

3.1 Physikalische Ozeanographie

SIEDLER, G. (Kiel): Die Ventilation der Warmwassersphäre im Nordatlantik (Übersichtsvortrag)	137
BARKMANN, W. (Kiel): Die Entstehung des subtropischen Mode-Wassers, simuliert mit einem entlang einer Trajektorie integrierten Deckschichtmodell	141
WENZEL, M. (Kiel): Bestimmung der Zirkulation des Nordatlantik aus klimatologischen Daten	143
STAHLMANN, J. (Kiel): Zur Korrelation von Wind und den Trajektorien satelliten-georteter Triftbojen	145
BACKHAUS, J. O. (Hamburg): Atmosphärisch bedingte Variabilität der Zirkulation des nordeuropäischen Schelfmeeres	147
LIPPERT, A. (Kiel): Winderzeugte barokline Rossbywellen	148
QUADFASEL, D. (Hamburg): Zirkulation des Roten Meeres	149
STRAMMA, L. (Kiel): Satellitenbeobachtungen atmosphärisch bedingter Änderungen der Oberflächentemperatur des Ozeans	150

3.2 Meteorologische Fragen des Umweltschutzes

BAUMÜLLER, J. (Stuttgart): Bericht über die Ergebnisse der Arbeiten im Fachausschuß AKUMET	*
---	---

*) Bei den mit * gekennzeichneten Titeln lag bei Redaktionsschluß kein Manuskript vor.

	Seite
CARIUS, D. (Berlin):	
Eine statistische Methode zur Immissionsprognose	152
AMTMANN, R.; MAYER, H. (München):	
Die Energiebilanzen von ausgewählten Oberflächenarten im Stadtgebiet von München	154
WAMSER, M.; HAENEL, H.-D. (Hannover):	
Numerische Simulation turbulenter Diffusion über unebenem Gelände	156
SARDEMANN, G. (Karlsruhe):	
Nutzung des Modells MESOS und seiner Datenbasis im Rahmen systemanalytischer Studien zur weiträumigen Ausbreitung von Luftverunreinigungen	*
SCHATZMANN, M.; KÖNIG, G.; LOHMEYER, A. (Hamburg, Karlsruhe):	
Einsatzmöglichkeiten des Windkanals bei der Lösung mikrometeorologischer Probleme	158
KÖNIG, G.; SCHATZMANN, M. (Hamburg):	
Ausbreitung störfallartig freigesetzter schwerer Gase	160
3.3 Flugmeteorologie	
PAULUS, R. F. (Traben-Trarbach):	
Bericht über die Ergebnisse der Arbeit des Fachausschusses Flugmeteorologie	*
CAESAR, H.; HILLER, H.; MALKOWSKI, G.; SWACZINA, H. (Frankfurt a. M., Bremen):	
Der Einfluß von Wetter und Wettervorhersage auf kritische Phasen eines Fluges	*
PENGEL, K.; TETZLAFF, G. (Hannover):	
Wirbelschleppenverlagerung am Boden	*
HOFFMANN, H.-E.; ROTH, R. (Oberpfaffenhofen):	
Der Eisansatz in Abhängigkeit von wolkenphysikalischen Parametern	162
FUCHS, W. (ROTH):	
Eisansatzberechnungen an zylindrischen Stäben nach dem Bain-Modell und Vergleich mit experimentellen Ergebnissen	164
PIETZNER, B. (Hannover):	
Der Einfluß der planetaren Grenzschicht auf die Vertikalstruktur der Horizontalsicht bis 300 m Höhe	166
PISTORIUS, H.-J. (Traben-Trarbach):	
Operationelle mesoskalige Ceilinganalyse und -vorhersage mit Hilfe statistisch-klimatologischer Methoden	168
GEB, M.; LINDEMANN, C.; WEHRY, W. (Berlin):	
Der Einfluß von wetteraktiven Fronten auf Sichtflugbedingungen. Bericht über eine Voruntersuchung für ein Forschungs-Projekt	170
Poster	
ADAMS, L. J.; TETZLAFF, G. (Hannover):	
Hydrologische Verhaltensmuster von abflußlosen Seen und ihre Rolle in der Paläoklimaforschung	172
BECKMANN, A. (Kiel):	
Modellierung mesoskaliger Prozesse an ozeanischen Fronten	174
BEHR, H. D. (Hamburg):	
Kleinräumige und kurzzeitige Variabilität der Globalstrahlung in der Bundesrepublik Deutschland	176
BEHR, H. (Hamburg):	
Verifikation einer Kumulus-Konvektionsparametrisierung unter Verwendung von Datensätzen aus tropischen und mittleren geographischen Breiten	178

*) Bei den mit * gekennzeichneten Titeln lag bei Redaktionsschluß kein Manuskript vor.

	Seite
BELITZ, H.-J.; STUCKENBERG, H.-U.; KOTTMEIER, CHR. (Hannover): Grenzschichtuntersuchungen und aerologische Messungen an der Antarktischforschungsstation Georg von Neumayer	180
BEHRENDT, J.; BENESCH, B. (Offenbach): Klimadaten der Bundesrepublik Deutschland	182
ENNENGA, U.; HASSE, L. (Kiel): Lokal optimale Bestimmung des Windfeldes auf See aus Wind- und Druckbeobachtungen mit einer Inversmethode	184
ESSEN, H.-H. (Hamburg): Synoptische Strömungsfelder vor der Westküste Norwegens, gemessen mit einem Hochfrequenz- Radar	186
ESSER, G. (Osnabrück): Dynamik klimabeeinflussender Landnutzungsänderungen mittels Satellitenbild-Auswertung	188
FIEDLER, F.; EMEIS, ST. (Karlsruhe): Kanalisation der atmosphärischen Strömung durch Täler	190
GROSS, G. (Darmstadt): Veränderung des Lokalklimas durch Abholzungen — ein numerisches Simulationsexperiment ...	192
HAINBUCHER, D.; POHLMANN, T. (Hamburg): Schadstoffausbreitung in der Nordsee: Simulationsergebnisse eines Zirkulations- und Transport- modells	*
HEIMANN, D. (Oberpfaffenhofen): Microcomputer-Einsatz bei der Segelflugwetterberatung	194
HELLMER, H.; BEHRENS, A. (Bremerhaven): Hydrographie der Weddel-See	*
HESSLER, G. (Kiel): Messungen in der bodennahen Luftschicht während PUKK	196
JOCHUM, A. M.; WILLEKE, H. (Oberpfaffenhofen): Turbulenzstruktur der konvektiven Grenzschicht aus Motorseglermessungen	*
KAMINSKI, U.; WINKLER, P. (Hamburg): Anstieg des Staubmassengehalts der Luft in Hamburg	198
KRAMM, G.; HERBERT, F. (Frankfurt a. M.): Numerische Simulation von Photosmog in einem dynamisch-kinetischen Modell der atmosphä- rischen Grenzschicht	200
LEVKOV, L.; EPPEL, D. (Geesthacht): Test of a simple cloud model with precipitation	202
MENGENKAMP, H.-T.; APEL, U.; LOHSE, H.; SIEWERS, H. (Geesthacht): Das Pellworm-Watt-Experiment 1985	*
RAASCH, S. (Hannover): Entwicklung von Wirbelrollen bei Kaltluftausbrüchen über dem Meer — Eine numerische Fall- studie	204
RASCHKE, E.; DIEKMANN, F.; GRATZKI, A.; JACOBS, H.; RIELAND, M. (Köln): Satellitenmessungen der Bewölkung und Globalstrahlung für eine globale Statistik	224
RUPPERSBERG, G. H. (Oberpfaffenhofen): Neues zur Sichtbarkeit von Signallicht unter dem Einfluß der Atmosphäre	206

*) Bei den mit * gekennzeichneten Titeln lag bei Redaktionsschluß kein Manuskript vor.

SCHICKEL, K.-P. (Oberpfaffenhofen):	
Bestimmen von „vereisenden Wolken“ durch Satellitenbilder und Flugzeugmessungen	208
SCHMETZ, J.; GÄRTNER, V.; MASON, B.; TURPEINEN, O. (Darmstadt):	
Operationelle Auswertung von METEOSAT-Daten	210
SOMIESKI, F.; MANNSTEIN, H. (Oberpfaffenhofen):	
Modellrechnungen zur thermisch induzierten mesoskaligen Gebirgswindzirkulation	212
VIEHOFF, TH. (Kiel):	
Analyse von mesoskaligen Temperatur- und Trübungsfeldern	214
VOGEL, B. (Karlsruhe):	
Orographische Beeinflussung von regionalen Strömungsverhältnissen am Beispiel des Neuwieder Beckens – Numerische Simulationen	216
WALCZEWSKI, J. (Krakau):	
Verläufe von Sodar-Echos als klimatologische Charakteristik der Grenzschicht	218
WEBER, K.-H. (Bonn):	
Zur Variabilität von Meeresoberflächentemperaturen	220
WITTICH, K.-P.; HARTMANN, J.; ROTH, R. (Hannover):	
Eine Statistik der mit nächtlichen Grenzschichtstrahlströmen verbundenen Windscherung in Norddeutschland	222
Autorenverzeichnis	227

Vorwort

Als im Jahre 1977 der damalige Vorsitzende der **Deutschen Meteorologischen Gesellschaft** die Meteorologentagung in Garmisch-Partenkirchen eröffnete, bezeichnete er das Thema „Klima und Klimamodelle“ als ein besonders aktuelles Thema der Fachsitzung, von dem er hoffe, daß uns die Vorträge der Tagung dem Verständnis des Klimas näherbringen mögen.

Nun, neun Jahre später, lädt die **Deutsche Meteorologische Gesellschaft** erneut zu ihrer in dreijährigem Abstand stattfindenden Tagung ein, und wieder finden Sie auf dem Programm die Erforschung unseres Klimas als einen Schwerpunkt der zu behandelnden Themen. Es ist nicht so, daß dem Programmausschuß ein Mangel an Einfallsreichtum zur Definition neuer Themen vorzuwerfen wäre, sondern vielmehr, daß der Themenkreis Klimaforschung nicht an Aktualität eingebüßt hat und derzeit dank der Förderung durch den Bundesminister für Forschung und Technologie und durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft in vielen meteorologischen Forschungsstätten in der Bundesrepublik zum zentralen Forschungsthema geworden ist. Dies ist angesichts der Bedeutung des Klimas und seiner möglichen anthropogenen Veränderung durchaus zu begrüßen, und zahlreiche Beiträge, die dem Programmausschuß zu diesem Thema vorlagen, bestätigen diese Entscheidung. Der Vorschlag des Programmausschusses beschränkte die Vortragsanmeldungen zum Thema Klimaforschung auf Beobachtungen, Prozesse und Modelle. Anthropogene Einflüsse auf das Klima und die Wechselwirkung zwischen Klima und Mensch bzw. Klima und Ökosystem müssen einer späteren Behandlung vorbehalten werden. Sie können auf dieser Tagung nur am Rande berührt werden. Der Übersichtsvortrag von Professor Dr. *W. Bach* wird jedoch diesen wichtigen Klimaaspekt behandeln. Die Erforschung des Klimas unseres Planeten gebietet die Einbeziehung der Ozeane, deren Wechselwirkung mit der Atmosphäre einen regionalen und auch globalen Einfluß ausübt. Es ist von daher selbstverständlich, daß dem Fachausschuß „Physikalische Ozeanographie“ eine maßgebliche Bedeutung bei der Gestaltung des Programms zukommt. Das Thema der Tagung „Das globale Klima und unsere Umwelt“ ist vorzüglich geeignet, die enge Verknüpfung der physikalischen Ozeanographie mit der Meteorologie zu unterstreichen.

Die von Professor Dr. *H. Fortak* und Professor Dr. *F. Herbert* vorbereitete Sitzung über „nicht-lineare Evolutionsprozesse“ soll in ein neues Forschungsgebiet einführen und zeigen, daß Evolutionsvorgänge bei hydrodynamischen Systemen mit Dissipation klimabildende Bedeutung besitzen.

Die **Deutsche Meteorologische Gesellschaft** hat in den vergangenen Jahren mehrere Fachausschüsse gegründet. Deren Ziel ist eine vertiefte Behandlung fachspezifischer anwendungsorientierter Fragestellungen auf dem Gebiet der Umweltforschung und der Flugmeteorologie durch Kollegen mit besonderer Kompetenz in diesen Bereichen unseres Faches. Diese Fachausschüsse sollen auch als überregionale Einrichtungen der Gesellschaft durch eigene Arbeitstagungen die wissenschaftliche Entwicklung ihres Interessengebietes fördern und ein Diskussionsforum für die auf diesen Gebieten tätigen Meteorologen bilden. Von dieser Möglichkeit haben in den vergangenen Jahren insbesondere die Flugmeteorologen regen Gebrauch gemacht. Der Arbeit der Fachausschüsse ist eine besondere Sitzung der Tagung gewidmet. Die Fachausschüsse beabsichtigen, die von ihnen erarbeiteten Ergebnisse dem größeren Kreis der Tagungsteilnehmer vorzustellen.

Die Vorbereitung des Programms der Meteorologentagung 1986 lag in den Händen des Programmausschusses unter Vorsitz von Herrn Professor Dr. *M. Hantel* sowie des Organisationsausschusses unter Vorsitz von Herrn Dr. *J. Löbel*. Den Kollegen, die sich in den beiden Ausschüssen für das gute Gelingen der Tagung eingesetzt haben, gilt unser besonderer Dank. Wiederum ist es uns durch die Unterstützung des Deutschen Wetterdienstes möglich, den Tagungsband mit den Vortragsveröffentlichungen zu Beginn der Tagung vorzulegen. Dem Herrn Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes sei dafür besonders gedankt, aber auch den Vortragenden, die ihre Manuskripte termingerecht eingereicht haben.

So bleibt die Hoffnung, daß die Tagung erfolgreich verlaufen wird und Sie alle für Ihre künftige Arbeit Gewinn aus den dargebotenen Beiträgen ziehen.

Frankfurt am Main, den 3. Februar 1986

Prof. Dr. Hans-Walter Georgii
Vorsitzender der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft e. V.

Prof. H. Oeschger, Physikalisches Institut der Universität Bern,
Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

EINLEITUNG

Verschiedene Umstände haben in den letzten Jahren der Klimaforschung neuen Aufschwung verliehen. Einerseits sind es Fragen, die sich im Zusammenhang mit den menschlichen Eingriffen in das Klimasystem stellen, wie die Anstiege von CO₂, Spurengasen und Aerosolen. Andererseits erweitern Satellitenbeobachtung, Datenbearbeitung und Modellierung mittels Computer sowie Entwicklungen in der Analyse von chemischen Spuren und Isotopenverhältnissen in Sedimenten, in organischem Material, vor allem aber auch in polaren Eisbohrkernen, das Spektrum der Methoden des Studiums der komplexen natürlichen Systeme.

Ziel dieses Vortrags ist es zu zeigen, wie uns rekonstruierte Experimente, die die Natur in der Vergangenheit durchgeführt hat, Anhaltspunkte bezüglich wichtiger Mechanismen geben und es gestatten, Modelle zu entwickeln und zu validieren.

NATURERLICHES EIS, EIN ARCHIV FUER NATURVORGAENGE

Im Eis der Polarkappen und der Gletscher ist mit grosser Auflösung Information über die atmosphärische Zusammensetzung in früheren Zeiten gespeichert. Die nicht gasförmigen Luftkomponenten werden mit den Schneeflocken ausgewaschen. Diese wandeln sich in Firnkörner um, die mit zunehmender Tiefe zusammensintern, und im Firn-Eisübergang erfolgt sodann der physikalische Einschluss der Luftgase in ihrer jeweiligen Zusammensetzung. Bis heute liegen Eisbohrkerne aus Grönland und der Antarktis vor, die Niederschläge enthalten, die bis zu 150'000 Jahre vor heute gefallen sind.

DIE SAUERSTOFFISOTOPENVERHAELTNISSE ¹⁸O/¹⁶O IN DEN WASSERMOLEKUELEN ZEIGEN JAHRESZEITLICHE VARIATIONEN UND WIDERSPIEGELN DIE KLIMASCHWANKUNGEN

Bei der Verdunstung wird H₂¹⁸O im Vergleich zu H₂¹⁶O abgereichert, bei der Kondensation entsprechend angereichert. Ueber den Kontinenten nimmt da-

durch der H₂¹⁸O-Gehalt der Luftfeuchtigkeit mit zunehmendem Ausregnen ab. Dieser Effekt ist umso stärker, je grösser die Temperaturgradienten sind. Das ¹⁸O/¹⁶O-Verhältnis zeigt somit in den Niederschlägen saisonale Variationen, aber auch Variationen mit klimatischen Aenderungen:

- Die saisonalen ¹⁸O-Schwankungen gestatten es, bis etwa 10'000 Jahre zurück Jahresschichten abzuzählen und Aenderungen der Akkumulation zu erkennen.
- In allen Bohrkernen Grönlands und der Antarktis lässt sich sehr deutlich der Eiszeit-Nacheiszeitübergang erkennen (Figur 1). Die grönländischen ¹⁸O-Profile lassen sich in diesem Bereich mit ¹⁸O-Profilen, gemessen an Seekarbonaten aus dem Alpenraum, korrelieren. Der ¹⁸O-Verlauf des Vostok-Bohrkerns (Antarktis) zeigt bis vor das letzte Interglazial (Eem) zurück Aehnlichkeiten mit den an benthonischen Foraminiferen in Tiefseebohrkernen gemessenen ¹⁸O-Verläufen.
- Die ¹⁸O-Profile der grönländischen Bohrkernkerne, wie aber auch die Konzentrationen von Staub, Anionen und ¹⁰Be, zeigen eindeutig, dass vor etwa 30'000 bis 80'000 Jahren vor heute das Klima im nordatlantischen Raum zwischen zwei quasi-stabilen Zuständen hin und her oszillierte, die wahrscheinlich durch zwei verschiedene Strömungsmuster des Nordatlantiks bestimmt waren.

DIE GESCHICHTE DER ATMOSPHAERISCHEN CO₂-KONZENTRATION

Nach langen Vorarbeiten gelang es, eine Messtechnik zu entwickeln, die es ermöglicht, den CO₂-Gehalt der in wenigen Kubikzentimetern Eis eingeschlossenen Luft auf etwa 1 % genau zu messen. Zwei Fragestellungen stehen im Vordergrund dieser Forschung: "Welches war die vorindustrielle atmosphärische CO₂-Konzentration?" und "Gab es auch natürliche CO₂-Schwankungen?". Folgende Antworten zeichnen sich ab:

- Für die Periode 500 - 1800 A.D. wurden in der im Eis eingeschlossenen Luft CO_2 -Konzentrationen von ungefähr 280 ppmV gemessen, mit Schwankungen innerhalb der Messfehler von ± 3 ppmV. Im 19. Jahrhundert begann die CO_2 -Konzentration anzusteigen, vorerst wohl hauptsächlich bedingt durch die Rodung grosser Waldflächen, z.B. auf dem nordamerikanischen

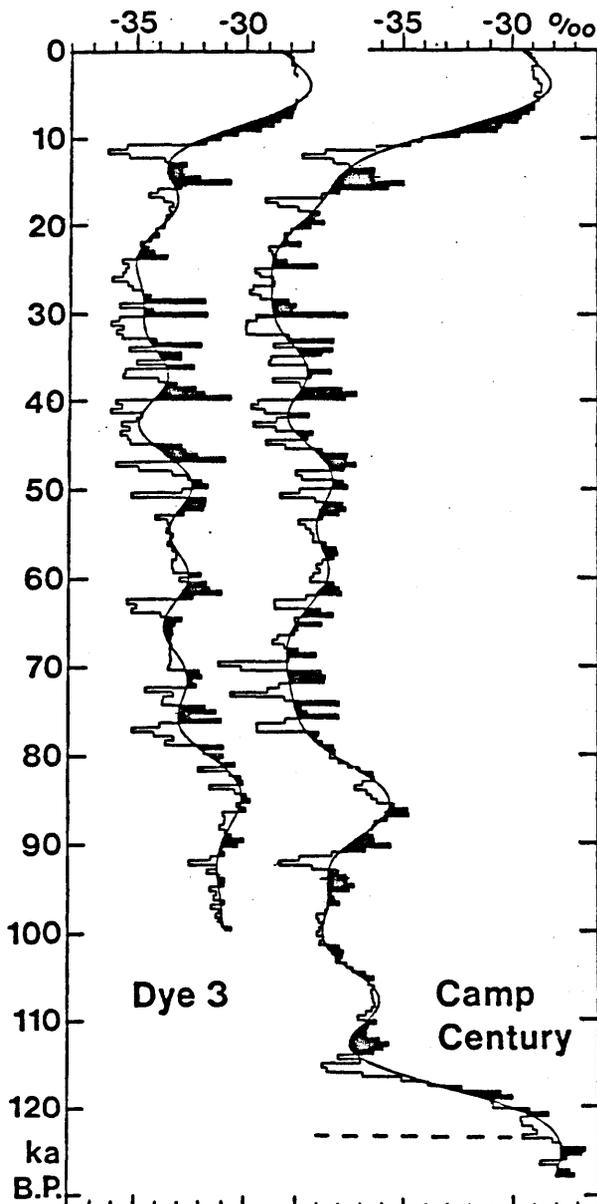


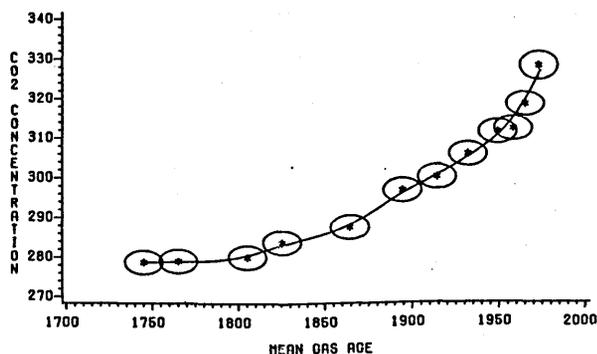
Fig. 1. $\delta^{18}\text{O}$ -Profile, gemessen an Eisbohrkernen von Dye 3, Südgrönland (0-1982 m Tiefe) und Camp Century, Nordwestgrönland (0-1370 m Tiefe). Die Zeitskala basiert auf Annahmen von Dansgaard et al. [1982], Science 218, 1273-1277. Speziell zu beachten sind die schnellen, ausgeprägten $\delta^{18}\text{O}$ -Schwankungen im Bereich zwischen 30'000 und 80'000 Jahren.

kontinent (Figur 2). Während den letzten Jahrzehnten scheint der CO_2 -Anstieg hauptsächlich durch die Nutzung von fossilen Brennstoffen verursacht zu sein. Die CO_2 -Konzentration in Luftproben, die 1970 und 1960 im Eis eingeschlossen wurden, gestatten den Vergleich mit den direkten Messungen an Luft auf Mauna Loa, Hawaii; die gute Übereinstimmung spricht sehr dafür, dass die CO_2 -Konzentration der im Eis eingeschlossenen Luft der atmosphärischen Konzentration zur Zeit des Einschlusses entspricht. Auch über den teilweise sehr raschen Anstieg von Spurengasen (wie CH_4) geben Messungen an Eisbohrkernen Auskunft.

- Während der Nacheiszeit war die CO_2 -Konzentration einigermaßen konstant und lag im Bereich von 270 - 300 ppmV. Grosse Beachtung fand die Erkenntnis, dass die CO_2 -Konzentration vor dem Ende der letzten Eiszeit nur etwa 180 - 200 ppmV betragen haben muss. Diese Beobachtung löste Fragen aus bezüglich der Regulationsmechanismen der atmosphärischen CO_2 -Konzentration, aber auch der möglichen Beeinflussung des Erdklimas durch natürliche CO_2 -Schwankungen, erfolgt doch der Anstieg zu den höheren

nacheiszeitlichen Werten praktisch parallel dem durch den $\delta^{18}\text{O}$ -Anstieg festgehaltenen Klimaübergang. Am Eisbohrkern von Vostok (Antarktis) konnte durch das "Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement", Grenoble, gezeigt werden, dass auch der Übergang von der Riss-Eiszeit zum Eem-Interglazial von einem CO_2 -Anstieg begleitet war, der mit demjenigen am Ende der Würmeiszeit praktisch übereinstimmt.

CO_2 CONCENTRATION IN THE SIPLE CORE



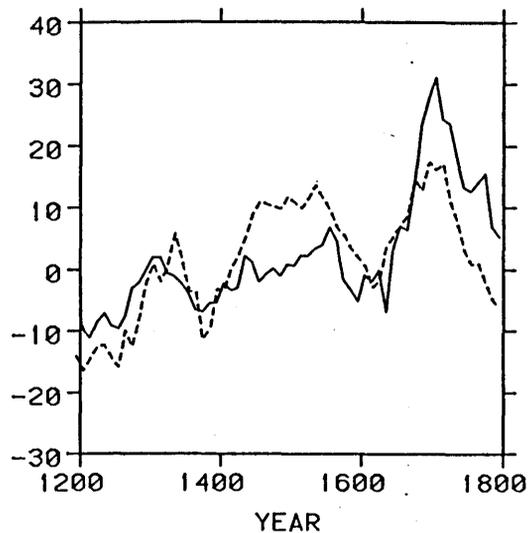
Figur 2. Die im Eis gemessenen CO_2 -Konzentrationen stimmen im Bereich 1960-1970 befriedigend mit den atmosphärischen CO_2 -Messungen auf Mauna Loa, Hawaii, überein [Neftel et al. (1985), Nature 315, 6014, 45-47].

BESCHLEUNIGER-MASSENSPEKTROMETRIE
ERMOEGLICHT DIE MESSUNG DURCH DIE
KOSMISCHE STRAHLUNG PRODUZierter
RADIOISOTOPE

^{14}C -Messungen an Baumringen zeigen, dass die atmosphärische ^{14}C -Konzentration nicht konstant war. Einerseits treten von Zeit zu Zeit Abweichungen von etwa 2 % während ca. 200 Jahren auf, andererseits lässt sich auch ein langfristiger Trend, eine Abnahme um etwa 8 % seit 8000 Jahren vor heute, feststellen. Die Erklärung für diese Schwankungen wurde in Änderungen der ^{14}C -Produktion durch solare oder geomagnetische Modulation der kosmischen Strahlung, aber auch in Schwankungen der Austauschdynamik von CO_2 im System Atmosphäre - Biosphäre - Ozean, gesucht.

Dank der neuen, hochempfindlichen Beschleuniger-Massenspektrometrie ist es nun auch möglich, mit ^{10}Be (neben ^{14}C) ein weiteres, durch die kosmische Strahlung produziertes Radioisotop mit grosser Auflösung in Eisbohrkernen zu messen. Die ^{10}Be -Profile zeigen die Sonnenmodulation der kosmischen Strahlung (11-Jahres-Zyklus), die Perioden der ruhigen Sonne (wie das Maunder-Minimum 1640 - 1710 A.D.) und noch nicht völlig verstandene hohe Konzentrationen in gewissen Abschnitten der letzten Eiszeit. Der Vergleich der ^{10}Be -Daten mit den ^{14}C -Daten zeigt, unter Zuhilfenahme von CO_2 -Kreislaufmodellen, dass mit Sicherheit die kurzfristigen ^{14}C -Schwankungen (Figur 3), aber auch mit einiger Wahrscheinlichkeit der langfristige Trend, Produktionsschwankungen zuzuschreiben sind. Die drastischen Änderungen des Umweltsystems bei einem Eiszeit-Nacheiszeitübergang haben jedoch mit grosser Wahrscheinlichkeit auch zu ^{14}C -Schwankungen im atmosphärischen CO_2 geführt.

C-14 [MODEL] AND C-14 [MEASURED]



Figur 3, Abweichungen der atmosphärischen ^{14}C -Konzentrationen ($\Delta^{14}\text{C}$) von einem Standard. Gestrichelte Linie: Baumringmessungen von Stuiver und Quay [1980], Science 207, p. 11. Ausgezogene Linie: Modellberechnete $\Delta^{14}\text{C}$ -

Werte unter der Annahme, dass die in einem Eisbohrkern gemessenen ^{10}Be -Schwankungen den ^{14}C -Produktionsschwankungen proportional sind [Beer et al. (1983), 18th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, Aug.22-Sept.3, Proc., Late Papers Vol. 9, 317-320].

SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die Analyse von Eisbohrkernen mit modernsten analytischen Methoden hat es ermöglicht, teilweise grundsätzlich neuartige Information über die Geschichte des Klima- und Umweltsystems zu erhalten. Dabei wurden nicht nur Parameter erschlossen, die das passive Systemverhalten charakterisieren, wie z.B. das $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ -Verhältnis im Wassermolekül, sondern auch solche, deren Änderungen sich bei Klimaveränderungen möglicherweise aktiv auswirken, wie SO_4^- -Gehalt (atmosphärische Trübung), CO_2 - und CH_4 -Gehalte der Luft (Infrarotabsorption) und der ^{10}Be -Gehalt (solarer Einfluss auf die Erdoberfläche, möglicherweise korreliert mit ^{10}Be -Schwankungen).

Zusammen mit den anderen Entwicklungen der Klimatologie (Satellitenbeobachtung, Computermodelle, Erschliessung der Information in Sedimenten) verspricht die Eisbohrkernforschung noch vor wenigen Jahren kaum erwartete Fortschritte auf dem Gebiet des Verständnisses der natürlichen Systeme.

KLIMADATEN - IHRE BEOBACHTUNG, VERARBEITUNG UND SPEICHERUNG (Übersichtsvortrag)

Von K. Cehak, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Wien und Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Ohne Beobachtungsdaten ist Klimatologie undenkbar, selbst eine rein theoretisch erstellte Klimatologie müßte an Beobachtungen auf ihre Richtigkeit überprüft werden. Dies hat auch die WMO anerkannt, indem sie ihrem Weltklimaprogramm durch den Teil Weltklimadatenprogramm Einleitung und gesunde Basis verlieh. Europa ist so glücklich, schon in sehr früher Zeit und an vielen Orten Menschen besessen zu haben, deren Interesse am Wetter und Klima so groß war, daß sie regelmäßig Aufzeichnungen über ihre Beobachtungen führten. Noch bevor es Instrumente gab, wurden Augenbeobachtungen durchgeführt und festgehalten. Zusammen mit den instrumentell durchgeführten späteren Beobachtungen dienen sie nun als Grundlage für unser Studium der Klimaänderungen in historischer Zeit.

Es war ein langer Weg, bis sich eine Einheitlichkeit der Beobachtungen und Messungen erzielen ließ, ohne die eine wissenschaftliche Verwertung der Beobachtungsdaten nicht möglich ist. Obwohl man die Notwendigkeit der Einheitlichkeit erkannt hatte, ließ sie sich erst in die Praxis einführen, als die Instrumentenbaukunst so weit gediehen war, daß die Einzelgeräte untereinander vergleichbar waren und das Meßergebnis unabhängig vom Einzelgerät. Dann war eine einheitliche Skala vorzugeben, damit eine Meßangabe von jedermann verstanden und gleichartig aufgefaßt werden konnte. Erst als diese Voraussetzungen gegeben waren, konnten die Beobachteranleitungen ihren Zweck erfüllen. Von den ersten dieser Vorschriften bis zu den Anleitungen der WMO blieben die wesentlichen Grundsätze und Grundzüge dann gleich, wie immer die technischen Details auch geändert und modernisiert wurden, ein Zeichen, wie eingehend unsere meteorologischen Vorfahren die Beobachtungsproblematik schon studiert hatten und eine Zielrichtung vorgegeben hatten, die kaum einer wesentlichen Korrektur bedurfte.

Beobachtungen werden mit dem Gedanken an eine spätere Verwendung durchgeführt, die wohl von Fall zu Fall verschieden sein wird, immer aber eine Verarbeitung der Rohdaten in irgendeiner Form bedeutet. Die Techniken dieser Verarbeitung haben im Laufe der Jahrhunderte mehr gewechselt als die Beobachtung selbst und die dafür eingesetzten Instrumente. Kartographische Darstellungen einfacher mathematischer Ausdrücke aus den Beobachtungsdaten gibt es seit Jahrhunderten. Die Aufstellung mehr oder weniger aufwendiger mathematischer Modelle lief parallel der Entwicklung in Physik und

Astronomie. Sie mündete aber in der Klimatologie in Darstellungsformen der mathematischen Statistik, die sowohl für die Anwendung als auch für die Wissenschaft einsetzbar sind. Modelle aus der theoretischen Physik stehen in der wissenschaftlichen Klimatologie heute am bisherigen Ende dieser Entwicklung, Kombinationen beider Verfahrensweisen bahnen sich an. Die moderne elektronische Datenverarbeitung ermöglichte vielfach erst den Einsatz der statistischen Verfahren höheren Ranges, die Modelle auf der Grundlage der theoretischen Physik wären ohne sie undurchführbar.

Die Einführung der elektronischen Datenverarbeitung schien auch den Ausweg aus der Raumnot der Klimaarchive zu zeigen, bis die Datenexplosion in der zweiten Hälfte unseres Jahrhunderts und die relative Unsicherheit der Datenträger aus der EDV-Technik auch dies in Frage stellte. Der Vorteil der modernen Datenverarbeitung liegt in der raschen Verfügbarkeit der Daten für maschinelle Berechnungen, wenn sie einmal in übersichtlicher und leicht zugriffsbereiter Form gespeichert sind. Es lassen sich aber nicht alle Grunddaten auf diese Weise speichern, weswegen zusätzlich auf andere technische Speichermittel zurückzugreifen ist, z.B. auf die Mikrofilme. Eine Archivierung von Beobachtungen ist nur sinnvoll, wenn man sich vorher von der Richtigkeit der Daten überzeugt hat. Daher kommt in der heutigen Zeit der Datenprüfung eine besondere Wichtigkeit zu. Nur mit einem großen Aufwand können stichhaltige Prüfungen von einigem Vollständigkeitsgrad vorgenommen werden. Auch dazu ist die Behandlung des Materials mit den Methoden der Statistik notwendig, wobei hier weniger komplizierte Methodik genügt als bei industriellen Qualitätskontrollen. Dagegen erhöhen die im Klimasystem wirkenden Rückkoppelungsprozesse den Aufwand bei der Aufstellung der Kontrollbedingungen. Das Endziel, eine hieb- und stichfeste, umfangreiche und leicht abfragbare Klimadatenbank zu besitzen, ist nur unter hohem personellen, maschinellen und finanziellen Aufwand erreichbar, weswegen es vielfach nur ein Traumziel bleibt.

VARIATIONEN DES WASSERDAMPFGEHALTES IN DER UNTEREN TROPOSPHÄRE
ZWISCHEN 20° N UND 20° S WÄHREND DER LETZTEN 20 JAHRE

K.H. Weber, A.Hense, R.Glowienka-Hense, H.Flohn
Meteorologisches Institut Universität Bonn
Auf dem Hügel 20
53 Bonn 1

1. EINLEITUNG

Untersuchungen der langfristigen Fluktuationen von Zustandsvariablen der freien Atmosphäre beschränkten sich bisher meist auf die Temperatur (z.B. Angell und Korshover, 1983). Wenig Beachtung fand jedoch der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, was sicherlich nicht zuletzt auf die Schwierigkeiten der Meßtechnik dieser Variable zurückzuführen ist. In letzter Zeit haben lediglich Angell et.al. (1984) das Verhalten zweier US-amerikanischer Stationen beschrieben und dabei gerade diesem Punkt besondere Aufmerksamkeit gewidmet. In der vorliegenden Arbeit sollen zum erstenmal vorläufige Abschätzungen der langfristigen Variationen des Wasserdampfgehaltes auf quasiglobaler Grundlage vorgestellt werden. Dieses geschieht auf der Basis von Trenduntersuchungen der Jahresmittelwerte des Mischungsverhältnis in 700 hPa und 500 hPa an 20 tropischen Radiosonden-(RS)-stationen. Erstes Ziel der Arbeit ist es festzustellen, ob ein vorhandener Trend reell ist und nicht etwa auf graduelle und/oder sprunghafte Änderungen der RS-Meßtechnik zurückzuführen ist. Dies läßt sich z.B. durch den Vergleich verschiedener RS-typen ermitteln oder durch die Analyse der räumlichen Verteilung des Trends. Weiterführende Ziele sind dann die Quantifizierung des Trends sowie der Vergleich der Fluktuationen des Wasserdampfes mit anderen klimarelevanten Variablen (etwa Lufttemperatur, Ozeantemperaturen und Southern Oscillation Index).

2. DATEN

Bisher wurden im Verlauf dieser Arbeit 20 RS-Stationen im Bereich 20° N bis 20° S untersucht (Tabelle 1), die Monatsmittelwerte für den Wasserdampfgehalt in 500 und 700 hPa, sowie die Schichtmitteltemperatur 200/850 hPa zum Teil seit 1955 melden. Die Daten sind der WMO Veröffentlichung MONTHLY CLIMATIC DATA FOR THE WORLD entnommen und, falls vorhanden, durch Archivmaterial aus dem Meteorologischen Institut Bonn ergänzt oder korrigiert worden. Soweit bekannt sind mindestens 3 unterschiedliche RS-typen im Datenmaterial vertreten: US-amerikanische, britische und französi-

sche. Für alle US-amerikanische Sonden ist zwischen 1964 und 1965 eine markante Inhomogenität in den Feuchtewerten festzustellen, die auf einer Änderung des Auswerteschemas für RS-Aufstiege beruht (Angell et.al., 1984). Die Daten aller US-amerikanischen Stationen werden deshalb erst ab 1965 betrachtet. Die Stationen Singapore und Antofagasta sind wahrscheinlich ebenfalls in ihren Feuchtemessungen inhomogen mit einem Sprung um 1970-72. Alle weiteren Reihen weisen in den Feuchtemessungen keine offensichtlichen Diskontinuitäten auf, dasselbe gilt für alle Temperaturreihen 200/850 hPa. Die indischen Stationen Bombay und Calcutta zeigen 1968 und 1969 äußerst niedrige Schichtmitteltemperaturen, was möglicherweise mit einem Wechsel der Radiosonde zusammenhängt (Parker, 1985).

3. ERGEBNISSE

Abb.1 zeigt für alle 20 RS-Stationen das Vorzeichen des linearen Trends der Jahresmittel berechnet ab 1965, b) für die 200/850 hPa Schichtmitteltemperatur, c) für das Mischungsverhältnis 700 hPa und d) dito in 500 hPa. Vorzeichen ohne (mit) Klammer stehen für signifikante (nichtsignifikante) von Null verschiedene Trends mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5 %, eine Null steht für Trendwerte, deren Absolutwerte kleiner als 10% des 95% Signifikanzniveaus sind. Fast alle Stationen, bis auf die indischen, zeigen eine Zunahme der Temperatur und die Mehrzahl der Stationen (17 von 20 in 700 hPa und 11 von 20 in 500 hPa) einen positiven Trend des Mischungsverhältnisses während der letzten 20 Jahre. Der Temperaturtrend ist bereits gut dokumentiert (Angell und Korshover, 1983 und Parker, 1985). Der Feuchtetrend ist nicht auf einen speziellen RS-typ beschränkt: amerikanische (Yap), britische (Hongkong) und französische Sonden (Atuona) zeigen einen Anstieg. Weiterhin scheinen alle Stationen der Inneren Tropen (+/- 10° Breite) den stärksten Anstieg zu zeigen. Allerdings fehlen momentan noch Stationen im afrikanischen Raum und im Bereich

des Indischen Ozeans, um eine eventuelle räumliche Kohärenz des Trendes noch besser herauszuarbeiten. Abb. 1c und d legen es nahe, daß die beobachtete Zunahme des Wasserdampfgehaltes in den Tropen wahrscheinlich ein realer Vorgang ist. Tabelle 2 gibt den mittleren Trend der 21 Stationen für die drei untersuchten Größen a) mit den indischen Stationen und b) ohne sie. Nimmt man als repräsentatives Jahresmittel des Mischungsverhältnisses in 700 hPa und 500 hPa einen Wert von 5 g/kg bzw 1.5 g/kg, so bedeuten die Zahlen in Tab.2 einen Anstieg von 0.6 g/kg (entsprechend ca. 10%) in 700 hPa und von 0.3 g/kg (ca. 20%) in 500 hPa während der letzten 20 Jahre.

4. DANKSAGUNG

Diese Arbeit wird gefördert im Rahmen des Klimaprogramms der Rheinisch-Westfälischen Akademie der Wissenschaften, Düsseldorf. Unser besonderer Dank gilt Herrn Dipl.Met. Peter Krahe, der den überwiegenden Teil der Rechnung durchgeführt hat, aber aufgrund widriger Umstände nicht mehr als Autor genannte werden konnte.

5. Literaturverweise

- Angell J.K. und J.Korshover, 1983: Global temperature variations in the troposphere and stratosphere 1958 - 1980, Mon.Wea.Rev., 111, 901-921
- Angell, J.K., W.P. Elliot und M.E.Smith, 1984: Tropospheric humidity variations at Brownsville, Texas, and Great Falls, Montana 1958-80, J.Clim.Appl.Meteor., 23, 1286-1295
- Parker D.E., 1985, The influence of Southern Oscillation and volcanic eruptions on temperature in the tropical troposphere, J. Climat., 5, 273 - 282

Tabelle 1

Stationsname	WMO-Nr.	Zeitraum	Sondentyp	Bem.
1 Hongkong	45604	1955-1984	Br.	
2 Singapore	48694	1961-1982	?	inhomo. 1970
3 Yap	91413	1959-1984	US	" 1964
4 Truk	91334	1958-1984	US	" 1964
5 Majuro	91376	1961-1984	US	" 1964
6 Wake	91245	1955-1984	US	" 1964
7 Hilo	91285	1955-1984	US	" 1964
8 Lae	94027	1957-1973 (1)	?	" 1964
9 Townsville	94294	1955-1984	Aus	
10 Atuona	91925	1967-1984	Fr	
11 Tahiti	91938	1962-1984	Fr	
12 Bogota	80222	1961-1984	?	
13 Antofagasta	85442	1957-1984	?	
14 Rio	83755	1968-1984	?	inhomo. 1972
15 San Juan	78526	1955-1984	US	
16 Brownsville	72250	1955-1984	US	inhomo. 1964
17 Abidjan	65578	1957-1984	US	" 1964
18 Nairobi	63740	1955-1984	Fr	
19 Bombay	43003	1955-1984	Br. ?	
20 Calcutta	42809	1955-1984	In	

Distribution of the RS-Stationen used

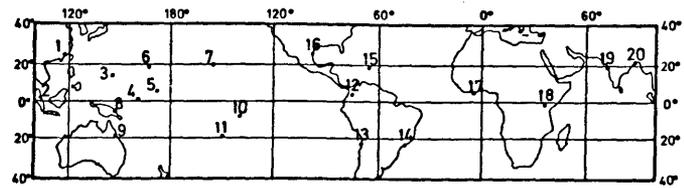


Abb.1a, Stationsnummern nach Tab.1

200/850 hPa \bar{T} Trend of annual mean

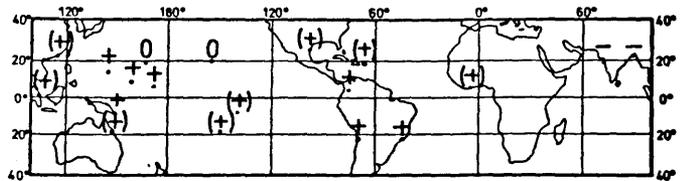


Abb.1b

700 hPa mixing ratio Trend of annual mean

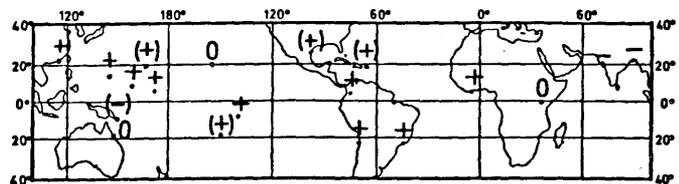


Abb.1c

500 hPa mixing ratio Trend of annual mean

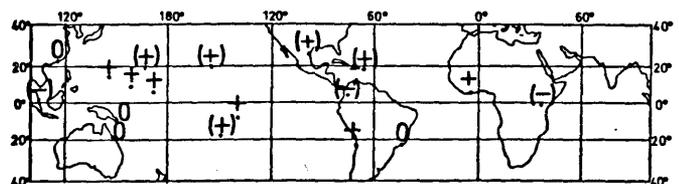


Abb.1d

Tabelle 2

	a)	b)
Trend m_{700}	0.031	0.037 (g/kg a)
Trend m_{500}	0.015	0.015 (g/kg a)
Trend $T_{200/850}$	0.016	0.034 (K / a)

DIE STATISTISCHE ABSCHÄTZUNG DES REINEN UND ÄQUIVALENTEN CO₂-SIGNALS IN KLIMATOLOGISCHEN ZEITREIHEN

Christian-Dietrich Schönwiese

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt a.M.

1 DER DETERMINISTISCHE ASPEKT

Das Problem der anthropogenen Klimabeeinflussung mit allen seinen möglichen sozioökonomischen Folgen steht weltweit im Blickpunkt des Interesses. In diesem Rahmen finden die klimarelevanten Spurengase besondere Beachtung (DWD 1985, 1986; WMO 1979, 1984); denn es handelt sich dabei um eine Klimabeeinflussung globalen Ausmaßes, wie sie die Klimageschichte bisher nicht kennt.

Es ist daher verständlich, daß in einer Vielzahl von Klimamodellrechnungen der zu erwartende anthropogene Konzentrationsanstieg atmosphärischer Spurengase simuliert worden ist um die damit verbundenen Klimaänderungen abzuschätzen. Die weitaus häufigsten Simulationen betreffen eine Kohlendioxid- (CO₂-) Verdoppelung (i.a. 300 → 600 ppm), wie sie in der zweiten Hälfte des kommenden Jahrhunderts erwartet werden kann. Die recht unterschiedlichen Modellergebnisse divergieren noch am wenigsten bei der Abschätzung der global gemittelten bodennahen Lufttemperatur. Bei Vernachlässigung der extremen Ergebnisse liegt im Fall der GCMs (general circulation models) die Wertespanne bei 1.3 bis 4.8 K (BERGER und TRICOT 1986; vergl. u.a. auch SCHLESINGER 1984; jeweils bezogen auf die neueren Veröffentlichungen). Die US NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES (1983) hat einen Wertebereich von 3 K ± 1.5 K angegeben.

Neben CO₂ spielen in zunehmendem Maße eine Reihe weiterer Spurengase eine Rolle, die wie CO₂ einen anthropogen bedingten Konzentrationsanstieg aufweisen und im IR-Bereich absorbieren. Es sind dies unter anderem troposphärisches Ozon (O₃), Distickstoffoxid (N₂O), Methan (CH₄), Ammoniak (NH₃) sowie die Chlorfluormethane (Freone), Tetrachlorkohlenstoff (CCl₄), Tetrafluorkohlenstoff (CF₄) und einige Chlor-Kohlenstoff-Wasserstoff-Verbindungen (WMO 1984, GEORGII 1985). Im Gegensatz zum CO₂-Effekt gibt es nur relativ wenige Klimamodellrechnungen, die zugleich auch diese weiteren Spurengase berücksichtigen (neuere Ergebnisse s. RAMANATHAN et al. 1985; Review bei BERGER und TRICOT 1986). Schwierigkeiten bereitet dabei vor allem der Einbezug eines chemischen Reaktionsmodells (BRÜHL und CRUTZEN 1984) in ein (meist vereinfachtes) atmosphärisch-physikalisches Modell.

Mit dem Ziel einer zusammenfassenden Behandlung hat FLOHN (1978) das Konzept der "virtuellen CO₂-Konzentration" vorgeschlagen, die (in Analogie zur virtuellen Temperatur) den "Glashauseffekt" der weiteren klimarelevanten Spurengase in Form eines additiven fiktiven CO₂-Gehalts berücksichtigt. In ganz entsprechender Weise kommt WIGLEY (1984) mit Hilfe einer Modellabschätzung

für das Jahr 1985 zu einem Wert von c. 25 ppm, vergl. Abb. 1, der nach seiner Nomenklatur als "Äquivalentzuschlag" bezeichnet werden kann. Dem steht ein atmosphärischer CO₂-Anstieg seit vorindustrieller Zeit von c. 65 ppm gegenüber (vorindustriell c. 280 ppm, NEFTEL 1985, SCHÖNWIESE 1985; Mauna-Loa-Wert 1984: 344.4 ppm, KEELING 1985; der Erwartungswert für 1985 liegt zwischen 345 und 346 ppm). Der "äquivalente" CO₂-Anstieg in industrieller Zeit bis 1985 liegt somit in der Größenordnung von 90 ppm oder rund 32 % (reiner CO₂-Anstieg rund 23 %). Im Fall einer Verdoppelung der reinen CO₂-Konzentration (600 ppm) ergibt sich allerdings ein "Äquivalentzuschlag" von c. 250-300 ppm. Dabei darf aber nicht übersehen werden, daß WIGLEY (1984) nicht alle Spurengase, vor allem nicht das troposphärische Ozon in sein Modell mit einbezogen hat. Die genannten Zahlenwerte sind daher als untere Schwelle anzusehen.

2 DER STATISTISCHE ASPEKT

Angesichts der Brisanz des Spurengasproblems ist es von vitalem Interesse, die damit verbundenen Klimaeffekte auf Grund von Beobachtungsdaten - somit auf statistischem Weg - im Vergleich mit den Klimamodellsimulationen zu verifizieren (ggf. auch zu modifizieren oder zu widerlegen). Dies kann allerdings nur dann gelingen, wenn das von den Spurengasen induzierte Klima-Signal schon heute nachweisbar ist. Das wird im allgemeinen

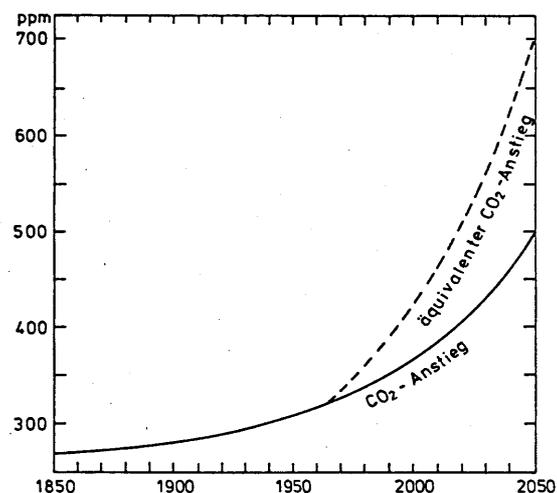


Abb. 1: Beobachteter sowie extrapoliertes Anstieg der atmosphärischen CO₂-Konzentration, ausgezogen, und äquivalenter CO₂-Anstieg, der auch weitere klimarelevante Spurengase einbezieht, gestrichelt; nach WIGLEY (1984) aus DWD (1986).

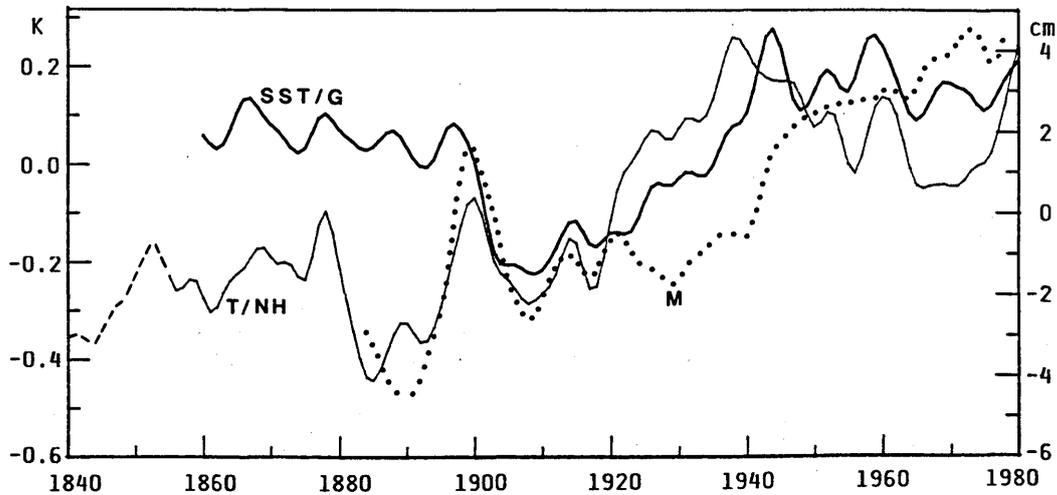


Abb. 2: Auswahl klimatologischer Zeitreihen im multiplen Regressionsmodell: SST/G = Meeresoberflächentemperatur, global gemittelt; T/NH = bodennahe Lufttemperatur, nordhemisphärisches Mittel; M = globale Meeresspiegelvariationen (in cm); Datenquellen s. Text. Alle Reihen tiefpaßgefiltert $T > 10$ Jahre.

bezweifelt. Auf der anderen Seite wird dringend gefordert, den spurengasinduzierten Klimaeffekt so früh wie möglich aufzufinden ("early detection"), was jeden statistischen Versuch nicht nur rechtfertigt sondern sogar als notwendig erscheinen läßt.

Die vorliegende Studie basiert auf den folgenden Klimadaten (Jahresmittel-Zeitreihen): nordhemisphärische Mitteltemperatur seit 1851 nach JONES (1985), SSTs (sea surface temperatures) seit 1856 im nordhemisphärischen und globalen Mittel nach FOLLAND (1984, 1985) sowie global gemittelte Meeresspiegelfluktuationen seit 1880 nach GORNITZ et al. (1982, 1985). Um mit Hilfe des verwendeten linearen multiplen Regressionsmodells einen hinreichend großen Varianzanteil der Beobachtungsdaten "erklären" zu können, wurden tiefpaßgefilterte Werte (Bereich $T > 10$ Jahre), vergl. Abb. 2, verwendet sowie vulkanische und solare Einflußgrößen mit einbezogen (zu Einzelheiten s. SCHÖNWIESE 1983, 1984; zum Vulkanismus Beitrag BISSOLLI und SCHÖNWIESE in diesem Heft).

Im Mittel aller Regressionsrechnungen (drei Vulkanismus- und vier solare Parameter, jeweils alternierend) ergeben sich bezüglich der nordhemisphärischen Mitteltemperatur für "2 x CO₂"-Simulationen (300 → 600 ppm): 3.25 K mit einer Standardabweichung von $\pm .58$ K und einem mittleren multiplen Korrelationskoeffizienten von $r = .80 \pm .06$. Dieser Wert verifiziert, jedenfalls im räumlichen Mittel, die meisten Klimamodellrechnungen, so daß es sinnvoll ist, auch den entsprechenden "industriellen" Wert (d.h. bis jetzt abgeschätzter Temperatureffekt) anzugeben: $0.69 \text{ K} \pm 0.12 \text{ K}$. In Relation zur beobachteten Jahr-zu-Jahr-Variabilität der Beobachtungsdaten ergibt sich daraus ein statistisches Signal-Rausch-Verhältnis von 1.45 ± 0.26 auf dem 95%-Niveau und von 1.11 ± 0.19 auf dem 99%-Niveau. Auf Grund dieser Ergebnisse ist eine bedingte Nachweisbarkeit des CO₂-Temperatur-Signals durchaus zu diskutieren. Für das "äquivalente" CO₂-Signal ergibt sich ein "industrieller" Wert von rund 0.9 K und Signal-Rausch-Verhältnisse > 1 sind sogar auf dem Niveau 99.9% signifikant.

Noch deutlicher sind die Ergebnisse im Fall der globalen Meeresspiegelfluktuationen mit einem mittleren "industriellen" Signal von 14.3 cm (äquivalent ca. 20 cm), Signal-Rausch-Verhältnisse > 1 jeweils auf dem Niveau 99.99% signifikant. Da der beobachtete langfristige Trend, vergl. Abb. 2, der letzten 100 J. nur bei rund 10 cm liegt, ist hier eine Überschätzung möglich. Weit unter der Signifikanzgrenze sind die Ergebnisse im Fall der SSTs (global und "industriell" rund 0.2 K Anstieg, äquivalent rund 0.3 K) und im übrigen auch bei der stratosphärischen Temperatur trotz eines rechnerischen Abkühlungstrends seit 1958.

Für die Unterstützung im Rahmen des deutschen Klimaforschungsprogramms danke ich dem Bundesminister für Forschung und Technologie. Ein detaillierter Bericht ist im Druck ("Theoret. Appl. Clim.") und eine regionale Untersuchung in Vorbereitung.

LITERATUR

- BERGER, A.; TRICOT, C.: In DWD, im Druck (1986).
 BRÜHL, C.; CRUTZEN, P.: Beitrag zum EG-Symp., Sophia Antipolis, Okt. 1984; priv. Mitt. 1985.
 DWD: Promet 4' 85(1985) und 1' 86(1986), im Druck.
 FLOHN, H.: In WILLIAMS, J. (ed.): Carbon Dioxide, Climate and Society. IIASA Proc. (Vol. 1) 1978.
 FOLLAND, C.K., et al.: Nature **310**, 670-673 (1984); priv. comm. 1985.
 GEORGII, H.-W.: In DWD, im Druck (1985).
 GORNITZ, V., et al.: Science **215**, 1611-1614 (1982); priv. comm. 1985.
 JONES, P.D.: Climate Monitor **14**, 14-21 (1985).
 KEELING, C.D.: Priv. comm. 1985.
 NEFTEL, A., et al.: Nature **315**, 45-47 (1985).
 RAMANATHAN, V., et al.: J. Geophys. Res. **90**, 5547-5566 (1985).
 SCHÖNWIESE, C.D.: Arch. Met. Geoph. Biocl., Ser. B, **32**, 337-360 (1983) und **35**, 155-178 (1984); In DWD, im Druck (1985, 1986).
 US NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES: Changing Climate. Washington 1983.
 WIGLEY, T.M.L.: Climate Monitor **13**, 133-148 (1984).
 WMO/ICSU: Scientific Plan for the World Climate Research Programme. WMO/TD No. 6 (1984).

ATMOSPHERISCHER FERNTRANSPORT VON ANTHROPOGENEN AEROSOLEN IN UND DURCH DIE ARKTIS

Wolfgang E. Raatz

Deutscher Wetterdienst, Zentralamt V5, Frankfurter Str. 135, 6050 Offenbach

Seit Jahren beobachten wir, daß sich während des Winters und Frühjahres ein Maximum an anthropogenen Aerosolkonzentrationen einstellt. Die Präsenz von Aerosolen drückt sich natürlich auch in einem Jahresgang der atmosphärischen Trübung aus. Dieser Rückgang der Transparenz der arktischen Atmosphäre während des Frühjahres ist bereits in den fünfziger Jahren von amerikanischen Wetterfliegern beobachtet und als arktischer Dunst (Arctic Haze) bezeichnet worden. Dieser Jahresgang wiederholt sich fast unverändert jedes Jahr und wird an Meßstationen in Alaska, Kanada, Grönland und Svalbard beobachtet, d.h. wir haben es mit einem großräumigen, arktisumspannenden, alljährlich wiederkehrenden Phänomen zu tun.

Die chemische Zusammensetzung dieser Aerosole (sowie die Präsenz von anthropogenen Spurengasen) in diesen Dunstschichten läßt auf einen Ursprung in den industriellen Regionen der mittleren Breiten schließen, d.h. es muß ein atmosphärischer Ferntransport von Luftbeimengungen stattgefunden haben, der Entfernungen bis zu 10 000 km überbrückte.

Wir haben uns mit den meteorologischen/synoptischen Bedingungen befaßt, die zu einem Ferntransport aus mittleren Breiten nach Barrow, Alaska führten (Raatz und Shaw, 1984).

Ausgehend von der Tatsache, daß in Barrow erhöhte Aerosolkonzentrationen nur episodisch zu beobachten waren, fanden wir, daß diese Episoden immer in eine Periode fielen, in der eine arktische Luftmasse vorhanden war, d.h. der Transport erfolgte von Norden aus dem Polargebiet. An Hand von zirkumpolaren Boden- und Höhenkarten beobachteten wir über der Arktis quasi-persistente Zirkulationstypen, die für mehrere Tage ausgebildet waren, d.h. lang genug anhielten, um einen Transport quer durch die Arktis zu bewerkstelligen. Und schließlich schien die transportierte Luftmasse ihren Ursprung über den Industrieregionen zu haben, die unter oder am Rande eines antizyklonalen Einflusses lagen. Wir folgern daraus, daß troposphärischer Ferntransport von Aerosolen über Entfernungen von mehreren tausend Kilometern in einer antizyklonal ausgeprägten Luftmasse stattfindet, in der Trockenheit und Stabilität die wichtigsten Merkmale sind.

Wir identifizierten 9 Zirkulationstypen, die Ferntransport vornehmlich aus den industriellen Regionen Europas und der Sowjetunion ermöglichen. Das wesentliche Merkmal dieser Ferntransporttypen ist die Präsenz von quasi-stationären Druckgebilden, und hierbei haben die Antizyklonen den überwiegenden Einfluß auf die Steuerung des Transportes.

Der Transport der Aerosole findet am Rande der Antizyklonen in den Zonen erhöhter Druckgradienten statt, in den sogenannten Transportzonen. Diese Transportart unterscheidet sich wesentlich von einem Transport, bei dem Aerosole Teil eines Druckgebildes sind und auf Grund der Verlagerung des Druckgebildes transportiert werden. Der Ferntransport in Transportzonen über der Arktis ist mit mittleren Windgeschwindigkeiten von 10 m/s verbunden. Die Transportzonen haben eine horizontale Erstreckung von 250-350 km und liegen in dem Niveau 600-800 hPa (Raatz et al., 1985).

Das Auftreten der Zirkulationstypen, die den Ferntransport bewerkstelligen, unterliegt einer jahreszeitlichen Variation. Im Winter dominieren die Zirkulationstypen, die zu sowjetischen Industrieregionen führen, während im Frühjahr Zirkulationstypen einen bevorzugten Transport aus europäischen Industrieregionen ermöglichen. Die Erklärung dazu können wir uns im wesentlichen aus der Klimatologie der Antizyklonen herleiten.

Etwa im Oktober bildet sich die asiatische Antizyklone über Ostsibirien und im Laufe des Winters weitet sie sich aus und schiebt sich

weiter nach Westen vor. Während dieser Zeit ist die arktische Zirkulation zonal und zyklonal. Es bilden sich Transportwege zu sowjetischen Industrieregionen.

Zum Frühjahr hin erreicht die westliche Ausbreitung der asiatischen Antizyklone Europa, während die östlichen Teile der asiatischen Antizyklone sogar verschwinden können. Die westlichen Zellen der asiatischen Antizyklone entwickeln sich oft auch zu blockierenden Hochdruckgebieten. Zur gleichen Zeit hat sich die arktische Zirkulation antizyklonal/meridional eingestellt, so daß in Verbindung mit Blockierungen ein meridionaler Transport von Europa nach Alaska stattfinden kann.

Während des Sommers, in der Zeit geringen Auftretens von arktischem Dunst, sind die beschriebenen Zirkulationstypen nicht vorhanden, so daß wir folgern, daß die jahreszeitliche Variation des arktischen Dunstes im wesentlichen durch die jahreszeitliche Variation des Transportmechanismus bestimmt wird.

LITERATUR:

RAATZ, W.E. und G.E. SHAW:

Long-range tropospheric transport of pollution aerosols into the Alaskan Arctic. J. Clim. Appl. Meteor. 23 (1984), S. 1052-1064.

RAATZ, W.E., R.C. SCHNELL und B.A. BODHAINE:

The distribution and transport of pollution aerosols over the Norwegian Arctic on 31 March and 4 April 1983. Atmos. Environ. 19 (1985), S. 2135-2142.

DER EINFLUSS DES VULKANISMUS AUF DIE BODENNAHE LUFTTEMPERATUR 1781-1984

Peter Bissolli und Christian-Dietrich Schönwiese

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt

1 EINLEITUNG

Die Vulkantätigkeit als möglicher externer Einfluß auf die bodennahe Lufttemperatur ist schon häufig untersucht und diskutiert worden. Nachgewiesen wurde eine Abkühlung der Jahresmitteltemperatur um einige Zehntel K in manchen Datenreihen nach größeren Vulkanausbrüchen wie z. B. Tambora und Krakatau im Jahr 1815 bzw. 1883 (LAMB 1970) sowie Mt. Agung im Jahr 1963 (ANGELL und KORSHOVER 1985). Ferner sprechen auch bisher durchgeführte Modellrechnungen (ROBOCK 1978) und statistische Untersuchungen (SCHÖNWIESE 1983 und 1984) für einen vulkanisch bedingten Abkühlungseffekt.

2 DATENREIHEN

2.1 DIE BODENNAHE LUFTTEMPERATUR DER NORDHEMISPHERE

Für die vorliegenden statistischen Analysen wurden als nordhemisphärische Temperaturreihe für den Zeitraum 1781-1850 die Jahresmitteltemperaturabschätzungen von GROVEMAN und LANDSBERG (1979) verwendet, ab 1851 die Mittelwerte von JONES (1985). Darüber hinaus kann für regionale Untersuchungen auf anhand von Gitterpunktdaten nach JONES, WIGLEY und KELLY (1982), die den Zeitraum 1881-1980 umfassen, von BISSOLLI (1985) zusammengestellte regionale Temperaturmittelwerte zurückgegriffen werden. Jahreszeiten- und Monatsmittelwerte für die gesamte Nordhemisphäre, die gleichermaßen auf den oben erwähnten Gitterpunktdaten basieren, wurden für die Jahre ab 1881 herangezogen (JONES, WIGLEY und KELLY 1982).

2.2 VULKANISMUS

Zur Beschreibung der Vulkantätigkeit sind neben dem sogenannten "dust veil index DVI" (LAMB 1970) auch Depositionsmessungen im polaren Eis (z. B. Grönland), auf denen der "acidity index AI" nach HAMMER et al. (1980) beruht und eine Vulkanchronologie der Smithsonian Institution (SIMKIN et al. 1981) verfügbar. Auf Grund dieser Chronologie wurde ein neuer Vulkanindex (SVI) berechnet und mit den früheren Abschätzungen bzw. Messungen verglichen (BISSOLLI 1985 und SCHÖNWIESE 1986). Der zeitliche Verlauf dieser drei Vulkanismus-Datenreihen (Abb. 1) zeigt, daß unmittelbar nach einzelnen besonders starken Eruptionen ein entsprechendes Temperatursignal (Abkühlung) zu beobachten ist.

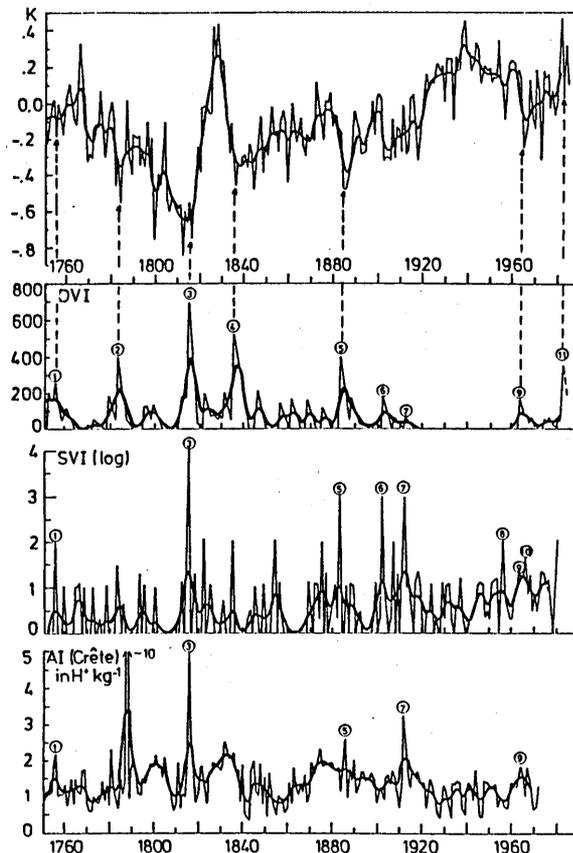


Abb. 1 : Zeitlicher Verlauf der nordhemisphärischen Mitteltemperatur (oben) und der verschiedenen Vulkanismus-Parameter (Abkürzungen siehe Text). Die eingekreisten Zahlen geben einzelne besonders markante Vulkanausbrüche an.

3 ERGEBNISSE

3.1 HEMISPHERISCHE ANALYSE

Eine einfache Korrelationsanalyse der Vulkanismus-Parameter mit den nordhemisphärischen Temperaturdaten (Tab. 1) weist für alle drei Parameter eine negative Korrelation auf, insbesondere für tiefpaßgefilterte Daten. Entsprechend ist die Kohärenz der Vulkanismus-Parameter und der nordhemisphärischen Temperaturdaten (Abb. 2) hauptsächlich im Bereich $T > 40$ Jahre signifikant, und zwar gilt dies nicht nur für die Temperaturjahresmittelwerte, sondern auch für Jahreszeiten- und Monatsmittelwerte.

Tab. 1 : Korrelationen der nordhemisphärischen Mitteltemperatur 1781-1980 mit den Vulkanismus-Parametern. Verschiebung $t = 0$, falls nicht anders angegeben. $a = \text{Jahre}$.

	Jahresmittel	Tiefpaßfilterung > 10a	> 30a
DVI	-0.40	-0.52	-0.57
SVI	-0.12/-0.17*	-0.38	-0.49
AI	-0.17/-0.17 ^{\$}	-0.33/-0.36**	-0.51/-0.58 ^{&}

* für $t = 1a$.

^{\$} Max. bei $t = 1a$ und $4a$ (und $9a$).

** für $t = 12a$ (und $18a$).

[&] für $t = 9a$.

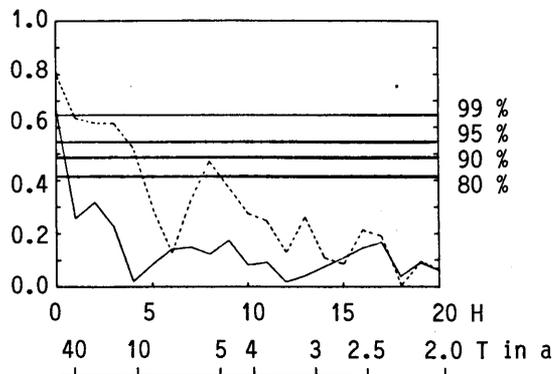


Abb. 2 : Kohärenz des Vulkanismus-Parameters SVI und der Sommer- (gestrichelt) und Wintermittelwerte (ausgezogen) der nordhemisphärischen Temperaturdaten nach JONES, WIGLEY und KELLY (1982) mit Vertrauensgrenzen (80-99 %).

3.2 REGIONALE ANALYSE

Eine entsprechende Kohärenzanalyse mit den oben erwähnten regionalen Temperaturreihen zeigt, daß besonders die langperiodische Kohärenz vor allem in hohen geographischen Breiten und im Bereich kontinentalen Klimas signifikant ist (BISSOLLI 1985). Auch bei der Kreuzkorrelationsanalyse (Abb. 3) ergeben sich regionale Unterschiede: während z. B. in der Region Indien die Kreuzkorrelationsfunktion des Parameters DVI und der Lufttemperatur im Verschiebungsbereich $t = 0-25$ Jahre nur ein einziges signifikantes Minimum bei negativer Korrelation bei $t = 1$ Jahr hat, ist bei der entsprechenden Funktion für die Region Grönland fast im gesamten positiven Verschiebungsbereich eine signifikante Korrelation festzustellen. Dies deutet auf eine längere atmosphärische Verweilzeit der Vulkanpartikel in den polaren Breiten im Vergleich zu den äquatornahen Breiten hin.

* * *

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Unterstützung dieser Studie.

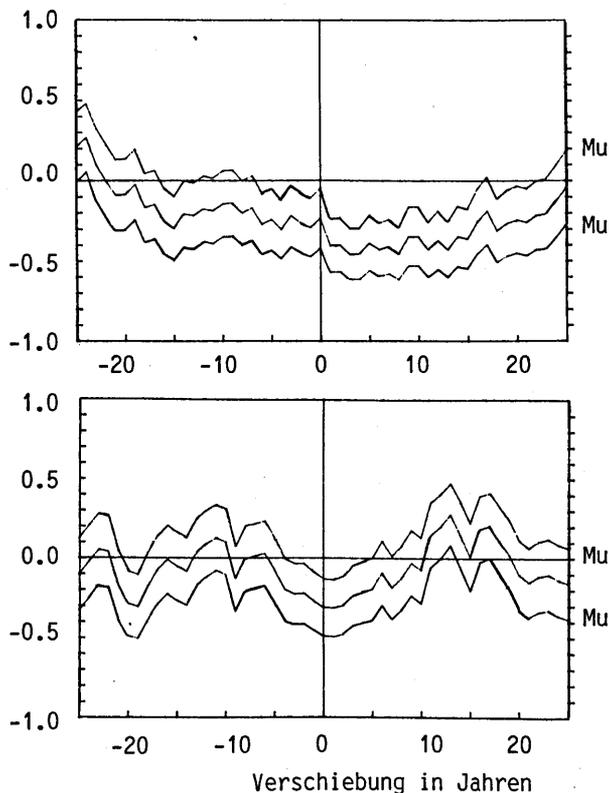


Abb. 3 : Kreuzkorrelationsfunktionen des Vulkanismus-Parameters DVI und jeweils einer Temperaturreihe der Regionen Grönland (oben) und Indien (unten) mit 95%-Mutungsbereichen (Mu). Positive Verschiebung bedeutet Verzögerung der Temperatur gegenüber DVI.

LITERATUR

- ANGELL, J.K.; KORSHOVER, J.: J. Clim. Appl. Met. 24 (1985), S. 937-951.
 BISSOLLI, P.: Der Einfluß des Vulkanismus und der hypothet. Variationen der Emission solarer Strahlung auf die bodennahe Lufttemp. der Nordhemisphäre 1881-1981. Diplomarbeit, Inst. Met. Geoph. Frankfurt 1985.
 GROVEMAN, B.J.; LANDSBERG, H.E.: University of Maryland, Dep. of Met., Pub. No. 79-181 (1979).
 HAMMER, C.U. et al.: Nature 288 (1980), S.230-235.
 JONES, P.D.; WIGLEY, T.M.L.; KELLY, P.M.: Monthly Weather Rev. 110 (1982), S. 59-70.
 JONES, P.D.: Clim. Monitor 14 (1985), S. 14-21.
 LAMB, H.H.: Philos. Transactions R. Met. Soc. A266 (1970), S. 425-533.
 ROBOCK, A.: J. Atm. Sci. 35 (1978), S. 1111-1122.
 SCHÖNWIESE, C.D.: Arch. Met. Geoph. Biokl. B32 (1983), S. 337-360.
 SCHÖNWIESE, C.D.: Arch. Met. Geoph. Biokl. B35 (1984), S. 155-178.
 SCHÖNWIESE, C.D.: Zur Parametrisierung der nordhem. Vulkantätigkeit seit 1500 (1986, in Vorber.).
 SIMKIN, T. et al.: Volcanoes of the World. New York: Academic Press 1981.

Eberhard Ruprecht, Institut für Meereskunde, Kiel

Michael Hantel, Meteorologisches Institut, Bonn

Peter Speth, Institut für Geophysik und Meteorologie, Köln

1. Einleitung

Die innertropische Konvergenzzone (ITCZ) bildet den aufsteigenden Ast der Hadley-Zirkulation, in dem Masse, Energie, Wasserdampf und Impuls aus der unteren in die Troposphäre transportiert wird. Satellitenbeobachtungen haben bestätigt, daß solche Transporte von den mächtigen Cumulonimben innerhalb der Wolkencluster durchgeführt werden. Eine Theorie für die Entwicklung der ITCZ, ihre Beschränkung auf einen schmalen Bereich, die Wechselwirkungen mit den "easterly waves" und die Einflüsse durch die Orographie existiert bisher nicht. Solche Unkenntnis ist der Grund, warum die ITCZ heute in den numerischen Modellen nur unzureichend simuliert wird, für das ECMWF Modell wird das von Heckley (1984) diskutiert. Es ist deshalb das Ziel eines gemeinsamen Vorhabens, eine diagnostische Untersuchung der ITCZ im atlantisch-afrikanischen Bereich durchzuführen mit folgenden drei Komponenten:

1. Position und Struktur der ITCZ
2. Wellen im Zusammenhang mit der ITCZ
3. Haushalte relativ zur ITCZ

2. Ergebnisse

Aus jedem der drei obengenannten Komponenten werden die ersten Ergebnisse zur Diskussion gestellt. Sie sollen mehr die Arbeitsmethoden aufzeigen und noch nicht ein geschlossenes Bild der ITCZ liefern. Wegen der Verfügbarkeit der Daten sind bisher z.T. unterschiedliche Zeitperioden untersucht worden. Geplant ist, die Beobachtungen aus dem FGGE-Zeitraum (Jahr 1979) zu verwenden.

2.1. Position und Struktur der ITCZ

Die ITCZ, das Gebiet der maximalen konvektiven Aktivität, kann mit Hilfe von Satellitendaten gut beschrieben werden. Über dem Ozean ist die Festlegung ihrer Position aus METEOSAT-Bildern im IR Fensterbereich im allgemeinen problemlos durchzuführen. Im Jahresgang (1979) gibt es zwei vorherrschende Positionen: von Januar bis Mai in ca. 4° N, von Juni bis November in ca. 8° N. Der Übergang ist abrupt. Eine mögliche Ursache für ein solches Verhalten ist aus folgenden Ergebnissen abzuleiten. Aus den Radiosondenaufstiegen von F.S. Polarstern im Januar 1983 und Oktober 1983 und 1984 sind Vertikalschnitte durch die ITCZ berechnet worden, z.B. die Horizontaldivergenz und die Gebiete mit positiven Auftrieb. Die Labilität ist im Januar um den Bereich der ITCZ begrenzt, dort herrscht auch gleichzeitig Konvergenz in Bodennähe vor (Abb. 1). Im Oktober ist der labile Bereich wesentlich breiter. Wir schließen daraus, daß das potentielle Gebiet für die Entwicklung oder Verstärkung der tropischen Störungen im Oktober größer ist als im Januar und sich die ITCZ daher häufiger weiter nach Norden verlagern kann. Die Variation der ITCZ-Position ist im Herbst entsprechend größer.

Über dem afrikanischen Kontinent ist die Lage der ITCZ wegen des Einfluß der Orographie sehr schwer festzulegen, selbst wenn nur die höchsten Wolkenniveaus ($T_{IR} < -40^{\circ}$ C) berücksichtigt werden. Die zeitlichen und räumlichen Änderungen der mächtigen Cumulonimben sollen helfen, den Unterschied zwischen der orographisch- und ITCZ-angeregten Konvektion aufzudecken.

2.2 Wellen im Zusammenhang mit der ITCZ

Es wird heute als bekannt angenommen, daß die "easterly waves" mitverantwortlich sind für die Entwicklung der Störungen im Bereich ITCZ. Den Ursprung, den Antrieb und die Ursache für bestimmte Bahnen sind jedoch weniger bekannt. Aus Hovmöller-Diagrammen der transienten meridionalen Windkomponenten werden die Perioden bestimmt, in denen diese Wellen auftreten. Nachdem solche Perioden festgelegt sind, wird die weitere statistische Untersuchung mit Radiosondenaufstiegen an den Stationen längs der Bahnen der "easterly waves" durchgeführt.

2.3 Haushalte relativ zur ITCZ

Für die Haushaltsrechnungen (Masse, Energie, Wasserdampf) relativ zu ITCZ sind die EZMWF-Analysen auf ihre Massenkonsistenz geprüft worden. Als Beispiel seien einige Korrekturen aufgeführt, die von den ECMWF-Analysen für das Gebiet von 40° N - 40° S, 50° W - 50° E berechnet wurden. Für jede Box der Größe 5° Länge, ca 5° Breite, Boden bis 100 hPa wird die 3-dimensionale Divergenz ermittelt: quadratischer Mittelwert für das gesamte Gebiet $2.93 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Nach der Modifikation, alle horizontalen Windkomponenten werden variiert (Hantel und Haase, 1983), verbleibt nur noch eine Restdivergenz von $1.53 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$. Dabei beträgt die mittlere Änderung aller u-Komponenten 3,9 %, der v-Komponenten 6,7 %. Die Struktur des Windfeldes bleibt insgesamt erhalten.

3. Schluß

Eine Zusammenschau der Ergebnisse der drei Komponenten soll unsere Arbeitshypothese bestätigen: Die Position und Intensität der ITCZ wird über dem Ozean im wesentlichen durch die Bahnen der "easterly waves" bestimmt. Über dem Kontinent ist zwischen orographisch- und ITCZ-angeregter Konvektion zu unterscheiden. Die ITCZ bildet ein Energiespeicher, der abhängig von der großräumigen Zirkulation entleert wird, wieweit dabei beide Hemisphären eine Rolle spielen, sollen die Haushaltsrechnungen

zeigen.

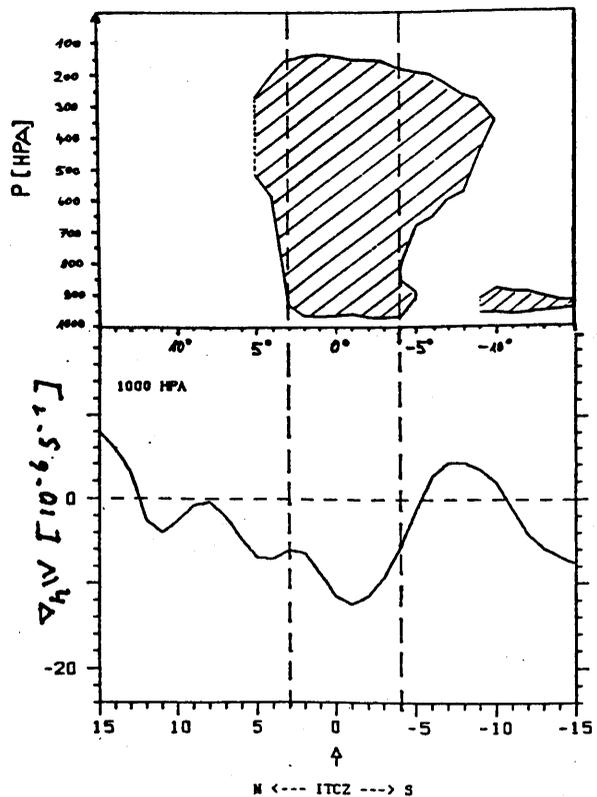


Abb. 1: Vertikalschnitt relativ zur ITCZ der Gebiete mit positiver Auftriebsenergie (oben), der horizontalen Divergenz im 1000 hPa-Niveau (unten) aus Radiosondendaten von F.S. Polarstern, Januar 1983.

Literatur

- Hantel, M. und S. Haase, 1983: Mass consistent heat budget of the zonal atmosphere. Bonner Meteor. Abh. 29, 84 S.
- Heckley, W.A., 1984: Systematic errors of the ECMWF forecasting system in tropical regions. ECMWF Techn. Rep. to be published. *)

*) Quart. J. R. Met. Soc., 1985, 111, 709-738.

ZEITLICHE UND RÄUMLICHE VERÄNDERLICHKEIT DER ATMOSPHERISCHEN ENERGETIK

P. Speth (*) und K. Arpe (**)

* Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

** European Centre for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF), Reading/England

1. EINLEITUNG

In vielen Studien wurde bisher der von LORENZ eingeführte atmosphärische Energiezyklus mit Hilfe von Beobachtungsdaten diagnostiziert. Diese Untersuchungen beschränken sich dabei überwiegend nur auf eine Hemisphäre, auf Teile des Energiezyklus oder auf einzelne Jahre. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb ein langjähriger globaler Datensatz des ECMWF dazu herangezogen, die Haushalte der verfügbaren potentiellen und der kinetischen Energie vollständig zu berechnen.

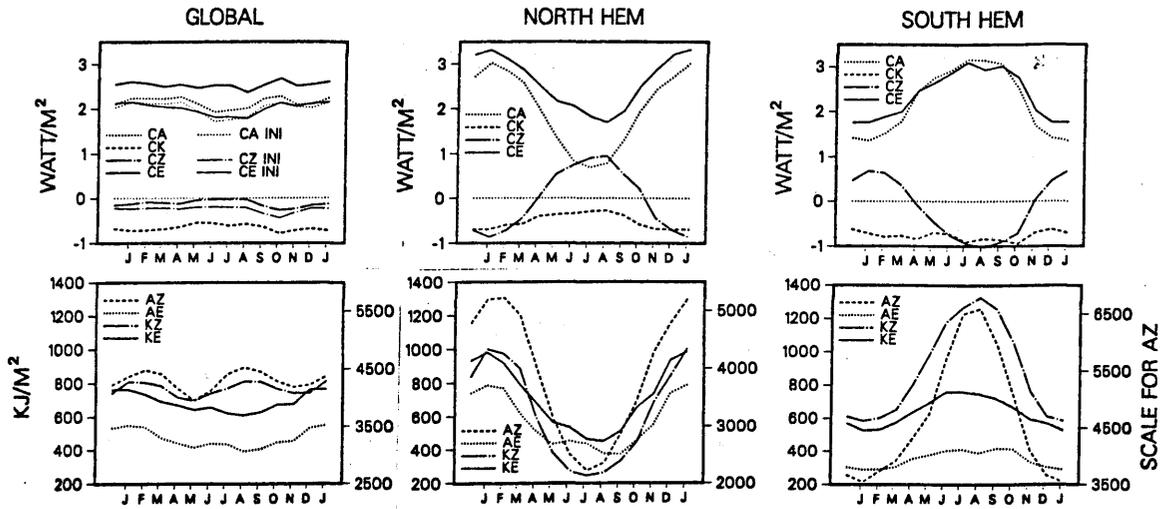
2. DATEN

Benutzt wurden operationelle Analysen und Vorhersagen des ECMWF für den Zeitraum Dez. 1979 bis Dez. 1985 (Vorhersagen ab Sept. 1979). Diese Daten wurden ergänzt durch die FGGE III-b Analysen des ECMWF für die Periode Jan. 1979 bis Nov. 1979. Eine kritische Untersuchung der energetischen Größen aufgrund der Daten verschiedener Stadien im Analyse-Vorhersage-System läßt erkennen, daß die Berechnung auf der Basis 6- oder 12-stündiger Vorhersagen wahrscheinlich die besten Abschätzungen für die atmosphärische Energetik liefert. Die Wahl der Datenquelle beeinflußt besonders die Berechnung der baroklinen Umwandlungsterme und der Erzeugungsterme aufgrund diabatischer Prozesse, die sich aus Bilanzbetrachtungen ergeben.

3. ERGEBNISSE

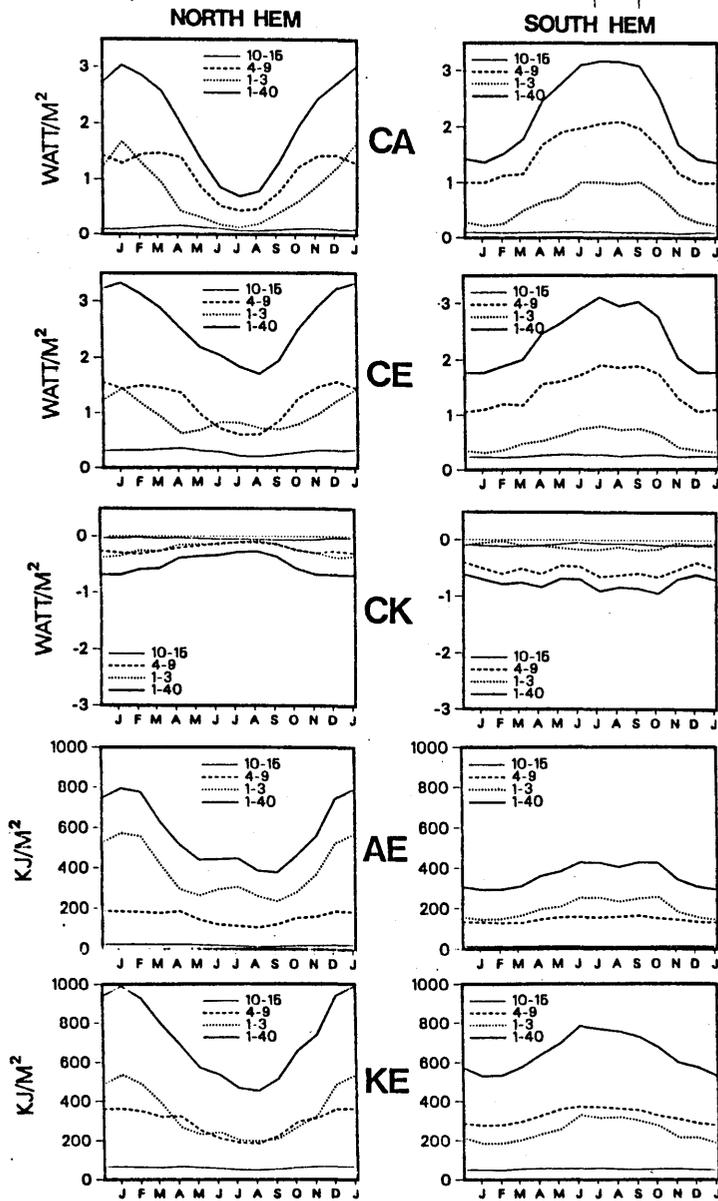
Globale Integrale der kinetischen und der verfügbaren potentiellen Energie (Fig. 1) zeigen eine geringere jährliche Schwankung als sie in früheren Untersuchungen gefunden wurden. In der vorliegenden Abschätzung kompensieren sich annähernd die Jahresgänge der Integrale für die Nordhemisphäre mit denen für die Südhemisphäre, während in früheren Untersuchungen die südhemisphärischen Integrale kleinere Amplituden aufwiesen. Globale und hemisphärische Integrale der Umwandlungen von verfügbarer potentieller Energie in kinetische Energie weisen im Vergleich zu den meisten früheren Untersuchungen größere Jahresmittelwerte auf, jedoch mit geringeren Jahreschwankungen.

Differenzen zwischen den Hemisphären bezüglich großturbulenter Energieinhalte und -umwandlungen ergeben sich hauptsächlich aus den Beiträgen von planetaren Wellen (Fig. 2). Energieumwandlungen in der Südhemisphäre während des ganzen Jahres und in der Nordhemisphäre im Sommer werden von synoptischen Wellen mit den Wellenzahlen 4-9 dominiert, während im nordhemisphärischen Winter planetare Wellen von gleicher Bedeutung sind wie synoptische Wellen. Auch Energiespektren zeigen Ähnlichkeiten zwischen nordhemisphärischen Sommerwerten und denen aller Jahreszeiten in der Südhemisphäre.



Figur 1 (oben)

Mittlerer Jahresgang der Energien und Energieumwandlungen für globale und hemisphärische Mittelwerte. Als Daten wurden 12-stündige Vorhersagen herangezogen. Für globale Mittelwerte sind auch Ergebnisse aus initialisierten Analysen gezeigt (dünne Linien). AZ: zonale verf. pot. Energie, AE: turbulente verf. pot. Energie, KZ: zonale kinet. Energie, KE: turbulente kinet. Energie, CA: Umwandlung zwischen AZ und AE, CE: Umwandlung zwischen AE und KE, CK: Umwandlung zwischen KE und KZ, CZ: Umwandlung zwischen KZ und AZ.



Figur 2 (links)

Mittlerer Jahresgang der Energien und Energieumwandlungen in beiden Hemisphären und Beiträge verschiedener Wellenzahlengruppen. Berechnet aus 12-stündigen Vorhersagen.

VERTIKALE ENERGIEFLÜSSE UND MERIDIONALER WÄRMETRANSPORT IM NORDATLANTIK

H.-J. Isemer und L. Hasse

Institut für Meereskunde
Düsternbrooker Weg 20

2300 Kiel 1

1. Einleitung

Ein von BUNKER (1976) auf unregelmäßig geformten Flächen definierter, umfangreicher klimatologischer Datensatz für den Nordatlantik wurde mit einem speziell entwickelten Verfahren auf ein regelmäßiges 1° -Gitternetz interpoliert und wird in Atlantenform veröffentlicht (ISEMER und HASSE, 1985, 1986). Der Datensatz enthält langjährig gemittelte Monatsfelder der meteorologischen Basisparameter und der daraus abgeleiteten Energie- und Impulsflüsse an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre. Variationen von verschiedenen in der Literatur angegebenen, zumeist lokal kalibrierten Formeln für die vertikalen Energieflüsse werden bei Anwendung auf dem ganzen Nordatlantik studiert. Der aus den Feldern des resultierenden Nettoenergieüberganges bestimmte meridionale Wärmetransport im Nordatlantik dient als Test der ansonsten unabhängig berechneten Energieflüsse.

2. Die kurzweilige Einstrahlung

In der Literatur herrscht im allgemeinen Übereinstimmung, daß die von BUNKER benutzte Formel für die kurzweilige Einstrahlung über dem Ozean zu niedrige Werte berechnet. Eine Neuberechnung für den Nordatlantik wurde nach der Methode von REED (1977) durchgeführt. Das langzeitliche Jahresmittel der kurzweiligen Einstrahlung erhöht sich dadurch von 169 W/m^2 (BUNKER) auf 185 W/m^2 . Gleichzeitig vergrößert sich die Amplitude des Jahresganges in den meisten Gebieten.

3. Latenter und sensibler Wärmefluß

Die von BUNKER benutzten Parametrisierungskoeffizienten sind, verglichen mit Meßergebnissen aus den vergangenen 15 Jahren um 13 % bzw. 17 % zu groß. Dies entspricht im Jahres-

mittel einer Verminderung des Energieverlustes im Nordatlantik von 15 W/m^2 bzw. 3 W/m^2 . Mehrfach wurde in der Literatur über systematische Fehler des Betrages der Windgeschwindigkeit bei Dekodierung nach der WMO-Beaufort-Äquivalentskala berichtet. Die Anwendung der Bft.-Skala von KAUFFELD (1981) resultiert in einer regional und jahreszeitlich variablen Erhöhung der Windgeschwindigkeit zwischen 0.8 und 2.2 m/s (Abb. 1). Bei Anwendung auf den gesamten Nordatlantik kompensieren die systematischen Abweichungen der Koeffizienten z.T. den Fehler der Windgeschwindigkeitsberechnung bei Verwendung der alten Bft.-Skala.

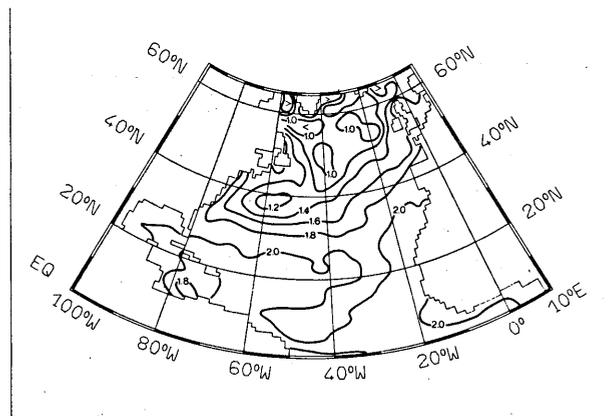


Abb. 1: Die Erhöhung des Betrages der Windgeschwindigkeit m/s im Januar bei Anwendung der von KAUFFELD vorgeschlagenen Beaufort-Äquivalentskala anstelle der alten WMO-Skala.

4. Nettoenergieflüsse und meridionaler Wärmetransport

Die sich ergebenden Felder der vertikalen Energieflüsse an der Ozeanoberfläche sind in zonal gemittelter Form in Abb. 2 dargestellt.

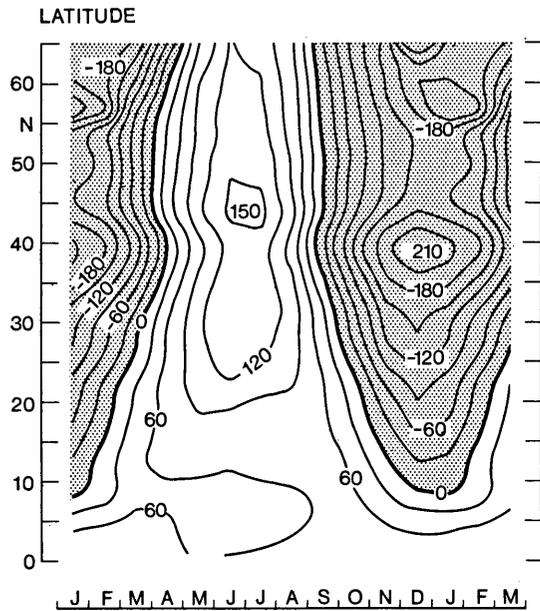


Abb. 2: Der Jahresgang zonaler Mittelwerte des Nettoenergieflusses W/m^2 an der Oberfläche des Nordatlantik als Funktion der geographischen Breite. Positive Werte bedeuten Energiegewinn für den Ozean.

Die Unterschiede zu BUNKERs Version sind regional und jahreszeitlich variabel, im Jahresmittel erhöht sich der Energieeintrag um $11 W/m^2$. Dadurch würde sich die Richtung des meridionalen Wärmetransports, der durch Integration zonal gemittelter Jahreswerte (Abb. 3) berechnet werden kann, am Äquator umkehren.

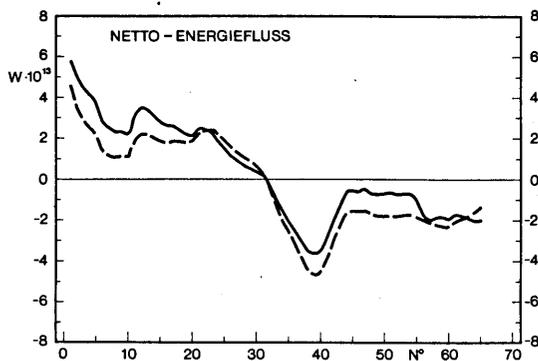


Abb. 3: Zonal gemittelte Jahreswerte des Nettoenergieflusses im Nordatlantik. Dargestellt sind zwei Verläufe: (gestrichelt) nach BUNKER (1976) und (ausgezogen) die hier vorgestellte Neuberechnung.

Das allgemein akzeptierte Bild des meridionalen Wärmetransports (z.B. HALL und BRYDEN, 1982) zeigt im gesamten Nordatlantik nordwärts gerichteten Transport mit einem Maximum bei etwa $25^\circ N$ von $1.2 \pm 0.3 PW$ ($1 PW = 10^{15} W$). Aus den Nettoenergieflüssen von BUNKER ergibt sich ein Maximum von $0.9 PW$ bei $30^\circ N$ sowie $0.3 PW$ am Äquator. Die oben genannten Neuberechnungen ergeben am Äquator südwärts gerichteten Transport von $0.15 PW$ und maximalen nordwärtigen Transport von $0.6 PW$ bei $30^\circ N$. Allerdings verursacht bereits ein systematischer Fehler von $10 W/m^2$ im Nettoenergiefluß einen Fehler des meridionalen Wärmetransports von $0.4 PW$ am Äquator und überschreitet damit dort die Größe des Transports. Während der Wärmeübergang vom Süd- zum Nordatlantik aus den meteorologischen Daten nicht mit Sicherheit bestimmt werden kann, dürften die größeren meridionalen Unterschiede des Energieeintrages und damit die Transporte innerhalb des Nordatlantik mit ausreichender Genauigkeit feststehen.

Literatur

- BUNKER, A.F., 1976: Computations of surface energy flux and annual air-sea interactions cycles of the North Atlantic Ocean. *Month. Wea. Rev.*, 104, 122 - 1140.
- HALL, M. M. und H. L. BRYDEN, 1982: Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport. *Deep Sea Research*, 29, 339 - 359.
- ISEMER, H.-J. und L. HASSE, 1985: The BUNKER climate atlas of the North Atlantic Ocean. Vol. 1, Observations. Springer-Verlag, Berlin. 218 pp.
- , 1986: Vol. 2, Air-Sea Interactions (in Vorbereitung).
- KAUFFELD, L., 1981: The development of a new Beaufort equivalent scale. *Meteorol. Rdsch.*, 94, 17 - 23.
- REED, R. K., 1977: On estimating over the ocean. *J. Phys. Ocean*, 7, 482 - 485

DIE NORDATLANTIK-OSZILLATION (NAO) IM BODENDRUCK UND IHRE BEDEUTUNG FÜR DEN ATLANTISCH-EUROPÄISCHEN RAUM

Rita Glowienka-Hense
Meteorologisches Institut Universität Bonn
Auf dem Hügel 20
53 Bonn

1. EINLEITUNG

Basis der vorliegenden Untersuchung ist die Bodendruckreihe des DWD. Die Zeitreihe erstreckt sich hier über den Zeitraum Januar 1881 bis September 1984. Die Daten liegen auf einem Gitter mit 5° Auflösung in Nord-Südrichtung und 10° Auflösung in West-Ostrichtung vor und reichen von circa 15 bis 90° N.

Eine klimatologische Reihe wie die des Bodendruckfeldes im atlantisch-europäischen Raum ist ein Konglomerat verschiedener Signale verschiedener Zeit- und Raumskalen und von sogenannten Rauschen. Als Signale werden hier solche räumlichen Strukturen bezeichnet, die die gleiche Statistik haben. Es wird angenommen, daß sie das Resultat der gleichen physikalischen Ursache sind. Die Diagnose einer Zeitreihe ist deshalb nur möglich, wenn es gelingt, einzelne räumlich und zeitlich kohärente Signale zu unterscheiden. Das Problem liegt nun darin, daß es keine allgemeingültige objektive Möglichkeit zur Filterung solcher Signale aus einer Zeitreihe gibt. Auch die empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) genügen diesem Anspruch nicht. Sie filtern zwar kohärente und im Mittel zeitlich unabhängige Grundstrukturen aus einer Zeitreihe, aber hier besteht die Möglichkeit, daß verschiedene Signale mit gleicher Struktur in dem betrachteten Gebiet nicht getrennt werden. Für die Bodendruckfelder scheint dieses Problem durch die Verwendung globaler EOF lösbar. Der erste Eigenvektor (EV) wird das Signal mit dem größten Varianzanteil an der Zeitreihe sein, also wahrscheinlich jenes mit der größten räumlichen Ausdehnung. In den monatlichen Bodendruckfeldern ist dies die Southern Oscillation (SO), (vgl. Barnett (1985)). Nun ist die SO gerade im untersuchten atlantisch-europäischen Raum besonders schwach. Zur Bestimmung der weiteren EV aus der Restvarianz wird außer der Maximierung der erklärten Varianz die räumliche Orthogonalität zu den vorhergehenden EV verlangt. Hier liegt eine weitere Schwierigkeit dieser Analyse. Zum einen wird eine solche Bedingung zwar benötigt um das gesuchte vollständige System bestimmen zu können, andererseits erscheint sie jedoch

physikalisch wenig sinnvoll. Schließlich ist nicht einzusehen, warum verschiedene physikalische Antriebe zu zwar nicht gleichen aber ähnlich strukturierten Signalen führen sollen.

2. ERGEBNISSE

Untersucht wird im folgenden der Zusammenhang der Bodendruckanomalien im Atlantik und in Europa. Eine vorgefaßte Modellvorstellung und eine räumliche Hierarchie aus zwei Schritten sollen helfen, ein isoliertes Signal aus der Bodendruckreihe zu filtern. Die Modellvorstellung gründet darauf, daß der europäische Kontinent durch die beiden quasistationären Zentren Islandtief (IL) und Azorenhoch (AH) wesentlich beeinflusst wird. Ferner ist bekannt, daß eine negative Druckkorrelation zwischen den beiden Zentren zumindest im Winter existiert (Wallace und Gutzler 1981). Sie wird als Nordatlantik Oszillation (NAO) bezeichnet. Zunächst wurden deshalb Monatszeitreihen der Breitenlage und des Zentraldrucks von IL und AH im Sektor 70° W bis 10° W erstellt. Die Korrelationen zwischen den Zeitreihen bestätigen die negativen Druckkorrelationen für jeden Monat (Glowienka, 1985). Zudem zeigt sich eine positive Korrelation bezüglich der Breitenlage der beiden Zentren ebenfalls für das gesamte Jahr. Diese Korrelationen sind zwar hochsignifikant erklären aber nur einen Teil der Varianz der vier Zeitreihen. Um nun möglichst nur einen einzigen Index zu finden, der die Korrelation zwischen den Zeitreihen beschreibt, wird eine EOF-Analyse der Zeitreihen durchgeführt und zwar für jeden Monat unabhängig. Der erste EV in jedem Monat beschreibt die obengenannten Korrelationen und das mit einer erklärten Varianz an den Zeitreihen zwischen 50 und 60%. Zusammengefaßt bedeutet die Struktur dieses EV, daß IL und AH die Tendenz haben, sich gemeinsam nach Norden oder Süden zu bewegen und daß sie sich verstärken, sofern sie sich nach Norden verlagern. Verstärken bedeutet dabei für das IL eine Druckabnahme und für das AH eine Druckerhöhung. Dieser Zusammenhang wird als NAO definiert und die Zeitamplitude des ersten EV, die ja keine weiteren Varianzanteile enthält,

als NAO-Index. Die EOF-Analyse der vier Zeitreihen stellt die erste Stufe in der obengenannten räumlichen Hierarchie der Signalsuche dar. Als zweiter Schritt wird für jeden Monat eine EOF-Analyse des Bodendruckfeldes (FELD-EOF) im gesamten atlantisch-europäischen Raum bis etwa 60° E -mit Ausnahme eines Gebietes im Südosten- vorgenommen. Den Zusammenhang zwischen dem oben definierten NAO-Index und den Amplitudenzeitreihen der ersten drei FELD-EOF zeigen Kreuzspektralanalysen. Für die Monate Januar bis Juli hat der Index im gesamten Spektralbereich eine hohe Kohärenz mit der Amplitude der ersten FELD-EOF und im Dezember mit der der zweiten FELD-EOF. Ein Vergleich des ersten EV im Januar mit dem zweiten im Dezember zeigt, daß beide die gleiche Struktur aufweisen. Die Gegenüberstellung der Januar und Juli EV-Felder macht deutlich, daß die Ausdehnung der Einflußsphäre der NAO auf den europäischen Kontinent im Juli geringer ist. In den Monaten August bis November läßt sich nicht eindeutig eine FELD-EOF mit dem AO-Index in Verbindung bringen. In diesen Monaten haben mindestens zwei FELD-EOF einen signifikanten Anteil an der Regression des Index. Für die Monate Dezember bis Juli läßt sich jedoch eindeutig die Struktur des Signals NAO im atlantisch-europäischen Raum als Struktur der mit dem Index kohärenten EOF deuten. Trotz der obengenannten Einwände bezüglich der räumlichen Orthogonalität bei der Deutung der Restvarianz kommt in diesem Fall offenbar auch der zweiten FELD-EOF im Dezember die Bedeutung eines Signals zu. Die Abbildung 1 zeigt die Summe aus dem mittleren Bodendruckfeld im Monat Januar und dem ersten EV multipliziert mit dem oberen bzw. unteren Amplitudenzeil. Es wird deutlich, daß hier durch den EV die Verlagerung der Zentren IL und AH beschrieben wird und daß die nördlichere Lage mit einer größeren Intensität der beiden Zentren verbunden ist. Die größte negative Amplitude des ersten EV im Januar d.h. eine besonders starke Intensität von IL und AH trat im Januar 1983 auf, die Amplitude lag um 20 % über dem nächsthohen Wert von 1916. Dies spricht dafür, daß für die beobachteten Anomalien der mittleren Breiten der Nordhemisphäre im El Nino-Jahr 1982/83 (z.B. von Storch 1985, Hense 1986) nicht unbedingt das El Nino-Ereignis allein verantwortlich war, sondern vielmehr auch die NAO.

3. ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend läßt sich somit sagen, daß mit der NAO ein Phänomen existiert, daß auf dem Atlantik das

ganze Jahr über existiert und zumindest in den Monaten Dezember bis Juli eine direkte Kopplung mit dem europäischen Raum hat.

4. DANKSAGUNG:

Diese Arbeit wird im Rahmen des Klimaprogramms der Rheinisch-Westfälischen Akademie der Wissenschaften, Düsseldorf gefördert.

5. LITERATUR:

- Barnett T.P. 1985: Variations in near global sea level pressure. *J. of Atm. Sci.*, 42, 478-501.
- Glowienka R. 1985: Studies on the variability of Icelandic low and Azores high between 1881 and 1983. *Beiträge Phys. Atm.*, 58, 160-170.
- Hense A. 1986: Multivariate statistical investigations of the Northern Hemisphere circulation during the El Nino event 1982/83. *Tellus*, im Druck.
- von Storch H. 1984: An accidental result: The mean 1983 January 500 mb height field significantly different from its 1967-81 predecessors. *Beiträge Phys. Atm.* 57, 440-444.
- Wallace J.M. und Gutzler D.S. 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the northern hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 784-812.

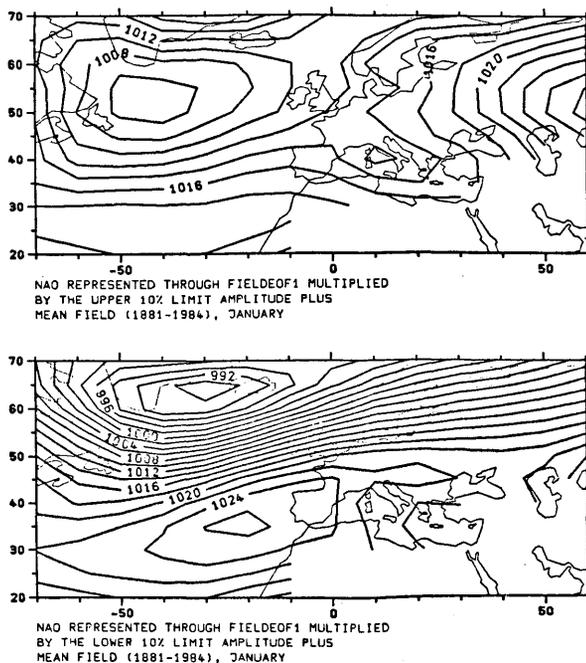


Abbildung 1:

MULTIVARIATE STATISTISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUR PALÄOKLIMATOLOGIE MITTELEUROPAS

Wolfgang Birrong

Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Frankfurt

1 ALLGEMEINES

Mit Hilfe paläoklimatologischer Informationen des vergangenen Jahrtausends sollen Rückschlüsse auf das Klima vor Beginn des instrumentellen Zeitalters (ca. 1700) gezogen werden. Dabei erfolgen zunächst detaillierte Untersuchungen der Zusammenhänge zwischen Klimavariablen und Paläoinformationen. Oft wird man mit dem Problem konfrontiert werden, daß in den Paläoinformationen Klimasignale zwar nachweisbar, jedoch nicht stark genug sind, um brauchbare Klimarekonstruktionen durchführen zu können.

2 DATEN

Die verwendeten Daten stammen aus verschiedenen Regionen Europas, vor allem Mitteleuropas (Abb. 1). Die Paläodaten (im Regelfall Wachstumsparameter von Bäumen wie z.B. Jahrringbreiten, jährliche Zuwachsraten und Holzdichtewerte; zusätzlich Informationen über die Weinqualität) wurden zum Teil der Literatur entnommen (z.B. Delorme 1972, Hollstein 1980), der größte Teil ist jedoch unveröffentlicht und wurde von zuständigen Instituten zur Verfügung gestellt (Eckstein 1984, Schweingruber 1985). Die Paläodaten liegen in jährlicher Auflösung vor und überdecken in etwa die vergangenen 1000 Jahre (teils mehr, teils weniger). Die zugehörigen Klimadaten (normalerweise Temperatur und Niederschlag) liegen in monatlicher Auflösung vor und überdecken im Regelfall die vergangenen 100 Jahre (teils mehr).

Beispiele zeigen Abb. 2a u. b.

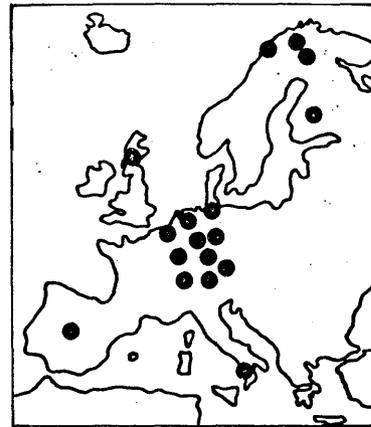


Abb. 1: Untersuchte Gebiete

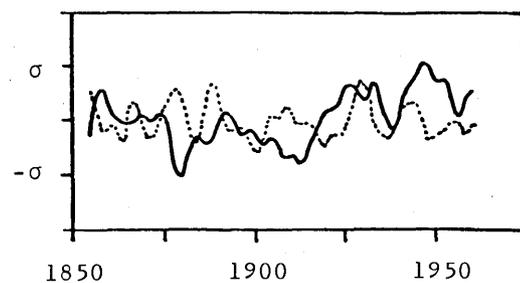
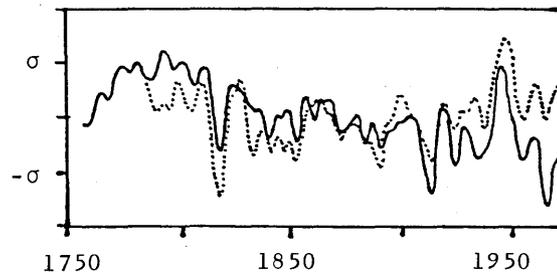


Abb. 2a: Zeitreihe Spätholzdichte (Mitte) —
Ötztal (Tirol)
Zeitreihe Temperatur Aug./Sep. Innsbruck - - - -
Abb. 2b: Zeitreihe Weinqualität (unten) —
Südwestdeutschland
Zeitreihe Niederschlag Jun./Jul. Trier - - - -
(alles 10-jährig tiefpassgefiltert)

3 METHODIK

Da die Paläogrößen (Zielgrößen) botanischer Natur sind, handelt es sich um über die Wachstumsperiode integrierte Größen, die vom zeitlichen Verlauf der zugehörigen Klimagrößen (Einflußgrößen) während der Wachstumsperiode abhängen. Schematisch (hier für 1 Klimagröße):

$$P(t) = \int A(\tau)K(t-\tau)d\tau$$

mit P = Paläozzeitreihe, K = Klimazeitreihe, A = gesuchte "Antwortfunktion", $d\tau$ = 2 bzw. 3 Monate, τ von April des Vorjahres bis September des jeweiligen aktuellen Jahres, d.h. die Klimazeitreihe wird in 8 Einflußgrößen zerlegt. Die Einflußgrößen werden zunächst in orthogonale Funktionen entwickelt, die daraus abgeleitete "Antwortfunktion" wird dann in den gewöhnlichen Zeitbereich zurücktransformiert und "Responsefunktion" genannt (Fritts 1976).

4 EINIGE ERGEBNISSE

Betrachten wir zunächst ein Beispiel zu den oben erwähnten Responsefunktionen (Abb. 3). Paläogröße ist die jährliche max. Holzdichte. Dieser Parameter wird in entscheidendem Maß von der Spätsommertemperatur geprägt, aber auch der Einfluß der Frühsommertemperatur liegt über dem 95%-Konfidenzniveau (beide Einflüsse positiv). Die Temperatur des Vorjahres wirkt sich hingegen negativ auf unsere Paläogröße aus. Man sieht, daß diese Effekte nicht nur im zeitlichen Mittel (oberes Bild), sondern auch im zeitlichen Verlauf (darunter) auftreten. Weitere stichwortartige Resultate: Die Weinqualität (Südwestdeutschland) zeigte eine positive Kopplung mit den Temperaturen des Sommerhalbjahres (größerer Einfluß im Spätsommer) und eine negative Kopplung mit der Temperatur des Sommers des Vorjahres. Der Niederschlag des Hoch- und Spätsommers wirkte sich negativ auf die Weinqualität aus.

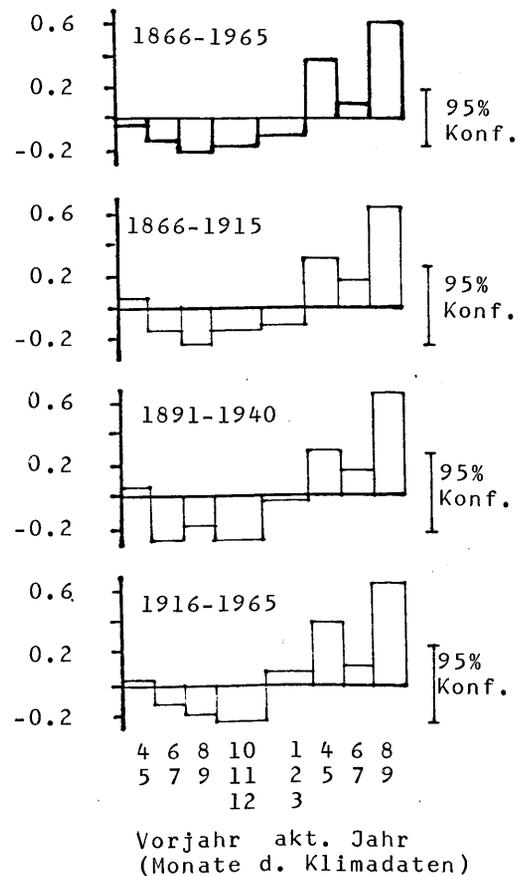


Abb. 3: Responsefunktionen

Einflußgrößen: Temperaturen Bern
Zielgröße: Max. Holzdichte
Bern Oberland

Abszisse: Zeit (Apr/Mai Vorjahr bis Aug/Sep aktuelles Jahr)

Ordinate: modifizierte, normierte multiple Regressionskoeffizienten

oberes Bild: gesamter Vergleichszeitraum
darunter: 3 übergreifende Teilzeiträume

(multiple Korrelationskoeff. >0.8)

LITERATUR:

- Delorme, A.: Dendrochronologische Untersuchungen an Eichen des südlichen Weser- und Leineberglandes. Diss., Univ. Göttingen, 1972
Eckstein, D.: pers. Mitt., Univ. Hamburg, 1984
Fritts, H.: Tree Rings and Climate. Academic Press, London, 1976
Hollstein, E.: Mitteleuropäische Eichenchronologie. Zabern-Verl., Mainz, 1980
Schweingruber, F.: Der Jahrring. Haupt-Verl., Bern, 1983
Schweingruber, F.: pers. Mitt., Eidg. Anst. Forstl. Versuchsw., 1985

STATISTISCHE ANALYSE SÄKULARER TEMPERATURREIHEN

Jürgen Malcher

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt

1 DATENBASIS UND DATENZUVERLÄSSIGKEIT

Als Grundlage für die statistische Analyse dienen 114 Zeitreihen der bodennahen Lufttemperatur aus Europa. Diese umfassen mindestens den Beobachtungszeitraum 1881-1980. Um nicht-meteorologische Einflüsse, wie z. B. Stationsverlegungen, von wirklich klimatologischen Änderungen zu trennen, werden mehrere, sich gegenseitig ergänzende Homogenitätstests (SCHÖNWIESE und MALCHER, 1986) angewandt. Für die weitere Analyse werden nur die Zeitreihen benutzt, deren Homogenität aufgrund der Testergebnisse als wahrscheinlich anzusehen ist.

2 ANALYSE AUSGEWÄHLTER STATISTISCHER PARAMETER

Untersuchungen von langjährigen Temperaturtrends zeigen teilweise ein recht kompliziertes Bild, denn die langperiodischen Schwankungen liefen nicht in allen Regionen Europas phasengleich ab. Als Beispiel sei das Maximum zur Mitte dieses Jahrhunderts genannt, welches in Skandinavien und Island um ungefähr 15 Jahre früher eintrat als in Mitteleuropa; dabei nahm die Amplitude des Temperaturanstiegs nach Norden hin zu. Als Maß für die räumlichen Zusammenhänge zwischen den beobachteten Temperaturvariationen kann die Entfernung dienen, bei der die Korrelation (Produkt-Moment-Korrelationskoeffizient nach Pearson) auf 0.7 abgefallen ist (das entspricht ca. 50 % gemeinsamer

Varianz). Diese charakteristische Entfernung kann von linearen Regressionsmodellen geliefert werden. Die Auswertung zeigt, daß sie von niederen zu höheren Breiten hin und vom Bereich maritimen in Richtung kontinentalen Klimas kontinuierlich ansteigt. Dementsprechend liegt das Maximum in Nordskandinavien, d. h. in diesen geographischen Regionen ist die räumliche Kohärenz der Temperaturvariationen am größten. Das geographische Muster bleibt stationär.

Die Jahr-zu-Jahr Temperaturvariabilität (ausgedrückt durch die Varianz) zeigt das gleiche geographische Verhalten wie die räumliche Kohärenz. Auch in diesem Fall ist das Muster stationär, obwohl diese Kenngröße zeitlich nicht überall konstant ist. Während bei den meisten skandinavischen Stationen keine ausgeprägten Fluktuationen zu erkennen sind, fiel bei den meisten mitteleuropäischen die Variabilität zu einem absoluten Minimum um 1900 signifikant ab; danach ist ein erneuter Anstieg beobachtbar.

Die Analyse des Persistenzintervalles für den Zeitraum 1881-1980 (Anzahl der Verschiebungen, bis zu der sich der Autokorrelationskoeffizient mit einer Signifikanz von 95 % von Null unterscheidet) ergibt ein entgegengesetztes geographisches Muster: Zunahme mit abnehmender geographischer Breite und beim Übergang von kontinentalem zu maritimen Klima. In den Zeiträumen vor 1881 war das Persistenzintervall fast überall gleich Null.

3 SPEKTRALE VARIANZANALYSE

Alle Zeitreihen werden einheitlich nach zwei verschiedenen Methoden der spektralen Varianzanalyse unterworfen, und zwar der Fourier-Transformation der Autokorrelationsfunktion (BLACKMAN und TUKEY, 1958; SCHÖNWIESE, 1985) sowie der Maximum-Entropie-Spektralanalyse (JUNK, 1982), einschließlich der dazugehörigen Signifikanztests. Obwohl es sich um zwei unterschiedliche Verfahren handelt, stimmen deren Spektren erstaunlich gut überein. Da sich die Spektren bestimmter geographischer Regionen außerordentlich ähneln, sich aber von denen anderer Gebiete charakteristisch unterscheiden, können die Spektren nach Regionen klassifiziert werden. Abb. 1 enthält die geographischen Bereiche mit weitgehend einheitlichem spektralem Schwankungsverhalten; Tab. 1 listet die zugehörigen signifikanten Peaks. Diese Klassifikation bleibt nahezu stationär, obwohl sich die Spektren mit der Zeit verändern.

Um die zeitliche Stabilität der Spektren beurteilen zu können, werden dynamische Varianzspektren berechnet. Dazu wird die gesamte Zeitreihe in mehrere sich überlappende Teilreihen gleichen Umfangs unterteilt und jede einzelne spektral analysiert. Diese zeitlich gleitende Methode ermöglicht Aussagen darüber, welche Perioden bzw. Signale in welchen Zeitintervallen signifikant sind. Auch hier zeigen benachbarte Stationen einen gleichsinnigen Verlauf.

4 SCHLUSSBEMERKUNG

Die hier vorgestellten Ergebnisse sind Teile einer globalen Analyse, die im Rahmen des EG-Klimaforschungsprogramms durchgeführt worden ist. Ein ausführlicher Bericht ist in Vorbereitung. Ursächliche Studien haben begonnen (BMFT-Projekt).

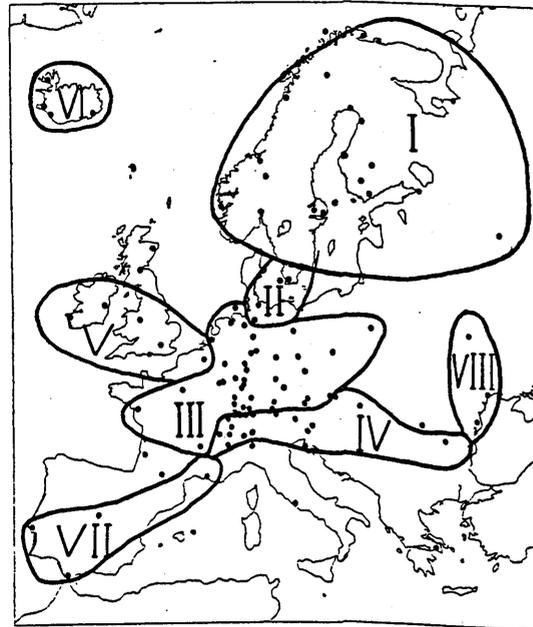


Abb. 1: Regionale Klassifikation der Spektrentypen von Europa für den Zeitraum 1881-1980. Ein Punkt repräsentiert die geographische Lage einer Zeitreihe.

Klasse	Periode (Signifikanz)
I	12.5 (95)
II	2.3, 2.0 (95)
III	7.7, 2.3 (95)
IV	2.3 (95)
V	2.5 (95)
VI	3.6 (99)
VII	3.1, 2.2 (95)
VIII	12.5 (95); 7.1, 2.3 (90)

Tab. 1: Perioden (in Jahren) von Spektren, bei denen die Varianzmaxima die in Klammern angegebenen Signifikanzniveaus überschreiten. Peaks mit einer Signifikanz < 90 % und der Periode ∞ bleiben unberücksichtigt.

LITERATUR

- BLACKMAN, R.B.; TUKEY, J.W.: The Measurement of Power Spectra. New York: Dover 1958
- JUNK, H.P.: Die Maximum-Entropie-Spektralanalyse (MESA) und ihre Anwendung auf meteorologische Zeitreihen. Diplomarbeit Meteorol. Inst. Univ. Bonn 1982
- SCHÖNWIESE, C.D.: Praktische Statistik. Berlin, Stuttgart: Gebrüder Bornträger 1985
- SCHÖNWIESE, C.D.; MALCHER, J.: Nichtstationarität oder Inhomogenität? Ein Beitrag zur statistischen Analyse klimatologischer Zeitreihen. Wetter und Leben. 1986 im Druck

ZEITREIHEN- UND KOMPOSITANALYSE ÄQUATORIALER SCHIFFSBEOBSACHTUNGEN

Heribert Fleer und Udo Schneider

Institut für Meteorologie der Technischen Hochschule Darmstadt

Die von Zeit zu Zeit in den Tropen auftretenden katastrophalen Dürren und Überschwemmungen stehen in engem Zusammenhang mit Anomalien der Walker-Zirkulation, einer thermisch direkten äquatornahen Zonalzirkulation. Diese Änderungen treten in Verbindung mit der Südlichen Oszillation und dem El Nino Phänomen auf. Besonders stark ausgeprägte Anomalien im Niederschlag, im Luftdruck und in der Meeresoberflächentemperatur treten im äquatorialen Pazifik auf. Zur näheren Analyse der zeitlichen und räumlichen Verteilung der Meeresoberflächentemperatur und des Windes im tropischen Pazifik wurden die synoptischen Schiffsmessungen aus dem Zeitraum 1872-1983, die freundlicherweise vom Seewetteramt Hamburg des DWD zur Verfügung gestellt wurden, geprüft und aufbereitet.

Die Varianzspektren der Zeitreihen der Meeresoberflächentemperatur und der Zonal- und Meridionalen Komponente des Windes weisen ein breites Maximum im Periodenbereich von 2-7 Jahren auf, mit einer Bevorzugung des 5-jährigen Intervalls, die bereits in den Zeitreihen des tropischen Niederschlags und des Luftdrucks (Fleer, 1981) nachgewiesen werden konnte. In diesem Bereich treten erwartungsgemäß die signifikantesten Wechselwirkungen zwischen Meeresoberflächentemperatur, zonalen und meridionalen Windkomponenten, Niederschlag und Luftdruck auf. Die Phasenbeziehungen zwischen diesen Elementen lassen erkennen, daß es Gebiete gibt, in denen die Druck- und Windänderungen den Niederschlags- und Meeresoberflächentemperaturschwankungen, die etwa zur gleichen Zeit auftreten, vorauslaufen.

Zur Untersuchung der Entwicklung von El Ninos wurden Komposits der Felder der Meeresoberflächentemperatur und des Bodenwindes erstellt.

Die Komposits umfassen den Zeitraum von einem Jahr vor (-1) bis einem Jahr nach (+1) dem El Nino-Ereignis. Die Ereignisse wurden nach der Anomalie der Meeresoberflächentemperatur im äquatorialen Bereich zwischen 130°W und 90°W als "stark" bzw. "schwach" klassifiziert. "Starke" El Ninos mit Anomalien von mehr als 2K traten 1877/78, 88/89, 96, 99, 1902/03, 05, 14/15, 18, 30, 39, 51, 57/58, 69, 72/73, 76 und 82/83 auf. Bei den "schwachen" El Ninos 1880/81, 84, 91, 1907, 11, 23, 25/26, 32, 41, 48, 53, 63, 65, 74/75 und 79 betrug die positive Abweichung weniger als 2K in diesem Bereich.

Die Abb. 1a,b zeigen den zeitlichen Verlauf der Anomalien der Zonalkomponente des Windes und der Meeresoberflächentemperatur in verschiedenen Gebieten für "starke" El Ninos.

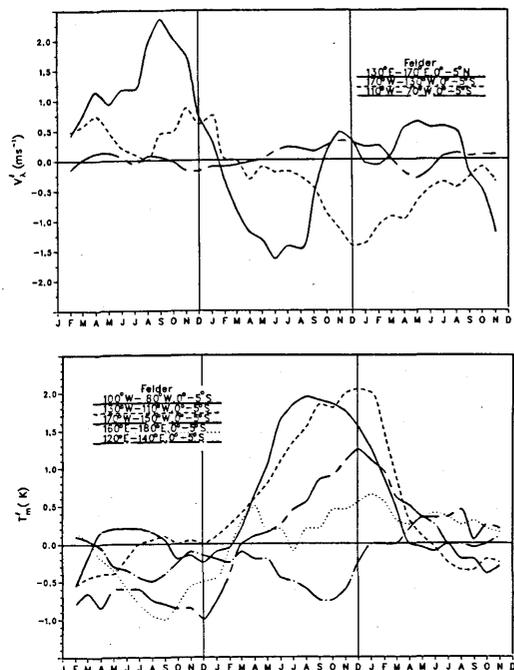


Abb. 1 Zeitlicher Verlauf der Anomalien der Zonalkomponente des Windes (a) und der Meeresoberflächentemperatur (b) für das starke El Nino

"Starke" Warmwasserereignissen gehen im westlichen Pazifik erheblich verstärkte Ostwinde mit Anomalien von im Mittel mehr als 2 ms^{-1} über einen längeren Zeitraum voraus. Für "schwache" Ereignisse sind die östlichen Anomalien schwächer ausgeprägt und von kürzerer Dauer. Im zentralen Pazifik treten keine signifikanten Abweichungen auf, sowohl bei "starken" als auch bei "schwachen" El Ninos treten nur mäßige östliche Anomalien auf. Die in ihrem westlichen Teil verstärkten Passatwinde führen zu einem erhöhten Gefälle des Meeresspiegels von Indonesien zur südamerikanischen Westküste und somit einem größeren zonalen Druckgradienten, der gerade durch die Windschubspannung an der Meeresoberfläche kompensiert wird. Der bei dem "starken" bzw. "schwachen" El Nino im November(-1)/September(-1) einsetzende starke Rückgang der östlichen Anomalien und der Übergang zu westlichen Abweichungen führt, da der erhöhte Druckgradient nicht mehr kompensiert werden kann, zur Auslösung einer äquatorialen Kelvinwelle (Wyrtki, 1975). Mit dem Eintreffen der Kelvinwelle an der peruanischen Küste ist eine starke Erwärmung im Küstenbereich verbunden, die bei dem "starken" bzw. "schwachen" El Nino im Februar(0)/Dezember(-1) einsetzt und sich im weiteren Verlauf nach Westen ausbreitet (Rasmusson und Carpenter, 1982). Die sich ergebende Laufzeit der Kelvinwelle von 2-3 Monaten wird von Modellergebnissen, die eine Verlagerungsgeschwindigkeit der Front der Kelvinwelle von etwa $2,5 \text{ ms}^{-1}$ ergeben (Harrison und Schopf, 1984), bestätigt.

Die Erwärmung erreicht beim "starken"/"schwachen" El Nino vor der Westküste Südamerikas im Juli und August (0)/Mai bis August (0) mit im Mittel $2\text{K}/0,8\text{K}$ ihr Maximum. Während der Zeit der maximalen Erwärmung an der Küste erreichen die westlichen Windanomalien beim "starken" El Nino mit $1,6 \text{ ms}^{-1}$ im westlichen Pazifik ihr Maximum und beginnen sich in den zentralen Pazifik auszuweiten. Bei dem "schwachen" El Nino gehen zu dieser Zeit die westlichen Anomalien zurück und nähern sich dem klimatologischen Jahresgang. Im September(0) löst sich das

Maximum der Erwärmung von der Küste ab und verlagert sich nach Westen. Beim "starken" El Nino wird die maximale Temperaturanomalie im zentralen Pazifik im Dezember(0) mit über 2K angenommen, die westlichen Windanomalien erreichen in diesem Gebiet ihren Höhepunkt mit $1,5 \text{ ms}^{-1}$. Die Abbildungen 2a und b zeigen die räumliche Verteilung der Anomalien in diesem Stadium.

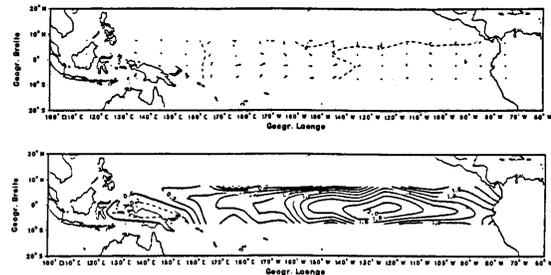


Abb. 2 Räumliche Verteilung der Anomalien des Windes (a) im Nov.(0) und der Meeresoberflächentemperatur (b) im Dez.(0) für das "starke" El Nino.

Das Windfeld geht im westlichen Pazifik beim "starken/schwachen" El Nino im Oktober(0)/Dezember(0) in den mittleren Jahresgang über. Ab Januar(+1)/November(0) beginnt im östlichen Pazifik ein starker Abfall der Temperaturanomalien, im zentralen Pazifik erfolgt der Rückgang langsamer. Der Bereich der maximalen Temperaturanomalie verlagert sich unter Abschwächung bis zur Datumsgrenze. Im Endstadium des El Nino's treten ab April(1) negative Temperaturabweichungen im Küstenbereich auf, die sich in der Folgezeit entlang des Äquators ausbreiten. Im Westpazifik treten während des El Nino-Verlaufs nur kleine Temperaturanomalien auf, die gegensätzlich zu den im östlichen Pazifik verlaufen.

Fleer, H., 1981: Large scale tropical rainfall anomalies. *Bonner Meteor. Abh.*, 26, 114 pp..

Harrison, D.E. and Schopf, P.S., 1984: Kelvin-wave induced anomalous advection and the onset of surface warming in El Nino events. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 923-933.

Rasmusson, E.M. and Carpenter, T.H., 1982: Variations in tropical seasurface temperature and surface windfields associated with the Southern Oscillation/El Nino. *Mon. Wea. Rev.* 110, 354-384.

Wyrtki, K., 1975: El Nino - The dynamic response of the equatorial Pacific ocean to atmospheric forcing. *J. Phys. Ocean.* 5, 572-584.

Harald Weingärtner

Amt für Wehrgeophysik, Traben-Trarbach

1 PROBLEMSTELLUNG

Korrelationsanalysen sind in der Klimatologie und angewandten Meteorologie von zentraler Bedeutung. Der effiziente Einsatz solcher Korrelationsanalysen verlangt allerdings Klarheit bzgl. der Voraussetzungen über das zugrundeliegende statistische Modell. Der Pearson'sche Korrelationskoeffizient ist bekanntlich nur ein Maß für den linearen Anteil der Kontingenz zwischen zwei stochastischen Variablen. Nur wenn eine zweidimensionale Normalverteilung vorausgesetzt werden kann, beschreibt er den stochastischen Zusammenhang vollständig. Ähnlich wie in den Wirtschafts- und Sozialwissenschaften sind aber auch in der Meteorologie die interessierenden Parameter häufig nicht normalverteilt (Sicht, Bedeckungsgrad, Windrichtung und -geschwindigkeit). Manche Parameter werden praxisorientiert in Klassen gegliedert und auf der Ordinalskala ihrer Rangfolge gemäß bewertet (Sicht-, Ceiling-Klassifizierung). Andere sind a priori nur auf der Nominalskala erfaßbar (Wettererscheinungen).

Zur Bestimmung der Kontingenz zwischen metrisch, ordinal oder nominal skalierten Zufallsvariablen soll daher ein universelles Kontingenzmaß abgeleitet werden, das aus meteorologisch-statistischer Sicht einwandfrei anzuwenden ist. Bei völliger stochastischer Unabhängigkeit zwischen den Variablen soll der Kontingenzkoeffizient den Wert null, bei völliger Abhängigkeit den Wert eins annehmen. Weiter muß das Kontingenzmaß unabhängig von der gewählten Klasseneinteilung und verteilungsfrei sein (d.h., es darf keine Voraussetzung bzgl. der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Variablen bestehen). Liegt aller-

dings der Spezialfall einer zweidimensionalen Normalverteilung vor, muß der Kontingenzkoeffizient betragsmäßig gleich dem des klassischen Korrelationskoeffizienten sein.

2 KONTINGENZKOEFFIZIENT

Die Herleitung eines solchen Kontingenzkoeffizienten ist bei WEINGÄRTNER (1985) beschrieben; die Idee hierzu sei kurz skizziert: Ausgehend vom statistischen Informationsbegriff nach SHANNON (1948) werden zur Bestimmung der stochastischen Kontingenz zwischen zwei beliebig skalierten diskreten Zufallsvariablen X und Y die einzelnen Informationsentropien $H(X)$ und $H(Y)$ sowie die verbundene Entropie $H(X,Y)$ der zusammengesetzten Zufallsvariablen (X,Y) bestimmt. Grundlegend gilt:

$$H(X,Y) \leq H(X) + H(Y) \quad (1)$$

Besteht ein stochastischer Zusammenhang zwischen X und Y , dann gilt: $H(X,Y) < H(X) + H(Y)$ und durch die Kenntnis des aktuellen Wertes einer der Variablen erhält man eine gewisse Information

$$D(X,Y) = H(X) + H(Y) - H(X,Y) \quad (2)$$

über die andere Variable. Diese Information ist umso größer, je stärker der stochastische Zusammenhang ist; sie nimmt Werte zwischen null und unendlich an und wird durch

$$RD = \sqrt{1 - e^{-2D(X,Y)}} \quad (3)$$

auf das Intervall $[0,1]$ abgebildet, so daß der Kontingenzkoeffizient RD je nach der Stärke des stochastischen Zusammenhangs Werte zwischen null und eins annimmt.

Da die diskreten Zufallsvariablen stets nur abzählbar viele endliche Zustände annehmen

können, ergibt sich auch stets ein $D(X,Y)$ kleiner unendlich und dadurch stets ein RD kleiner 1. Mit der Maximal zu erzielenden Information

$$H_{\max} = \min \{H(X), H(Y)\} \quad (4)$$

wird deshalb der Kontingenzkoeffizient normiert:

$$R = \frac{\sqrt{1 - e^{-2D(X,Y)}}}{\sqrt{1 - e^{-2H_{\max}}}} \quad (5)$$

so daß gilt:

$$R = 0 \leftrightarrow D(X,Y) = 0 \quad (6a)$$

$$R = 1 \leftrightarrow D(X,Y) = H_{\max} \quad (6b)$$

3 ANWENDUNG

Die praktische Anwendung des verteilungsfreien Kontingenzkoeffizienten in der Klimatologie wird anhand einer Autokorrelationsanalyse der Großwetterlagen erläutert. Diese werden hierbei zu den Zirkulationstypen Zonal, Gemischt, Meridional zusammengefaßt und für Time-Lags von 1 bis 50 Tagen werden die Autokontingenzkoeffizienten berechnet. Durch numerische Integration über die Autokontingenzkoeffizienten der Time-Lags von null bis T_{Krit} (= diejenige Verschiebung, bis zu der eine statistisch signifikante Autokontingenz nachweisbar ist) läßt sich die charakteristische (euler'sche) Zeitskala bestimmen (Tabelle).

Die Erhaltungsneigung der Großwetterlagen variiert mit der Jahreszeit und ist im Sommer am geringsten und im Winter am größten. Dies zeigt

sich auch in den Werten der charakteristischen Zeitskala mit minimal 3,1 Tagen (Sommer) und 4,7 Tagen (Winter). Im Jahresmittel liegt die Skala bei 3,8 Tagen.

Time-Lag [Tage]	Fr	So	He	Wi
1 d	.856	.857	.857	.873
2 d	.660	.653	.660	.703
3 d	.449	.432	.450	.518
4 d	.291	.276	.301	.382
5 d	.197	.168	.208	.282
10 d	.046	-	.076	.101
15 d	-	-	-	.053
Zeitskala [Tage]	3,5	3,1	3,6	4,7

Tabelle: Statistisch signifikante Autokontingenzkoeffizienten für Großwetterlagenklassifikation ZON, GEM, MER in Abhängigkeit von Jahreszeit und Time-Lag, sowie zugehörige charakteristische Zeitskala.

SHANNON, C.E.: A mathematical theory of communication. - Bell. Syst. Techn. 7. 27, 370 - 423, 623 - 656 (1948).

WEINGÄRTNER, H.: Korrelation und Information. - Meteor. Rdsch. 38, 1 - 8 (1985).

EINE GENAUIGKEITSANALYSE VON SATELLITENEXPERIMENTEN ZUR MESSUNG DER STRAHLUNGSBILANZ

Rolf Stuhlmann, Heinrich Knottenberg, Ehrhard Raschke, Matthias Wiegner
Institut für Geophysik und Meteorologie
der Universität zu Köln

1 EINLEITUNG

Messungen des Strahlungshaushaltes unseres Planeten Erde werden seit etwa 15 Jahren mit unterschiedlichen Radiometern von Satelliten aus durchgeführt, um die räumliche Verteilung des Austausches von Energie zwischen Erde und dem Weltraum und deren zeitliche Änderung zu erfassen. An Hand dieser Angaben können Fluktuationen regionaler Klimaprozesse beobachtet und gleichzeitig deren Auswirkungen auf Änderungen des Energiehaushaltes abgeschätzt werden. Ebenfalls gestatten diese Angaben zusätzlich eine genaue Kontrolle des in numerischen Zirkulations- und Klimamodellen berechneten Strahlungshaushaltes des jetzigen Klimas. Aufbauend auf den Erfahrungen der vorhergehenden Experimente erfolgten seit 1980 unter der Leitung der NASA die Vorbereitungen eines Strahlungsbilanzexperimentes, des Earth Radiation Budget Experiment (ERBE), dessen Meßphase im Oktober 1984 begann (BARKSTROM 1984, p. 1170). Bei diesem Experiment sollen erstmals von bis zu drei Satellitenplattformen aus gleichzeitig die Komponenten der Strahlungsbilanz am Oberrand der Atmosphäre gemessen werden. Damit ist gewährleistet, daß zwei- bis dreimal während jeder Tageshälfte über jedem Gebiet der Erde eine Messung durchgeführt wird, um somit die Fehler, die bei ungenügend dichten Stichproben des Tagesganges der Strahlungsfelder unvermeidlich sind, auf eine Größen-

ordnung um 10Wm^{-2} zu reduzieren. Neben den großen Vorteilen die solche Satellitenmessungen bieten, enthalten diese aber immer noch Fehler auf Grund der beschränkten Meßmöglichkeiten in Bezug auf die spektrale, winkelabhängige, räumliche und zeitliche Variabilität der Ausgangsfelder. Eine Vorstellung dieser Fehlerquellen in Abhängigkeit unterschiedlicher Abtastgeometrien ist der Inhalt dieses Vortrages.

2 FEHLERQUELLEN

Auf Grund der spektralen Empfindlichkeit des Satellitenmeßinstrumentes, enthält die Satellitenmessung nur eine mit der spektralen Sensorempfindlichkeit gewichtete Information über die spektral breitbandige Strahldichte. Es müssen aus den spektral gefilterten Strahldichten die ungefilterten breitbandigen Strahldichten abgeschätzt werden. Diese Korrektur, die als Filterkorrekturfunktion bezeichnet wird, hängt von den atmosphärischen Streu- und Absorptionsprozessen, der Bodenreflektion, sowie der Höhe der Wolkenoberkante ab.

Die für den Strahlungshaushalt relevante Größe ist die Strahlungsflußdichte, das Integral der Strahldichten über den gesamten Halbraum. Die Satellitenmessung repräsentiert jedoch nur die Strahldichte, die sich in Richtung des Satelliteninstrumentes ausbreitet. Es muß also aus diesem Meßwert das gesamte Integral abgeschätzt werden. Diese als Anisotropie-

korrekturfunktion bezeichnete Korrektur ist ebenfalls vom atmosphärischen Zustand, den spektralen Eigenschaften des Untergrundes, sowie den mikro- und makrophysikalischen Eigenschaften der Wolken abhängig.

Bei der Aufintegration der Einzelmessungen zu Gebietsmittelwerten einer Auflösung von $250 \times 250 \text{ km}^2$ sind verschiedene Effekte zu berücksichtigen, die zu Fehlern der Gebietsmittelwerte führen. Diese Fehler entstehen einmal durch die Filterung des beobachteten Feldes auf Grund der endlich großen Radiometergesichtsfelder, zum anderen durch die ungleichmäßige Verteilung der Meßwerte innerhalb des Gebietes. Eine weitere Schwierigkeit liegt in der Berücksichtigung des Tagesganges der Strahlungsfelder, da polarumlaufende Satelliten nur zweimal pro Tag über jedem Gebiet der Erde messen.

3 DAS ERDSTRAHLUNGSMODELL

Die Abschätzung des Gesamtfehlers erfolgt über ein Erdstrahlungsmodell.

Aus Strahlungstransportrechnungen (STUHLMANN et al. 1985, p.396) werden spektrale Strahl- und Strahlungsflußdichten errechnet, die gemeinsam mit der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Szenen die Referenzstrahlungsfelder bestimmen. Aus diesen lassen sich die Mittelwerte der Strahlungsflußdichten direkt berechnen. Aus der Simulation von Satellitenüberflügen (KRIEBEL und PIETRASS 1982) in Verbindung mit vorgegebener Abtastgeometrie, Transferfunktion und Sensorempfindlichkeit des Instrumentes, lassen sich aus den Referenzfeldern die Meßwerte modellieren. Durch die Vorgabe von Korrekturfunktionen lassen sich aus den Meßwerten Strahlungsflußdichten abschätzen, aus denen die entsprechenden Gebietsmittelwerte errechnet werden. Der Vergleich mit den direkt berechneten Mittelwerten erlaubt es, Aussagen über den Fehler in Abhängigkeit der Szenenstatistik, Satellitenbahn, Abtastgeometrie, Meßinstrument, Invertieralgorithmus und Mittelungsprozeß zu machen.

BARKSTROM, B.R.:

KRIEBEL, T.; PIETRASS, A.E.:

STUHLMANN, R; MINNIS, P; SMITH, G.L.:

The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE).
Bull. American Met. Soc. (1984), 65, 1170-1185

On the Sampling Problem in Radiation Budget
Mission. Proc. IGRASS'82 (1982) Munich

Cloud Bidirectional Reflectance Functions: A
Comparison of Experimental and Theoretical Results.
Appl. Opt. (1984), 24, 396-401

1 EINLEITUNG

Als klimawirksame Transportprozesse im Ozean sind alle diejenigen Prozesse zu verstehen, die zur Bildung von Quellen und Senken für Wärme, Wasser und Gase in den Oberflächenschichten des Meeres beitragen und damit aktiv Ozean und Atmosphäre koppeln. Die Kopplung erfolgt entsprechend den beteiligten Prozessen in einem extrem breiten Bereich von Raum- und Zeitskalen. Im folgenden wird anhand von Beispielen im globalen und mesoskaligen Bereich die Rolle der Transportprozesse im Klimageschehen angedeutet und auf die Schwierigkeiten hingewiesen, denen sich die Ozeanographen bei der quantitativen Beschreibung gegenübersehen.

2 DAS GLOBALE THERMOHALINE SYSTEM

Das größte zusammenhängende Zirkulationssystem des Ozeans ist schematisch in Abb. 1 dargestellt.

Angetrieben durch Absinkbewegungen im nördlichen Nordatlantik und in der Weddell-See und durch Auftrieb in den Zentren der hemisphärischen antizyklonalen Zirkulationen der einzelnen Ozeane läuft eine Zirkulation ab, die ca. 89% der Wassermassen für einen Zeitraum von bis zu einigen 100 Jahren vor erneutem Kontakt mit der Atmosphäre fernhält und dabei die ozeanischen Becken vom Nordatlantik ausgehend bis in den nördlichen Pazifik durchläuft. Der Rücktransport geschieht in der Warmwassersphäre, d.h. den verbleibenden 11% der Wassermassen des Weltmeeres mit zahlreichen Kontaktmöglichkeiten zwischen Ozean und Atmosphäre auf Zeitskalen von Dekaden und weniger. Der klimatisch wichtigste Aspekt ist die Langzeitspeicherung von Anomalien des Wärme-, Wasser- und Gasbudget in den Absinkregionen. Quantitative Abschätzungen sind mangels einer guten Datenbasis oder wie im Falle des klimatisch wichtigen CO₂, mangels genügender Kenntnisse der biologischen

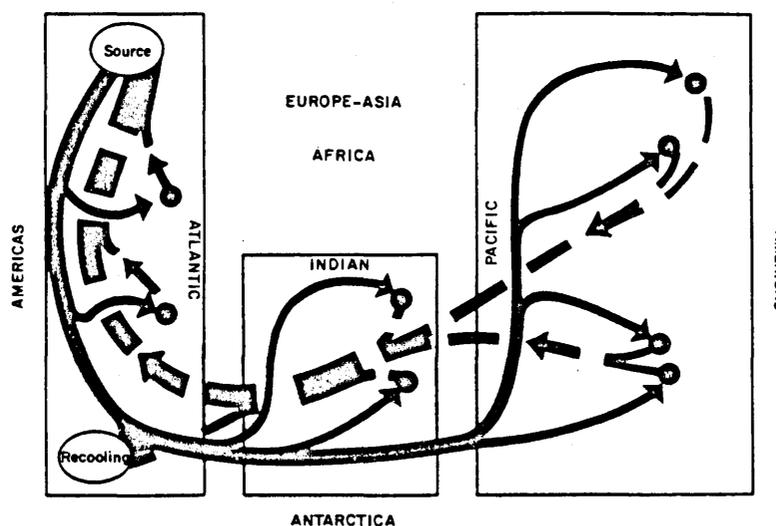


Abbildung 1 Idealisertes Bild der Tiefenzirkulation (ausgezogene Pfeile) und der Oberflächenzirkulation (unterbrochene Pfeile). Die offenen Kreise bezeichnen Gebiete mit Absinkbewegungen, in den Gebieten der vollen Kreise erfolgt der Ausgleich der Tiefenwasserbildung durch Auftriebsvorgänge (nach BROECKER et al., 1982)

und geochemischen Prozesse bisher nicht genau. Fortschritte sind durch die Erfassung der Ausbreitung anthropogener Tracer sowie durch die während des World Ocean Circulation Experiment geplanten Messungen absehbar.

3 WASSERMASSENTTRANSFORMATION IM EUROPÄISCHEN NORDMEER

Abbildung 2 demonstriert einige mesoskalige Details der Zirkulation in dem in Abbildung 1 allgemein als Quellregion bezeichneten Gebiet im nördlichen Nordatlantik.

Ereignisse durch meteorologisch induzierte barokline Instabilitäten an den Flanken der zyklonalen Wirbel; Bildung von salzreichem Tiefenwasser durch Gefrieren von Meerwasser über den arktischen Schelfen. Klimatisch relevant sind die extremen Oberflächenflüsse für Wärme und Gase im Zusammenhang mit dem Auftreten von Vertikalkonvektion. Die quantitative Erfassung der in Abbildung 2 dargestellten Formationsmechanismen ist bisher nicht gelungen, da die beteiligten Zeitskalen (einige Tage) und Raumskalen (einige Kilome-

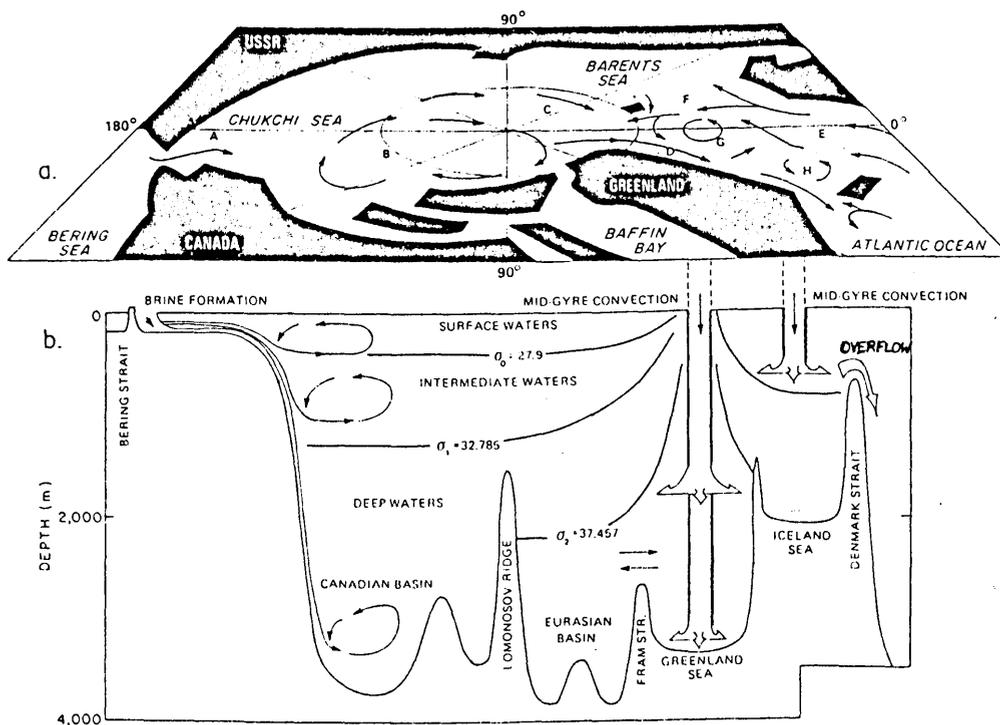


Abbildung 2 Idealisierte Darstellung der Prozesse, die an der Wassermassentransformation im Europäischen Nordmeer beteiligt sind und über der Overflow zur Bildung des Nordatlantischen Tiefenwassers beitragen (nach AAGAARD et al., 1985)

Um zu den Tiefenwassercharakteristika des Europäischen Nordmeeres zu gelangen, die Ausgangspunkt für das sich weltweit ausbreitende nordatlantische Tiefenwasser sind, ist das Zusammenspiel einer Reihe von Einzelprozessen nötig: Advektion von salzreichem Wasser aus dem Nordatlantischen Strom in die zyklonalen Wirbel der Grönlandsee und der Islandsee; Auslösen der mesoskaligen Vertikalkonvektions-

ter) unter den winterlichen Bedingungen nur schwer experimentell zu fassen sind. Nationale Programme (wie der SFB 318 "Klimarelevante Prozesse") und internationale Planungen für ein mehrjähriges Grönlandsee-Projekt lassen hier Fortschritte erwarten.

4 AUSWIRKUNG EINER ATMOSPHERISCHEN ANOMALIE

Die Kopplung der ozeanischen Transportprozesse an das Klimasystem wird besonders deutlich, wenn eine Anomalie der atmosphärischen Bedingungen in ihrer Auswirkung auf den Ozean beobachtet werden kann. Solch ein Datensatz liegt für den subpolaren zyklonalen Wirbel im nördlichen Nordatlantik vor. Eine mehrjährige Nordwind-Anomalie führte 1968 zu einer bedeutenden Ansammlung von polarem Wasser nördlich von Island. Das damit verbundene Signal in Form eines Salzgehaltsminimums konnte von 1968-1981 entlang der Küsten Grönlands und Labradors bis in den Bereich von Schottland, Norwegen und Spitzbergen verfolgt werden. Die Konsequenz war eine Unterbrechung der Bildung von Tiefenwasser in der Labradorsee und im Europäischen Nordmeer, d.h. eine kurzfristige Unterbrechung einer der Quellen in der globalen thermohalinen Zirkulation.

5 LITERATUR

AAGAARD, K.; SWIFT, J.H.; CARMACK, E.: Thermohaline Circulation in the Arctic Mediterranean Seas
Journ. Geophys. Res., 90(5),
1985, S. 4833-4846

BROECKER, W.S.; PENG, T.H.: Tracers in the Sea
Lamont-Doherty Geol. Obs.,
Columbia Univ., Palisades, N.Y.
1982

"MESSUNG" SUBSKALIGER KLIMAPROZESSE DURCH DIAGNOSE SKALIGER HAUSHALTE

Michael Hantel

Meteorologisches Institut der Universität
Auf dem Hügel 20, 5300 Bonn 1

1 EINLEITUNG

Die Flüssigkeitshaut der Erde ist die wichtigste Komponente im Klimasystem. In Atmosphäre, Ozean und Kryosphäre laufen ständig nichtlineare Transportvorgänge ab. Sie bewirken den Fluß von Masse, Energie, Impuls, Spurenstoffen. Ferner sind sie die Ursache von Instabilitäten und Strukturbildungen (z.B. Herbert, 1986).

Die Nichtlinearität der Flüsse hat zur Folge, daß Punktmessungen grundsätzlich nicht ausreichen, um den gesamten Fluß zu erfassen, wie klein man auch den Meßabstand wählen mag. Unterhalb des Meßabstandes treten subskalige Flüsse auf, die vom Meßsystem nicht aufgelöst werden.

Die Vertikalflüsse in der freien Atmosphäre unterhalb der synoptischen Skala sind ein Beispiel für solche Prozesse. Zwar gibt es Forschungsprogramme, bei denen sie direkt (durch Messung der Einzelfelder und numerische Ausführung der Korrelationsrechnung) bestimmt werden. Forschungsprogramme können aber eine operationelle Erfassung nicht ersetzen. Das gilt in der Atmosphäre vor allem für die subsynoptischen Vertikalflüsse einschließlich des Niederschlages; seine vertikale Divergenz ist praktisch gleich der Netto-Kondensationsrate. Lücken in der Kenntnis dieser Flüsse begrenzen die Genauigkeit der Prognosemodelle. Es gilt aber auch für die mesoskaligen Eddies im Ozean (Durchmesser 100 km, Lebensdauer einige Monate), deren klimatischer Einfluß noch ungeklärt ist.

2 MESSUNG DURCH DIAGNOSE

Viele physikalische Größen werden nicht direkt gemessen. Man mißt vielmehr eine andere, leicht zugängliche Größe und bestimmt, unter Ausnutzung eines gesetzmäßigen Zusammenhanges, die gewünschte Größe durch Rechnung. Ein Beispiel aus der Meteorologie ist die Feuchtemessung durch Ablesen des trockenen und des feuchten Thermometers. Hier wird nicht die Feuchte gemessen, sondern die Temperatur. Die Feuchte wird berechnet. Den Zusammenhang vermittelt die Theorie des Psychrometers.

Ebenso lassen sich subsynoptische Größen indirekt messen, indem man sie als Restglieder aus den Haushalten bestimmt, die von synoptisch meßbaren Größen dominiert werden. Die Theorie dieser seit langem bekannten Residuumsmethoden hat nun gewisse Eigentümlichkeiten, die sie von anderen Meßverfahren unterscheiden.

3 THEORIE DER REGENFLUSSMESSUNG

Wir betrachten (Hantel, 1982) die Gleichung der spezifischen Feuchte (Standardnotation in p-Koordinaten, \underline{V} =horizontaler Del-Operator, \underline{V} =horizontaler Windvektor):

$$\underbrace{\frac{\partial q}{\partial t} + \underline{V} \cdot \underline{qV}}_{\text{Synoptisch}} + \underbrace{\frac{\partial q\omega}{\partial p} + \frac{\partial \overline{q'\omega'}}{\partial p}}_{\text{Subsynoptisch}} + \frac{\partial qP}{\partial p} = 0 \quad (1)$$

P (Einheit $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) ist der Vertikalfluß von Wasser in kondensierter Form. q , \underline{V} , ω sind synoptisch analysierte Felder, $q\omega$ also der synoptische, $q'\omega'$ der subsynoptische Vertikalfluß von Feuchte. P setzt sich aus vielen teils auf-, teils abwärts transportierten Kondensatpartikeln zusammen, ist also auch subsynoptisch.

Was liegt näher, als Gleichung (1) zur Diagnose der subsynoptischen Flüsse zu nutzen, indem man die synoptischen Anteile durch Vertikalintegration vom Niveau $p=0$ abwärts (dort $q'\omega'=gP=0$) bis zu einem Niveau p aufsummiert und so die Summe

$$\overline{q'\omega'} + gP \quad (2)$$

in diesem Niveau bestimmt. Für die Trennung der Summe in ihre Bestandteile braucht man eine weitere Gleichung (z.B. die Wärmegleichung) und eine Schließungsannahme.

Bei der Durchführung dieses einfachen Gedankens wird die Tatsache genutzt, daß der Wert von (2) auch am Erdboden durch Messung bekannt ist. Das entspricht einer Überbestimmung und gestattet eine Fehlerabschätzung (Emeis und Hantel, 1983; Emeis, 1985; Hantel und Emeis, 1985).

4 ERGEBNISSE

Im Rahmen der Auswertung des ALPEX-Experiments wurde die Messung der drei subsynoptischen Wärme-flüsse mit relativ hoher räumlicher Auflösung durchgeführt (Einteilung der Atmosphäre über Europa in 24×24 flächengleiche Säulen, jede Säule vertikal in 10 je 100 hPa dicke Schichten). Ein Ergebnis ist in Bild 1 dargestellt. Man erkennt, daß P überall abwärts gerichtet und praktisch überall divergent ist. $\overline{q'\omega'}$ ist aufwärts gerichtet und divergent in unteren, konvergent in oberen Schichten; dasselbe, jedoch quantitativ stärker, gilt für $T'\omega'$.

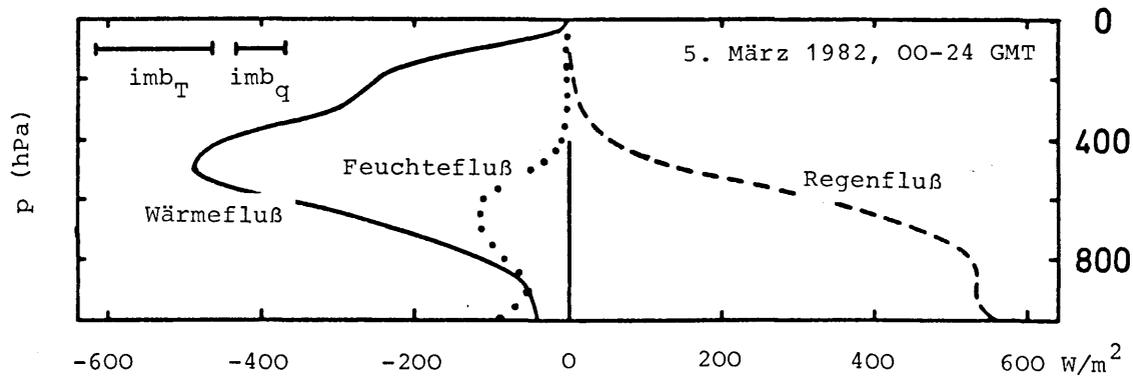


Bild 1 Profile der subsynoptischen Vertikalflüsse von Regen (LP), Feuchte ($g^{-1}Lq'\omega'$) und Wärme ($g^{-1}c_pT'\omega'$) in atmosphärischer Säule (Grundfläche $100 \times 100 \text{ km}^2$) über Venedig im Maximum einer ALPEX-Genova-Zyklone (5. März 1982, 00-24 GMT). Bodenwerte der drei Flüsse gemessen, Werte in der Höhe aus dem diagnostischen Modell bestimmt. Fehlerbalken = $1/5$ der Säulenimbalance der Haushalte von Feuchte (q) und Wärme (T).

Dies ist nicht überall so. Im Bereich des Rückens und vor Warmfronten kann $T'\omega'$ abwärts gerichtet sein (Emeis, 1985).

Wichtig ist die jetzt erzielte Genauigkeit dieser Methode. Sie beträgt für die hier gezeigte hohe Auflösung 30 W m^{-2} im rms-Mittel über alle Säulen. Damit ist eine Trennung von Signal und Fehler gelungen.

5 AUSBLICK

Diese Methode wurde prinzipiell auch bereits im Ozean angewandt (Wunsch, 1978). Hier gestattet sie, subsynoptische Vertikalflüsse in der freien Atmosphäre durch Diagnose synoptischer Haushalte mit einem Minimum an Parametrisierung zu messen. Die Methode ist recht genau. Ihre systematische Anwendung im operativen Betrieb ist die nächste Aufgabe.

6 LITERATUR

- Emeis, S. (1985): Bonner Meteorol. Abh. 32, 106 pp.
 Emeis, S., und M. Hantel (1983): Ann. Met. (N.F.), 20, 215-216.
 Herbert, F. (1986): Ann. Met. (N.F.), vorliegendes Heft.
 Hantel, M. (1982): Ann. Met. (N.F.), 19, 79-80.
 Hantel, M., und S. Emeis (1985): Arch. Met. Geoph. Biocl., Ser.A 33, 407-420.
 Wunsch, C. (1978): Rev. Geoph. Space Phys., 16, 583-620.

SUBGRID - PARAMETERISIERUNG IN STRÖMUNGEN MIT HELIZITÄT

M. Lautenschlager, D. Eppel
Forschungszentrum Geesthacht
Postfach 1160
D-2054 Geesthacht

W.C. Thacker
National Oceanographic and Atmospheric Administration/AOML
Miami, Florida 33149, USA

Im vorliegenden Beitrag wird eine Turbulenzparameterisierung vorgestellt, die - anders als die konventionellen Formulierungen - mehr die Vortexstruktur der Turbulenz betont. Turbulenz wird hier definiert als diejenigen Strömungsanteile, die in einem numerischen Modell nicht mehr aufgelöst werden. Betrachtet werden helizitätsbehaftete Rotationsstrukturen. Sie treten in der Atmosphäre in allen Größenskalen auf, z.B. Hurrikane, Rollenstrukturen, Tornados. Schwierigkeiten treten auf bei der numerischen Behandlung solcher Strömungen. In einem numerischen Modell muß eine unrealistisch große physikalische Störung vorgegeben werden, um einen Wirbel zu starten. Im Vergleich zur Beobachtung werden zu große Simulationszeiten benötigt, um einen Wirbel aufzubauen, und zu kurze Lebensdauern werden realisiert.

Diesen Wirbelstrukturen gemeinsam ist ihre Dreidimensionalität. Neben der Rotation besitzen sie noch einen Transport entlang der Rotationsachse, d.h. die Fluidteilchen bewegen sich auf Schraubenlinien. Die Helizität, definiert als Skalarprodukt des Geschwindigkeitsvektors mit dem Vorticityvektor, ist eine weitere sensitive Größe, um die Strömung zu charakterisieren. Sie ist eine erhaltene Größe wie die kinetische Energie.

Die Vorticity einer Strömung charakterisiert die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkungen in den Navier-Stokes-Gleichungen $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = \vec{\nabla} \cdot \vec{v}^2 - \vec{v} \times \vec{\omega}$. Bei vorhandener Vorticity versucht die Strömung, die mecha-

nische Nichtlinearität zu begrenzen und so einen stabilen Zustand zu erreichen. Dies kann geschehen sowohl durch Reibung, bis die Bewegung aufhört als auch durch Übergang zu Strömungskonfigurationen mit minimaler Nichtlinearität. Eine ideale, stabile Struktur ist die Beltrami-Strömung, in der Geschwindigkeits- und Vorticityvektor parallel zueinander orientiert sind. Diese Strömung besitzt maximale Helizität und minimale Nichtlinearität bei vorgegebener Geschwindigkeit und Vorticity:

$$H = |\vec{v}| \cdot |\vec{\omega}| \cdot \cos \alpha = \pm |\vec{v}| \cdot |\vec{\omega}| \quad \text{mit } \alpha = 0^\circ, 180^\circ$$

$$\vec{v} \times \vec{\omega} = |\vec{v}| \cdot |\vec{\omega}| \cdot \sin \alpha = 0 \quad \text{mit } \alpha = 0^\circ, 180^\circ$$

Die Helizität einer Strömung ist also verknüpft mit ihrer Stabilität.

Die atmosphärischen Wirbelstrukturen verschiedener Längenskalen stehen in Wechselwirkung, während in einem Simulationsmodell aufgrund der endlich feinen Gitterauflösung nur die Wechselwirkung zwischen den größeren, im numerischen Gitter repräsentierten Längenskalen enthalten sein kann. Der Einfluß der Bewegung im Subgrid-Bereich, d.h. der im Gitter nicht mehr aufgelösten Größenskalen, muß parameterisiert werden. Den Subgrid-Wirbeln kann ein bevorzugter Schraubensinn durch Topographieeffekte, Konvektion und Corioliskraft aufgeprägt und somit Subgrid-Helizität erzeugt werden. Aufgrund obiger Argumentation wird erwartet, daß die Berücksichtigung der Subgrid-Helizitätsstrukturen einen stabilisierenden Einfluß auf die im numerischen Modell repräsentierte

Bewegung hat, wenn die helizitätsbehafteten Subgrid-Wirbel ähnlich orientiert sind wie die mittlere Rotation.

Die übliche Diffusionsparameterisierung der Subgrid-Flüsse in den Navier-Stokes Gleichungen mit Hilfe von Gradientensätzen erlaubt nicht die Berücksichtigung der Subgrid-Helizität. Dies wird erreicht durch Entwicklung der Subgrid-Flüsse nach Termen der mittleren, absoluten Vorticity:

$$\begin{aligned} -\vec{\nabla} \cdot (\vec{v}' \otimes \vec{v}') &= (\vec{v}' \times \vec{\omega}') - \vec{\nabla} e \\ &= \alpha \vec{\omega} + \beta \Delta \vec{v} + \gamma \Delta \vec{\omega} - \vec{\nabla} e \end{aligned}$$

Berechnungen im Rahmen der Turbulenztheorie führen für die Koeffizienten auf:

$$\alpha(\vec{x}, t) = l_\alpha h e^{-\frac{1}{2}}$$

$$\beta(x, t) = l_\beta e^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma(x, t) = -l_\gamma h e^{-\frac{1}{2}}$$

wobei

$l_\alpha, l_\beta, l_\gamma$: zu bestimmende Längenskalierungen

$h = h(\vec{x}, t) = \overline{(\vec{v}' \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}'))}$: Subgrid-Helizität

$e = e(x, t) = \frac{1}{2} \overline{(\vec{v}'^2)}$: kinetische Subgrid-Energie

Die Längenskalierungen $l_\alpha, l_\beta, l_\gamma$ müssen in der Größenordnung der Gitterweite liegen, da in obigem Subgrid-Parameterisierungsansatz nicht die übliche Zeitmittelung, sondern eine Gittervolumenmittelung verwendet wird. Der vorgeschlagene Parameterisierungsansatz führt neben der kinetischen Subgrid-Energie die Subgrid-Helizität als weitere Größe ein, die die im numerischen Modell nicht berück-

sichtigten Skalen der Bewegung charakterisiert. e und h werden durch prognostische Gleichungen bestimmt, in denen der Einfluß der mittleren Bewegung auf die Subgrid-Größen eingeht. Im Grenzfall verschwindender Helizität ergibt sich die konventionelle Diffusionsparameterisierung der Subgrid-Flüsse.

Die helizitätsbehafteten Terme (α - und γ -Term) ändern das dispersive Verhalten der Strömung. Aus der Phasenanalyse der Navier-Stokes-Gleichungen zeigt sich, daß bei positiver Subgrid-Helizität der Transport kurzer Wellen verzögert wird. Der β -Term beschreibt die Diffusion im Strömungsfeld und gibt in der Phasenanalyse eine Dämpfung. Es wird durch ihn keine Dispersion erzeugt. Der Gradiententerm bewirkt einen Fluß der Subgrid-Energie entgegen ihrer Gradienten. Dieser Fluß stabilisiert die räumliche Struktur der Subgrid-Energie und der damit verbundenen mittleren Bewegung gegenüber der Diffusion.

Erste Ergebnisse zeigen, daß diese neue Parameterisierung rotierende Strukturen stabilisiert und intensiviert.

ÜBER DIE MODELLIERUNG VON STRAHLUNGS- UND WOLKENEIGENSCHAFTEN FÜR MODELLE DER ALLGEMEINEN ZIRKULATION UND DES KLIMAS

Burkhardt Rockel, Ehrhard Raschke, Gaoxiang Zhao
 Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

1. Allgemeines

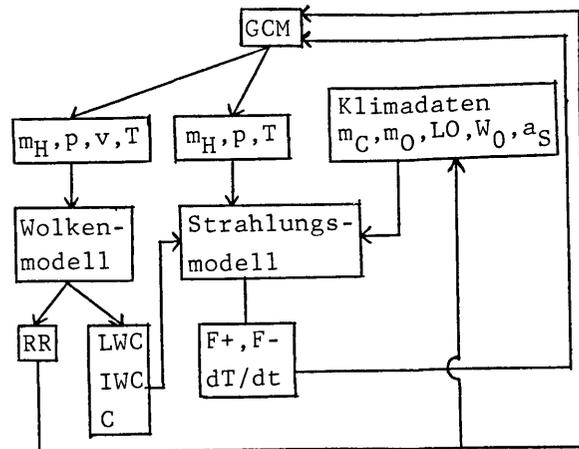
Wolken spielen eine wichtige Rolle für den Energiehaushalt des Klimasystems über drei Hauptprozesse:

- Strahlungstransport: Verminderung der solaren Einstrahlung an der Erdoberfläche und Abkühlung durch terrestrische Strahlung in den Weltraum
- Niederschlag: Hydrologischer Zyklus
- Wärmeumwandlung: Das Freiwerden von latenter Wärme während der Wolkenbildung beeinflusst direkt die Dynamik der Atmosphäre

Diese Prozesse müssen in einer möglichst einfachen Art und Weise für Modelle der allgemeinen Zirkulation und des Klimas (GCM = General Circulation Model) parametrisiert werden. Dabei sollte größtmögliche Genauigkeit mit möglichst geringer Rechenzeit erzielt werden.

Ob bei Wolkenmodellen die diagnostische oder prognostische Methode angewandt werden sollte, ist noch nicht eindeutig entschieden, da beide Methoden etwa gleich viele Vor- und Nachteile haben. Man kann allerdings jetzt schon sagen, daß die Parametrisierung von Bedeckungsgrad und Flüssigwassergehalt in den meisten Klimamodellen den Ansprüchen von Strahlungstransportmodellen nicht mehr gerecht wird. In einem Wolkenmodell sollten z.B. neben Wasserwolken auch Eis-, Misch- und Grenzschichtbewölkung erzeugt werden. Neben Bedeckungsgrad und Flüssigwassergehalt müßte ein Wolkenmodell auch den Eiswassergehalt und Tropfengrößenverteilungen liefern.

2. Das Kölner Wolken- und Strahlungsmodell



- m_C, m_O, m_H : Massenmischungsverhältnisse von Kohlendioxid, Ozon bzw. Wasserdampf
- p : Luftdruck
- v : Windgeschwindigkeit
- T : Temperatur
- LO : Land/Meer - Verteilung
- W_0 : Zenitwinkel der Sonne
- a_S : solare Albedo der Erdoberfläche
- LWC : Flüssigwassergehalt
- IWC : Eiswassergehalt
- C : Bedeckungsgrad
- RR : Niederschlagsrate
- F+, F- : auf- bzw. abwärtsgerichtete Strahlungsflußdichten
- dT/dt : Erwärmungsrate

Abb.1

Der Aufbau eines Wolken- und Strahlungsmodells (CRM = Cloud-Radiation-Modell) für Zirkulationsmodelle soll im folgenden

Beispiel beschrieben werden. Die Zusammenhänge zwischen den einzelnen Komponenten des CRM und des GCM sind in dem Schema der Abb.1 wiedergegeben.

Das GCM stellt die für Wolken- und Strahlungsmodell benötigten Eingabewerte bereit. Aus den Vertikalprofilen von Wasserdampfmassenmischungsverhältnis, Luftdruck, Temperatur und Windgeschwindigkeit errechnet das nach einer Idee von Sasamori (1975) entwickelte Wolkenmodell die Niederschlagsrate, den Flüssigwassergehalt und den Bedeckungsgrad. Es handelt sich dabei um ein statistisches Verfahren, das neben der relativen Feuchte auch die Varianz des Vertikalwindes als einen wesentlichen Parameter berücksichtigt. Unbefriedigende Ergebnisse erzielt man jedoch bei der Anwendung dieses Verfahrens auf Eis-, Misch- und Grenzschichtbewölkung. Diese speziellen Wolkenarten müssen mit anderen im Moment noch in der Entwicklung befindlichen Modellen berechnet werden. Als weiteren Parameter sollte das Wolkenmodell dann den Eiswassergehalt errechnen. Die Niederschlagsrate wird an das GCM weitergegeben und dort z.B. in einem Hydrologie-Modell benutzt.

Flüssig- und Eiswassergehalt bestimmen die optische Tiefe und die Emissivität, der Bedeckungsgrad die Stärke des Einflusses der Wolken im Strahlungstransportmodell. Das GCM liefert für das Strahlungsmodell das Massenmischungsverhältnis von Wasserdampf, Luftdruck und Temperatur. Die Massenmischungsverhältnisse von Kohlendioxid und Ozon, sowie die Land/Meer-Verteilung (für die Wahl des Aerosolprofils), Zenitwinkel der Sonne (gibt die Stärke der am Oberrand der Atmosphäre einfallenden Sonnenstrahlung an) und die solare Albedo der Erdoberfläche werden klimatologischen Daten entnommen.

Das Strahlungstransportmodell ist in der Arbeit von Hense et al. (1982) beschrieben. Die terrestrische Strahlungstransport Parametrisierung wurde hierbei in einigen wesent-

lichen Punkten verändert (Rockel und Zhao, noch nicht veröffentlicht).

Die mit dem Strahlungsmodell berechneten Erwärmungsraten werden an das GCM weitergegeben.

HENSE, A.; Kerschgens, M.; Raschke, E.:

An economical method for computing the radiative energy transfer in circulation models.

Quart, J. Roy. Met. Soc. (1982), S.231-252

SASAMORI, T.:

A statistical model for stationary atmospheric cloudiness, liquid water content, an rate of precipitation

Monthly Weather Review (1975), S.1037-1049

Zur Frage der Wechselwirkung von Advektion, Strahlung, Turbulenz und Mikrophysik bei der Bildung arktischer Stratuswolken

P. Wendling und J. E. Finger

Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt
Institut für Physik der Atmosphäre
8031 Oberpfaffenhofen

Ein wichtiger Klimafaktor ist die ausgedehnte, oft sehr beständige, tiefliegende Bewölkung in den Gebieten mit kaltem Oberflächenwasser oder mit Eisbedeckung. Speziell in den Nordpolargebieten erreicht der Bedeckungsgrad im Sommer Werte von 90% in den Regionen, die ungefähr mit denen höchster Eisbedeckung zusammenfallen. Ein ungewöhnlich hoher (VOWINKEL und ORVIG, 1970) Anteil von etwa 70% an der Gesamtbewölkung ist auf den tiefliegenden arktischen Stratus zurückzuführen. Dieser an die Grenzschicht gebundene Wolkentyp zeichnet sich durch besondere Homogenität und Stabilität aus. Seine horizontale Erstreckung beträgt im Mittel 460 km, im Extremfall bis zu 2000 km, seine Dicke ist auf 200 bis 500 m begrenzt. Die Gesamtbewölkung in der Arktis ändert sich in den Übergangszeiten Frühjahr und Herbst sprunghaft, wobei die Stratusbewölkung daran entscheidenden Anteil hat. Der Einfluß des arktischen Stratus auf die Strahlungsbilanz der Arktis ist erheblich. Nach Berechnungen von HERMAN (1980) beträgt die Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche unter aktueller Bewölkung von Mai bis September im Mittel 141 W/m^2 im Vergleich zu 38 W/m^2 bei wolkenfreien Bedingungen.

Ausschlaggebend für die Entstehung des Stratus sind sowohl synoptische Bedingungen als auch der polare Ozean als Feuchtequelle, die während der Sommermonate verstärkt in Erscheinung tritt. Bei der entstehenden Wolkenstruktur wirken Strahlungs-, Turbulenz- und mikrophysikalische Prozesse in komplexer Weise zusammen. Gewichte und Wechselwirkungen der einzelnen Prozesse sind bisher im Falle des arktischen Stratus nur ungenügend bekannt.

In den meisten Fällen können sich Stratuswolken in der Arktis nur bilden, wenn eine Absink- oder Advektionsinversion vorhanden ist und gleichzeitig feuchtwarme Luftmassen in die zentrale Arktis strömen (BUSCH, 1980). Das beständige Abkühlen der Luft von unten durch die im Frühjahr schmelzende Eisdecke beschleunigt die

Kondensation und Wolkenbildung, während die schmelzende Eisdecke selbst eine Feuchtequelle darstellt. Diese allein scheint nach den bisherigen Untersuchungen aber nicht auszureichen, um Stratus bilden zu können.

Nach Eintreten der Kondensation und dem weiteren Wachstum der Wolkentropfen besteht eine enge Wechselwirkung zwischen den Strahlungseigenschaften des arktischen Stratus, seiner vertikalen Erstreckung und seinen mikrophysikalischen Eigenschaften (Konzentration und Größenverteilung der Wolkenelemente). Dies wurde zum erstenmal von HERMAN und GOODY (1976) durch Rechnungen mit einem eindimensionalen Grenzschichtmodell gezeigt. Dabei wird das häufig beobachtete Auftreten des Stratus in zwei voneinander abgehobenen Schichten allein durch die Absorption solarer Strahlung erklärt. Unter Verwendung eines ähnlichen Modells konnte OTHA (1982) jedoch zeigen, daß die kurzwellige Absorption von reinem Wasser nicht ausreicht, zwei Wolkenschichten zu bilden und man zusätzlich die Absorption von Aerosolteilchen einführen muß. Auf die bedeutende Rolle des Aerosoleinflusses weisen auch die Ergebnisse von FORKEL und WENDLING (1985) hin, die auf gemessenen Werten der kurzwelligen Absorption von Aerosolpartikeln in der Arktis beruhen. Dagegen zeigen Messungen von TSAY und JAYAWEERA (1984), daß abgehobene Wolkenschichten in einigen Fällen auch durch Advektion erklärt werden können.

Welche Rolle das Entrainment bei der Bildung und Auflösung des arktischen Stratus spielt, ist ebenfalls noch ungeklärt. Messungen an stratiformen Wolken in anderen Klimaregionen (BROST et al., 1982) zeigen, daß an der Wolkenobergrenze aufgrund der Strahlungsabkühlung und der Windscherung erhöhte Turbulenz entsteht, die wesentlich das Entrainment bestimmt. Die Frage, ob dies auch in gleicher Weise beim arktischen

Stratus der Fall ist, kann mit dem bisherigen Datenmaterial nicht beantwortet werden.

Es wird deshalb über Messungen an arktischen Stratuswolken berichtet, die im Sommer 1984 im Rahmen des internationalen Experimentes MIZEX 84 (Marginal Ice Zone Experiment) durchgeführt wurden. Es wurden dabei mehrere Forschungsschiffe und das meteorologische Forschungsflugzeug 'Falcon 20' eingesetzt. Von den Schiffen, die im Meßgebiet in der Grönlandsee positioniert waren, wurden in dichter Folge aerologische Aufstiege sowie kontinuierliche Registrierungen der Bodenwerte durchgeführt. Aus diesen Beobachtungen werden u.a. die Divergenzen des horizontalen Windes bestimmt, um daraus Rückschlüsse auf die mittleren Vertikalbewegungen zu ziehen. Mit der 'Falcon' wurden hochaufgelöste Zeitreihen (Messfrequenz 100 und 10Hz) der wichtigsten meteorologischen Parameter in verschiedenen Höhen aufgenommen. Aus diesen wird die vertikale Struktur der turbulenten Wärme-, Wasserdampf- und Impulsflüsse berechnet. Weiterhin werden aus den Messungen die solaren und terrestrischen Strahlungsflüsse sowie die Konzentration und die Größenverteilung der Wolkenelemente in mehreren Höhen bestimmt.

Literaturverzeichnis

- BROST R.A., WYNGAARD J.C. and LENSCHOW D.H.:
Marine stratocumulus layers. Part II: Turbulent budgets. J.Atmos.Sci., 39, (1982), S. 818 - 836
- BUSCH N.: Die polaren Inversionen. Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Universität Bonn, (1980), 106 S.
- FORKEL R. und WENDLING P.: A numerical study of the formation of arctic stratus clouds with consideration of absorbing aerosol particles. Eingereicht zur Veröffentlichung bei Meteorol. Rdsch. 1985.
- HERMAN G. and GOODY R.: Formation and persistence of summertime arctic stratus clouds. J. Atmos. Sci., 33, (1976), S. 1537 - 1553
- HERMAN G.: Thermal radiation in arctic stratus clouds. Quart. Roy. Met. Soc., 106, (1980), S. 771 - 780
- OTHA S.: A numerical case study of arctic stratus in July 1975. (Department of Sanitary Engineering, Faculty of Engineering Hokkaido University, Kita-13, Nishi-8, Sapporo 600) Tokyo, Nat.Inst.Polar.Res., Mem., Spec. Issue, no. 24, (1982), S. 133 - 143
- TSAY S.Ch. and JAYAWEERA K.: Physical characteristics of arctic stratus clouds. J. Clim. Appl. Met., 23, (1984), S. 584 - 596
- VOWINKEL E. and ORVIG S.: The climate of the north polar basin. World Survey of Climatology, Vol. 14, Climates of the Polar Regions, New York, Elsevier, (1970), S. 129 - 252

G. Esser

Arbeitsgruppe Allgemeine Ökologie im FB Biologie/Chemie der Universität
Postfach 4469, 4500 Osnabrück

An der Universität Osnabrück wurde ein Modell zur Beschreibung des Kohlenstoff-Flusses in der terrestrischen Biosphäre entwickelt ¹⁾, das nach Koppelung an geeignete Ozean- und Atmosphärenmodelle ²⁾ benutzt wurde, um den globalen Kohlenstoff-Kreislauf zu untersuchen. Das Modell ist auf ein Gitternetz von 2.5 geographischen Graden regionalisiert (2433 Rasterelemente auf der Landfläche der Erde). Abb. 1 gibt eine vereinfachte Übersicht über die Modellstruktur. Anthropogene Einflüsse aus Landnutzungsänderungen werden im Modell berücksichtigt (vgl. auch das Poster "Dynamik klimabeeinflussender Landnutzungsänderungen mittels Satellitenbild-Auswertung" des Autors).

Neben der regionalisierten Berücksichtigung der Landnutzungsänderung ist die Behandlung der direkten (CO₂-Düngungseffekt) und indirekten (Klima) Auswirkungen der anthropogenen Emissionen an fossilem Kohlenstoff (180 Gt bis 1985) ein entscheidendes Modellkriterium. Wir leiten eine CO₂-Düngungsfunktion auf die Netto-Primärproduktivität, also den Kohlenstoff-Eintrag in die Biosphäre, aus den verfügbaren experimentellen Da-

ten ab und nehmen an, daß diese Funktion auf alle nicht Mineralstoff- (Boden-) begrenzten Werte des Vektors der Umweltparameter anwendbar ist (ESSER 1985a), also auch im Falle der Wasserbegrenzung (Verminderung von Wasserstress durch geringere Spaltöffnungsweiten). Das Modell ergibt dann für den Zeitraum 1860 - 1981 eine Freisetzung von ca. 100 Gt C aus Rodungen. Dennoch nimmt die globale Phytomasse wegen des Düngungseffektes noch um netto 20 Gt C zu. Der errechnete Anstieg der atmosphärischen CO₂-Konzentration beginnt 1860 bei 283 ppm, ein Wert, der mit jüngsten Ergebnissen aus Eisproben übereinstimmt (STAUFFER et al. 1985). Nach 1958 entspricht der Anstieg der Mauna Loa-Kurve (KEELING et al. 1982). Dem Klimaeinfluß scheint nach den Modellergebnissen eher geringere Bedeutung zuzukommen. Ein Temperaturgradient seit 1860 von +2°C bzw. ein Niederschlagsgradient von 10 % beeinflussen die Kohlenstoffbilanz der Biosphäre nur unwesentlich (ESSER 1985b). Rückkoppelungsmechanismen (Bodenalbedo, Evapotranspiration) sind dabei allerdings noch nicht berücksichtigt.

Literatur

ESSER, G., 1984: The significance of biospheric carbon pools and fluxes for the atmospheric CO₂: A proposed model structure. Progress in Biometeorology 3, 253-294.

ESSER, G., 1985a: Der Kohlenstoff-Haushalt der Biosphäre - Struktur und erste Ergebnisse des Osnabrücker Biosphären Modells. Veröff. Naturf. Ges. Emden von 1814, Neue Folge (im Druck).

¹⁾ Osnabrücker Biosphären Modell, zuerst vorgestellt auf dem CEC Symposium "Interactions between Climate and Biosphere" in Osnabrück, März 1983 (ESSER 1984).

²⁾ Die Koppelung wird z.Z. von der Arbeitsgruppe HASSELMANN, MPI für Meteorologie, Hamburg, durchgeführt. Für die hier vorgestellten Untersuchungen wurden zunächst einfache Boxmodelle für Atmosphäre und Ozean verwendet.

ESSER, G., 1985b: Dynamics of biospheric carbon pools and fluxes as calculated by the Osnabrück Biosphere Model. In: International Ass. of Meteorology and Atmospheric Physics, Atmospheric CO₂, its sources, sinks, and global transport. Tagung Kandersteg (Schweiz), Sept. 85, S. 177-188.

KEELING, C.D., BACASTOW, R.B., WHORF, T.P., 1982: Measurements of the concentration of carbon dioxide at Mauna Loa observatory, Hawaii. In: Clark, W.C. (ed.), Carbon Dioxide Review 1982, 377-385.

STAUFFER, B., NEFTEL, A., OESCHGER, H., 1985: The increase of atmospheric CO₂ reconstructed based on ice core analyses. In: International Ass. of Meteorology and Atmospheric Physics, Atmospheric CO₂, its sources, sinks, and global transport. Tagung Kandersteg (Schweiz), Sept. 85, S. 113-114.

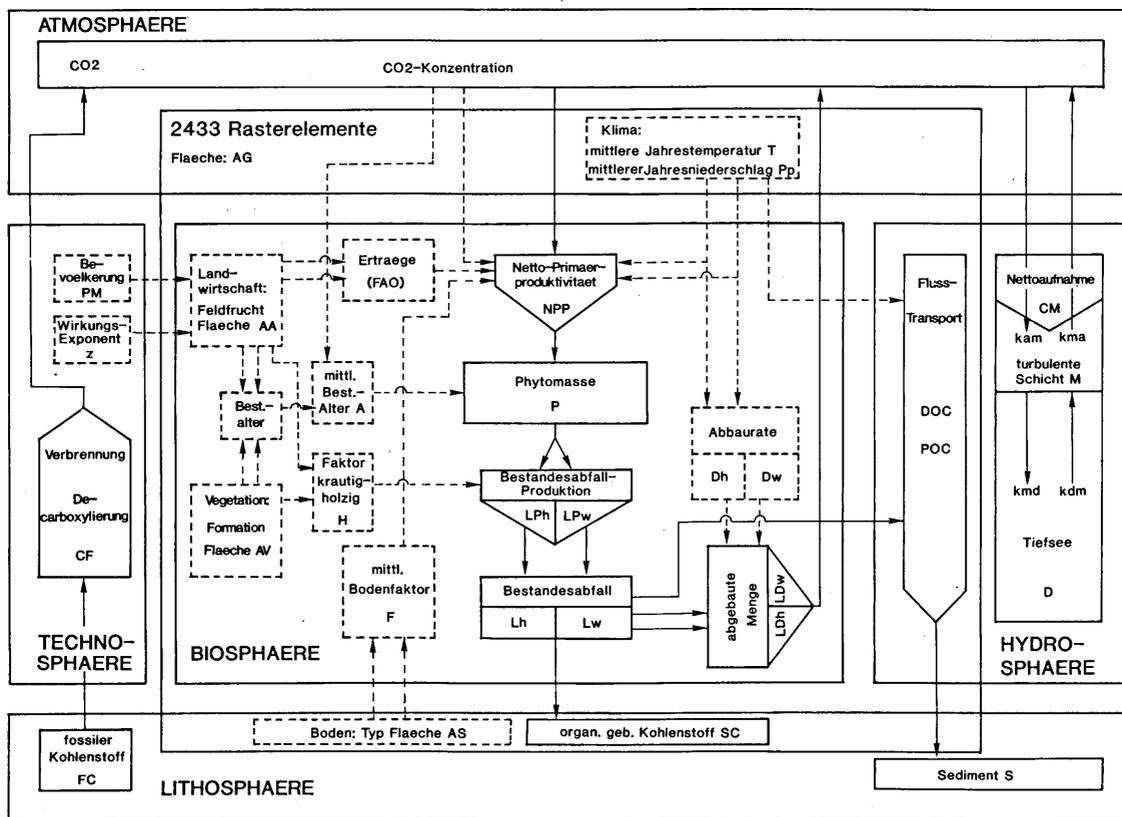
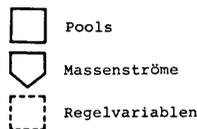


Abb. 1. Vereinfachte Darstellung der Struktur des Osnabrücker Biosphären Modells. Das Modell ist auf ein Gitter von 2.5 geographischen Graden regionalisiert (2433 Rasterelemente). Zeitelement ist 1 Jahr, um Probleme der Saisonalität zu umgehen. Dazu wurden die Modellfunktionen in der numerischen Version mit Jahresintegralen der Parameter parameterisiert.



Gleichungen:

Erhaltung der Masse

$$1. \sum_{k=1}^n \frac{d \square_k}{dt} = 0 \quad 2. \frac{d \square_k}{dt} = \sum_{i=1}^{m(k)} \square_{k,i} \quad ; k=1, \dots, n$$

Modellfunktionen

$$3. \square_{k,i} = f_{k,i}(\square_1, \dots, \square_j, \square_1, \dots, \square_n) \quad ; k=1, \dots, n \quad i=1, \dots, m(k)$$

Stefan Emeis und Franz Fiedler

Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität (TH) Karlsruhe/ Kernforschungszentrum
Kaiserstr. 12, D-7500 Karlsruhe 1

1 EINLEITUNG

Eine wichtige Rolle für den Impulshaushalt der Atmosphäre spielt der Impulsaustausch zwischen der Atmosphäre und dem System Erde-Ozean. Dieser Austausch findet auf 2 Weisen statt: Durch viskose Reibung an der Erd- und Wasseroberfläche und durch den Druckwiderstand. Letzterer entsteht durch horizontale Druckunterschiede in orographisch gegliedertem Gelände. Der Druckwiderstand kann in 2 Anteile zerlegt gedacht werden: Form-Widerstand und Wellen-Widerstand (Davies und Phillips, 1985). Druck- und Reibungswiderstand zusammen werden als Strömungswiderstand bezeichnet. Hier soll nur der Druckwiderstand betrachtet werden.

Um den Druckwiderstand von mesoskaligen Hindernissen in großskaligen Strömungsmodellen (numerische Vorhersagemodelle) zu berücksichtigen, muß er parametrisiert werden.

Das 2-dimensionale mesoskalige (meso- β , meso- γ) Strömungsmodell des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung (Dorwarth, 1985) wird benutzt, um den Druckwiderstand verschiedener Orographieformen bei verschiedenen äußeren Bedingungen zu berechnen. Ziel der Untersuchung ist es, die Abhängigkeit des Widerstands von den äußeren Parametern zu bestimmen. Ein Schwerpunkt des Interesses gilt den Druckwiderständen bei geschichteter Strömung, da hierzu keine Labordaten und nur wenige Naturmessungen vorliegen.

2 DAS MODELL

Das Modell enthält die vollständigen Haushaltsgleichungen für Impuls und Wärme mit einem Schließungsansatz 2. Ordnung für die turbulenten Flüsse nach Mellor und Yamada (1982). Die horizontale Auflösung in den hier vorgestellten Rechnungen beträgt 1 km. Die vertikale Koordinate η ist orographiefolgend. Hier

werden 30 Flächen in der Vertikalen benutzt. Der Abstand der Flächen ist variabel, er nimmt zum Boden hin ab. Filterbedingung für Schallwellen ist $\text{div } \vec{v} = 0$. Der Druck wird durch Lösen einer Poissongleichung aus der Divergenz der Bewegungsgleichungen bestimmt.

Im folgenden wird immer nur der Stördruck $p'(x, \eta)$ betrachtet. Das ist die Abweichung des Drucks von einem Grundzustand. Der Stördruck wird aus 2 Anteilen berechnet: einem hydrostatischen und einem dynamischen Anteil. Hier werden beide Anteile zusammen betrachtet.

3 SIMULATION MIT DEM MODELL

Als äußere Parameter werden die Schichtung und die Orographie $h(x)$ variiert. Die Schichtung ist in einem Fall stabil mit $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 3 \text{ K km}^{-1}$, im anderen Fall ist sie neutral. Der einzelne Berg (als einfachster Fall einer gegliederten Orographie) ist immer ein gaussförmiger Berg, dessen Höhe und Breite variiert werden kann. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen den Stördruck für einen 450 m hohen und an seiner Basis 12 km (= 2 L) breiten Berg bei stabiler (Abb. 1) und bei neutraler Schichtung. Deutlich sieht man die asymmetrische Druckverteilung bei stabiler Schichtung gegenüber der nahezu symmetrischen Druckverteilung bei neutraler Schichtung. Daher ist der Druckwiderstand $W_D = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L p' \cdot \frac{\partial h}{\partial x} dx$ bei stabiler Schichtung um ein Vielfaches größer als bei neutraler Schichtung.

4 ERGEBNISSE FÜR DEN STABILEN FALL

Abb. 3 zeigt den mit dem Staudruck normierten Druckwiderstand als Funktion von Berghöhe und -breite h/L . Scharparameter ist die Bergbreite, da N und U für alle Punkte gleich sind. Es zeigt sich, daß die Steigung der Kurven in der doppeltlogarithmischen Darstellung ungefähr gleich 2 ist.

D.h., daß die Berghöhe ungefähr quadratisch in w_D eingeht. Hauptanteil an diesem Widerstand hat der Wellen-Widerstand, da in allen Fällen bei der Überströmung Schwerewellen angeregt werden. Daß der Widerstand der hohen Berge (obere Enden der Kurven) noch etwas höher ist, liegt daran, daß sich im Luv des Berges ein Strömungsgebiet mit deutlich verringerter u -Komponente bildet, das mit überströmt werden muß. Das effektive Strömungshindernis ist somit größer als der Berg alleine. Zudem sieht die Strömung kein gaussförmiges Hindernis mehr, d.h. auch der Form-Widerstand ändert sich. Mit zunehmender Breite wird dieser Effekt, relativ gesehen, immer geringer.

5 AUSBLICK

Hier ist zunächst die Strömung über ein einzelnes Hindernis betrachtet worden. Später soll die Strömung dann über ein ganzes Spektrum von Hindernissen simuliert werden.

6 DANKSAGUNG

Die Arbeit entsteht im Rahmen des SFB 210 "Strömungsmechanische Bemessungsgrundlagen von Bauwerken" an der Universität Karlsruhe, der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert wird.

7 LITERATUR

DAVIES, H.C. und P.D.PHILLIPS, 1985: Mountain Drag along the Gotthard Section During ALPEx. J.AtM.Sci.,42, 2093-2109.

DORWARTH, G., 1985: Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer Geländeformen. Dissertation Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität (TH) Karlsruhe.

MELLOR, G.L. und T.Yamada, 1982: Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. Rev.Geophys.Space Phys.,20, 851-875.

Abb. 3 Druckwiderstand w_D bei stabiler Schichtung, normiert mit dem Staudruck aufgetragen gegen das Höhen-Breiten-Verhältnis des Berges h/L . Scharparameter ist $\frac{LN}{U}$ mit $N = 10^{-2} s^{-1}$ = konst. und $U = 8,5 ms^{-1}$ = konst. Die gestrichelte Gerade hat die Steigung 2.

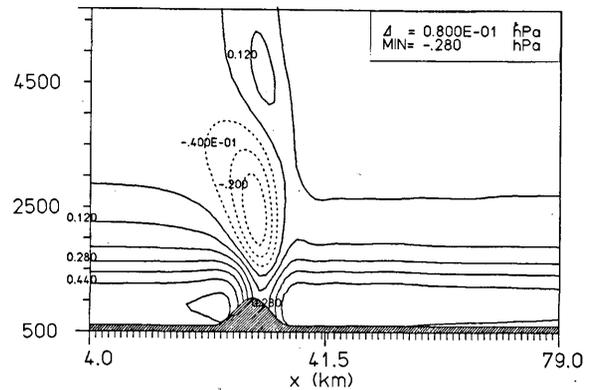


Abb. 1: Stördruck in hPa bei stabiler Schichtung (Zunahme der pot. Temperatur: $3 K km^{-1}$) und Anströmung ($8,5 ms^{-1}$) von links. Negative Werte gestrichelt.

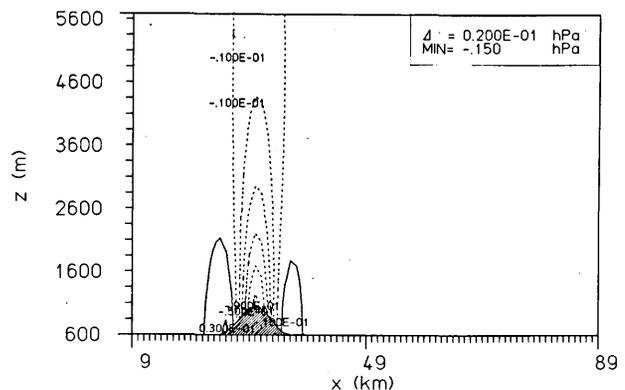
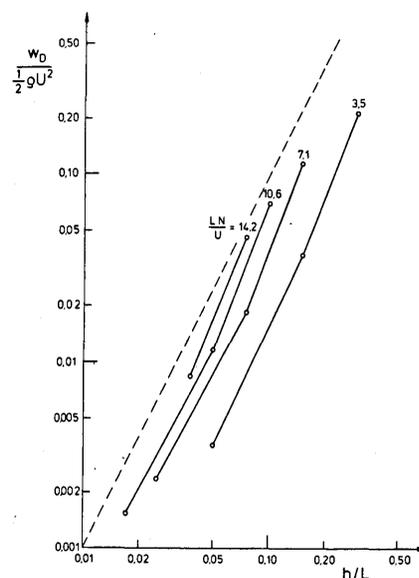


Abb. 2: Stördruck in hPa bei neutraler Schichtung, sonst wie Abb.1. (Beachte: Isolinienabstand ist nur ein Viertel so groß wie in Abb. 1!)



Renate Forkel und Wilford Zdunkowski

Institut für Meteorologie der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Postfach 3980

6500 Mainz

1 EINLEITUNG

Die große Anzahl advektiver Nebelentstehungsmöglichkeiten und die starke örtliche Variation von Nebel legt nahe, daß viele relevante Prozesse im Nebel nur durch mehrdimensionale Modelle erfaßt werden können. So wirken sich z.B. die Orographie und die daraus resultierende Beeinflussung des Strömungsfeldes, Gewässer und Bebauung auf die Entstehungszeit und die Lebensdauer von Nebel aus. Im folgenden wird ein zweidimensionales Nebelmodell vorgestellt, das derartige Effekte erfassen kann.

2 MODELLBESCHREIBUNG

Das atmosphärische Modell liefert eine Prognose der Temperatur, der Gesamtwasserkonzentration, der Aerosolkonzentration und des Windfeldes. Tropfengrößenverteilungen im Nebel werden nicht berechnet, statt dessen wird chemisches Gleichgewicht zwischen Wasserdampf und Flüssigwasser angenommen ("thermodynamische Filterung"). In diesem Zusammenhang erweist es sich als zweckmäßig, statt einer getrennten Prognose der beiden Wasserphasen die Gesamtwasserkonzentration zu prognostizieren, vgl. SIEVERS (1984). Die Bestimmung der Flüssigwasserkonzentration im Nebel mit Hilfe der thermodynamischen Filterung, die Konsequenzen der Filterung für die Wärmegleichung und die Parametrisierung der turbulenten Flüsse sind in der genannten Arbeit detailliert dargestellt. Die mittlere Sedimentationsgeschwindigkeit der Nebeltropfen wird als proportional zum Flüssigwassergehalt angesetzt.

Der Strahlungsfluß in der Wärmegleichung wird mit dem Strahlungsmodell von ZDUNKOWSKI et al. (1982) berechnet, wobei für die Nebeltropfen

eine Größenverteilung vorgegeben werden muß.

Zur Prognose des Windfeldes wird von der anelastischen Form der boussinesq-approximierten Bewegungsgleichung ausgegangen. Diese Gleichung wird jedoch nicht direkt gelöst, sondern mit Hilfe der Stromfunktion-Vorticity-Methode um die Berechnung des kleinräumigen Druckfeldes zu umgehen.

Das atmosphärische Modell ist durch die Grenzflächenbedingung für die Wärmeflüsse an der Erdoberfläche mit einem Bodenmodell gekoppelt, welches den Wärmetransport im Boden beschreibt. Die Verdunstung ist durch eine empirische Parametrisierung gegeben, wobei auch bewachsener und bebauter Untergrund erfaßt werden kann.

Durch die Verwendung einer orographiefolgenden Vertikalkoordinate können Bodenerhebungen im Modellgebiet berücksichtigt werden.

3 ERGEBNISSE

Exemplarisch seien hier zweidimensionale Modellrechnungen zur Nebelentwicklung im Umfeld einer in der Mitte des Modellgebietes gelegenen Stadt beschrieben. Die Berechnungen werden für eine herbstliche Schönwetterlage mit geringer Windgeschwindigkeit durchgeführt. Die zweidimensionalen Rechnungen beginnen um 8 Uhr morgens.

Die Modellergebnisse zeigen die Ausbildung einer ausgeprägten städtischen Wärmeinsel in den Abendstunden. Diese Temperaturverteilung und die daraus resultierende Verteilung der relativen Feuchte hat zur Folge, daß die berechnete Nebelbildung zunächst um 22 Uhr im Luv der Stadt eintritt. Im Lee der Stadt bildet sich der Nebel eine halbe Stunde später und in der Stadt selbst erst nach Mitternacht.

Die berechneten Flüssigwassergehalte im Nebel liegen in der Stadt in Bodennähe zwischen 0.1 und 0.2 g/m³ und über dem ruralen Umland zwischen 0.3 und 0.4 g/m³. In der Stadt wird die Nebelbildung durch Advektion von Nebel aus den luvseitigen Umland gefördert.

Die maximale Nebelhöhe von 100 m wird in den frühen Morgenstunden erreicht. Nach Sonnenaufgang beginnt der Nebel sich zu heben. Die Auflösung erfolgt in der Stadt gegen 9 Uhr, über dem feuchteren Umland etwa eine Stunde später.

Modellrechnungen, bei denen im Stadtgebiet starke Aerosolquellen angenommen wurden, ergeben im Vergleich zu dem oben beschriebenen Beispiel eine frühere Nebelbildung im Lee der Stadt und in der Stadt. Da das Modell keine Tropfenmikrophysik erfasst, ist dieses Ergebnis auf die Verstärkung der Strahlungsabkühlung durch das Aerosol vor allem in der Zeit vor der Nebelentstehung zurückzuführen.

LITERATUR

SIEVERS, U.:

ZDUNKOWSKI, W.G.; PANHANS, W.G.; WELCH, R.M.;
KORB, G.:

4 SCHLUSSBEMERKUNG

Mit dem beschriebenen Modell können Sensitivitätsstudien im Mesoscale χ durchgeführt werden. Derartige Modellrechnungen können eine Hilfe sein bei der Untersuchung von Faktoren, die den Lebenszyklus von Nebel beeinflussen.

Um die Wirkung von Luftverunreinigungen auf die Nebelentwicklung genauer zu erfassen, ist vorgesehen, die Annahme chemischen Gleichgewichts zwischen Wasserdampf und Flüssigwasser durch eine explizite Behandlung des Tropfenwachstums zu ersetzen.

The turbulent atmosphere and the inclusive system of model equations

Beitr. Phys. Atmosph. 57 (1984) Nr.3,
S. 324 - 345

A radiation scheme for circulation and climate models

Beitr. Phys. Atmosph. 55 (1982) Nr.3,
S. 215 - 238

DIE VERDUNSTUNG VERSCHIEDENER VEGETATIONSTYPEN UND IHRE MODELLIERUNG DURCH EIN EINFACHES BESTANDSKLIMAMODELL

Dipl.Met. F. Wollenweber
 Amt für Wehrgeophysik - Traben-Trarbach

1 EINLEITUNG

Die Verdunstung natürlicher Oberflächen wird als Randbedingung numerischer Modelle, zur Klimaklassifikation u.a.m. benötigt. Sie hängt von biologischen Parametern (Stomatawiderstand, Blattflächenindex, ...) und von meteorologischen Faktoren (Strahlungsbilanz, Sättigungsdefizit, ...) ab. Die Simulationen mit einem Bestandsklimamodell liefern Angaben zur Abhängigkeit von den Einflußgrößen.

2 DAS MODELL

Der Vegetationsbestand wird in einem 6-Schichtenmodell behandelt. Für jede Bestandsschicht gilt die Wärmebilanzgleichung.

$$\int_z^z \Delta z \left(\frac{\delta Q}{\delta z} - \frac{\delta H}{\delta z} - \frac{\delta V}{\delta z} \right) dz = 0$$

Dabei bedeuten Q die Gesamtstrahlungsbilanz, H den Strom fühlbarer Wärme und V den Strom latenter Wärme. In der am Erdboden angrenzenden Bestandsschicht muß zusätzlich der Bodenwärmestrom berücksichtigt werden. Die Flüsse latenter und fühlbarer Wärme über den Bestandsschichten werden mit Hilfe eines Transportwiderstandes formuliert. Dieser ist als Integral über den Kehrwert des Diffusionskoeffizienten zu verstehen. Nach MONTEITH (1975) läßt sich die Höhenabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten und der Windgeschwindigkeit in einem Vegetationsbestand durch einen Exponentialansatz darstellen. Verschiedene Autoren (LIETH u. REYNOLDS,

1984; BRADEN, 1982) fanden bei Berücksichtigung der Bestandsdichte für Q ebenfalls einen exponentiellen Verlauf. Der, die Wasserabgabe kontrollierende, Transpirationswiderstand wird im wesentlichen von dem Widerstand der Blattgrenzschicht und dem Stomatawiderstand bestimmt.

3 ERGEBNISSE DES BESTANDSKLIMAMODELLS

Im folgenden wird der Strom latenter Wärme V über einem Vegetationsbestand bei der Variation je eines Einflußparameters untersucht. Zwischen V und dem Sättigungsdefizit besteht ein linearer Zusammenhang. Je größer das Sättigungsdefizit ist, desto größer ist die Bestandsverdunstung. Die Bestandsverdunstung sinkt mit wachsendem Stomatawiderstand - z.B. durch Wassermangel (vergleiche Abbildung 1).

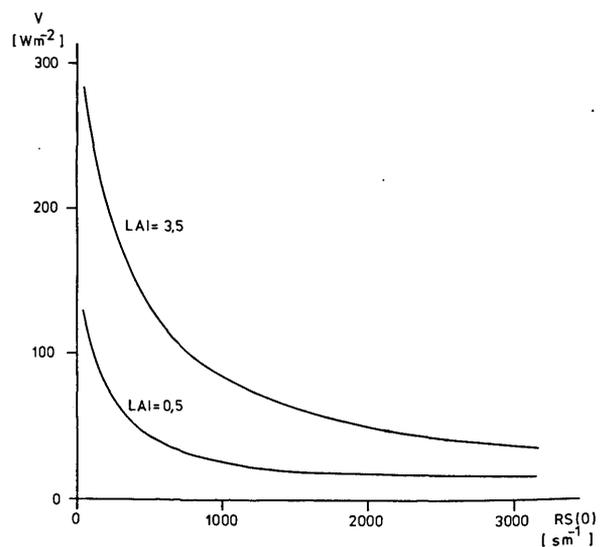


Abb. 1: Der Strom latenter Wärme V als Funktion des Stomatawiderstands RS (0)

Der Großteil der Änderungen vollzieht sich im Bereich der offenen und teilweise geschlossenen Stomata.

Die Bestandsverdunstung wächst mit der Gesamtstrahlungsbilanz an. Bemerkenswert ist in Abbildung 2 der starke Anstieg der Bestandsverdunstung im Wertebereich $0 < Q < 100 \text{ Wm}^{-2}$.

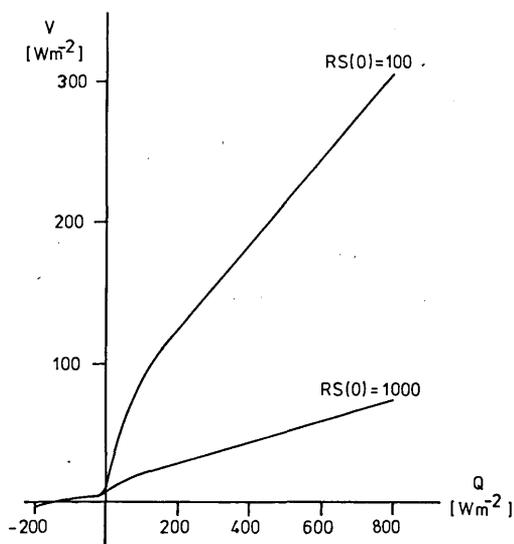


Abb. 2: Der Strom latenter Wärme V in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlungsbilanz Q

Der Blattflächenindex LAI bestimmt die Strahlungsabsorption im Bestand und ist ein Maß der wasserabgebenden Oberfläche. Je geringer die Blattfläche ist, desto geringer ist die Bestandsverdunstung (siehe Abbildung 3).

LITERATUR:

BRADEN, H.:

LIETH, J.H.; REYNOLDS, J.F.:

MONTEITH, J.L.:

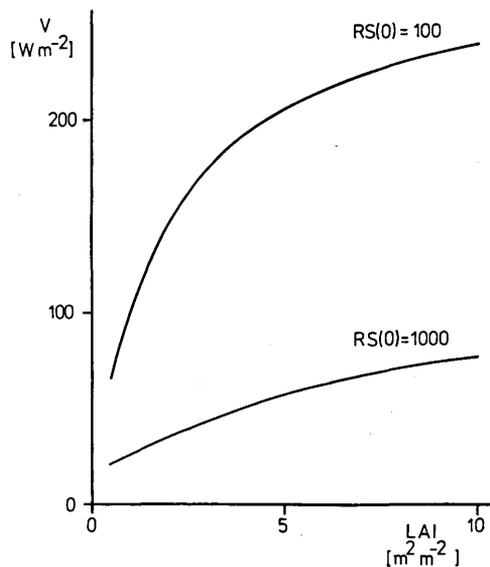


Abb. 3: Der Strom latenter Wärme V in Abhängigkeit vom Blattflächenindex LAI

4 POTENTIELLE EVAPOTRANSPIRATION

Nimmt man an, daß die Pflanzen ungestört verdunsten können und der Stomatawiderstand sehr klein ist, so erhält man eine potentielle Evapotranspiration. Diese Betrachtung gestattet die Berücksichtigung von Bestandseigenschaften, wie der Vegetationshöhe, der Blattfläche und der Blattgröße. Auch pflanzenphysiologische Eigenschaften, wie die Erhöhung des Stomatawiderstands bei geringer Einstrahlung, lassen sich berücksichtigen.

Ein Simulationsmodell für den Wasser, Energie- und Stoffhaushalt in Pflanzenbeständen
Hannover: Dissertation 1982

A model of canopy irradiance in relation to changing leaf area in a phytotron ground snap bean crop
Int.J. Biomet. 28(1984), S. 61 - 71

Vegetation and the Atmosphere Vol I
London: Academic Press 1975

EIN VERGLEICH VERSCHIEDENER MODELLE ZUR BERECHNUNG DER BODENTEMPERATUR UND BODENFEUCHTE

Martin Claußen

Forschungszentrum Geesthacht

Postfach 1160

D-2054 Geesthacht

In einem Modell atmosphärischer Strömungen werden die unteren Randwerte der Temperatur und spezifischen Feuchte (Bodentemperatur und Bodenfeuchte) mit Hilfe der sogenannten Bodenenergiebilanz- und Bodenwasserbilanzgleichung berechnet. Die Bodenenergiebilanzgleichung wird abgeleitet aus der Forderung, daß keine Energie an der Erdoberfläche gespeichert werden kann, daß also die Summe der Energieflußdichten durch Strahlungstransport und durch Transporte latenter und fühlbarer Wärme genauso groß sein muß wie die Energieflußdichte aufgrund eines Wärmetransportes ins Erdreich hinein oder aus dem Erdreich heraus. Ebenso gilt für die Wasserbilanz am Boden, daß der Nettowasserdampftransport zum Boden hin und der Niederschlag den Wasser- und Wasserdampftransport ins Erdreich hinein oder aus dem Erdreich heraus kompensieren müssen. Die Bodenenergiebilanz- und die Bodenwasserbilanzgleichung sind miteinander gekoppelt dadurch, daß der Transport latenter Wärme proportional zur Verdunstung ist und dadurch, daß der Wärmetransport im Erdboden vom Wassertransport abhängt. Die vorliegende Untersuchung beschäftigt sich mit der Frage, wie komplex ein Modell des Wärme- und Wassertransportes im Erdreich sein muß, um die Bodentemperatur und -feuchte geeignet vorhersagen zu können.

SIEVERS ET AL. (1983) leiten prognostische Gleichungen für die Temperatur, den Wasserdampf und das flüssige Wasser im Erdboden aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik und den Massenerhaltungssätzen ab. Die Massen- und Energieflüsse, die in den prognos-

tischen Gleichungen auftreten, werden mit Hilfe der linearen Onsagertheorie parametrisiert. Die Ergebnisse der Berechnungen, die SIEVERS ET AL. (1983) durchführen, werden nicht an empirischen Daten überprüft, jedoch weisen die Berechnungen darauf hin, daß dieses Modell das Auftreten der sogenannten Verdunstungsbarriere zu beschreiben gestattet. SIEVERS ET AL. (1983) beobachten in ihren Rechnungen, daß nach wenigen Tagen nahezu gleichbleibend starker Verdunstung die oberste Erdschicht soweit austrocknet, daß auch die hydraulische Leitfähigkeit drastisch zurückgeht und die oberste Erdschicht plötzlich wie eine Sperre für den Wassertransport aus dem tieferen Erdreich an die Oberfläche wirkt. Das Auftreten eines abrupten Verdunstungsrückganges wird durch empirische Befunde bestätigt. Das Modell von SIEVERS ET AL. (1983) kann wegen seiner Vollständigkeit als Referenzmodell für einfachere Modelle betrachtet werden.

McCUMBER and PIELKE (1981) benutzen in ihrem mesoskaligen Modell ein parametrisches Modell des Wasser- und Wärmetransportes im Erdboden. Sie vernachlässigen die Abhängigkeit des Wassertransportes von der Temperaturverteilung im Erdboden und den mit einem Wassertransport einhergehenden Wärmetransport im Erdreich. Eine einfache Abschätzung zeigt, daß zumindest die erste der beiden Annahmen nicht immer erfüllt sein muß. In der vorliegenden Untersuchung durchgeführte Modellrechnungen weisen darauf hin, daß das Modell von McCUMBER und PIELKE (1981) nicht in der Lage ist, das abrupte Auftreten der Verdunstungsbarriere zu be-

schreiben. Das Modell von McCUMBER und PIELKE (1981) sagt eine gleichmäßige, etwa exponentielle Abnahme der Verdunstung und eine damit verbundene gleichmäßige Zunahme der Erdbodentemperatur voraus. Zumindest während nahezu konstanter, trockener Wetterlagen scheint das Modell von McCUMBER und PIELKE (1981) zur Vorhersage der Bodentemperatur und -feuchte über einen Zeitraum, in dem eine Verdunstungsbarriere auftreten kann - also etwa über zwei oder drei Tage - nicht geeignet zu sein.

Sehr einfache Modelle der Bodentemperatur und -feuchte (siehe z.B. in DEARDORFF, 1973) verzichten auf die Vorhersage des Wassertransportes im Erdreich und vernachlässigen konsequenterweise die Abhängigkeit des Wärmetransportes im Erdboden von der räumlichen Verteilung des Bodenwassergehaltes. Die spezifische Feuchte an der Erdoberfläche wird als gewogener Mittelwert der maximal möglichen Bodenfeuchte und der Feuchte weniger Meter über dem Erdboden vorgeschrieben. Die zeitliche Änderung des Wichtungsfaktors wird in der vorliegenden Studie im wesentli-

DEARDORFF, J.W.:

McCUMBER, M.C., and PIELKE, R.A.:

SIEVERS, U., FORKEL, R., and ZDUNKOWSKI, W.:

chen aus der Differenz zwischen Verdunstung und Niederschlag berechnet. Ein solches einfaches Modell kann die Ergebnisse von McCUMBER und PIELKE (1981) reproduzieren. Dies legt den Schluß nahe, daß sehr einfache Modelle der Bodentemperatur und -feuchte zur Vorhersage über kurze Zeiträume bei trockenem und über längere Zeiträume bei niederschlagsreichem Wetter auszureichen scheinen.

Die Verwendung komplexer Modelle der Bodentemperatur und -feuchte in operationellen Modellen der Atmosphäre bereitet nicht nur wegen der Rechenzeit und Rechnerkapazität Schwierigkeiten, sondern vor allem auch wegen der unzureichenden Kenntnis der empirischen Daten zur Verifizierung der benötigten Parameter, zur Initialisierung der Modelle und zur Verifikation der Modellergebnisse. Dieser Nachteil komplexer Modelle gegenüber sehr einfachen Modellen bei der operationellen Anwendung wird sich noch vergrößern, wenn die Energiebilanz bepflanzter Böden berechnet werden soll.

Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation.

Jour. Geophys. Res. 83 (1978), 1899-1903.

Simulation of the effects of surface fluxes of heat and moisture in a mesoscale model, I. soil layer.

Jour. Geophys. Res. 86 (1981), 9929-9938.

Transport equations for heat and moisture in the soil and their application to boundary-layer problems.

Beitr. Phys. Atmosph. 56 (1983), 58-83.

MESSUNG, BERECHNUNG UND PARAMETRISIERUNG
DER ATMOSPHERISCHEN WÄRMESTRAHLUNG

G. Czeplak

Deutscher Wetterdienst
Meteorologisches Observatorium Hamburg

ZUSAMMENFASSUNG: Es werden bekannte Parametrisierungsformeln der atmosphärischen Wärmestrahlung einerseits mit Messungen in Schleswig, andererseits mit einem Strahlungsübertragungsmodell verglichen. Für den wolkenfreien sowie für den mit niedrigen Wolken bedeckten Himmel wird jeweils eine modifizierte Formel nach Swinbank angegeben.

1 EINLEITUNG

Für zahlreiche Anwendungen wie z.B. die Berechnung der Verdunstung ist die Kenntnis der Energiebilanz der Erdoberfläche erforderlich, deren wichtigster Teil die Strahlungsbilanz ist. Ein Meßnetz für die Strahlungsbilanz existiert in der BR Deutschland bisher nicht. Von den Gliedern der Strahlungsbilanz wird die Globalstrahlung durch das Strahlungsmeßnetz des DWD flächendeckend erfaßt. Die Wärmestrahlung der Atmosphäre, kurz auch Gegenstrahlung genannt, wird bisher nur am MetObs Hamburg und seit kurzem am Wetteramt Schleswig gemessen. Daher besteht der Bedarf, die Gegenstrahlung aus anderen meteorologischen Größen zu berechnen.

In der Literatur werden zahlreiche Parametrisierungsformeln unterschiedlicher Güte und Allgemeinheit angeboten. Da diese Formeln, mit Messungen in Hamburg verglichen, noch unbefriedigende und nicht schlüssige Ergebnisse liefern, wurde im Dezember 1984 am Wetteramt Schleswig ein Pyrradiometer installiert, dessen Meßwerte mit den dortigen Radiosondenaufstiegen unmittelbar vergleichbar sind. Ziel der Untersuchung ist, eine für unser Klima verlässliche Parametrisierungsformel für die Gegenstrahlung anzugeben.

2 MESSUNG

Die Messungen der Gegenstrahlung in Schleswig werden mit einem zu einem Pyrradiometer umgebauten Strahlungsbilanzmesser (Fa. Lange, Berlin) durchgeführt. Die Meßwerterfassung und -integration erfolgt mit einem programmierbaren Mikroprozessor, der die Meßergebnisse als Stundensummen, zur Zeit der nächtlichen Radiosondenaufstiege als Zehnminutensummen in wahrer Ortszeit (WOZ) auf Magnetbandkassetten speichert.

3 BERECHNUNG UND PARAMETRISIERUNG

3.1 Wolkenloser Himmel

Zunächst wurden die bisher vorliegenden Stundenmittelwerte der Gegenstrahlung A mit dem auf die Schleswiger Radiosondenaufstiege angewandten Strahlungsmodell von Zdunkowski et al. (1982) verglichen. Die Ergebnisse der Modellrechnungen für eine wolkenfreie, nächtliche Atmosphäre stimmen mit den Pyrradiometermessungen gut überein (Abb.1). Ebenso ist die Übereinstimmung sowohl der Modellergebnisse als auch der Messungen mit der Parametrisierungsformel von Swinbank (1963), Formel (1), erstaunlich gut, obwohl in diese Formel nur die Lufttemperatur in 2 m Höhe über Grund eingeht.

$$A = \epsilon_0 \sigma T_L^4 \quad (1)$$

mit $\epsilon_0 = 9,365 \cdot 10^{-6} \text{ T}_L^2 \cdot \text{K}^{-2}$
und $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-11} \text{ kWm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

Deshalb wurden alle Stundenmittelwerte bei wolkenlosem Himmel getrennt nach Tag- und Nachtstunden mit dieser Formel verglichen (Abb.2 u. 3). Auffällig dabei ist die stärkere Streuung der Messungen in den Nachtstunden, die vermutlich auf Taubelag auf dem Pyrradiometer zurückzuführen ist. Mit der von Brunt (1932) angegebenen, in der Agrarmeteorologie gebräuchlichen Formel wurden ähnlich gute Ergebnisse erzielt. Durch Regressionsanalyse wird der Gesamtheit der Tag- und Nachtmessungen eine Regressionsgerade angepaßt, so daß sich für den operationellen Gebrauch folgende modifizierte Swinbank-Formel angeben läßt:

$$A = a \epsilon_0 \sigma T_L^4 - b \quad (2)$$

mit $a = 1,174$,
 $b = 0,033 \text{ kWm}^{-2}$.

3.2 Bedeckter Himmel

Eine Parametrisierung der Gegenstrahlung bei bewölktem Himmel ist auch

bereits mehrfach versucht worden und erfolgt im wesentlichen durch Einbeziehung des Bedeckungsgrades und der Höhe der Wolkenbasis. Dogniaux und Lemoine (1984) benutzen eine modifizierte Formel von Brunt, die für mittlere monatliche Stundenwerte gilt und indirekt den Bedeckungsgrad enthält. Sie läßt sich auf den aktuellen Fall nicht anwenden. Zur Darstellung des Emissionsgrades ϵ bei niedriger geschlossener Bewölkung bietet sich ein Ansatz von Martin und Berdahl (1984) in folgender Form an:

$$\epsilon = \epsilon_0 + (1 - \epsilon_0) \epsilon_w \Gamma \quad (3)$$

wobei ϵ_w den Emissionsgrad der Wolken-schicht bedeutet. Der Faktor Γ hängt von der Temperatur der Wolkenuntergrenze ab. Da diese eine schwer zu bestimmende Größe ist, wurde versucht, den Wolkenfaktor Γ aus den Messungen zu berechnen und als Funktion der Höhe H der Wolkenbasis darzustellen, die an vielen Wetterstationen beobachtet wird. ϵ_w wird näherungsweise gleich 1 gesetzt. Damit ergibt sich

$$\Gamma = 0,90 - 0,065 \cdot H / \text{km} \quad (4)$$

mit $0,3 < H < 3$.

Die Gegenstrahlung bei niedriger geschlossener Bewölkung ist dann durch $A = \epsilon \sigma T_L^4$ gegeben.

4 SCHLUßBEMERKUNG

Aufgrund des noch zu geringen Datenmaterials sind die vorgelegten Parametrisierungsformeln statistisch noch nicht ausreichend abgesichert. Die Untersuchungen sollen mit einem größeren Datenkollektiv wiederholt und auch auf hohe geschlossene Bewölkung ausgedehnt werden.

5 LITERATUR

BRUNT, D.: Notes on radiation in the atmosphere. I. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 58 (1932)

DOGNIAUX, R., LEMOINE, M.: Valeurs horaires moyennes mensuelles du bilan radiatif et de ses composantes à Uccle. Institut Royal Météorologique de Belgique, Publications, Série A, No. 113 (1984).

MARTIN, M. BERDAHL, P.: Characteristics of infrared sky radiation in the United States. Solar Energy 33, No. 3/4, pp. 321-336 (1984).

SWINBANK, W.C.: Long-wave radiation from clear skies. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 89, pp. 339-348 (1963)

ZDUNKOWSKI, W.G., PANHANS, W., WELCH, R.M., KORB, G.J.:

A radiation scheme for circulation and climate models. Beitr. Phys. Atmosph. 55, No. 3, pp. 215-238 (1982).

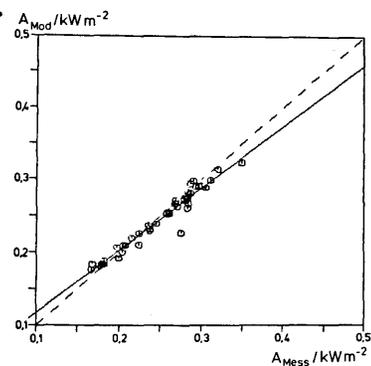


Abb.1: Gemessene atmosphärische Wärmestrahlung bei wolkenlosem Nachthimmel im Vergleich zum Strahlungsübertragungsmodell von Zdunkowski et al. (1982). Der Korrelationskoeffizient beträgt 0,976. Meßwerte A_{Mess} : Stundenmittel 00-01 W0Z, Modellwerte A_{Mod} : Berechnet aus Temperatur- und Feuchteprofil des Radiosondenaufstiegs 00 UTC Schleswig, Dezember 1984 - September 1985.

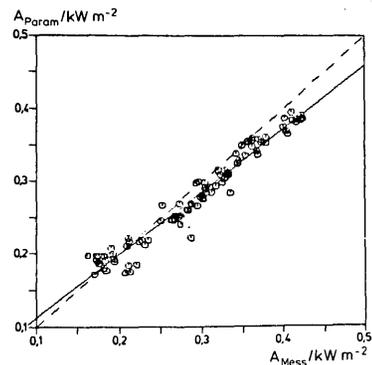


Abb.2: wie Abb.1, jedoch im Vergleich zur Parametrisierungsformel von Swinbank, Stundenmittel für die Sonnenhöhen $\gamma > 5^\circ$ (tags). Der Korrelationskoeffizient beträgt 0,977.

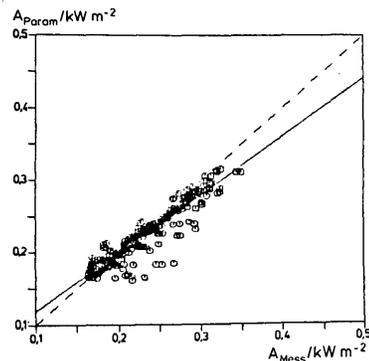


Abb.3: wie Abb.1, jedoch im Vergleich zur Parametrisierungsformel von Swinbank, Stundenmittel für Sonnenhöhen $\gamma < 6^\circ$ (nachts). Der Korrelationskoeffizient beträgt 0,941.

G. Hänel, R. Busen, R. Schloß

Institut für Meteorologie und Geophysik, Frankfurt/Main

1 EINLEITUNG

Im langjährigen, mittleren Strahlungshaushalt der Atmosphäre ist die insgesamt absorbierte Sonnenstrahlung recht genau bekannt. Sie wird von den verschiedensten Autoren mit etwa 20 bis 25 % der einfallenden Strahlung angegeben. Die Anteile dieser Absorption, die auf den wolkenfreien Raum und auf Wolken entfallen, werden jedoch noch sehr unterschiedlich beurteilt. Eine Aufteilung in Absorption durch die gasförmigen und die flüssig-festen Anteile der Atmosphäre ist wegen fehlender experimenteller Grundlagen erst recht unsicher. Sie wäre aber notwendig, um den anthropogenen Einfluß auf das Klima abschätzen zu können, der wegen der starken Absorption kurzwelliger Strahlung in Ruß besteht.

2 MESSMETHODEN

Aus diesen Gründen wurde in den vergangenen Jahren eine neuartige in-situ Meßmethode für die teilchenbedingte Volumenabsorptionsrate A_{sp} kurzwelliger Strahlung entwickelt. Das ist die pro Zeit- und Volumeneinheit in atmosphärischen Schwebeteilchen absorbierte Strahlungsenergie aus dem Spektralbereich 0.3 bis 3.5 μm Wellenlänge. Die teilchenbedingte Volumenabsorptionsrate kurzwelliger Strahlung ist das Produkt aus dem spektral gemittelten Volumen-Absorptionskoeffizienten der

Teilchen $\bar{\sigma}_{ap}$ und dem kurzwelligen Strahlungsangebot S . Letzteres ist das Integral der Strahldichte der kurzwelligen Strahlung über alle Raumrichtungen am Meßort.

$$A_{sp} = \bar{\sigma}_{ap} \cdot S \quad (1)$$

Für beide Größen, aus denen sich die teilchenbedingte Volumenabsorptionsrate zusammensetzt, wurden besondere Meßverfahren entwickelt (vgl. Hänel et al. 1982). Die Verfahren erlauben die experimentelle Bestimmung der zeitlichen Abhängigkeit der teilchenbedingten Volumenabsorptionsrate und damit auch der dazugehörigen Erwärmungsrate der Atmosphäre

$$(dT/dt)_{sp} = A_{sp}/(\rho \cdot c_p) \quad (2)$$

am festen Ort und bei jedem Wetter.

3 ABSCHÄTZUNGEN AUS DEN MESSDATEN

Ist die direkte Sonnenstrahlung meßbar und auch nicht durch Wolken beeinflusst, so lassen sich weitere klimatologisch wichtige Parameter abschätzen. Es sind dies die wasserdampfbedingte Volumenabsorptionsrate am Meßort sowie die dazugehörige Erwärmungsrate der Atmosphäre und die teilchenbedingte Säulenabsorptionsrate zwischen Erdboden und Oberrand der Atmosphäre

$$C_{ap} = \int A_{sp} dz \quad , \quad (3)$$

beide für die kurzwellige Strahlung zwischen 0.3 und 3.5 μm Wellenlänge. Das Verhältnis zwischen der teilchenbedingten Säulenabsorptionsrate und der vertikalen Komponente der auf den Ober- rand der Atmosphäre treffenden Sonnenstrahlung ist der gesuchte Anteil der auftreffenden Sonnenstrahlung, der innerhalb der gesamten Atmosphäre in Teilchen absorbiert wird. Dabei spielen normalerweise die Teilchen in der planetarischen Grenzschicht die größte Rolle.

4 ERGEBNISSE

Messungen während der gesamten Tageslichtperiode wurden bisher in Frankfurt/Main, Tucson/Arizona, Garmisch sowie auf dem Kleinen Feldberg/Taunus und dem Wank bei Garmisch durchgeführt. Sie lassen folgende Schlüsse zu:

a) Im Winter - während der Heizperiode - bestimmt der Beitrag der Teilchen die Gesamterwärmung der Atmosphäre durch Absorption kurzwelliger Strahlung in Teilchen und Wasserdampf. Im Sommer kann bei klarem Wetter der Beitrag des Wasserdampfs überwiegen.

5 LITERATUR

HÄNEL, G.; BUSEN, R.; HILLENBRAND, C.; SCHLOSS, R. :

TANRE, D.; GELEYN, J.F.; SLINGO, J. :

b) Die Gesamterwärmung der bodennahen Atmosphäre während der Tageslichtperiode, die durch beide Absorber zusammen hervorgerufen wird, erreicht Werte bis zu etwa 3 K unabhängig von der Jahreszeit. Sie ist aber bei antizyklonalen Wetterlagen größer als bei zyklonalen.

c) Maximale teilchenbedingte Erwärmungsraten liegen in Bodennähe höher als 10 K/Tag, wie durch Strahlungsübertragungsrechnungen vorhergesagt wurde.

d) Etwa 1 bis 20 % der in die Atmosphäre dringenden Sonnenstrahlung wird im Tagesmittel in den Teilchen allein absorbiert. Die höchsten Werte traten während der Wintermonate, bei austauscharmen Wetterlagen und in Frankfurt auf.

e) In Frankfurt, Tucson und Garmisch liegen die Tagesmittelwerte der teilchenbedingten Säulenabsorptionsrate normalerweise zwischen 20 und 100 W/m^2 . Damit ist die klimatologische Bedeutung der Absorption kurzwelliger Strahlung in Teilchen bei mäßiger bis starker Luftverschmutzung nachgewiesen. Modellrechnungen (Tanre et al. 1984) führen zu demselben Schluß.

Light absorption measurements : new techniques.

Applied Optics 21 (1982), S. 382 - 386

First results of the introduction of an advanced aerosol - radiation interaction in the ECMWF low resolution global model.

Aerosols and their climatic effects, (H. E. Gerber und A. Deepak Ed.), S. 133 - 177, A. Deepak Pub. (1984)

EIN VERGLEICH ZWISCHEN DETAILLIERTER UND PARAMETRISierter
 FORMULIERUNG VON TROPFEN/TROPFEN-KOAGULATIONSMECHANISMEN

K.D. Beheng und G. Doms

Institut für Meteorologie und Geophysik
 Universität Frankfurt/M

1 EINLEITUNG

Simulationsmodelle von Einzelwolken dienen zu Untersuchungen sowohl von spezifischen dynamischen Effekten wie z.B. entrainment als auch zu Untersuchungen zur Bildung und Entwicklung von Niederschlag. Bei der mathematischen Behandlung wolkenmikrophysikalischer Prozesse in solchen Modellen lassen sich zwei Methoden unterscheiden: zum einen werden Größenverteilungsfunktionen für die verschiedenen Wolkenelemente (Tropfen, Eispartikel) berücksichtigt und, damit verknüpft, kinetische Bilanzgleichungen für die einzelnen Partikelarten verwendet, und zum anderen werden bulk-Größen verwendet, speziell Flüssigwasser- und Eisgehalte, deren Änderungsraten meist parametrisiert werden. Ein maßgeblicher Prozeß, der mit der Bildung und Entwicklung von Niederschlag verbunden ist, ist die Koagulationswechselwirkung von Tropfen, für die z.B. Kessler(1969) und Berry(1968) Parametrisierungen vorschlugen. Ihre Ansätze beruhen auf der Grundannahme, daß Tropfen in Wolken- und Regentropfen eingeteilt werden können, und beschreiben die Umwandlung von Wolken in Regenwasser. Dabei werden zwei Mechanismen unterschieden: autoconversion (Bildung von Regentropfen durch kollidierende Wolkentropfen) und accretion (Wachstum von Regentropfen durch Aufsammeln von Wolkentropfen). Die Ansätze wurden teils intuitiv aufgestellt, teils als empirische Formeln, wobei numerische Lösungen der stochastischen Koagulationsgleichung zugrunde lagen. Eine Überprüfung der Güte dieser Ansätze ist bisher nur mit Wolken simulationsmodellen durchgeführt worden (z.B. Silverman und Glass, 1973 und Shiino, 1983), wobei beide Methoden, sowohl die Parametrisierungsansätze als auch kinetische Bilanzgleichungen, verwendet wurden. Da die mikrophysikalischen Größen in komplexer Weise mit der Dynamik und Thermodynamik der Wolke in Verbindung stehen, ist es schwierig, aus den numerischen Modellergebnissen eindeutige Schlüsse auf die Qualität der Parametrisierungsansätze zu ziehen. Diese Schwierigkeit tritt nicht auf, wenn man die stochastische Koagulationsgleichung benutzt, um die einzelnen Koagulationsmechanismen zu formulieren. Erste Untersuchungen dazu wurden von Berry und Reinhardt(1974) durchgeführt.

2 KOAGULATIONSMECHANISMEN

Da die Koagulationsgleichung die zeitliche Änderung der Tropfenverteilungsfunktion $f(x)$ ($f(x)dx$: Anzahldichte von Tropfen mit Massen zwischen x und $x+dx$) bestimmt, muß die konzeptionelle Unterteilung in Wolken- und Regentropfen schon bei der Verteilungsfunktion beginnen, indem man setzt

$$f(x) = f_c(x) + f_r(x) \quad (1)$$

mit $f_c(x) = \begin{cases} f(x), & x < x^* \\ 0, & x \geq x^* \end{cases} \quad (2)$

und $f_r(x) = \begin{cases} 0, & x < x^* \\ f(x), & x \geq x^* \end{cases} \quad (3)$

wobei x^* die Massengrenze zwischen Wolken- und Regentropfen ist. Verfährt man so, kann man neben autoconversion und accretion zwei weitere Koagulationsmechanismen unterscheiden, nämlich self-collection sowohl von Wolken- als auch von Regentropfen, d.h. die Bildung eines Wolken- bzw. Regentropfens aus zwei Wolken- bzw. Regentropfen (Abb.1). Wenn man diese vier Koagulationsmoden berücksichtigt, die im Rahmen der Unterscheidung von Wolken- und Regentropfen mit bestimmten Massenbedingungen, was die Ausgangs- und Endmassen der kollidierenden Tropfen angeht, verknüpft sind, lassen sich auf der Basis der stochastischen Gleichung mathematische Ausdrücke für die Änderungsraten beliebiger Momente des Wolken- und Regentropfenanteils der Tropfenverteilungsfunktion ableiten (Beheng und Doms, 1986). Insbesondere zählen dazu Änderungsraten der Anzahl- und Massendichten, wobei letztere mit Parametrisierungsansätzen verglichen werden können. Wir bemerken,

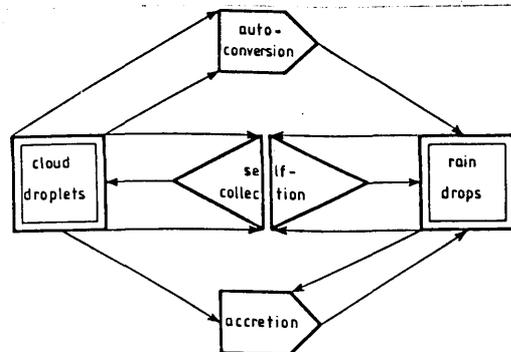


Abb.1 Skizze der Koagulationsmechanismen

daß offensichtlich die Massendichten von Wolken- und Regentropfen, L_c bzw. L_r , ausschließlich durch autoconversion^r und accretion geändert werden, während sich die Anzahldichten zusätzlich durch self-collection ändern.

3 VERGLEICH DETAILLIERTER UND PARAMETRISierter MASSENÄNDERUNGSRATEN

Als Beispiel für ein Parametrisierungsverfahren wird hier das oft benutzte von Kessler (1969) gewählt. Im Fall von autoconversion setzt er an

$$\left. \frac{dL_r}{dt} \right|_{au} = - \left. \frac{dL_c}{dt} \right|_{au} = k(L_c - L_c^*) \text{ für } L_c > L_c^* \quad (4)$$

und $\left. \frac{dL_r}{dt} \right|_{au} = 0$ für $L_c \leq L_c^*$. Der Ratenkoeffizient k wird konstant und gleich 10^{-3} s^{-1} und der Schwellwert $L_c^* = 0.5 \text{ gm}^{-3}$ gesetzt. Die Wolkentropfen sind also lediglich durch die Angabe ihres Wassergehalts charakterisiert. Im Fall von accretion setzt Kessler für die Regentropfen eine Marshall-Palmer Verteilung an, womit sich unter Verwendung des kontinuierlichen Wachstumsmodells (d.h. alle Tropfen gleicher Größe wachsen gleich schnell, was der Modellvorstellung der von uns verwendeten stochastischen Koagulationsgleichung widerspricht) ergibt

$$\left. \frac{dL_r}{dt} \right|_{ac} = - \left. \frac{dL_c}{dt} \right|_{ac} = 5.25 \times 10^{-3} L_c L_r^{7/8} \quad (5)$$

wobei L_c und L_r in gm^{-3} anzugeben sind. Während für die numerische Auswertung der Gln.(4) und (5) nur die Angabe eines Anfangswolken- und -regenwassergehaltes notwendig ist, muß bei der detaillierten Formulierung ein Anfangstropfenspektrum vorgegeben werden, das im vorliegenden Fall von drei Parametern abhängt, wovon einer der Flüssigwassergehalt ist. Es ist einleuchtend, daß bei gleichen Wassergehalten die Struktur des Anfangsspektrums stark variieren kann, so daß die numerischen Ergebnisse in hohem Maß von den weiteren, die Anfangsverteilung beschreibenden Parametern abhängen. Details über die Verwendung verschiedener Anfangsspektren und das numerische Auswertungsverfahren können Beheng und Doms (1986) entnommen werden.

In Abb.2 sind die Umwandlungsraten von Regenwasser durch autoconversion und accretion für ein typisch maritimes Anfangstropfenspektrum mit $L_c(t=0) = 1 \text{ gm}^{-3}$ und einem mittleren Anfangsradius von $14 \mu\text{m}$ dargestellt, und zwar sowohl berechnet mit Gln.(4) und (5) als auch mit der detaillierten Formulierung. Die Unterschiede zwischen den parametrisierten und detaillierten Raten sind gravierend. Die Autokonversionsrate nach Kessler ist anfangs maximal und nimmt danach stetig ab, wohingegen die detaillierte Rate allmählich ansteigt und erst nach 900 s ihr Maximum erreicht. Die Maximalwerte differieren um fast eine Größenordnung. Entsprechend der anfänglich hohen Autokon-

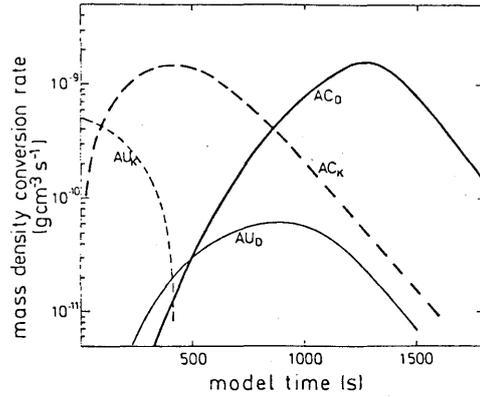


Abb.2 Änderungsraten des Regenwassergehalts durch autoconversion (AU) und accretion (AC) als Funktion der Simulationszeit. Der Index 'K' bezieht sich auf die Kessler-Gleichungen, der Index 'D' auf die detaillierte Formulierung.

versionsrate von Kessler, die zu einer raschen Bildung von Regenwasser führt, nimmt Kessler's Accretionrate in den ersten 200 s sehr schnell zu und ist schon nach 450 s maximal. Im Gegensatz dazu nimmt die detaillierte Accretionrate erst nach 400 s signifikante Werte an und ist nach 1250 s maximal, d.h. 800 s später als Kessler's Rate. Diese Zeitdifferenz erklärt sich aus der spät einsetzenden und im Vergleich zu Kessler's Rate geringeren Autokonversionsrate. Bei Verwendung anderer Anfangsspektren ergeben sich ähnliche Resultate. Insgesamt kann aus diesen Vergleichsrechnungen geschlossen werden, daß das Kessler-Verfahren wegen der mangelnden Berücksichtigung des spektralen Charakters des Koagulationsprozesses zur Parametrisierung von autoconversion und accretion ungeeignet ist.

4 LITERATUR

- BEHENG, K.D.; DOMS, G.: A general formulation of collection rates of cloud and raindrops using the kinetic equation and comparison with parameterizations. Beitr. Phys. Atmosph. 59(1) (1986)
- BERRY, E.X.: Modification of the warm rain process. Preprints First Natl. Conf. Weather Modification, Albany N.Y., Am. Met. Soc. (1968), 81-88
- BERRY, E.X.; R.L. REINHARDT: An analysis of cloud drop growth by collection: Part III. J. Atmos. Sci. 31(1974), 2118-2126
- KESSLER, E.: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. Met. Monogr. 32(1969), 84 S
- SILVERMAN, B.A.; M. GLASS: A numerical simulation of warm cumulus clouds: Part I. J. Atmos. Sci. 30(1973), 1620-1637
- SHIINO, J.: Evolution of raindrops in an axisymmetric cumulus model. Part I. J. Meteor. Soc. Japan 61(1983), 629-655

EIN EINFACHES PARAMETERISIERUNGSSCHEMA ZUR BESTIMMUNG DER RELATIVEN BEDECKUNG DURCH CUMULUSWOLKEN

Paul Becker

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1 EINLEITUNG

Cumuluswolken spielen eine wichtige Rolle für die Vertikaltransporte von Feuchte und Wärme in der Atmosphäre. Daneben haben sie einen beträchtlichen Einfluß auf die Strahlungsprozesse. Eine Berücksichtigung dieser Effekte, die aufgrund der begrenzten Rechnerkapazitäten im allgemeinen nur über eine Parameterisierung erfolgen kann, erscheint daher in numerischen, mesoskaligen Modellen als notwendig. Ein Parameterisierungsschema, welches die Vertikaltransporte durch Cumuluswolken berücksichtigt, wurde z.B. von FRAEDRICH (1973) entwickelt. Bei diesem Schema wird die relative Bedeckung mit Aufwindschläuchen mit der Energie, die notwendig ist, um in einer Luftsäule eine Wolke zu bilden und der aktuellen Energiezufuhr verknüpft. Für eine vorgegebene Wolkenunter- und -obergrenze ergibt die Kombination des Wolkenmassenflusses mit den Temperatur- und Feuchtedifferenzen zwischen Wolke und Umgebung eine Produktionsrate von Wolkensubstanz. Diese kann durch die Wahl eines geeigneten Zeitscales in Bedeckungsgrade umgesetzt werden. Die relative Bedeckung mit Aufwindschläuchen beträgt in der Regel nur wenige Prozent.

Soll auch die Wechselwirkung zwischen Wolken, Strahlungsprozessen und den mesoskaligen Feldern berücksichtigt werden, so ist zu beachten, daß das reale Wolkenfeld zu einem festen Zeitpunkt sowohl konvektiv aktive als auch passive Wolken enthält und daß die Grundfläche einer konvektiv aktiven Wolke wesentlich größer sein kann als diejenige des Aufwindschlauches. In der außerhalb des Aufwindschlauches aktiver Wolken liegenden Region (im folgenden Außenbereich genannt) findet ein Teil des ausgleichenden Ab-

sinkens statt. Dieser Bereich ist durch Temperaturen gekennzeichnet, die unterhalb der Umgebungstemperatur der Wolke liegen.

Ziel ist es, ein einfaches Parameterisierungsschema zu entwerfen, mit dem die relative Bedeckung mit Aufwindschläuchen, mit Außenbereichen und mit zerfallendem Wolkenmaterial berechnet werden kann.

2 MODELLBESCHREIBUNG

In dem nachfolgenden Abschnitt wird das Schema in knapper Form vorgestellt. Eine vollständige Beschreibung findet man bei BECKER (1985).

Das Wolkenfeld wird zunächst in Aufwindschläuche (mit der relativen Flächenbedeckung σ_u), Außenbereiche (mit der relativen Flächenbedeckung σ_o) und zerfallende Wolken (mit der relativen Flächenbedeckung σ_p) aufgeteilt. Mit den Annahmen: $\sigma_u = N_a \bar{\sigma}_u$, $\sigma_o = N_a \bar{\sigma}_o$ ergibt sich ein Proportionalitätsfaktor zwischen der relativen Bedeckung mit Aufwindschläuchen und der relativen Bedeckung mit Außenbereichen. $\bar{\sigma}_u$ ist die relative Flächenbedeckung eines durchschnittlichen Aufwindschlauches und $\bar{\sigma}_o$ ist die relative Flächenbedeckung eines durchschnittlichen Außenbereiches. N_a ist die Zahl der Aufwindschläuche. Der Proportionalitätsfaktor ($\bar{\sigma}_o / \bar{\sigma}_u$) kann über das Konzept des Mischens bei konstantem Druck (siehe z.B. FRASER, 1968) mit den Horizontalprofilen von Temperatur und spezifischem Flüssigwassergehalt innerhalb der Wolke verknüpft werden.

Die relative Bedeckung mit Aufwindschläuchen kann ebenfalls mit diesem Konzept bestimmt werden, falls angenommen wird, daß der Teil der betrachteten Fläche, der nicht mit aktiven Wolken oder zerfallendem Wolkenmaterial bedeckt ist,

durch wolkenfreies Absinken gekennzeichnet ist. Der in dieser Arbeit verwendete Ansatz zur Bestimmung von σ_p wurde von ALBRECHT (1981) entworfen und beruht auf der Annahme, daß die relative Bedeckung mit zerfallendem Material von der Zeit abhängt, die zerfallendes Material braucht, um zu verdunsten.

3 ERGEBNISSE

Mit dem in Abschnitt 2 vorgestellten Schema kann der Bedeckungsgrad in Abhängigkeit von dem spezifischen Flüssigwassergehalt in der Wolke (l) und den (über das betrachtete Gebiet gemittelten) Größen von Temperatur (T) und spezifischer Feuchte (q) bestimmt werden. Die Abhängigkeit der Bedeckung von dem spezifischen Flüssigwassergehalt (angegeben für den Kern des Aufwindschlauches) ist in Abb. 1 gezeigt.

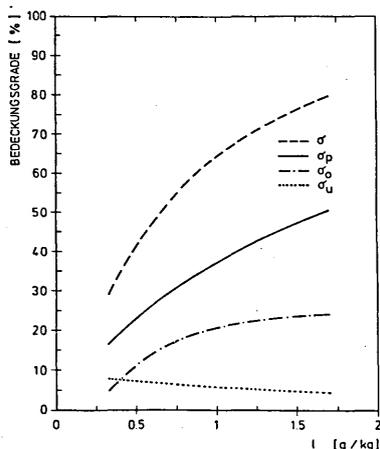


Abb. 1: σ_u , σ_o , σ_p und σ als Funktion des spezifischen Flüssigwassergehaltes (für festgehaltene Werte von T und q). Die benutzten Werte für die T und q entstammen einer numerischen Simulation des KonTur Falles vom 13. Oktober 1981 (siehe BENISTON, 1984).

Das Schema wurde auf (während des KonTur Experimentes 1981) beobachtete Fälle von Zellularkonvektion angewandt. Die berechneten Ergebnisse deuten darauf hin, daß die relative Bedeckung mit absinkenden Teilen von Cumuluswolken bedeutende Werte erreichen kann. Für

den Fall vom 13. Oktober 1981 ergab sich eine relative Bedeckung mit Außenbereichen von 25%. Die relative Bedeckung mit Aufwindschläuchen bewegte sich im bekannten Rahmen ($< 5\%$). Ein Vergleich der berechneten Gesamtbekleidung (σ) mit Satellitenbeobachtungen zeigte eine gute Übereinstimmung.

4 LITERATUR

ALBRECHT, B.A.: Parameterization of trade-cumulus cloud amounts. *J. Atmos. Sci.*, 38 (1981), S. 97-105.

BECKER, P.: A simple method for parameterizing cumulus cloud amount. *Beitr. Phys. Atmosph.*, (1985) zur Veröffentlichung eingereicht.

BENISTON, M.G.: A numerical study of atmospheric cellular convection. *Dyn. Atm. Oc.*, 8 (1984), S. 223-242.

FRAEDRICH, K.: On the parameterization of cumulus convection by lateral mixing and compensating subsidence. Part 1. *J. Atmos. Sci.*, 30 (1973), S. 408-413.

FRASER, A.B.: The white box: the mean mechanics of the cumulus cycle. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 94 (1968), S. 71-87.

PHYSIKALISCHE PROZESSE IN DER ATMOSPHERISCHEN GRENZSCHICHT AM PÄCKEISRAND

Christian Wamser und Günter Kellner

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung

Bremerhaven

1 EINLEITUNG

Die Ausdehnung des Meereises der Erde unterliegt starken zeitlichen Schwankungen, deren markanteste der von der solaren Einstrahlung abhängige Jahresgang ist. Im November erreicht die Ausdehnung des Meereises mit einer Fläche von etwa 28 Millionen km², also etwa der Größe des afrikanischen Kontinents, das Maximum. Sie geht im März auf die Hälfte dieses Wertes zurück. Zur Zeit der maximalen Meereisausdehnung hat der Packeisrand beider Hemisphären ohne Berücksichtigung lokaler Deformationen eine Gesamtlänge von etwa 30.000 km.

Die in einem Streifen beiderseits des Eisrandes auftretenden abrupten Änderungen der thermischen und dynamischen Oberflächeneigenschaften wirken sich auf den Aufbau der atmosphärischen Grenzschichten über Eis und offenem Wasser aus. So gibt die relativ warme, vom offenen Meer auf das Packeis strömende Luft Wärme an das Eis ab, und sie wird aufgrund der verstärkten Reibung über dem Packeis stärker als über dem Wasser gebremst. Strömt dagegen die Luft vom Eis zum offenen Wasser, so wird ihr vom wärmeren Meer Wasserdampf und Wärme zugeführt, und die Reibungswirkung nimmt ab. Im ersten Fall wird die Dichteschichtung der bodennahen Grenzschicht stabilisiert und die vertikale Vermischung auf eine relativ dünne Schicht beschränkt. In der abeisigen Strömung bildet sich dagegen eine mit wachsender Entfernung zum Eisrand rasch ansteigende Grenzschicht aus, in der verstärkter vertikaler Austausch zumeist durch geordnete Zellen erfolgt.

Die thermischen und dynamischen Wechselwirkungen zwischen der Atmosphäre und der Meeresoberfläche beiderseits des Eisrandes müssen in Modellen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und der Ozeane möglichst genau dargestellt werden. In realistischen Parameterisierungsansätzen des Impuls- und Wärmeaustausches an der Meeresoberfläche werden u.a. die Schollengrößenverteilung sowie die Anordnung und Größe

eisfreier Flächen im Packeis eine wichtige Rolle spielen.

2 MESSUNGEN

Zur Erfassung der Vorgänge am Eisrand wurden in den Jahren 1983 - 85 auf dem Forschungseisbrecher "Polarstern" drei Meßprojekte im Seegebiet zwischen Spitzbergen und Grönland durchgeführt. Die nachfolgend dargestellten Meßbeispiele zeigen die Wirkung der Oberflächeneigenschaften auf die Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht.

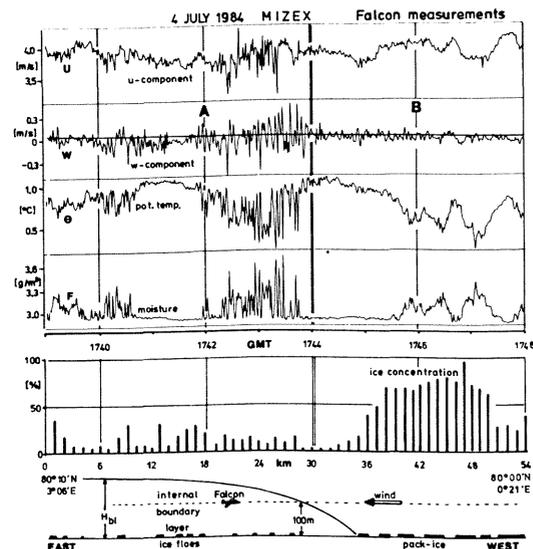


Abb.1: Die Entwicklung einer internen Grenzschicht bei abeisigem Wind, gemessen bei einem Falcon-Flug im Bereich des Packeisrandes. Flugphase A: geringe Eisbedeckung, B: große Eisbedeckung.

Abbildung 1 zeigt im oberen Teil Zeitreihen der u,w-Komponenten des Windes, der potentiellen Temperatur und der absoluten Feuchte während eines Meßfluges vom offenen Wasser auf ein ausgedehntes Packeisfeld bei abeisigem Wind. Während der Flugphase A befindet sich die Falcon in der am Packeisrand beginnenden internen Grenzschicht mit starken Variationen des Wind-, Temperatur- und Feuchtefeldes. Die Videokameraaufnahmen während des Fluges (s. unterer Teil der Abb.) zeigen eine geringe mittlere Eisbedeckung von nur 10% während dieser

Phase. Um 1744 GMT durchstößt die Falcon die interne Grenzfläche (s. Skizze). Die Fluktuationen der atmosphärischen Größen schwächen sich über dem Eisfeld bis auf einige niederfrequente Signale abrupt ab.

In Abbildung 2 sind die den beiden Flugphasen entsprechenden Varianzspektren der vertikalen Windkomponente dargestellt, die eine stark reduzierte Turbulenz über dem Eis ausweisen.

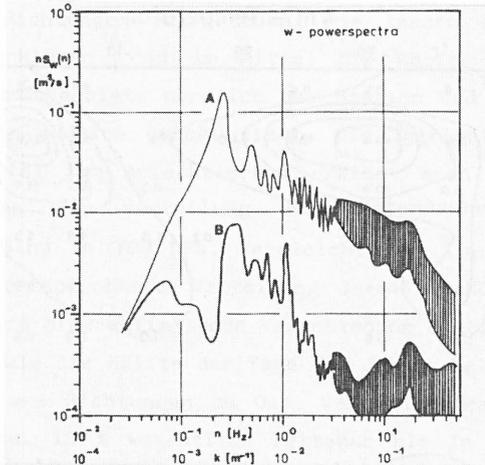


Abb. 2: Varianzspektren der Vertikalwindkomponente des Windes für die in Abb.1 dargestellten Flugphasen A, B.

Die Tabelle 1 gibt einen Überblick über die Varianzen und Kovarianzen dieses Meßfalles.

	$\overline{w'^2}$ m ² /s ²	$-\overline{\rho u'w'}$ N/m ²	$\overline{\rho c_p w'\theta'}$ W/m ²	$\overline{\rho L w'\alpha'}$ W/m ²
Phase A	0.0190	$6.42 \cdot 10^{-3}$	-2.8	-9.7
Phase B	0.0002	$3.10 \cdot 10^{-3}$	-0.6	-4.6

Tab. 1: Vertikalwindvarianzen sowie die turbulenten Flüsse von Impuls, Wärme und Feuchte für den in Abb.1 dargestellten Meßfall.

Die Zeitreihen in Abb.1 (Phase A) sowie das ausgeprägte Maximum im zugehörigen Varianzspektrum bei $k=2.7 \cdot 10^{-3} \text{m}^{-1}$ lassen intensive konvektive Prozesse in der von unten erwärmten Grenzschicht über See vermuten. Dabei entwickeln sich Strukturen, die mit Hilfe eines auf der Polarstern installierten Doppler-SODAR-System gemessen wurden. Ein Beispiel ist in Abbildung 3 dargestellt.

Man erkennt deutlich getrennte Auf- und Abwindbereiche mit einer mittleren Periode von etwa 7 Minuten. Bei einer Translationsgeschwindigkeit der Zellen von 3.2 m/s mit dem mittleren Wind ergibt sich die horizontale Wellenlänge λ_m zu etwa 1300 m.

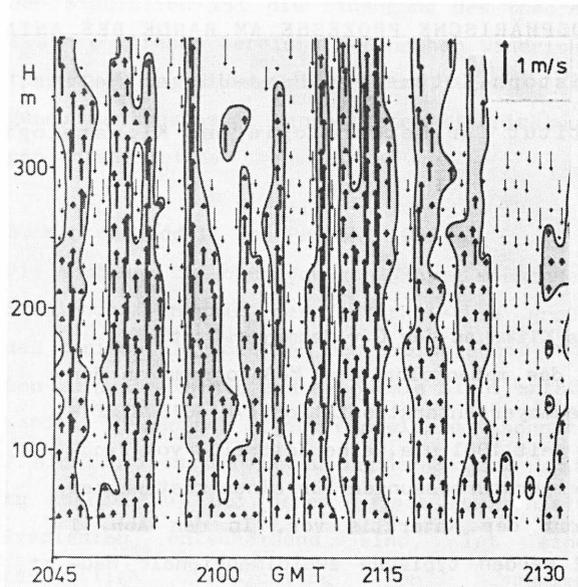


Abb.3: Zeit-Höhen-Diagramm des mittleren Vertikalwindfeldes, gemessen mit einem Doppler-SODAR-System über See in Nähe des arktischen Packeisrandes.

Charakteristische Größen der beobachteten Fälle mit intensiver Konvektion am arktischen Packeisrand sind in der Tabelle 2 zusammengefaßt. In der letzten

DATE	UT	\overline{U} [m/s]	$\overline{T_w - T_i}$ [°C]	$\overline{H_b}$ [m]	N: plumes	λ_m [m]	AR asp.ratio
13 JUL 83	1150-1211	3.0	4.2	200	7	550	2.8
5 JUL 84	1430-1520	4.5	2.3	770	8	1700	2.2
16 MAY 85	2045-2345	3.2	6.9	560	26	1300	2.3
24 - - -	1626-1926	6.9	9.0	1300	18	4100	3.1
⊙ 24 - - -	2130-2330	$X^* = 4.0 \text{ km}$	7.5	990	18	2200	2.2
⊙ 25 - - -	0230-0730	$X^* = 7.9 \text{ km}$	4.9	990	32	2500	2.5
* 4 JUL 84	1739-1748	$X^* = 5.8 \text{ km}$	-	140	16	360	2.6

⊙ SODAR measurements during cruise
* FALCON measurements

Tab.2: Zusammenfassung der Ergebnisse konvektiver Meßfälle am Packeisrand.

Spalte ist das Verhältnis: Wellenlänge/Grenzschichthöhe (aspect ratio) aufgeführt, das in theoretischen Konzepten als Konstante dargestellt wird. Die in der Literatur angegebenen Werte liegen typisch zwischen 2 und 3. In den hier untersuchten Meßfällen liegen die Werte nahe dem Mittelwert von 2.5, so daß eine einfache mathematische Darstellung dieser Prozesse gerechtfertigt erscheint.

ATMOSPHÄRISCHE PROZESSE AM RANDE DES ANTARKTISCHEN KONTINENTS

Christoph Kottmeier, Hans-Jürgen Belitz, Hans-Ulrich Stuckenberg

Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover

1. Das Klima an der G.v.Neumayer-Station

Durch das meteorologische Meßprogramm an der G.v.Neumayer-Antarktisstation (70°40'S, 8°22'W) liegt seit 1981 u.a. eine Zeitreihe von Wind- und Temperaturmessungen für einen küstennahen Standort der Antarktis vor. In den Abb. 1 und 2 werden typische zweidimensionale Häufigkeitsverteilungen für einen Sommermonat (Januar 1984) und einen Wintermonat (Mai 1983) gezeigt. In beiden Monaten wird die auch ganzjährig dominierende östliche Strömung deutlich, die ihre größte Häufigkeit bei 8 m/s im Januar und 18 m/s im Mai hatte. Bei dieser küstenparallelen Windrichtung traten auch die höchsten Temperaturen auf, die jedoch auch im Januar selten 0 °C überstiegen. Ein sekundäres Maximum der Windrichtungen bei Südwind (Richtung des katabatischen Windes) trat in Verbindung mit geringen Windgeschwindigkeiten um 5 m/s und tieferen Temperaturen auf. Die Streuung der Temperaturen war im Mai erheblich größer als im Januar und wird durch den verschärften Temperaturkontrast zwischen Kontinent und umgebenden Meereisgebieten im Winter verursacht.

2. Erklärung der beobachteten Verteilungen

Die Erklärung für die vorliegenden Häufigkeitsverteilungen ergibt sich aus den vorherrschenden synoptischen Bedingungen. Durch die häufige Passage von Zyklonen, die parallel zum Antarktistrand von Westen nach Osten ziehen, weht an der deutschen Forschungsstation nur zeitweise katabatischer Wind. Das Klima ist stattdessen sehr wechselhaft, wobei in Perioden mit zeitlichen Abständen von einigen Tagen bis zu einigen Wochen Kaltluft vom Kontinent über die vorgelagerten Meeres- bzw. Meereisgebiete fließt oder in der mitt-

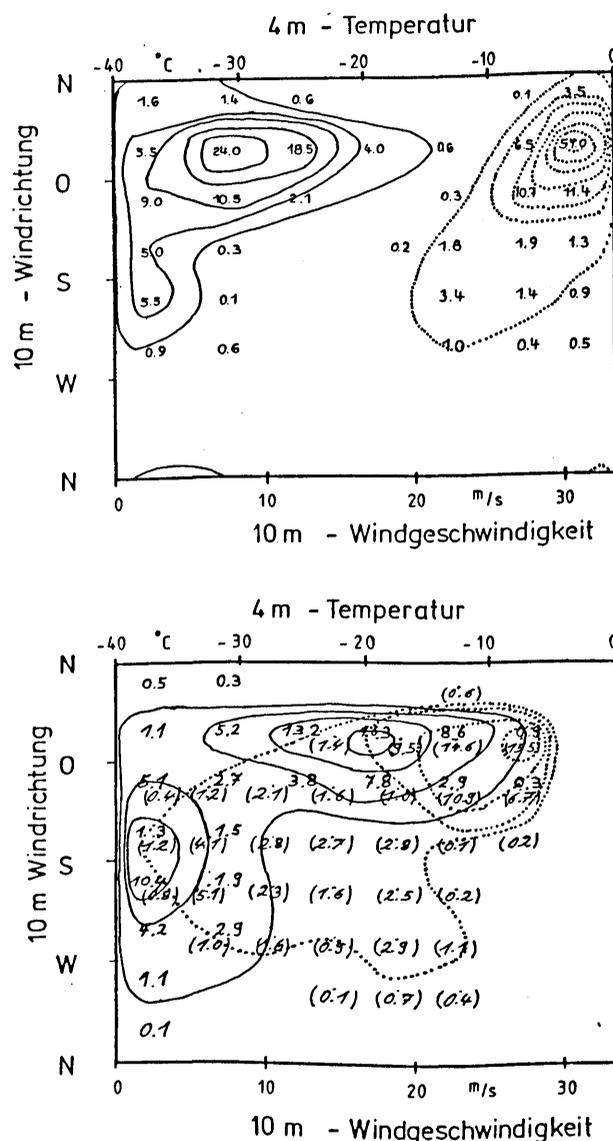


Abb.1 und 2: Relative Häufigkeiten der Windrichtungen und -geschwindigkeiten (ausgezogene Linien) sowie Temperaturen (punktierete Linien) im Januar 1983 (oben) und Mai 1983 (unten) an der G.v.Neumayer-Station. Isolinien der Geschwindigkeit bezeichnen 1, 5, 10, 15 % Häufigkeit, Isolinien der Temperatur 1, 5, 10, 20, 30, 40, 50 % Häufigkeit.

Klassenbreiten: Temperatur 5 °C, Windrichtung 45 Grad, Windgeschwindigkeit 5 m/s.

leren Troposphäre Warmluft aus niedrigeren Breiten bis zur Antarktis advehiert wird. Dieser Wechsel von Windrichtung und Temperatur der freien Atmosphäre werden durch die regelmäßigen Radiosondenaufstiege an der G.v. Neumayer-Station belegt. Die Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen im 700 hPa-Niveau für das Jahr 1983 enthält zwei Hauptmaxima ähnlicher Häufigkeit, die den beiden küstenparallelen Richtungen entsprechen. Sie lassen sich so erklären, daß im Mittel die Hälfte der Tiefdruckgebiete nördlich der Station und die Hälfte südlich vorbei zieht. Die Zugrichtung parallel zum Antarktistrand erklärt auch die Minima der Verteilung bei küstensenkrechtem Wind in 700 hPa. Vergleicht man hiermit die entsprechende Verteilung in 45 m Höhe, so wird eine auffallende Verschiebung deutlich. Mehr als die Hälfte der Tage des Jahres hatten Wind aus Richtungen um Ost, Westwinde traten mit ca. 15 % wesentlich seltener als in 700 hPa auf und südliche Richtungen traten als tertiäres Maximum in Erscheinung.

Die Deformation der bodennah gemessenen Windrose (und der übrigen Verteilungen) läßt sich qualitativ durch den quasi-permanenten Temperaturgegensatz zwischen der arktischen Festlandsluft und der maritimen Polarluft erklären. Die hieraus entstehende Baroklinität ist weitgehend durch den Verlauf der Küste geprägt. In Überlagerung mit der internen Baroklinität der Zyklonen wird das thermische Windfeld bestimmt, das somit eine stationäre Komponente und eine transiente Komponente besitzt. Beide zusammen wirken sich höhenabhängig als zusätzliche Druckgradienten in der Impulsbilanz der Grenzschicht aus. Die Grenzschichtreibung und Abtriebskräfte (im instationären Fall) führen zu einer größeren Häufigkeit südlicher Winde, während die höhenabhängige Druckgradientkraft im stationären Fall zu häufigeren Ostwinden führt.

Eine quantitative Erklärung der Verteilung ergibt sich aus der analytischen Lösung einer Formulierung der Grenzschichtgleichungen mit einfacher Parametrisierung der Reibung und der Baroklinität. Das auffallendste Ergebnis

der Simulation ist die Einengung des theoretisch möglichen Bereichs bodennaher Windrichtungen mit zunehmender Stabilität, der genau den bevorzugt beobachteten Windrichtungen entspricht.

3. Winter Weddell See Projekt 1986

Die Abstände zwischen den ganzjährig messenden Stationen sind in der Antarktis so groß, daß Horizontalgradienten meteorologischer Größen im synoptischen und Mesoscale nicht erfaßt werden. Um dennoch Ergebnisse wie in Abschnitt 2 hinsichtlich der Bedeutung der Baroklinität zu überprüfen, bei denen gerade horizontale Gradienten entscheidend sind, ist eine zeitweilige Verdichtung von Messungen notwendig.

Beim Winter Weddell See Projekt 1986 unter Leitung des Alfred Wegener Instituts für Polarforschung, Bremerhaven, werden erstmals zwei Forschungsfahrten von FS Polarstern in das winterliche Packeis durchgeführt. Beim Fahrtabschnitt Sept. bis Dez. 1986 stützt sich das meteorologische Meßprogramm auf zwei hauptsächliche Meßverfahren. Ein mesoskaliges Netz von acht Meßbojen auf Meereisschollen dient der Vermessung des bodennahen Temperatur-, Wind- und Druckfeldes in einem küstennahen Untersuchungsgebiet der östlichen Weddell-See. Ein aerologisches Meßprogramm von Bord Polarstern aus sowie an einer Feldstation auf dem Schelfeis soll küstensenkrechte Vertikalschnitte durch die untere Troposphäre ermitteln. Die Abstimmung mit einem parallel laufenden ozeanographischen Programm soll zur Klärung der Frage führen, wie sich die Grenzschichtströmungen in Ozean und Atmosphäre am Rande des Kontinents auf die Meereisbedeckung, die Eisbewegung und auf die Wärmezufuhr vom Ozean in die Atmosphäre auswirken.

Literatur:

Kottmeier, Ch. The Influence of Stability and Baroclinicity on the Wind and Temperature Conditions at the Georg von Neumayer Antarctic Station. Tellus. accepted, 1986.

SKALENABHÄNGIGE MODELLE FÜR DIE KLIMAFORSCHUNG*

Hartmut Graßl

Institut für Physik, Forschungszentrum Geesthacht
und Institut für Meteorologie, Universität Hamburg

1. Einleitung

Das Klima jedes Ortes auf der Erde wird von der Wechselwirkung aller Teile des Klimasystems bestimmt. Somit ist es für Island zum Beispiel nicht unerheblich, wie tief die winterliche Durchmischung des Atlantik im Gebiet nordwestlich von Schottland reicht und welche Temperatur dabei das aus subtropischen Breiten advehierte Wasser der permanenten Temperatursprungschicht dort hatte, wobei es bei Durchmischung - meist nach vielen Jahren - wieder Kontakt mit der Oberfläche bekommt.

Im kleinskaligen Bereich hängt es oft von nur geringfügigen Eingriffen des Menschen und damit von der veränderten Oberflächenrauigkeit oder dem Wasserhaushalt des Bodens ab, ob die Temperaturamplitude eines Tages sich drastisch ändert.

2. Skalen

Es hat sich eingebürgert, vom synoptischen oder großskaligen Bereich, vom mesoskaligen oder auch regionalen Bereich und von der Mikroskala zu sprechen. Dabei sind die Grenzen - wie so häufig - zwar leicht zu defi-

nieren, aber oft den Klimaprozessen trotzdem nicht angemessen. Dazu kommt die Wechselwirkung verschiedener unterschiedlich großer Systemkomponenten auf breiten zeitlichen Skalen: ein kleines Inlandeisgebiet über Jahrtausende existierend hat auf die Verteilung der Druckgebiete in der Atmosphäre einen sicherlich schwächeren Einfluß als die riesigen im Winter schneebedeckten Gebiete Eurasiens, die nach wenigen Monaten wieder schneefrei sind. Wie bekommt man Einblick in die Wechselwirkungen? Durch Messungen und numerische Modelle.

3. Modelle

Da das permanente meteorologische Beobachtungsnetz meist nur den synoptischen Bereich über Kontinenten auflöst, ist unser Wissen über großskalige Zusammenhänge besonders angewachsen. Auch die mathematisch-numerischen Modelle für diesen Bereich, die globalen Wettervorhersagemodelle, sind, weil stets von den Beobachtungen im Dauertest geprüft, weiter vorangekommen als die für kleinere Teilgebiete und auch die als Klimamodelle bezeichneten Atmosphärenmodelle. Streng genommen ist erst ein die Komponenten verbindendes Modell, also eine gemeinsame Beschreibung von Ozean, Atmosphäre, Kryosphäre, Landoberfläche und Biosphäre, ein Klimamodell.

Vielfach jedoch verwendet man den vollständigen Gleichungssatz - auch primitive Gleichungen genannt - nicht, weil bestimmte numerische Fehler ausgeschaltet werden sollen. Diese Reduktion der Gleichungen ist

*Dieser kurze Beitrag ist als Einführung in die folgenden Beiträge zu Modellen zu verstehen und stellt keine eigene Veröffentlichung dar

stark vom zu lösenden Problem und damit von der Skala abhängig. Daraus folgt eine Fülle von Modellen, jeweils nur für eine spezielle Anwendung optimiert. Anders ausgedrückt heißt das, daß es kein für viele Fragen gleichzeitig anwendbares Modell gibt.

Obwohl die Tendenz zu dreidimensionalen Modellen hoher räumlicher Auflösung besteht, so ist keineswegs die Zeit für eine Aufgabe sehr einfacher und damit oft nur eindimensionaler Modelle gekommen. Das Verständnis bestimmter Wechselwirkungen geht oft auf diese einfachen Modelle zurück. Erwähnt sei die positive Rückkopplung zwischen Temperaturzunahme und Abnahme der Albedo nördlicher Breiten sowie die Reaktion des Wasserdampfes auf einen Treibhauseffekt anderer Gase die beide mit eindimensionalen Modellen ergründet wurden, bevor sie in Zirkulationsmodelle eingebaut wurden.

4. Modellanwendung

Die numerischen Modelle in der Meteorologie und Klimaforschung haben trotz ihrer Unzulänglichkeiten viele Anwendungsbereiche erobert und werden diese in naher Zukunft noch erheblich ausweiten. So werden globale Modelle verwendet für

- Wettervorhersage
- Untersuchung der Wechselwirkungen im Klimasystem
- Berechnung von Gleichgewichtszuständen bei veränderten äußeren Bedingungen wie der Zusammensetzung der Atmosphäre
- ersten Gehversuchen zur Klimavorhersage

Modelle für Teile der Erdoberfläche, also regionale und mesoskalige Modelle werden gegenwärtig noch weniger eingesetzt als globale, weil sie meist nur in Vernetzung mit diesen und daher nicht so leicht aussagekräftig sind, sie versprechen aber einen wichtigen Beitrag zu

- Objektivierung der Lokalvorhersage
- Entdeckung regionaler Wirkung globaler Trends
- Ausbreitung von Luftbeimengungen im gegliederten Gelände
- Hilfe bei Regional- und Stadtplanung

Zu beinahe allen diesen Anwendungsbereichen gibt es Beispiele in diesem Band, wenn auch die Beiträge zur Kopplung von Klimasystemkomponenten gemessen an der Bedeutung noch etwas unterrepräsentiert sind.

Reihen wir die 'Klima'-Modelle entsprechend ihrem geographischen Bereich auf, nämlich in globale, regionale (Europa), mesoskalige (Oberrhein), mikroskalige (Waldlichtung), so sind Modelliererfolge bei den Außenseitern eher vorhanden als bei regionalen und mesoskaligen, sie sind also skalenabhängig, weil erstere ohne bzw. schon durch einfache Startbedingungen aussagekräftig sind. So wird ein als 'Klimamodell' verwendetes Zirkulationsmodell der Atmosphäre von der völligen Ruhe aus startend nach 30 - 60 Tagen Integrationszeit und Januarsonne das typische Januarklima in diesem 30-Tage-Mittel liefern, sofern klimatologische Werte der Ozeanoberflächentemperatur vorgegeben werden. Die noch immer auftretenden Fehler werden aus zwei Quellen gespeist:

1. Numerik, d.h. Näherung bei der Diskretisierung von Differentialgleichungen und
2. Parametrisierung, d.h. nicht ausreichend genaue Darstellung kleinskaliger vom Rechengitter nicht aufgelöster physikalischer Vorgänge durch mittlere Werte an den Gitterpunkten.

Diese letzten Behauptungen implizieren, daß wir - bei hypothetischer extremer räumlicher Auflösung - schon wüßten, wie das Problem zu formulieren ist: Durch Massenerhaltung, den ersten und den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, das zweite Newtonsche Axiom (Im-

pulssatz) und die Zustandsgleichungen der Systemkomponenten, also der Luft, des Wassers, des Eises und der Böden sowie die den Wasser- und Energiehaushalt beeinflussenden Eigenschaften der Biosphäre ist das Klimasystem ausreichend genau beschrieben. Danach ist jeder größere Rechner, da er ja eine Reduktion der Gitterabstände erlaubt, in zweifacher Weise günstig: numerische wie Parametrisierungsfehler nehmen ab.

Nicht unerwähnt bleiben sollte die Anwendung von Modellergebnissen bei der Planung von Feldexperimenten und bei der Festlegung von Teilbereichen des Systems mit eindeutigster Reaktion auf anthropogene Störungen.

6. Lücken

Die wesentlichste Lücke ist die noch nicht geglückte Kopplung der wesentlichsten Klimakomponenten, denn sie stellt extreme Anforderung an die Genauigkeit der Parametrisierung einzelner Prozesse. So wird eine nur um wenige Watt pro Quadratmeter falsche Strahlungsbilanz an der Ozeanoberfläche bei einer Umwälzzeit des Ozeans von Jahrhunderten nach dieser Zeit zu einem weit von der Realität entfernten Klimazustand führen. Weiterhin ist die Wechselwirkung mit der Biosphäre ein Stiefkind der Klimaforschung.

Für den mesoskaligen Bereich, aber auch mittelbar für den globalen wegen der Parametrisierung, werden all die Prozesse wichtig, die früher im Bereich zwischen Mikroturbulenz und synoptischer Skala im Minimum der Energiespektren angesiedelt waren. Sie haben dennoch große Bedeutung, wie zum Beispiel die schraubenförmigen Bewegungen in Wolkenstraßen und einzelnen Cumulonimben, die Anordnung der Konvektionselemente in offenen oder geschlossenen Zellen, die Ausbildung kleinräumiger polarer Tiefdruckgebiete, die ozeanischen Wirbel an der Eiskante, um nur einige zu nennen. Auch zu diesen Lücken gibt es Beiträge in diesem Band.

Wilfrid Bach

Forschungsstelle für Angewandte Klimatologie und Umweltstudien, Institut für Geographie,
Westfälische Wilhelms-Universität, D-4400 Münster, Robert-Koch-Str. 26

In diesem Übersichtsbeitrag liegt die Betonung auf der angewandten Klimaforschung. Anhand verschiedener Klimamodellkonzepte werden die Ergebnisse aus zwei zentralen Bereichen der anthropogenen Klimabeeinflussung exemplarisch dargestellt, nämlich den Bereichen Spurengasforschung und Klimawirkungsforschung. Der Beitrag wird abgerundet mit einer knappen Übersicht der schon jetzt erforderlichen Vorsorge-maßnahmen.

1 SPURENGASFORSCHUNG

Das Klima der Erde hängt von der einfallenden Sonnenenergie und von seiner Absorption am Erdboden und in der Atmosphäre ab. Die Absorption innerhalb der Atmosphäre wird durch die Konzentration und den Anteil strahlungswirksamer Gase an der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre bestimmt. Ändern wir diese, z.B. durch Emission von zusätzlichen Gasen, dann müssen wir damit rechnen, daß wir auch das Klima ändern. Bisher sind rd. 30 klimawirksame Gase identifiziert worden (RAMANATHAN et al., 1985), und ihre Zahl wird in Zukunft weiter zunehmen. Der Erwärmungseffekt von CO_2 , dem in der Vergangenheit fast die gesamte Aufmerksamkeit galt, wird durch die höheren Wachstumsraten, die längeren Verweilzeiten und die größere Strahlungseffizienz der meisten neuen Spurengase beträchtlich verstärkt. Hier legt die Menschheit eine chemisch/klimatologische Zeitbombe (BACH, 1986a). Damit rückt die Spurengasforschung ins Zentrum der anthropogenen Klimaforschung.

Zu den wichtigsten anthropogenen klimawirksamen Gasen, die direkte Strahlungswirkungen haben, gehören Kohlendioxid (CO_2), Chlorfluormethane (CFM), Methan (CH_4), Ozon (O_3) und Distickstoffoxid (N_2O). Daneben gibt es noch eine Reihe von chemisch/photochemisch wirksamen Spurengasen, wie z.B. Kohlenmonoxid (CO) und Stickstoffmonoxid (NO), die indirekt klimawirksam sind, indem durch Oxidation von CO in Anwesenheit von NO das strahlungsaktive troposphärische O_3 entsteht. Zum besseren Verständnis der Modellergebnisse sei eine Kurzcharakteristik der anthropogenen Aspekte der wichtigsten Spurengase und ihrer Trends vorangestellt. Für ausführlichere Darstellungen siehe z.B. LOGAN et al. (1981), CRUTZEN et al. (1985), BACH (1986b).

CO_2 entsteht bei der Verfeuerung fossiler Brennstoffe (Kohle, Öl, Gas) und durch die Zerstörung der Wälder und Böden. Die wichtigsten Senken sind die Ozeane und z.T. die Biosphäre. Die atmosphärische Verweilzeit liegt zwischen 6 und 10 Jahren. Seit der Industriel-

len Revolution verzeichnet die CO_2 -Konzentration einen Anstieg um ca. 30 % bis auf gegenwärtig 345 ppm. Die Wachstumsrate der letzten Jahre betrug 0,4 %/a.

Die wichtigsten Quellen für CFM-11 (CFCl_3) und CFM-12 (CF_2Cl_2) sind Treibgase, Kühl-, Verschäumungs- und Reinigungsmittel. In der Troposphäre gibt es keine Senke. In der Stratosphäre werden sie durch Photolyse abgebaut. Ihre Verweilzeit beträgt ca. 65 bzw. 110 Jahre. Bei einer gegenwärtigen Konzentration von 0,18 bzw. 0,25 ppb nehmen sie um 3-5 %/a zu.

CH_4 entsteht bei der Reisfelderwirtschaft, Massentierhaltung, Verbrennen von Biomasse und fossilen Brennstoffen sowie durch Erdgaslecks. Hauptsenke ist die Reaktion mit HO über NO-Einfluß. Die Verweilzeit beträgt ca. 10 Jahre. Seit der Industriellen Revolution hat CH_4 um rd. 50 % bis zum heutigen Wert von 1,65 ppm zugenommen. Der Trend zeigt einen Anstieg von 1-2 %/a.

O_3 wird in der Troposphäre durch Radikalreaktionen ständig auf- und abgebaut. O_3 -Abbau in der Stratosphäre ist zu erwarten durch katalytische Reaktionen vor allem mit HO_x , NO_x und ClO_x . Die Verweilzeit in der Troposphäre ist 30-40 Tage, in der Stratosphäre ca. 2 Jahre. Die O_3 -Konzentrationen schwanken stark. Ein Anstieg in der Troposphäre und eine Reduktion in der Stratosphäre sind nachweisbar.

N_2O entsteht durch Verbrennen von Biomasse, Verfeuerung fossiler Brennstoffe und Überdüngung der Felder. Bei einer fehlenden Senke in der Troposphäre hat es eine sehr lange Verweilzeit von 165-185 Jahren. Über die letzten 20 Jahre hat N_2O um 0,2-0,3 %/a zugenommen und einen gegenwärtigen Wert von ca. 300 ppb erreicht.

2 KLIMAMODELLKONZEPTE

Für die Simulation der Klimawirksamkeit von Spurengasen steht eine Hierarchie von Klimamodellen zur Verfügung, die man grob in thermo- und hydrodynamische Modelle einteilen kann (SCHLESINGER, 1983). In ersteren wird die Temperatur explizit vorhergesagt, aber die Dynamik wird vernachlässigt oder parameterisiert. In letzteren werden sowohl Temperatur- und Windfeld als auch ihre Wechselwirkungen explizit vorhergesagt. Energiebilanz-(EBM) und Strahlungs-Konvektionsmodelle (RCM) sind thermodynamische Modelle, und die allgemeinen Zirkulationsmodelle (GCM) sind hydrodynamische Modelle. Detaillierte Darstellungen geben NORTH et al. (1981) für EBM, RAMANATHAN und

COAKLEY (1978) für RCM und SCHLESINGER (1983) für GCM.

Diese Hierarchie von Klimamodellen kommt in der Klimaforschung in zwei grundsätzlich verschiedenen, aber sich ergänzenden Vorgehensweisen zur Anwendung:

- als transiente Sensitivitätsstudien, wobei die Reaktion des Klimas auf den berechneten, zeitabhängigen Spurengasanstieg untersucht wird, und
- als Gleichgewichtsstudien, wobei der Respons des Modellklimas auf einen vorgegebenen zeitunabhängigen Spurengasanstieg berechnet wird.

3 TRANSIENTE STUDIEN

Der transiente Respons des Klimas (im folgenden synonym für die Erdoberflächentemperatur benutzt) auf CO_2 -Änderungen kann mit Hilfe von Energie-, Kohlenstoffkreislauf- und Klimamodellen erfaßt werden. (BACH, 1985 b; BACH und JUNG, 1986).

3.1 Energiemodelle

Die CO_2 -Emissionen in Abb. 1 stammen bis 1980 aus biosphärischen Quellen (1820-1980) und aus dem Verbrauch fossiler Brennstoffe (UN Statistiken von 1860-1980). Die große Spannweite der Energieszenarien bis 2030 spiegelt die Unsicherheit in der Projektion des zukünftigen Weltenergiebedarfs wider. Der daraus abgeleitete CO_2 -Emissionsbereich von 1-25 Gt C/a entspricht den auf der Klimakonferenz in Villach 1985 gemachten Abschätzungen von 2-20 Gt C/a.

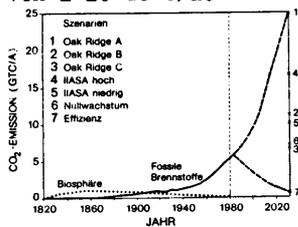


Abb. 1 Berechnung der CO_2 -Emission

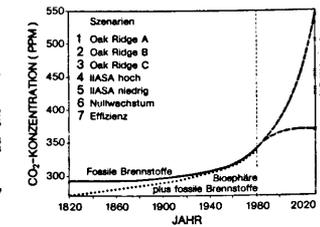


Abb. 2 Berechnung der CO_2 -Konzentration

3.2 Kohlenstoffkreislaufmodelle (KKM)

Die CO_2 -Emissionen bilden den Input für die KKM zur Berechnung der atmosphärischen CO_2 -Konzentrationen. Ein Vergleich der Ergebnisse aus dem 4-Box-Diffusionsmodell nach OESCHGER et al. (1975), 5-Box-Diffusionsmodell nach CRANE (1982) und Multi-Boxmodell nach EMANUEL et al. (1984) ergab kaum Unterschiede. Der mit dem OESCHGER-Modell berechnete CO_2 -Gehalt liegt im Jahre 2030 zwischen 360 und 540 ppm (Abb. 2).

3.3 Klimamodelle

Die Änderungen im CO_2 -Gehalt bilden den Input zur Berechnung der mittleren globalen Bodentemperaturänderungen (ΔT). Die Simulationen wurden mit Hilfe der parameterisierten Form eines 1-D RCM und einem damit gekoppelten 1-D Ozean-EBM durchgeführt. Danach bewirkt der reine CO_2 -Effekt für das höchste Energieszena-

rio(1) einen Anstieg von ΔT um 1,1 K über die gemessene Bezugsperiode von 1946-1960 (Abb. 3), während das niedrigste Szenario(7) nur einen Anstieg von etwa 0,5 K zeigt. Den Berechnungen des gemeinsamen Effekts von CO_2 und anderen Spurengasen liegen die Wachstumsraten 1,15-2,34 ppm für CH_4 , 285-375 ppb für N_2O , 0-1,1 ppb für CFM-11 und 0-1,8 ppb für CFM-12 von 1880-2030 nach RAMANATHAN et al. (1985) zugrunde. Abb. 4 zeigt für das höchste Szenario, daß der zusätzliche Einfluß der anderen Spurengase 0,7 K oder 40 % des Gesamteffekts beträgt und ihn somit auf 1,8 K erhöht. Danach könnte es so warm wie im Eem-Sangamon Interglazial vor 125 000 Jahren werden.

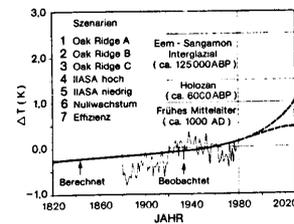


Abb. 3 Temperaturverlauf für CO_2 -Effekt allein

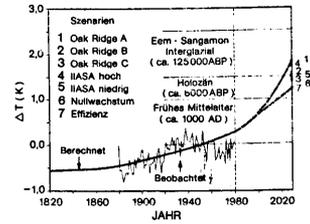


Abb. 4 Wie Abb. 3, aber zusätzl. CFM, CH_4 , N_2O

3.4 Wichtigkeit von Einflußfaktoren

Tab. 1 zeigt die relative Wichtigkeit verschiedener Einflußfaktoren für ΔT . Die Berechnung für verschiedene Klimasensitivitäten ($T_e = 3 \pm 1,5$ K) zeigt die Unsicherheitsmarge. Die unterschiedlichen Energieszenarien und die zusätzlichen Spurengase leisten zwar einen ähnlich hohen Beitrag zu ΔT ; aber die Unsicherheit durch Energieszenarien ist größer. Einen großen Unsicherheitsfaktor stellt die Biosphäre durch die Annahme unterschiedlicher Deforestationsraten dar. Die Anwendung unterschiedlicher KKM erhöht die Unsicherheit nur unwesentlich.

Tab. 1 Sensitivität der Bodentemperaturänderungen (ΔT) gegenüber verschiedenen Einflußfaktoren von der vorindustriellen Zeit bis 2030

Einflußfaktoren	$\Delta T(K)$ für	
	$T_e=1,5$	$T_e=4,5^*$
Versch. Energiesz. (fossiles CO_2)	0,35 - 1,36	
Andere Spurengase (CFM, CH_4 , N_2O)	0,69 - 1,32	
Biosphäre (rezentes CO_2)	0,08 - 0,71	
Versch. C-Kreislaufmodelle	0,01 - 0,04	

* T_e ist die global gemittelte Gleichgewichtstemperatur für eine CO_2 -Verdopplung (gemäß GCMs ist $T_e = 3 \pm 1,5$ K)

3.5 Klimarespons

Abb. 5 zeigt die Änderung der Ozeanoberflächentemperatur (ΔT) in Abhängigkeit von der Gleichgewichtserwärmung (ΔT_{eg}) aufgrund der CO_2 -Emission von 1850-1980 sowie von einem Klima-Rückkopplungsfaktor (f). Danach wäre bei einer Klimasensitivität von 3 K und größer für eine CO_2 -Verdopplung und bei gängigen Diffusionskoeffizienten im Ozean von $k = 1-2$ cm^2/s der größte Teil der seit der Industriellen Revolution eingeleiteten Erwärmung wegen des Verzögerungseffekts des Ozeans noch nicht sichtbar. Das bedeutet nach HANSEN et al. (1985), daß eine abwartende Haltung bei der Einleitung

von Vorsorgemaßnahmen gefährlich wäre, weil spätere korrektive Eingriffe wirkungslos blieben.

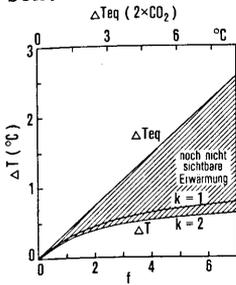


Abb. 5 Verzögerung des Klimarespons durch Ozeaneffekt (HANSEN et al. 1985)

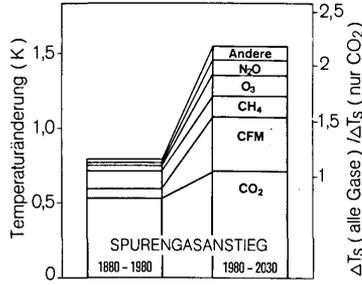


Abb. 6 Anteile d. Spurengase a.d. Gesamttemperaturänderung; 1980 (1880-1980) u. 2030 (1980-2030)

4 GLEICHGEWICHTSSTUDIEN

4.1 Beitrag der Spurengase zum Anstieg der Bodentemperatur

Abb. 6 zeigt die mit einem 1-D RCM berechneten Anteile der verschiedenen Spurengase an der Gesamtänderung der Gleichgewichtstemperatur am Boden. Der Anteil von CO₂ mit 66 % für 1880-1980 fällt danach auf 46 % für 1980-2030. Dafür steigt der Anteil der CFM von 8 auf 23 % über die gleichen Zeitperioden. Auch der Beitrag durch O₃ nimmt stark zu. Die anderen Spurengase zusammen verstärken den CO₂-Effekt um das 1,5 bis 2,5fache.

4.2 Ergebnisse von Gleichgewichts- und transienten Studien

Gleichgewichts- und transiente Studien zeigen ähnliche Temperaturänderungen (Tab. 2). Die transienten Ergebnisse sind jedoch realistischer, da sie aus Simulationen im zeitlichen Ablauf stammen, unterschiedliche Energieszenarien, den Ozeaneffekt und die Klimasensitivität berücksichtigen, und damit den Unsicherheitsbereich besser widerspiegeln.

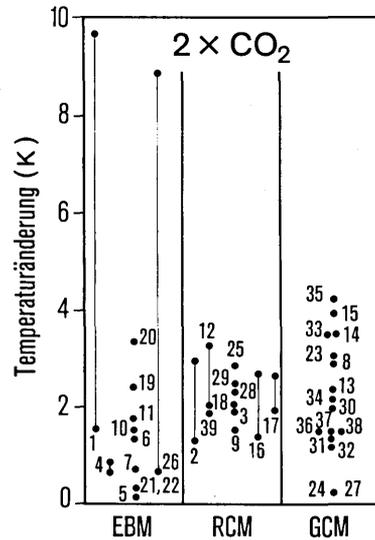
Tab. 2 Abschätzung der Bodentemperaturänderung durch CO₂ und andere Spurengase für 1880-1980 und 1980-2030

		Temperaturänderung (K)	
		Gleichgewicht ¹⁾	Transient ²⁾
CO ₂	1880-1980	0,52	0,32 bis 0,57
	1980-2030	0,71	0,19 bis 1,02
CFM, O ₃	1880-1980	0,27	0,32 bis 0,55
	1980-2030	0,81	0,51 bis 0,85
Insgesamt 1880-2030		2,39	1,34 bis 3,01

1) RAMANATHAN et al. (1985) 2) BACH u. JUNG (1986)

4.3 Übersicht über CO₂-Simulationen

Abb. 7 gibt einen Überblick über die mit EBM, RCM und GCM über die letzten 20 Jahre durchgeführten 2xCO₂ Gleichgewichtsexperimente. Die sehr hohen bzw. sehr niedrigen Werte beruhen auf falscher Modellanwendung, Abbruch der Integration vor Erreichen des Equilibriums, Nichtbeachtung wichtiger Rückkopplungsprozesse und Anwendung eines unrealistischen "klimatologischen" Ozeanschemas. Die große Mehrheit der unterschiedlichen Modellkonzepte zeigt für eine CO₂-Verdopplung eine Bodentemperaturzunahme zwischen 1,5 und 4 K.



1) Möller (1963) 2) Manabe u. Wetherald (1967) 3) Manabe (1971) 4) Rasool u. Schneider (1971) 5) u. 6) Sellers (1973, 1974) 7) Weare u. Snell (1974) 8) Manabe u. Wetherald (1975) 9) Ramanathan (1975) 10) Schneider (1975) 11) Tenkin u. Snell (1976) 12) Augustsson u. Ramanathan (1977) 13) Potter (1978) 14) u. 15) Hansen (1978, 1979) 16) Rowntree u. Walker (1978) 17) Hummel u. Reck (1979) 18) Hunt u. Wells (1979) 19) MacDonald et al. (1979) 20) Ramanathan et al. (1979) 21) Newell u. Dopplick (1979) 22) Idso (1980) 23) Manabe u. Wetherald (1980) 24) Gates et al. (1981) 25) Hansen et al. (1981) 26) Kandel (1981) 27) Mitchell (1981) 28) Ramanathan (1981) 29) Hall et al. (1982) 30) Schlesinger (1983) 31) Alexandrov et al. (1982) 32) u. 33) Washington u. Meehl (1983, 1984) 34) Mitchell (1983) 35) Hansen et al. (1984) 36) Gates et al. (1984) 37) Schlesinger et al. (1985) 38) Gates u. Potter (1985) 39) Jung u. Bach (1986).

Abb. 7 Übersicht über die Temperaturänderungen aus EBM, RCM und GCM CO₂-Verdopplungsexperimenten (SCHLESINGER, 1983; u. ergänzt)

5 KLIMAWIRKUNGSFORSCHUNG

5.1 Aufgabe und Vorgehensweise

Zweck der Klimawirkungsforschung ist es, die Wechselwirkungen zwischen Klima und Gesellschaft aufzuzeigen. Damit schafft sie die Voraussetzungen für eine sachliche Bewertung möglicher Zukunftsrisiken und die Notwendigkeit und Angemessenheit von einzuleitenden Vorsorgemaßnahmen. Erst dadurch wird den Entscheidungsträgern eine rationale Entscheidungsfindung ermöglicht (BACH, 1985a).

Die Szenarienanalyse bildet die Grundlage für die Wirkungsforschung. Dabei geht es um die Entwicklung von möglichst vollständigen und in sich konsistenten Sub-Szenarien im physikochemischen, biologischen und sozio-ökonomischen Bereich. Wie Abb. 8 zeigt, kommt in der Szenarienanalyse eine Hierarchie von Modellen zur Anwendung, nämlich Klimamodelle, Impactmodelle und ökonomische Modelle.

5.2 Klimaszenarien

Die Entwicklung von Klimaszenarien dient der Identifizierung regionaler und jahreszeitlicher Klimabeeinflussungen durch Spurengase. Das wird kurz mit Hilfe von 3 D-GCMs demonstriert (BACH et al., 1985).

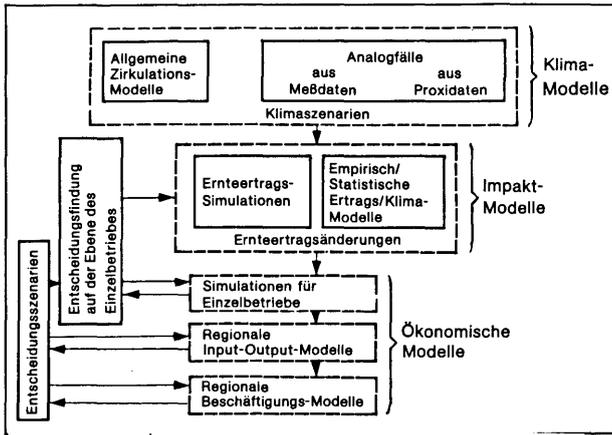


Abb.8 Modellhierarchie zur Abschätzung von Klimaauswirkungen u. Ablauf von Entscheidungsprozessen(PARRY et al. 1985)

5.2.1 Modellverifizierung

Bevor Klimamodelle für eine regionale Wirkungsanalyse angewendet werden können, muß das Modellklima zuvor auf dem regionalen Skala verifiziert werden. Abb. 9 a,b zeigt für das Goddard Institute for Space Studies (GISS)-GCM eine Modellverifizierung in Form von Differenzen zwischen den berechneten und beobachteten Temperatur-(K) und Niederschlagsverteilungen (mm/Tag).

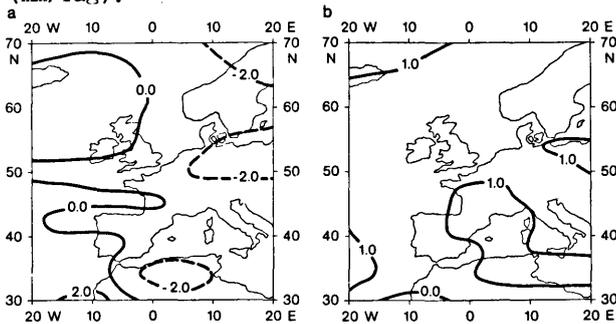


Abb.9 Modellverifizierung dargestellt als Differenzen zw. den vom GISS-Modell berechneten u. gemessenen a) Schutz/Gates Temperatur-(K) u. b) Jäger Niederschlagsdaten(mm/Tag)

5.2.2 Klimaänderung bei CO₂-Verdopplung

Abb. 10 a,b zeigt z.B. für den Sommer die Änderung von Temperatur- bzw. Niederschlagsver-

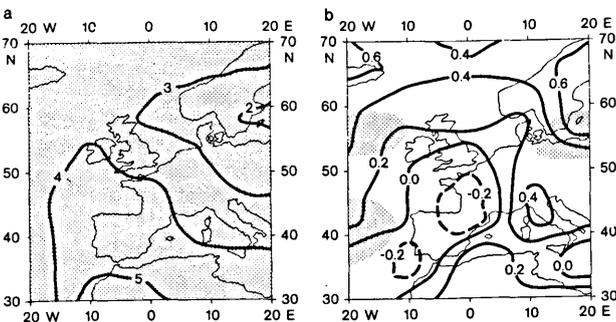


Abb.10 a) Temperatur-(K) u. b) Niederschlagsverteilung(mm/Tag) in Europa im Sommer für das 2xCO₂ GISS-Experiment

teilung für das 2xCO₂ GISS-Experiment. Danach würden in SW-Europa und Nordafrika die Temperaturen ansteigen und die Niederschläge abnehmen, was nicht unkritisch für die Landwirtschaft wäre.

5.3 Auswirkungen

Tab. 3 zeigt die mit Hilfe von Regressionsgleichungen als Funktion von Temperatur- und Niederschlagsänderungen berechneten möglichen Ertragsänderungen. Danach würden unabhängig von den Niederschlagsänderungen bei Temperaturzunahme sowohl der US Mais- als auch der Weizengürtel Ertragsverluste erleiden, während die Weltreisernte davon profitieren könnte(US DOT, 1975).

Tab.3 Mögliche Auswirkungen von Temperatur-(ΔT) und Niederschlagsänderungen(ΔNS) auf Ernteerträge(US DOT,1975)

1. Ertragsänderungen(%) im US Maisgürtel		
ΔNS(%)	ΔT + 1°C	+ 2°C
- 10	- 13	- 24
+ 10	- 10	- 21
2. Ertragsänderungen(%) im US Weizengürtel		
ΔNS(%)	ΔT + 1°C	+ 2°C
- 10	- 6	- 9
+ 10	- 4	- 8
3. Ertragsänderungen(%) für die Weltreisernte		
ΔNS(%)	ΔT + 1°C	+ 2°C
- 10	0	+ 5
+ 10	+ 14	+ 17

- = Ertragsminderung; + = Ertragssteigerung

EMANUEL et al. (1985) haben mit dem GISS-GCM untersucht, wie sich aufgrund der Temperaturänderung bei einer CO₂-Verdopplung die Flächenanteile der Waldtypen und Ökosysteme ändern könnten. Nach Abb. 11 ergibt sich als Gesamtergebnis für die Ökosysteme, daß sich Grasland und Wüsten auf Kosten von Wäldern und Tundra ausdehnen könnten.

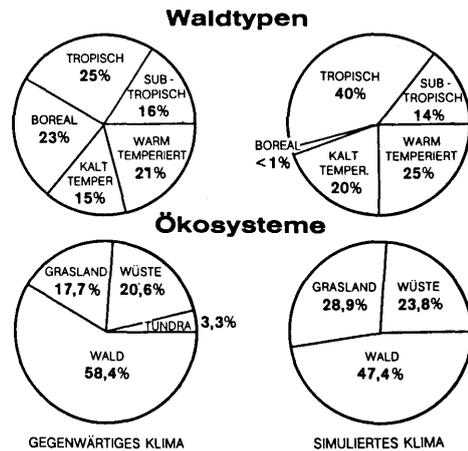


Abb.11 Änderung der Flächenanteile der Waldtypen u. Ökosysteme bei einer CO₂-Verdopplung (EMANUEL et al. 1985)

Alle Ergebnisse und die darauf beruhenden Aussagen sind mit beträchtlichen Unsicherheiten behaftet und sollten folglich mit größter Vorsicht interpretiert werden.

6 VORSORGESTRATEGIE

Unsicherheiten wirken sich sowohl in der einen als auch in der anderen Richtung aus. Wenn folglich die aus einer Klimabedrohung für die Menschheit erwachsenden Konsequenzen sowohl gering als auch groß sein können, ist es geboten, folgende Sicherheitsstrategie zu verfolgen (BACH, 1982):

- Die Grundlagen- und Wirkungsforschung voranzutreiben, gleichzeitig aber
- gezielte Vorsorgemaßnahmen einzuleiten.

Eine solche Vorsorgestrategie besteht aus 4 Komponenten:

1. Eine effizientere Nutzung unserer Energieressourcen. Sie bewirkt
 - eine Reduzierung des Bedarfs an fossilen Brennstoffen
 - eine Schonung dieser nicht erneuerbaren Energieträger für wichtigere Zwecke als verschwenderische Verbrennung
 - einen zügigen Einsatz schadstofffreier erneuerbarer Energieträger, und damit
 - eine Reduktion der Schadstoffe sowie der Klima- und Umweltbelastung.

2. Technische Maßnahmen an der Schadstoffquelle vor, während und nach der Verbrennung. Dazu gehören

- die Abgasreinigung
- die Brennstoffbehandlung, und
- neue Brenntechniken.

3. Wirksame Kontrollen aller künstlich hergestellten chemischen Substanzen, wie

- der Nachweis der Unbedenklichkeit aller neuen chemischen Substanzen, und
- die drastische Reduzierung aller vorhandenen chemischen Substanzen.

4. Maßnahmen zur Regulierung der Landnutzung und zur Eindämmung der Landschaftszerstörung, wie

- die Brandrodung tropischer Wälder
- das Abflämmen subtropischer Grasflächen
- das Waldsterben in mittleren Breiten,
- die weltweite Bodenzerstörung.

Würden diese Vorsorgemaßnahmen jetzt gezielt eingeleitet, könnte eine durch Gasemissionen induzierte Klima- und Umweltbedrohung zumindest stark reduziert werden.

LITERATURVERZEICHNIS

BACH,W.: Gefahr für unser Klima. Wege aus der CO₂-Bedrohung durch sinnvollen Energieeinsatz. Karlsruhe: C.F. Müller 1982.

BACH,W.: Die Rolle der Klimaszenarienanalyse in der Wirkungsforschung. Erdkunde 39(3) (1985a) S.165-174.

BACH,W.: Energieszenarien. Promet H.4/5 (1985b, im Druck).

BACH,W.: Die Zeitbomben der Menschheit. Umschau(1986a, im Druck).

BACH,W.: Klimabeeinflussung durch Spurengase. Geogr.Rdsch.(1986b, im Druck).

BACH,W.; JUNG,H.-J.; KNOTTENBERG,H.: Modeling the influence of carbon dioxide on the global and regional climate. Methodology and results. Münst.Geogr.Arb. H.21 (1985).

BACH,W.; JUNG,H.-J.: Untersuchung der Beeinflussung des Klimas durch Spurengase mit Hilfe von Modellrechnungen. Münst.Geogr.Arb.(1986, im Druck).

CRUTZEN,P.J. et al.: Tropospheric chemical composition measurements in Brazil during the dry season. J.Atm.Chem. 2 (1985) S.233-256.

EMANUEL,W.R.; SHUGART,H.H.; STEVENSON,M.P.: Climatic change and the broad-scale distribution of terrestrial ecosystem complexes. Climatic Change 7(1) (1985) S.29-43.

HANSEN,J.; RUSSELL,G.; LACIS,A.; FUNG,I.; RIND,D.; STONE,P.: Climate response times: Dependence on climate sensitivity and ocean mixing. Science 229 (1985) S.857-859.

LOGAN,J.A.; PRATHER,M.J.; WOFSY,S.C.; McELROY,M.B.: Tropospheric chemistry: A global perspective. JGR 86(C8) (1981) S.7210-7254.

NORTH,G.R.; CAHALAN,R.F.; COAKLEY,JR.,J.A.: Energy balance climate models. Revs. Geophys. and Space Phys. 19 (1981) S.19-121.

PARRY,M.L.; CARTER,T.R.; KONIJN,N.T.: IIASA/UNEP climate impact project: The vulnerability of food production in climate-sensitive areas, BAMS 66(10) (1985) S.1310-11.

RAMANATHAN,V; COAKLEY,JR.,J.A.: Climate modeling through radiative convective models. Revs. Geophys. Space Phys. 16 (1978) S.465-489.

RAMANATHAN,V; CICERONE,R.J.; SINGH,H.B.; KIEHL,J.T.: Trace gas trends and their potential role in climate change. JGR 90(D3) (1985) S.5547-5566.

SCHLESINGER,M.E.: Simulating CO₂-induced climatic change with mathematical climate models: Capabilities, limitations and prospects. US Dept. of Energy (US DOE) 021,III.3-III.139 (1983) Washington D.C.

US DEPT. OF TRANSPORTATION: Impacts of climatic change on the biosphere, Monogr. 5(2) (1975), Washington, D.C.

Werner Metz

Meteorologisches Institut der Universität München

1 EINLEITUNG

Der Hauptanteil der Varianz der atmosphärischen Strömung steckt in den langperiodischen Komponenten ($T >$ zwei Wochen) und dabei wiederum in den planetarischen Skalen (zonale Wellenzahl $m \leq 5$). Hier wird angenommen, daß ein wesentlicher Anteil der langperiodischen Varianz (d.h. des Klimas) als Reaktion auf den Antrieb durch die rasch fluktuierenden kleinskaligen (synoptischen) Vorgänge in der Atmosphäre verstanden werden kann (EGGER und SCHILLING 1983). Dieser Antrieb wird als "stochastische Anregung" betrachtet.

2 MODELL

Dem verwendeten Klimamodell ist die quasi-geostrophische Approximation für eine barotrope Strömung zugrunde gelegt. Das Integrationsgebiet umfaßt die nördliche Hemisphäre. Wir betrachten die atmosphärische Strömung als in einen planetarischen ($m \leq 5$) und in einen synoptisch-skaligen ($m \geq 6$) Bereich aufgespalten. Die Modellgleichungen sind die Vorhersagen für die planetarischen Strömungsmoden. Die Wechselwirkungen zwischen den planetarischen und den synoptisch-skaligen Anteilen werden als Antrieb aufgefaßt. Die Antriebsstermen wurden täglich aus EZMWF-Analysen für die Winter 79/80 bis 84/85 berechnet.

3 ERGEBNISSE

Hier werden zum einen eine Simulation der beobachteten atmosphärischen Varianz und zum anderen eine Simulation von blockierenden Hochs vorgestellt.

3.1 PLANETARISCHE VARIANZ

Vorläufe mit einer linearen Modellversion, d.h. ohne Wechselwirkungen der planetarischen Moden untereinander, zeigten bereits die im Pazifik und Atlantik beobachteten Varianzmaxima. Abb. 1 zeigt nun die Standardabweichung der barotropen Stromfunktion eines nichtlinearen Laufs.

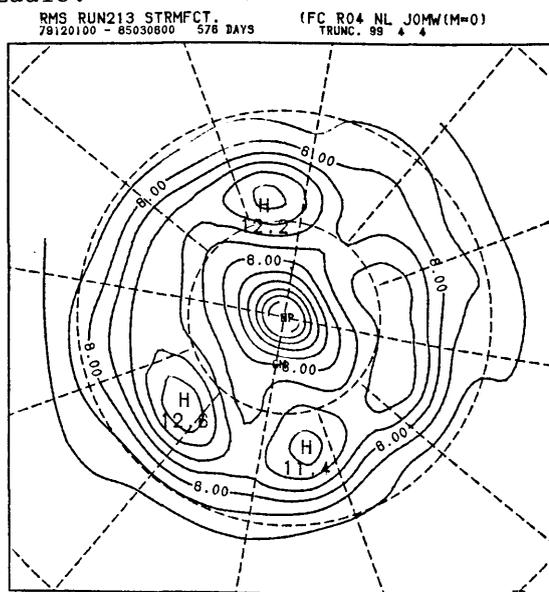


Abb. 1 Standardabweichung der Stromfunktion in $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$ (576 Tage).

Die Lage der Modellmaxima stimmt fast

perfekt mit den Beobachtungen überein; beachtenswert ist insbesondere die Aufspaltung des Maximas im europäisch-atlantischen Raum. Die Intensität liegt um ca. 20 % unter der beobachteten.

3.2 BLOCKIERENDE HOCHS

Anhand von Stromfunktionsanomalien an Gitterpunkten wurden positive Hochdruckzellen im Modell identifiziert. (vergl. METZ 1986). Die mittlere Verteilung der Anomalien atlantischer Blockierungen, die im Sektor 40W bis 10 W im nichtlinearen Modellauf traten, ist in Abb. 2 wiedergegeben.

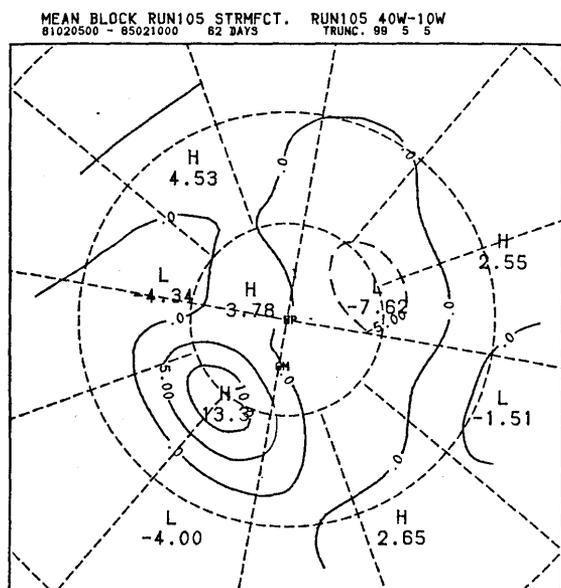


Abb. 2 Mittlere Stromfunktionsanomalien während Modellblockierungen im Sektor 40W-10W in $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$ (5 Fälle, 62 Tage).

EGGER, J.; SCHILLING, H.-D.; 1983:

METZ, W.; 1986:

Es zeigt sich eine signifikante Hochdruckzelle bei 55N, 30W, die in ihrer Lage gut mit den Beobachtungen übereinstimmt, allerdings nur ca. 2/3 der beobachteten Intensität besitzt.

4 DISKUSSION

Es zeigt sich, daß der Mechanismus einer synoptisch-skaligen Anregung unzweifelhaft für die langperiodische Veränderlichkeit der Atmosphäre von Bedeutung ist. Im weiteren ist daran gedacht, die baroklinen Moden der Atmosphäre mit einzubeziehen, sowie eine stochastische Modellierung der Antriebsterme zu versuchen.

On the theory of the long-term variability of the atmosphere. J.Atmos.Sci., 40, 1073-1085.
Transient cyclone-scale vorticity forcing of blocking highs. Erscheint in J.Atmos.Sci.

INTERAKTIVE KOPPLUNG VON OZEANISCHEN DECKSCHICHTMODELLEN AN ATMOSPHERISCHE
ZIRKULATIONSMODELLE

Joachim Biercamp

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1 EINLEITUNG

Es ist allgemein bekannt, daß der Ozean von großer Bedeutung bei der Ausprägung des atmosphärischen Klimas ist. Das Wissen über die genaue Rolle des Ozeans im Klimageschehen, insbesondere die relative Bedeutung der verschiedenen ozeanischen Zeitskalen für das Klimasystem, ist jedoch noch äußerst lückenhaft, da das vorhandene Datenmaterial die zeitlich und räumlich großskaligen Strukturen des Ozeans nur in Ausschnitten beleuchten kann.

Ein wichtiges Instrument zur Untersuchung der Ozean-Atmosphäre Wechselwirkung und deren Rolle bei Klimaänderungen (z. B. durch CO₂ Erhöhung) und systemimmanenten Fluktuationen (z. B. El Nino) sind daher gekoppelte Systeme aus numerischen Modellen für Ozean und Atmosphäre.

Durch die interaktive Kopplung der beiden Modellkomponenten treten Anpassungsschwierigkeiten auf. Dies sind zum einen numerische Probleme aufgrund der unterschiedlichen "Reaktionszeiten" der Medien Wasser und Luft. Eine andere Fehlerquelle sind Rückkopplungseffekte, die zu einem "Aufschaukeln" von Fehlern der Einzelmodelle führen: Fehlerhafte (vom Atmosphäremodell gelieferte) Antriebsgrößen induzieren Fehler in der Meeresoberflächentemperatur (SST), und diese wiederum wirken auf die Atmosphäre und damit die Antriebsgrößen zurück. Auf diese Weise "driftet" das gekoppelte System in einen Gleichgewichtszustand, der verschieden ist von dem der (mit vorgeschriebenen Randwerten integrierten) Einzelmodelle.

Da ein Modell natürlich niemals perfekt

ist, sind diese Rückkopplungsfehler ein allen gekoppelten Systemen gemeinsames prinzipielles Problem. Im folgenden soll anhand von Beispielen gezeigt werden, wie sich solche Effekte mit Hilfe empirischer Korrekturterme weitgehend vermeiden lassen.

2 MODELLBESCHREIBUNG

Das verwendete Atmosphärenmodell ist eine leicht modifizierte Version des Zirkulationsmodells (AGCM) von E. Roeckner (1979) mit einer (aus Rechenzeitgründen) relativ geringen Auflösung von $11.25^{\circ} \times 11.25^{\circ}$.

Für den Ozean wurde ein 1-dimensionales Modell des oberen Ozeans (MLM) gewählt, welches auf der Arbeit von Pollard et. al. (1983) basiert. Es ist in der Lage, den Jahresgang der SST und der ozeanischen Wärmespeicherung zu simulieren (enthält jedoch nicht den horizontalen Wärmetransport). Es handelt sich um einen relativ einfachen und "ökonomischen" Ansatz, der aber für die hier verfolgten Ziele ebenso gut geeignet ist wie aufwendige und rechenzeitintensive MLMs (Biercamp, 1984).

3 KOPPLUNGSMETHODE

Die Variablen, über welche die beiden Modellkomponenten miteinander "kommunizieren", sind die vom MLM bereitgestellte SST und die vom AGCM berechneten Antriebsgrößen für das MLM: kurzweilige Strahlung S, Betrag des Windstresses, und der Gesamtwärmeaustausch an der Grenzfläche

$$F = S + R + H + L . \quad (1)$$

R ist die Bilanz der kurzwelligen Strahlung. H und L sind die turbulenten Flüsse sensibler und latenter Wärme. Zur Vermeidung der in der Einleitung erwähnten Rückkopplungseffekte wurden verschiedene empirische Korrekturen getestet, die vor der Übergabe an das jeweils andere Modell an F und der SST angebracht wurden.

Es wurde synchron gekoppelt, wobei allerdings (entsprechend den modell-spezifischen Erfordernissen) der Ozean mit 24stündigem, die Atmosphäre mit 15minütigem Zeitschritt gerechnet wurde: Die Atmosphäre wird über 24h integriert, die Antriebsgrößen über diesen Zeitraum gemittelt und zum Treiben des MLM verwendet. Die hieraus resultierende SST wird dann als Randbedingung für den nächsten Atmosphärentag verwendet.

4 EXPERIMENTAUFBAU

Mit den beschriebenen Modellen wurden folgende Experimente (Dauer jeweils 5 Jahre) durchgeführt:

A: Ein Kontrolllauf mit dem AGCM mit klimatologisch vorgeschriebener SST.

B: Ein Experiment mit dem gekoppelten System ohne Korrektur.

C: Ein Experiment bei dem die SST mit Hilfe eines "Newtonian-Cooling" Terms an die beobachtete SST gekoppelt wurde.

D: Ein Experiment, bei dem folgende Korrektur von F vorgenommen wurde: Das vom AGCM errechnete F wurde vor der Übergabe an das MLM gemäß

$$F_{mlm}(x,t) = F_{gcm}(x,t) - F_{kon}(x) \quad (2)$$

F_{gcm} : Vom AGCM erzeugtes F (nach (1))

F_{kon} : Mittel des im Kontrolllauf errechneten F

modifiziert. Der so definierte Korrekturterm ist also eine zeitlich konstante Größe die nur vom verwendeten Atmosphärenmodell abhängt. Er ist

interpretierbar als Summe des mittleren ozeanischen Wärmetransportes und des mittleren systematischen Fehlers des AGCM. Dies ist möglich, weil der Ozean im langjährigen Mittel an jedem Punkt eine ausgeglichene Wärmebilanz haben muß.

E: Ein Experiment, bei dem ebenfalls eine Korrektur an F angebracht wurde, welche jedoch zusätzlich die Abhängigkeiten des der systematischen Fehler von der Jahreszeit enthält. Hier geht (neben den Ergebnissen des Kontrolllaufes) auch das "wahre" F ein.

5 BEURTEILUNG DER KORREKTURANSATZE

Im Experiment "C" erweist sich der benötigte Newtonian-Cooling-Term als so groß, daß die Variabilität der SST gegenüber den anderen Experimenten stark gedämpft wird. Außerdem führt der Ansatz zur Verletzung der Wärmeerhaltung im Gesamtsystem und ist deshalb nicht zu empfehlen.

Die Ansätze D und E ergeben eine deutliche Verringerung der "SST-Drift" gegenüber dem Experiment ohne Korrektur ("B"). Ansatz "E" ist zwar durch die Zeitabhängigkeit der Korrektur theoretisch in der Lage, auch Schwächen des AGCM zu korrigieren, die auf Skalen unterhalb eines Jahres wirken. Da aber die Beobachtungsdaten, die hier eingehen, mit großen Unsicherheiten behaftet sind, ist gegenwärtig ein Vorgehen gemäß (2) ratsam.

BIERCAMP J., ROECKNER E. und VON STORCH H. (1984) Preparational Studies for the Interactive Coupling of AGCMs and MLMs. WRC-Report, 7.

POLLARD D., BATTEEN M.L. und HAN Y.-J (1983) Development of a simple oceanic mixed-layer and sea-ice model for use with an atmospheric GCM. J. Phys. Oce., 13, 754-768.

ROECKNER E. (1979) A Hemispheric Model for Short Range Numerical Weather Prediction and General Circulation Studies. Beitr. Phys. Atmosph., 52, 262-285.

GEBIRGSEFFEKTE BEI BLOCKBILDUNGEN IN EINEM ZIRKULATIONSMODELL
BETRACHTUNG DER DREHIMPULSBILANZ

Günter Fischer

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1. PROBLEMSTELLUNG

In einem numerischen, 270 Januartage überdeckenden Experiment mit dem nordhemisphärischen Zirkulationsmodell der Universität Hamburg (Roeckner 1979), traten 7 realistisch erscheinende Blockierungsereignisse - überwiegend im ostpazifischen Bereich - auf. Dabei wurde als Blockierung gewertet, wenn an mindestens 7 Tagen hintereinander die 500 mb Fläche irgendwo entlang $60^{\circ}/56^{\circ}$ Breite eine anomale Höhe von mehr als 30 gdm aufwies.

Eine Energieanalyse der vertikal gemittelten Zirkulation ergab einen merkbaren Gebirgseffekt kurz vor Blockierungsbeginn in 6 von den 7 Fällen (Fischer 1985) über die Arbeitsleistungen der Druckgefällekraft an der Erdoberfläche. Dieser Befund ist deshalb besonders interessant, weil zwar im allgemeinen Gebirge als wesentlich für die Blockbildung erachtet werden, ihre Wirkungsweise im einzelnen jedoch beobachtungsmäßig schwer zu erfassen ist (Metz 1958).

Um eine detailliertere Aussage zu erhalten, bietet sich eine Analyse der vertikal und zonal gemittelten Drehimpulsgleichung an; hierin erscheint der Gebirgseinfluß durch ein über die Druckverteilung wirkendes Drehmoment, welches in Konkurrenz zu den übrigen Momenten und der Flußdivergenz steht.

2. BILANZGLEICHUNGEN

Die Gleichung für den vertikal und zonal gemittelten Drehimpuls lautet symbolisch

$$(1) \dot{M} = -FD + GM + CM + RM + RES$$

Hierbei bedeuten

\dot{M} = Drehimpulstendenz

FD = Meridionale Divergenz des Drehimpulsflusses

GM = Gebirgsmoment

CM = Coriolismoment

RM = Reibungsmoment

RES = Restterm aufgrund unvermeidbarer Modell- und Analyseapproximationen

Die Ergebnisse lassen sich besonders deutlich herausstellen, wenn die zu den einzelnen Blockphasen herrschenden anomalen Verhältnisse (Abweichung vom 270 Tage Mittel des Experiments) diskutiert werden. Mit der Bezeichnungsweise (') für die Anomalien wird aus (1)

$$(2) \dot{M}' = -FD' + GM' + CM' + RM' + RES'$$

Wird weiterhin noch über $\sin\phi$ integriert, so folgt das hemisphärische Mittel $\{ \}$ von (2)

$$(3) \{ \dot{M}' \} = \{ GM' \} + \{ CM' \} + \{ RM' \} + \{ RES' \}$$

3. AUSWERTEMETHODIK

Jeder der 6 in 1. erwähnten Blockierungsfälle wird zunächst unterteilt und gemittelt über

VB 5 Tage vor Blockierungsbeginn

HBI Erste Hälfte der Blockierung (5 Tage)

HBII Zweite Hälfte der Blockierung (5 Tage)

NB 5 Tage nach Blockierungsende

Sodann erfolgt eine Mittelung über die 6 Ereignisse, so daß jeweils 30tägige Ensemblemittelwerte für VB, HBI, HBII und NB resultieren, deren Anomalien dann auf der Grundlage von (2) und (3) betrachtet werden.

Um die Bedeutung der einzelnen Terme quantitativ erfassen zu können, werden die Korrelationskoeffizienten KK der meridionalen Verteilung zwischen \dot{M} und den Termen der rechten Seite von (2) herangezogen, sowie die Wurzel aus den mittleren quadratischen Abweichungen RMS gebildet (mittlerer Fehler); ferner werden die Standardabweichung σ der meridionalen Verteilungen als Abschätzung der Anomalienstärke herangezogen.

4. RESULTATE

Tabelle 1 zeigt, daß GM' in der Vorblockphase ein bedeutendes Gewicht zukommt; es bestimmt fast ausschließlich die Abnahme des absoluten Drehimpulses ($\dot{M}-CM'$) im hemisphärischen Mittel. FD' , \dot{M} und GM' weisen generell die stärksten Anomaliewerte auf; gegen Blockierungsende hin trägt GM' wesentlich zum Anwachsen von ($\dot{M}-CM'$) bei.

Tabelle 2 illustriert, daß zwar $-FD'$ mit \dot{M} am stärksten korreliert ist, daß aber eine deutliche Verbesserung durch Hinzunahme von GM' während VB und HBI erfolgt; auch die mittleren Fehler (RMS) werden deutlich verringert, letztere nehmen allgemein ihren kleinsten Wert an, wenn sämtliche Drehmomente und die Flußdivergenz berücksichtigt werden. Das Residuum ist erfreulicherweise relativ klein.

Wegen des besonders kräftigen Gebirgseffekts in der Vorblockphase (VB) soll die meridionale Verteilung von GM' , \dot{M} und $-FD'$ zu dieser Zeit gesondert erörtert werden; CM' , RM' und RES' spielen nur eine geringfügige Rolle.

Nach Abb. 1 ist GM' im Breitenkreisgürtel $30^\circ-50^\circ$ ausgeprägt negativ, was mit vorherrschend hohem Druck auf der Westflanke der großen Gebirgsketten Himalayas und Rockies in Verbindung steht; äquatorwärts 30° und polwärts 60° ist GM' bedeutungslos, d.h. Grönland und die skandinavischen Gebirge z.B. treten nicht hervor. Im $30^\circ-50^\circ$ Gürtel wird das $GM' < 0$ hauptsächlich durch $-FD' > 0$ kompensiert. Da FD' im meridionalen (hemisphärischen) Mittel verschwindet, muß in den anschließenden Breiten ein überwiegendes $-FD' < 0$ existieren, welches dort wegen $GM' \approx 0$ das Vorzeichen von \dot{M} bestimmt und somit auch Anlaß gibt zum $\dot{M} < 0$ südlich und $\dot{M} > 0$ nördlich 60° , welches mit der Blockbildung verbunden ist. Dieses Bild ergibt sich tatsächlich aus Abb. 1.

LITERATUR

FISCHER, G.: The effect of mountains on blocking in a general circulation experiment. Beitr.Phys.Atmosph. 58 (1985), S.291-303.

	VB		HBI		HBII		NB	
	{}	σ	{}	σ	{}	σ	{}	σ
\dot{M}	-27	72	14	64	34	113	6	131
FD'	0	104	0	61	0	145	0	182
GM'	-63	82	4	63	21	51	32	44
CM'	30	29	-5	12	24	26	-24	29
RM'	7	13	20	31	2	45	10	22
RES'	-1	35	-5	39	-13	35	-12	46

Tab. 1

Mittelwerte { } und Standardabweichung σ der anomalen meridionalen Verteilung der Bilanzterme in (2) während verschiedener Blockphasen. Einheiten $10^3 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$

\dot{M}	VB		HBI		HBII		NB	
	KK	RMS	KK	RMS	KK	RMS	KK	RMS
$-FD'$	60	87	43	67	95	62	96	67
$-FD'+GM'$	90	54	83	44	91	62	97	83
$-FD'+CM'+RM'$	40	114	38	70	93	44	85	85
$-FD'+GM'+CM'+RM'$	88	35	84	40	95	38	97	48
RES'	22		9		45		61	

Tab. 2

Korrelationen (KK in %) und mittlerer Fehler (RMS in $10^3 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$) zwischen der Meridionalverteilung der Drehimpulstendenz \dot{M} und Termen der rechten Seite von (2) während verschiedener Blockphasen

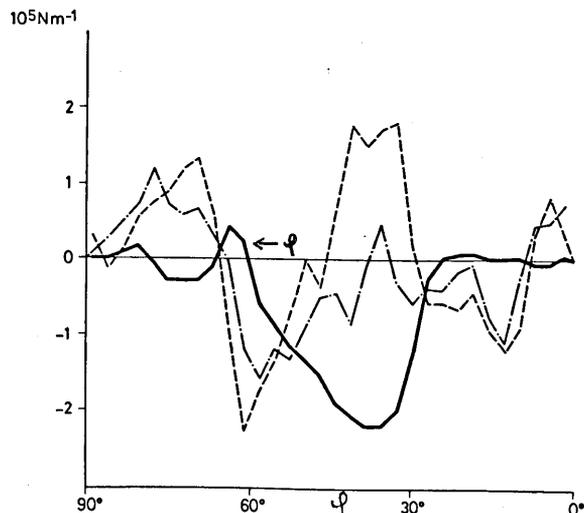


Abb. 1

Meridionale Struktur der Anomalien während der Vorblockphase: GM' (stark ausgezogen), $-FD'$ (gestrichelt), \dot{M} (strichpunktiiert)

METZ, W.:

Wintertime blocking and mountain forcing of the zonally-averaged flow: a cross-spectral time series analysis of observed data. J.Atmos.Sci. 42 (1985), S. 1880-1892.

ROECKNER, E.:

A hemispheric model for short range numerical weather prediction and general circulation studies. Beitr.Phys.Atmosph. 52 (1979), S. 262-286.

E. Heise

Deutscher Wetterdienst, Offenbach

1 EINLEITUNG

Zur Berechnung der Strahlungsflüsse in Vorhersage-, Zirkulations- oder Klimamodellen ist die Kenntnis der Bewölkungsverteilung von entscheidender Bedeutung. Sie wird in vielen Modellen allein aus dem Feld der relativen Feuchte mittels empirischer Beziehungen bestimmt; gelegentlich wird auch die Vertikalgeschwindigkeit mit herangezogen, um zu verhindern, daß bei stärkerem Absinken Wolken diagnostiziert werden. SASAMORI (1975) hat eine diagnostische Methode vorgeschlagen, die den Einfluß der Vertikalgeschwindigkeit wesentlich stärker betont. Sie erlaubt sowohl die Berechnung des Bedeckungsgrads als auch des für die optischen Eigenschaften der Wolken wesentlichen Flüssigwassergehalts. Dieses Verfahren wird im Zirkulationsmodell des DWD erprobt (HENSE, 1982; HENSE und HEISE, 1984; HEISE, 1985).

2 DAS SASAMORI-VERFAHREN

Nach der Grundannahme des Sasamori-Verfahrens setzt sich jede Schicht der Atmosphäre aus einer großen Anzahl kleiner Luftpakete zusammen, die wegen turbulenter Vorgänge unterschiedliche Vertikalgeschwindigkeiten haben. Die einzelnen Luftpakete, aus denen zum Diagnosezeitpunkt eine bestimmte Schicht besteht, befanden sich kurz zuvor also in unterschiedlichen Höhen. Passiert ein Teilchen mit aufwärts gerichteter Bewegung sein Kondensationsniveau vor Erreichen der Schicht, dann

bildet es ein Wolkenelement; der Bedeckungsgrad ist durch die relative Anzahl dieser Teilchen gegeben.

Für die unterschiedlichen vertikalen Verschiebungen der Teilchen nimmt das Verfahren eine einfache statistische Verteilung (Normalverteilung) an. Dafür werden Mittelwert und Varianz benötigt, die mittels einer Zeitkonstante aus den entsprechenden Werten für die Vertikalgeschwindigkeit abgeleitet werden. Ein einfaches Wolkenmodell liefert Informationen darüber, welche Teilchen ihr Kondensationsniveau passiert haben, sowie über die Menge des produzierten Flüssigwassers. Eine zweite Zeitkonstante legt fest, welcher Bruchteil des Flüssigwassers als Niederschlag ausfällt.

Während der für den Bedeckungsgrad diagnostizierte Wert hauptsächlich vom Mittelwert der Vertikalgeschwindigkeit abhängt, hat deren Varianz großen Einfluß auf den Flüssigwassergehalt. Von der Konzeption des Verfahrens her sollte im numerischen Modell als Mittelwert der im Gitterelement berechnete Wert verwendet werden, während die Varianz als subskalige Größe z.B. in Abhängigkeit von der Stabilität zu parametrisieren wäre. In Anlehnung an SASAMORI (1975) wurden aber bisher in den Simulationsexperimenten Mittelwert und Varianz aus den Vertikalgeschwindigkeiten im Aufpunkt und seinen acht Nachbarpunkten abgeschätzt.

3 ERGEBNISSE

Das Verfahren wurde in Januar-Simulationsexperimenten mit dem Zirkulationsmodell des DWD erprobt. Zum Vergleich dienten die Ergebnisse eines entsprechenden Experiments, in dem das bis 1985 im EZMW-Modell operationell eingesetzte Schema zur Wolkendiagnose (GELEYN, 1981) verwendet wurde. In diesem wird der Bedeckungsgrad nur aus der relativen Feuchte bestimmt, der Flüssigwassergehalt ergibt sich aus der Annahme eines festen Prozentsatzes für die Übersättigung in Wolken.

Durch das neue Verfahren wird der Unterschied im Bedeckungsgrad zwischen Tropen und Subtropen deutlich reduziert, er bleibt aber immer noch zu groß; beide Schemata sind nicht in der Lage, die beobachteten Minima in den Polargebieten zu reproduzieren. Der Flüssigwassergehalt wird in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel etwas größer, im Vergleich zu den Werten in den Tropen ist er jedoch weiterhin zu gering. Im Gegensatz zum EZMW-Schema - und sicher in besserer Übereinstimmung mit der Realität - wird das Maximum des Flüssigwassergehalts nicht in der untersten Schicht des Modells, sondern in der unteren bis mittleren Troposphäre diagnostiziert.

4 STABILITÄTSABHÄNGIGE VARIANZBESTIMMUNG

Um zu einer Vorstellung über den Einfluß einer stabilitätsabhängigen Varianzbestimmung zu kommen, wurde in einem Sensitivitätstest ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Logarithmus der Richardson-Zahl und der Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit angenommen. Ausgehend von einem mit dem Zirkulationsmodell simulierten Atmosphärenzustand wurden Bedeckungsgrad

und Flüssigwassergehalt diagnostiziert. Während die zonal gemittelte Bewölkungsverteilung nur relativ geringe Reaktionen auf diese Änderung zeigte, ergaben sich für den Flüssigwassergehalt in mittleren Breiten ganz beträchtliche Verbesserungen.

5 LITERATUR

- GELEYN, J.F.: Some diagnostics of the cloud/radiation interaction in ECMWF forecasting model. ECMWF Workshop on Radiation and Cloud-Radiation Interaction in Numerical Modelling, 15-17 October 1980, ECMWF, 1981, 135-162
- HENSE, A.: Wolkenparametrisierungen in Zirkulationsmodellen. Mitt.Inst. Geophys. und Meteor. der Univ. zu Köln, Nr. 35, 1982
- HENSE, A.; HEISE, E.: A sensitivity study of cloud parameterizations in general circulation models. Beitr. Phys. Atm., 57, 1984, 240-258
- HEISE, E.: Experiments with the Sasamori- and the ECMWF Cloud cover and liquid water content parameterization. ECMWF Workshop on Cloud Cover Parameterization in Numerical Models, 26-28 November 1984, ECMWF, 1985, 109-131
- SASAMORI, T.: A statistical model for stationary atmospheric cloudiness, liquid water content, and rate of precipitation. Mon.Weath.Rev., 103, 1975, 1037-1049

Mojib Latif

Max-Planck-Institut für Meteorologie

Bundesstraße 55, 2000 Hamburg 13

The equatorial Pacific exhibits the most important interannual climate variation known as El Niño. During El Niño events anomalous warm surface waters appear for several months over the entire equatorial zone, causing disastrous economic consequences for the fishing and guano industries along the South American coast. The occurrence of El Niño has been empirically related to the equatorial wind anomaly fields (Wyrski, 1975), to the Southern Oscillation (Rasmusson and Carpenter, 1982; Wright, 1977) and to North American weather patterns (Horel and Wallace, 1981).

The physical mechanism behind the El Niño phenomenon is not yet fully understood. Several simple models have been proposed. But it is generally believed that more sophisticated models like oceanic and atmospheric general circulation models are necessary to describe this coupled ocean-atmosphere phenomenon more realistically.

In order to investigate the oceanic part of the interaction loop a primitive equation ocean model for the equatorial Pacific was forced with 32 years of observed winds. The model uses the full set of equations with the exception that the horizontal diffusion is omitted and salinity effects are neglected. A variable grid is applied with higher resolution (50 km) near the equator and the coasts. Vertically there are 13 levels, most of which are placed within the thermocline. Bottom topography is not included. The time step is two hours. The model is forced at the surface with 32 years (1947-1978) of observed wind stress (Barnett, 1983) and a heat flux which is parameterized according to Haney (1971) with a constant forcing temperature of 26°C and a relaxation time of about 30 days.

The period of forcing data used is characterized by pronounced interannual signals, associated with warm as well as with cold events. The heavy line in Fig. 1a represents the observed SST anomalies near the dateline on the equator. It is seen that the most prominent warm events occurred during the years 1957, 1965, 1969 and 1972, whereas the years 1955, 1973 and 1975 must be classified as "cold years". It is also seen that the model response (thin line in Fig. 1a) is in remarkable agreement with the data. The model reproduces not only the observed warm events associated with the El Niños, but also the pronounced cold events. Fig. 1b shows that most of the observed variance occurs within the frequency range of 2-8 cycles per 16 years with a maximum at 3 cycles per 16 years. The computed variance spectrum compares rather well. In the range of highest variance the coherence between observed and simulated time series is above the 99% confidence level (Fig. 1c), while the phase angles vanish (Fig. 1d). Generally the time and space structure of the equatorial model response to observed winds is in good agreement with observations.

References:

- Barnett, T.P., 'Interaction of the Monsoon and Pacific trade wind system at interannual time scales. Part I: The equatorial zone', *Mon. Weather Rev.*, 111, 756-773, 1983
- Haney, R.L., 'Surface thermal boundary condition for ocean circulation models', *J. Phys. Oceanogr.*, 1, 241-248, 1971.
- Horel, J.D., 'Planetary-scale atmospheric and Wallace, J.M., phenomena associated with the Southern Oscillation', *Mon.*

Weather Rev., 109, 813-829, 1981.

Latif, M. 'Regional response differences in tropical ocean circulation experiments', Submitted to J. Phys. Oceanogr., 1985.

Rasmusson, E.N., 'Variations in tropical sea and Carpenter, surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño', Mon. Weather Rev., 110, 354-384, 1982.

Wright, P.B., 'The Southern Oscillation patterns and mechanisms of the teleconnections and the persistence', HIG-77-13, Hawaii Inst. of Geophys., University of Hawaii, Honolulu, Hawaii, 1977.

Wyrтки, K., 'Equatorial currents in the Pacific 1950 to 1970 and their relations to the trade wind field', J. Phys. Oceanogr., 4, 372-380, 1974.

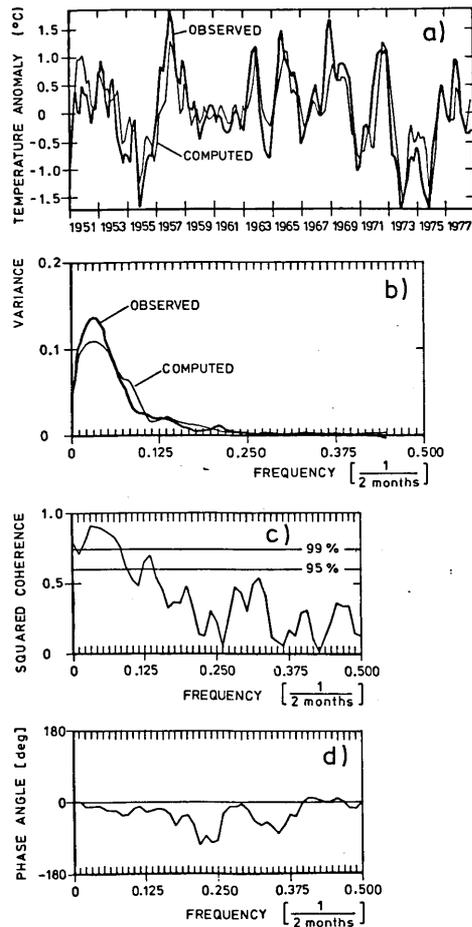


Fig. 1. Time series of observed (heavy line) and computed (thin line) SST anomaly near the date line on the equator (a), variance spectra (b), coherence spectrum (c) and phase spectrum (d) of the two time series (From Latif, 1985).

Robert Sausen
 Max-Planck-Institut für Meteorologie
 Hamburg

Mit Modellen der Allgemeinen Zirkulation ist es zwar möglich, sowohl die Atmosphäre als auch den Ozean hinreichend genau für Klimastudien nachzubilden, wenn man die jeweils andere Komponente des Systems (Ozean bzw. Atmosphäre) als Randbedingung vorschreibt. Koppelt man jedoch solche Modelle zu einem Ozean-Atmosphären-Modell zusammen, so zeigt das gekoppelte System im allgemeinen eine Drift der prognostischen Variablen, z.B. der Temperatur. Mit derartigen Modellen werden dann Responseexperimente durchgeführt; man untersucht u.a. den Einfluß einer CO_2 -Verdopplung auf die globale Mitteltemperatur. Als Response bezeichnet man dabei die Differenz zwischen dem Responseexperiment und einem Kontrolllauf (z.B. " $2 * \text{CO}_2$ " - " $1 * \text{CO}_2$ "). Dabei kann die Drift durchaus größer als der Response sein.

Um verlässliche Ergebnisse zu erhalten, benötigt man ein Kontrollexperiment ohne Drift. Durch eine geeignete Korrektur der Flüsse zwischen Ozean und Atmosphäre läßt sich die Drift der prognostischen Variablen im Kontrollexperiment vermeiden.

Zur Erläuterung der Flußkorrektur betrachten wir eine schematische Darstellung eines gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modells:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = G_A(\Phi) + F_A(\Phi, \Psi) + E_A(\Phi, \Psi, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = G_O(\Psi) - F_O(\Phi, \Psi) + E_O(\Phi, \Psi, t). \quad (2)$$

Dabei sind Φ und Ψ die Vektoren der atmosphärischen bzw. der ozeanischen Variablen und t die Zeit. G_A und G_O beschreiben die physikalischen Prozesse innerhalb der Atmosphäre bzw. des Ozeans. F_A und F_O sind der Fluß in die At-

mosphäre bzw. aus dem Ozean; im Idealfall ist $F_A = F_O$. E_A und E_O sind die (nicht bekannten) Fehler des Modells, welche letztlich für die Drift verantwortlich sind. In (1) und (2) wurde bei G_A , G_O , F_A und F_O zur Vereinfachung der Darstellung auf eine explizite Zeitabhängigkeit verzichtet.

Die beobachteten (quasi-)stationären Zustände von Atmosphäre und Ozean seien Φ_O und Ψ_O . Die (quasi-)stationäre Lösung des reinen Atmosphären-Modells bei vorgeschriebenem Ozean sei Φ_U , die stationäre Lösung des reinen Ozean-Modells Ψ_U . Der Fluß in die Atmosphäre ist dann im stationären Fall $F_A(\Phi_U, \Psi_O)$, der Fluß aus dem Ozean $F_O(\Phi_O, \Psi_U)$. Da im allgemeinen $\Phi_U \neq \Phi_O$ und $\Psi_U \neq \Psi_O$ sind, ist im allgemeinen auch $F_A(\Phi_U, \Psi_O) \neq F_O(\Phi_O, \Psi_U)$. (3)

Mit einer Flußkorrektur kann man erreichen, daß (Φ_U, Ψ_U) auch (quasi-)stationäre Lösung des gekoppelten Modells ist, also keine Drift der prognostischen Variablen auftritt. Ist (Φ_U, Ψ_U) der momentane Zustand des gekoppelten Systems, so ist der Fluß aus dem Ozean bzw. in die Atmosphäre

$$F_A(\Phi_U, \Psi_U) = F_O(\Phi_U, \Psi_U). \quad (4)$$

Damit die atmosphärischen Variablen nicht driften, sollte der Fluß in die Atmosphäre aber $F_A(\Phi_U, \Psi_O)$ sein. Daher bringen wir an den Fluß in die Atmosphäre den folgenden Korrekturterm an:

$$F_A(\Phi_U, \Psi_O) - F_A(\Phi_U, \Psi_U). \quad (5)$$

Falls Ψ_U nahe bei Ψ_O liegt, ist diese Korrektur klein gegen den Fluß, der insgesamt in die Atmosphäre fließt. Analog verfahren wir mit

dem Ozean und erhalten den Korrekturterm

$$F_0(\phi_o, \psi_u) - F_0(\phi_u, \psi_u) . \quad (6)$$

Mit den Flußkorrekturen lauten die Gleichungen des gekoppelten Modells:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = G_A(\phi) + F_A(\phi, \psi) + [F_A(\phi_u, \psi_o) - F_A(\phi_u, \psi_u)] , \quad (7)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = G_0(\psi) - F_0(\phi, \psi) - [F_0(\phi_o, \psi_u) - F_0(\phi_u, \psi_u)] . \quad (8)$$

Durch diese Flußkorrektur, welche zeitlich konstant ist, hat im (quasi-)stationären Fall die Atmosphäre den Eindruck, als läge der beobachtete Ozean unter ihr, und umgekehrt. Zwar erhält die Atmosphäre jetzt nicht mehr genau den Fluß, welchen der Ozean abgibt; dafür wird aber die Drift unterbunden, da (ϕ_u, ψ_u) eine Lösung des gekoppelten Systems (7)/(8) ist.

Die Wirksamkeit der Flußkorrektur demonstrieren wir an zwei Beispielen, an einem analytisch lösbaaren einfachen Ozean-Atmosphären-Modell mit zwei Freiheitsgraden und an einem komplizierteren numerisch integrierten Ozean-Atmosphären-Modell. Letzteres besteht aus einem Modell der Allgemeinen Zirkulation des Ozeans gekoppelt mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell der Atmosphäre, welches zusätzlich noch die Advektion durch vorgeschriebene Winde enthält.

Literaturverzeichnis:

- GATES, W.L.; HAN, Y.-J.; SCHLESINGER, M.E.:
The global climate simulated by a coupled atmosphere-ocean general circulation model: preliminary results. In J.C.J. Nihoul: Coupled ocean-atmosphere models, Elsevier Oceanography Series 40 (1985) 131-151.
- MAIER-REIMER, E.: A large scale ocean circulation model. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg 1985.
- SCHLESINGER, M.E.; GATES, W.L.; HAN, Y.-J.:
The role of the ocean in CO₂-induced climate change: preliminary results from the OSU coupled atmosphere-ocean general circulation model. Oregon State University, Climate Research Institute, Report No 60 (Jan 1985), 39pp.

Thomas Bruns

Max-Planck-Institut für Meteorologie

Bundesstraße 55, 2000 Hamburg 13

Die niederfrequente atmosphärische Variabilität in Mittleren Breiten wird häufig auf die Kopplung an den aufgrund seiner dynamischen Trägheit viel langsamer veränderlichen Ozean zugeführt. Jüngere Untersuchungen (LAU 1981, MANABE und HAHN 1981, EGGER und SCHILLING 1983) deuten jedoch daraufhin, daß ein Teil der Variabilität auch als Folge interner atmosphärischer Prozesse verstanden werden kann. Gegenstand der vorliegenden Untersuchung ist insbesondere der Beitrag quasi-geostrophischer Prozesse zur beobachteten Variabilität (BRUNS 1985 a,b). Die durch die quasi-geostrophischen Gleichungen im statistischen Sinne erklärable Varianz wird mittels einer linearen Regressionsanalyse auf der Basis atmosphärischer Daten (DWD 1967-76) sowie Modelldaten (ECMWF-T21) abgeschätzt. Dieses von KRUSE (1983), KRUSE und HASSELMANN (1985) entwickelte statistisch-dynamische Verfahren besteht darin, die beobachteten zeitlichen Änderungen der geostrophischen Stromfunktion optimal durch Modelltendenzen anzupassen. Das dynamische Modell, d.h. Vorticitygleichung und thermodynamische Gleichung, wird zu diesem Zweck nach Kugelflächenfunktionen entwickelt. Analysiert wird die Variabilität der großräumigen atmosphärischen Strömungen bis zur zonalen Wellenzahl 8 und bis zur meridionalen Wellenzahl 7. Empirische Orthogonalfunktionen (EOF's) dienen dagegen der Darstellung der vertikalen Struktur. Etwa 99% der nicht jahreszeitlich bedingten Varianz in den vier troposphärischen Datenniveaus 850-700-500-300 hPa lassen sich auf die ersten beiden EOF's projizieren, die aufgrund ihrer einfachen Struktur als (äquivalent) barotroper und erster barokliner Mode bezeichnet werden können. Die erklärte Varianz zeigt eine starke Abhängigkeit von der Wellenzahl und der Frequenz.

Auf Zeitskalen bis zu zwei Wochen sind etwa 50% der beobachteten barotropen Varianz allein durch die lineare und nichtlineare Vorticityadvektion zu erklären. Im Falle des baroklinen EOF-Modes sind lineare und nichtlineare Temperaturadvektion die dominanten Prozesse. Für längere Zeitskalen fällt die erklärte Varianz jedoch stark ab, da das verwendete Verfahren für sehr kleine Frequenzen ungeeignet ist. Die Verteilung der Varianzbeiträge der nichtlinearen Prozesse im Wellenzahlraum unterscheidet sich deutlich von der der linearen Prozesse. So erklärt die lineare Vorticityadvektion im wesentlichen die durch zonale Ausbreitung bedingte Varianz der ultralangen retrograden sowie der synoptischen prograden Wellenmoden. Die nichtlineare Vorticityadvektion liefert dagegen nur Beiträge zur Varianz der quasi-stationären Moden dazwischenliegender Längeskala. Im Ortsraum ist die linear erklärable Varianz hauptsächlich in den Gebieten der Zyklonentrassen und kürzeren Zeitskalen (bis 1 Woche) konzentriert. Dagegen zeigen die Varianzbeiträge der nichtlinearen Vorticityadvektion eine Zunahme mit der geographischen Breite und der Zeitskala. Ein Zusammenhang mit den beobachteten Zentren niederfrequenter Variabilität ist jedoch nicht eindeutig herzustellen.

Literatur

- BRUNS, T.: Eine diagnostische Untersuchung der Beiträge interner quasi-geostrophischer Prozesse zur großräumigen atmosphärischen Variabilität, Dissertation, Hamburger Geophysikalische Einzelzeitschriften, Wittenborn Söhne, Hamburg 1985.

- BRUNS, T.: Contribution of Linear and Nonlinear Processes to the Long-Term Variability of Large-Scale Atmospheric Flows, *J. Atm. Sci.*, 42 (1985), 2506-2522.
- EGGER, J.;
SCHILLING, H.D.: On the Theory of the Long-Term Variability of the Atmosphere, *J. Atm. Sci.*, 40 (1983), 2606-3218.
- KRUSE, H.: A Statistical-Dynamical Low-Order Spectral Model for Tropospheric Flows, Dissertation Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, A59, Wittenborn Söhne, Hamburg 1983.
- KRUSE, H;
HASSELMANN, K.: Investigation of Processes Governing the Large-Scale Variability of the Atmosphere using Low-Order Spectral Models as a statistical tool, *Tellus*, 37 (1985).
- LAU, N.-C.: A Diagnostic Study of Recurrent Meteorological Anomalies Appearing in a 15-year Simulation with a GFDL General Circulation Model, *Mon. Wea. Rev.*, 109 (1981), 2287-2311.
- MANABE, S.;
HAHN, D.G.: Simulation of Atmospheric Variability, *Mon. Wea. Rev.* 109 (1981), 2260-2286.

SIMULATION DES EINFLUSSES ATMOSPHÄRISCHER SPURENGASE AUF DIE GLOBAL GEMITTELTE TEMPERATURVERTEILUNG

Hans J. Jung und Wilfrid Bach

Forschungsstelle für Angewandte Klimatologie und Umweltstudien, Institut für Geographie, Westfälische Wilhelms-Universität, D-4400 Münster, Robert-Koch-Str. 26

1 EINLEITUNG

Die Spurengase CH₄, N₂O und CFMs(F11 und F12) absorbieren wie CO₂ überwiegend im langwelligen Spektralbereich, so daß ein Anstieg ihrer Konzentrationen zu einer erhöhten Absorption und damit zu einer Erwärmung der Troposphäre und des Erdbodens führt. Im folgenden wird mit Hilfe eines Strahlungskonvektionsmodells die Abhängigkeit der simulierten Temperaturänderungen vom Beitrag der einzelnen Gase und von Rückkopplungsprozessen berechnet. Insbesondere wird dabei die Wechselwirkung zwischen troposphärischen Temperaturgradienten und Feuchteverteilung sowie zwischen Temperatur und Wolkeneigenschaften untersucht.

2 SENSITIVITÄTSSTUDIEN MIT EINEM STRAHLUNGS-KONVEKTIONSMODELL

2.1 Modellaufbau

Das räumlich und zeitlich gemittelte Temperaturprofil innerhalb der Atmosphäre wird als Funktion der solaren Erwärmung und der infraroten Abkühlung nach einem Iterationsverfahren berechnet (RAMANATHAN, 1976). Die Berechnung der solaren Erwärmung erfolgt nach dem von HENSE et al. (1982) aus einer Zweistromapproximation abgeleiteten Schema. Darin sind die optischen Eigenschaften von Wolken als Funktion des Flüssigwassergehaltes parameterisiert. Im infraroten Spektralbereich wird das von BRÜHL (1983) modifizierte Strahlungsmodell nach RAMANATHAN (1976) verwendet. In diesem Spektralbereich ist das Emissionsvermögen von Wolken als Funktion des Flüssigwassergehaltes parameterisiert. CO₂ besitzt ein konstantes Mischungsverhältnis, während bei CH₄, N₂O und den CFMs die Konzentration ab 12 km abnimmt. Für O₃ wird das Profil der US Standardatmosphäre benutzt. Die Feuchte innerhalb der Modellatmosphäre ist entweder fest vorgegeben oder sie ist eine Funktion der Temperatur. Für die Parameterisierung des Rückkopplungseffektes von Wolken wird die vertikale Verteilung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses q nach der Gleichung:

$$\rho \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (K \rho \frac{\partial q}{\partial z}) - \frac{N'}{\tau} \rho q$$

berechnet, wobei ρ die Dichte und K der Diffusionskoeffizient sind. Der Niederschlags-term ist eine Funktion des Bedeckungsgrades N' und der mittleren Verweilzeit τ von H₂O in der Atmosphäre. Bei jedem Iterationsschritt wird q(z) neu berechnet, und die Bewölkungsverteilung wird nach der Parameterisierung von GELEYN (1981) ermittelt. Der Flüssigwassergehalt der Wolke (FWG) ist gegeben durch

$$q_{FWG} = \gamma q_s \quad (\gamma: \text{Konstante})$$

2.2 Ergebnisse

Tab. 1 zeigt die Änderung der Bodentemperatur bei Verdopplung der gegenwärtigen Spurengaskonzentrationen. Bei festgehaltener relativer Feuchte und einem konstanten Temperaturgradienten von 6,5 K/km treten die größten Änderungen auf, da hier die Zunahme des Wasserdampfes als positiver Rückkopplungsprozeß (vgl. konstante Feuchte) wirkt. Ein variabler Temperaturgradient mit Werten < 6,5/km in Bodennähe erhöht bei festgehaltener relativer Feuchte die Ausstrahlung, so daß die Wirkung des zusätzlichen Wasserdampfes reduziert wird. Die kleinsten Änderungen treten auf, wenn der FWG eine Funktion der Temperatur ist. Die neben CO₂ größten Beiträge zur Gesamterwärmung stammen von N₂O und CH₄. Nach Abschätzungen von RAMANATHAN et al. (1985) könnten die CFMs in Zukunft stärker zunehmen, so daß deren Anteil an der Erwärmungsrate deutlich steigen würde.

Tabelle 1 Einfluß von Rückkopplungsprozessen auf die Änderung der Bodentemperatur bei Verdopplung der Spurengaskonzentration

Spurengase	ΔT _s (K)			
	Abs.F. fest ¹⁾	Rel.F. fest ¹⁾	Rel.F. fest ²⁾	FWG var. ³⁾
CO ₂	1,23	1,90	1,31	1,14
CH ₄	0,16	0,24	0,19	0,16
N ₂ O	0,22	0,34	0,28	0,22
F11	0,01	0,03	0,03	0,01
F12	0,01	0,05	0,05	0,01
Insg.	1,59	2,55	1,75	1,48

1) Temperaturgradient von 6,5 K/km

2) Feuchtadiabatischer Temperaturgradient

3) FWG ist der Flüssigwassergehalt von Wolken

Abb. 1a, b zeigen für die Wolkenparameterisierung die Abhängigkeit zwischen Bodentemperatur (ΔT_s) und Gesamtbedeckungsgrad (N) von dem vertikal gemittelten Flüssigwassergehalt (FW) und τ. Da der FW durch das Wolkenschema bestimmt wird, ergeben sich Änderungen in der optischen Dicke der Wolken durch Wahl geeigneter Werte von γ. Bei niedrigen Werten des FW nimmt T_s im Vergleich zum wolkenlosen Fall zu (Kurve 1 und 2), da hier bei geringem Bedeckungsgrad die Reduktion der langwelligen Ausstrahlung größer ist als der Anstieg der reflektierten solaren Strahlung, so daß zum Ausgleich der Strahlungsbilanz am Oberrand der Atmosphäre ein Temperaturanstieg in der Troposphäre und am Boden notwendig ist. Bei höheren Werten von FW führt der Anstieg von N zu einem Rückgang von T_s. Abb. 2 zeigt ΔT_s bei Verdopplung aller Spurengase bzw. von CO₂ allein als Funktion von γ und τ. Mit abnehmenden Werten von γ und τ werden

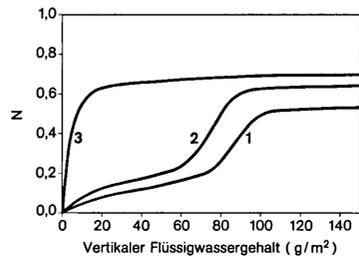
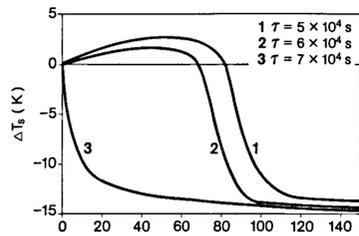


Abb. 1a,b Abhängigkeit der Bodentemperatur T_s (a) und des Gesamtbedeckungsgrades N (b) vom vertikalen FWG und von τ

Tabelle 2 Ergebnisse von Strahlungskonvektions-Modellen zur Abschätzung des Einflusses von Spurengasen auf die Bodentemperatur (T_s)

Autoren	Gas	Konzentr. (ppm)	ΔT_s (K)*			
AR(1977).	CO ₂	320-640	2,0			
L (1981)		300-600	2,9			
O (1985)		330-660	1,7			
JB(1986)		340-680	1,9			
W (1976)	N ₂ O	0,28-0,56	0,44			
DR(1980)		0,30-0,60	0,33			
L (1981)		0,28-0,56	0,65			
O (1985)		0,28-0,56	0,29			
JB(1986)		0,30-0,60	0,34			
W (1976)	CH ₄	1,60-3,20	0,20			
DR(1980)		1,50-3,00	0,30			
L (1981)		1,60-3,20	0,26			
O (1985)		1,60-3,20	0,23			
JB(1986)		1,65-3,30	0,25			
R (1985)	F11	0-1	0,13			
JB(1986)				1x10 ⁻³	0,15	
R (1985)	F12	0-1	0,15			
JB(1986)				2x10 ⁻³	0,16	
W (1976)	F11/F12	0-2	0,38			
L (1981)				0,68		
O (1985)					0,33	
R (1985)						0,55
JB(1986)						

* Strahlungskonvektions-Modell-Rechnungen bei festgehaltener relativer Feuchte und Wolkenhöhe.

AR: Augustsson/Ramanathan; DR: Donner/Ramanathan; JB: Jung/Bach; L: Lacis et al.; O: Owens et al.; R: Ramanathan et al.; W: Wang et al.

optische Dicke und Bedeckungsgrad geringer, so daß die durch den Gasanstieg induzierten Temperaturänderungen zunehmen.

In Tab. 2 sind die Ergebnisse von Modellrechnungen verschiedener Autoren gegenübergestellt. Für CO₂, N₂O und CH₄ ist die Übereinstimmung gut bis auf die Ergebnisse von LACIS et al.

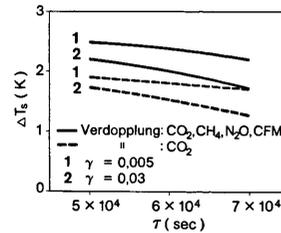


Abb. 2 Änderung der Bodentemperatur bei Verdopplung von allen Gasen bzw. CO₂ allein als Funktion von τ und γ

(1981). Lediglich bei den CFMs zeigen sich größere Unterschiede als Folge der Verwendung unterschiedlicher Absorptionsmodelle.

Die Ergebnisse dieser Sensitivitätsstudien zeigen, daß die hier betrachteten Rückkopplungsprozesse zu einem Temperaturanstieg zwischen 1,5 und 2,6 K führen. Für eine genauere Analyse des Spurengasanstiegs müssen die Auswirkungen photochemischer Reaktionen auf die Gas-konzentrationen z.B. für O₃ berücksichtigt werden.

LITERATURVERZEICHNIS

- Augustsson, T. und V. Ramanathan (1977): A radiative-convective model study of the CO₂-climate problem, J.Atmos.Sci., 34, 448-451.
- Brühl, C. (1983): Infrared cooling of CO₂, N₂O and CH₄ in the stratosphere based on the radiative-convective model of Ramanathan (1976) and the greenhouse effect of these gases at the surface: a detailed code description. Internal report, NCAR/O304/83- GER, Boulder, Colorado.
- Donner, L. u. V. Ramanathan (1980): Methane and nitrous oxide: Their effects on the terrestrial climate. J.Atmos.Sci., 37, 119-124.
- Geleyn, J.F. (1981): Workshop on radiation and cloud radiation interaction in numerical modeling, European Centre for Medium Range Weather Forecast, Reading, U.K. 135-162.
- Hense, A., M. Kerschgens u. E. Raschke (1982): An economical method for computing energy transfer in general circulation models, Quart. J.R. Meteor. Soc., 108, 231-252.
- Lacis, A., J. Hansen, P. Lee, T. Mitchell u. S. Lebedeff (1981): Greenhouse effect of trace gases, 1970-1980, Geophys. Res. Lett., 8, 1035-1038.
- Ramanathan, V. (1976): Radiative transfer within the earth's troposphere and stratosphere: A simplified radiative-convective model, J. Atmos. Sci., 33, 1330-1346.
- Ramanathan, V., R.J. Cicerone, H.B. Singh u. J.T.Kiehl (1985): Trace gas trends and their potential role in climate change. J. Geoph. Res. 90(D3), 5547-5566.

DAS HAMBURGER REFERENZEXPERIMENT MIT DEM T21-MODELL UND DER EINFLUSS DER WASSEROBERFLÄCHENTEMPERATUR AUF DAS MODELLKLIMA

Edilbert Kirk, Hans von Storch und Ulrich Schlese
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1. EINLEITUNG

Im Rahmen des Klimaforschungsprogramms des BMFT werden in Hamburg verschiedene Experimente mit dem T21 - Modell des Europäischen Zentrums für Mittelfristige Wettervorhersage (EZMW) durchgeführt. Dazu wurde das globale Modell hierbei modifiziert, um im Klimamodus Zeiträume bis zu 20 Jahren zu simulieren. Einen wesentlichen Einfluss auf das Langzeitverhalten des Modells und auf die "Interannual Variability" nehmen hierbei die unteren Randbedingungen, wie Bodentemperatur, Bodenfeuchte und Wasseroberflächentemperatur (Sea Surface Temperature, SST). Die SST kann dabei entweder durch ein Klimamittel, durch ein angekoppeltes Ozeanmodell oder durch Beobachtungen über einen solchen Zeitraum, wie er durch das Modell simuliert werden soll, vorgegeben werden.

2. DAS T21-MODELL

Das T21-Modell leitet seinen Namen aus der Auflösung her, die bis zur zonalen Wellenzahl 21 reicht. Bei dieser Auflösung ist es schnell genug, um Langzeitintegrationen in einem vertretbaren Zeitraum durchzuführen. Die in Hamburg implementierte Version stammt von dem im EZMW benutzten operationellen Vorhersagemodell ab, das zur Zeit als T106 im Einsatz ist. Das Modell wurde für den Einsatz auf dem Hamburger Vektorrechner CYBER-205 umgeschrieben und durch von außen vorgegebene Randbedingungen in der untersten Bodenschicht und an der Meeresoberfläche für den Klimamodus angepaßt. Eine ausführliche Beschreibung des Modells ist in den "RESEARCH MANUALS" des EZMW enthalten.

3. DAS KONTROLLEXPERIMENT

Das Kontrollexperiment umfasst 10 Jahre. Die ersten Auswertungen zeigen, daß das Modellklima dem beobachteten statistisch nahe kommt. Abweichungen zeigten sich in der oberen Troposphäre in mittleren Breiten, bei denen das Modellklima eine geringere Variabilität der stehenden Wellen aufweist (STORCH et al., 1985). Die großräumige Zirkulation in den Tropen und die ITCZ werden realistisch simuliert.

4. EL NINO EXPERIMENTE

Für diese Experimente wurden im Bereich des tropischen Pazifiks die beobachteten SST aus dem Zeitraum 1970-1984 vorgegeben. Als Beispiel für die Unterschiede zwischen Kontroll- und El Nino Experiment werden hier in Bild 1 und 2 die Bewölkung als Mittel über 10 Januare gezeigt. Bild 1 zeigt das Kontrollexperiment und Bild 2 die Differenz des El Nino Experiments zum Kontrollexperiment. Der Effekt der hohen SST zeigt sich in diesem Bild insbesondere in einem Streifen positiver Abweichungen, der sich um den Äquator zwischen 160 OST und 120 WEST erstreckt. Diese starke Zunahme der Bewölkung hängt mit der Verlagerung der WALKER-Zelle zusammen, deren aufsteigender Ast sich während der El Nino Episoden über dem Pazifik befindet.

5. LITERATUR

STORCH, H.V.; SCHLESE, U.; KIRK, E., 1985: First preliminary results from a TOGA related experiment performed at Hamburg with the ECMWF GCM with T21 resolution. Report on the model intercomparison workshop Boulder 7.-9. Dec. 1985.

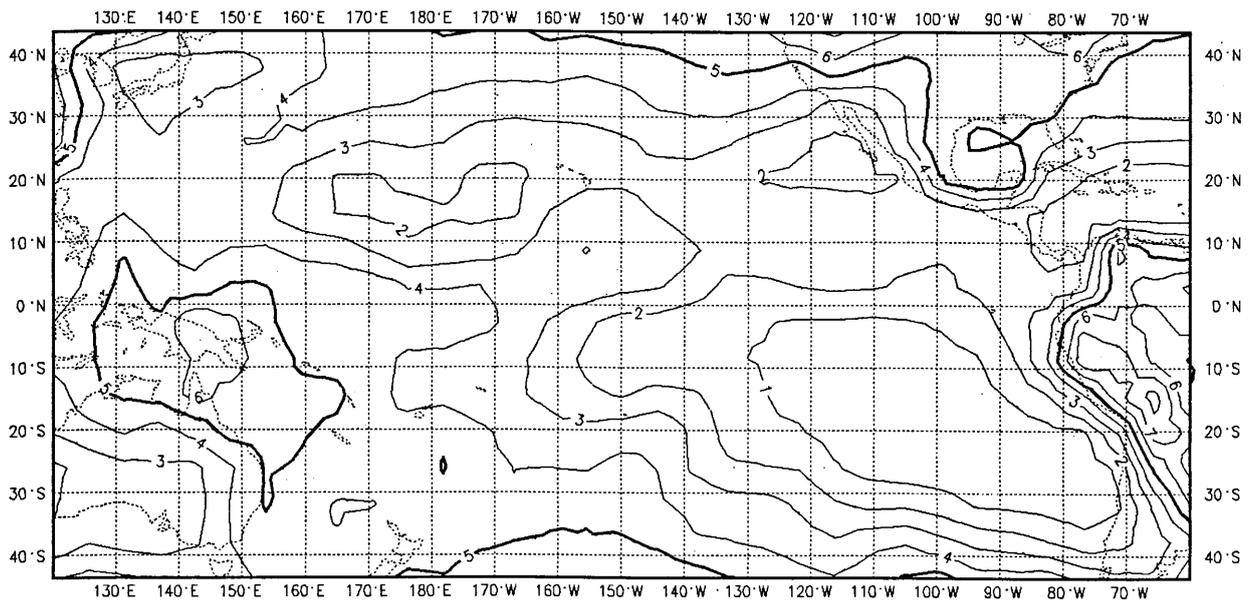


Bild 1: Bedeckungsgrad (Achtel) im Kontrollexperiment: Mittel über 10 Januare

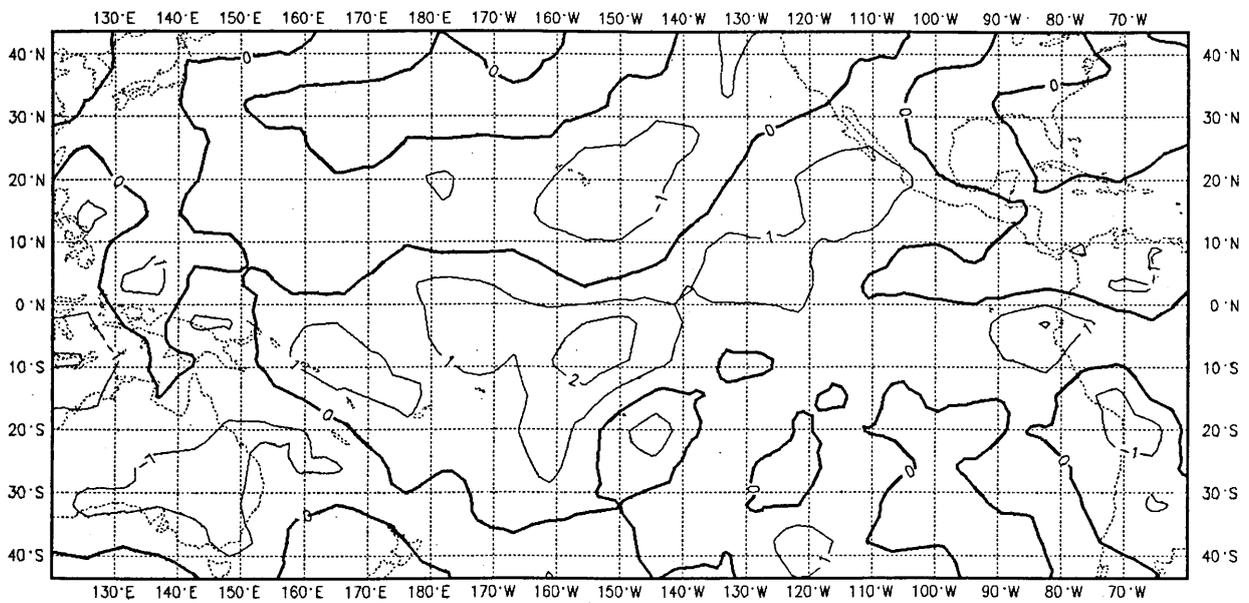


Bild 2: Anomalie des Bedeckungsgrades (Achtel) im El Niño Experiment mit den SST 1977: Differenz des Mittels über 5 Januare zum Bild 1

SIMULATION DER WOLKENBEDECKUNG IN EINEM KLIMAMODELL

Erich Roeckner

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1. EINLEITUNG

Eine der offenen Fragen bei der Bewertung von Klimaänderungs-Experimenten (z.B. Erhöhung des CO₂-Gehalts) betrifft die Rolle der Wolken im Modell. Die Wirkung einzelner Wolkenparameter (Höhe, Dicke, Wassergehalt, Geometrie etc.) auf das Strahlungsfeld ist zwar einigermaßen gut bekannt; das Problem liegt jedoch darin, die Wolkenparameter in Modellen interaktiv mit den übrigen Modellprozessen realistisch zu simulieren. Dies ist bisher nur in Ansätzen gelungen.

Im folgenden Abschnitt wird eine Methode diskutiert, die als Basis für die Weiterentwicklung von Wolken-Parameterisierungen dienen könnte: Wolken werden explizit generiert oder dissipiert aus dem Wechselspiel zwischen Transportprozessen (Advektion, Konvektion, Turbulenz), mikro-physikalischen (Niederschlagsbildung) sowie Strahlungsprozessen (Absorption, Reflexion, Transmission).

Im Abschnitt 3. wird das globale Modell skizziert, das für die in 4. diskutierten Ergebnisse benutzt wurde.

2. METHODE

Die Methode beruht auf der Separierung der Kontinuitätsgleichungen für den Wasserdampf (q) und den Flüssigwassergehalt der Wolken (m), die innerhalb eines Einheitsvolumens jeweils für den wolkenbedeckten Teil (b) und den wolkenfreien Teil ($1-b$) numerisch gelöst werden. Der Gittermittelwert einer beliebigen großskaligen Variablen X ergibt sich dann definitionsgemäß zu

$$X = b X_+ + (1 - b) X_- \quad (1)$$

wobei X_+ , X_- die Werte von X im Wolken-(wolkenfreien) Teil sind.

Die Zeitintegration der prognostischen Gleichungen für q, m, \dots erfolgt dann unter folgenden Voraussetzungen:

- a) Die Aufspaltung (1) wird nur für die "Feuchtevariablen" (q, m) inklusive der Quellen und Senken (Kondensation, Verdunstung, Niederschlag) vorgenommen. Die Advektion von Eigenschaften erfolgt gleichverteilt im Gittervolumen.
- b) Im b -Teil wird Sättigung angenommen ($r = 1$), im $(1-b)$ -Teil eine relative Feuchte r_0 mit $0 < r_0 < 1$, die den Schwellwert für subskalige Wolkenbildung festlegt. Diese Annahme wird zusammen mit (1) zur Definition des Wolkenbedeckungsgrades benutzt:
$$b = (r - r_0) / (1 - r_0) \quad (2)$$
- c) Die Eisphase wird nicht explizit berücksichtigt. Jedoch werden bei der Niederschlagsbildung in Abhängigkeit von der Temperatur auch "Mischphasen" zugelassen (Bergeron-Findeisen-Prozeß).
- d) Wolkenwasser, das in den $(1-b)$ -Teil advehiert wird, wird sofort verdunstet. Niederschlag, der aus höheren Schichten fällt, kann partiell oder vollständig im $(1-b)$ -Teil der jeweils tieferen Schicht verdunsten.

3. MODELL

Das im Abschnitt 2. beschriebene Wolken-Parameterisierungsverfahren ist bisher in verschiedenen hemisphärischen bzw. globalen Versionen des atmosphärischen Zirkulationsmodells der Universität Hamburg (Roeckner, 1979) getestet worden. Gegenüber der Ursprungsversion ist neben der Wolken-Parameterisierung auch die Strahlungsroutine geändert worden (Hense et al., 1982): Die Strahlungsübertragung wird interak-

tiv mit den übrigen Modellparametern berechnet, inklusive der Wolken, die durch ihren Flüssigwassergehalt und Bedeckungsgrad charakterisiert werden.

4. ERGEBNISSE

4.1 Vergleich mit Beobachtungen

Die Verifikation von Wolken-Parameterisierungen ist aus zwei Gründen schwierig. Zum einen existiert keine allgemein akzeptierte Wolkenklimatologie, zum anderen werden Modellwolken im Wechselspiel mit anderen (auch fehlerhaften) Modellprozessen erzeugt. Eine eindeutige Fehlerabschätzung des Verfahrens ist daher nicht möglich, wohl aber eine vorläufige Qualitätskontrolle durch Heranziehung unabhängiger Beobachtungsdaten.

Tabelle 1 zeigt einen Vergleich verschiedener simulierter (60-Tage-Mittel) und beobachteter global gemittelter Parameter für den Januar. Bei den Beobachtungsdaten handelt es sich um "typische" Werte, die als Mittel über eine Vielzahl von teilweise erheblich streuenden veröffentlichten Daten gelten können. Die vom Modell simulierten Parameter liegen sicherlich alle innerhalb des Streubereichs.

	b	m	Pr	α_p	L_T^\uparrow
	(%)	(g/m ²)	(mm/Tag)	(%)	(W/m ²)
Modell	45.1	52.1	3.4	29.3	226.5
Beob.	50	50	3	30	230
	±10	?	?	± 1	±10

Tab. 1: Globale Mittelwerte für Januar: b=Bedeckungsgrad, m=Flüssigwassergehalt, Pr=Niederschlag, α_p =planetare Albedo, L_T^\uparrow =langwellige Abstrahlung am Oberrand der Atmosphäre.

4.2 Erhöhung der Solarkonstanten

Wolken spielen möglicherweise eine modifizierende Rolle bei intern oder extern angeregten Klimaänderungen. Eine stabilisierende Rolle (negatives Feedback) könnte hierbei das Wolkenwasser (flüssig oder fest) spielen, dessen Änderung sich deutlicher im Albedoeffekt als im Glashauseffekt zeigen würde, da Wolken bei den heutigen Klimabedingungen im Infrarot ohnehin größtenteils schwarz sind. Dieser Mechanismus könnte wirksam werden, wenn Wolkenwassergehalt

und Temperatur positiv korreliert sind (Somerville u. Remer, 1984).

Dieser Hypothese wurde in einigen Testrechnungen mit und ohne Wolken nachgegangen, wobei die Solarkonstante jeweils um 10% erhöht wurde. Tabelle 2 zeigt die anfängliche Tendenz nach 3 Monaten Simulationszeit anhand einiger global gemittelter Parameter. Die Werte in Klammern beziehen sich auf das spektrale Modell "T21" des EZMW in Reading/England, das zu Vergleichszwecken herangezogen wurde.

	Wolken- bedeck.	Boden- temp.	planet. Albedo	Netto-Strahl. Oberrand	Bi. Boden
mit Wolken	-1.6 (-1.5)	0.4 (0.3)	0.7 (0.4)	23 (23)	19 (18)
ohne Wolken	-	0.9	0.	26	25

Tab. 2: Differenz global gemittelter Variablen zwischen Anomalie-Experiment (Solarkonstante x 1.1) und Kontrollexperiment nach 3 Monaten. Einheiten: %, Grad sowie W/m².

Sowohl die Bodentemperatur als auch die Netto-Strahlungsbilanzen ändern sich weniger, wenn Wolken auf das Strahlungsfeld rückwirken können. Trotz einer Verringerung des Bedeckungsgrades um 1.6% erhöht sich die Albedo, bedingt durch die Erhöhung der Wolkenwasser-Konzentration, im Einklang mit der obigen Hypothese. Es sollte jedoch betont werden, daß die Ergebnisse noch weit vom stationären Zustand entfernt sind. Längerfristige Simulationsrechnungen mit einem gekoppelten Atmosphäre/Ozean/Eis-Modell sind geplant.

LITERATUR

- HENSE, A.; KERSCHGENS, M.; RASCHKE, E.: An economical method for computing the radiative energy transfer in circulation models. Quart.J.Roy.Met.Soc., 108 (1982), S. 231-252.
- ROECKNER, E.: A hemispheric model for short range weather prediction and general circulation studies. Beitr.Phys.Atmosph., 52 (1979), S. 262-286.
- SOMERVILLE, R.C.J.; REMER, L.A.: Cloud optical thickness feedbacks in the CO₂ climate problem. J.Geophys.Res., 89 (1984), S. 9668 - 9672.

DIE ANTWORT DER GLOBALEN ATMOSPHERE AUF DIE AUSSERGEWÖHNLICHE EL NINO
MEERESOBERFLÄCHENTEMPERATURANOMALIE IM JANUAR 1983 - SIMULATION -

Hans von Storch
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Ulrich Cubasch
Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage

1. PROBLEMSTELLUNG

Es ist seit langem bekannt, daß es im Bereich des östlichen und zentralen Äquatorialpazifik alle paar Jahre zu langanhaltenden (charakteristische Zeit: 1 Jahr), großräumigen Erwärmungen der Ozeanoberfläche kommt. Dieses Phänomen wird heutzutage allgemein als El Nino oder als Teil der Southern Oscillation bezeichnet.

In den Jahren 1982/83 hat ein besonders intensives El Nino Ereignis stattgefunden mit Anomalien der SST (Meeresoberflächentemperatur) bis zu 5K. Ein so starkes Ereignis wurde bisher nur während des El Nino 1877/78 beobachtet.

In diesem Beitrag befassen wir uns mit der Frage, inwieweit die während eines El Nino Ereignisses auftretenden SSTAs zu atmosphärischen Zirkulationsanomalien führen. Dies geschieht anhand einer Simulationsrechnung mit dem Zirkulationsmodell ("GCM") des EZMW (Kapitel 2). Für die tropische Zirkulation ergibt sich ein klares Bild (Kapitel 3). Die große Intensität des "Wetterrauschens" erschwert das Herausarbeiten des "El Nino response" in mittleren Breiten, so daß eine statistisch begründete Strategie der Signalerkennung angewandt werden muß (Kapitel 4). Hiernach kann man mit einiger Sicherheit davon ausgehen, daß SST Anomalien, wie sie während des 82/83er Ereignisses beobachtet wurden, eine deutliche Absenkung der 500 mb Topographie im Bereich des Nordpazifik induzieren sowie eine Reihe von drei weniger kräftigen Hochs stromab.

Die simulierte Reaktion stimmt recht gut mit den im Januar 1983 beobachteten atmosphärischen Anomalien überein, zumindest was die Muster angeht.

2. DAS ZIRKULATIONSEXPERIMENT

Das Experiment besteht aus 4 Simulationsrechnungen, die Cubasch auf der Cray 1 des EZMW mit dem T21 GCM durchführte. Das "Kontrollexperiment" mit klimatologischer SST wurde über 10 Jahre integriert. Ausgehend vom 28.10. dreier "Kontroll-Jahre" wurden dann noch drei "November-März" Episoden gerechnet, in denen der klimatologischen SST die in Abb. 1 gezeigte SST Anomalie überlagert war:

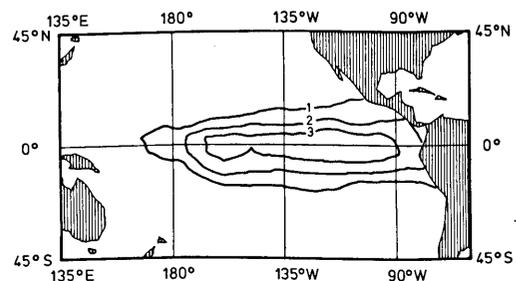


Abbildung 1: Verwendete SST Anomalie

Das Modellerzeugte "Signal" ist die Differenz des mittleren Zustandes, wie er einerseits in den 10 "Kontroll-Januaren" und andererseits in den 3 Januar der Episodenrechnungen simuliert wurde.

3. DER TROPISCHE RESPONSE

In einem Gebiet, hier bezeichnet als "G", östlich der Datumlinie hat die konvektive Tätigkeit längs des Äquators zugenommen,

während westlich davon im Gebiet "D" ein Niederschlagsdefizit in den El Nino Simulationen zu verzeichnen ist (Abb. 2). Gleichzeitig beobachtet man in Bodennähe (850 mb) eine anomale Strömung von D nach G und in der oberen Troposphäre (300 mb) eine von G nach D. Im Bodendruckfeld findet man östlich der Datumslinie eine positive Anomalie von etwa 2 mb, während westlich etwa 150W eine negative Anomalie von -2mb und mehr simuliert wird.

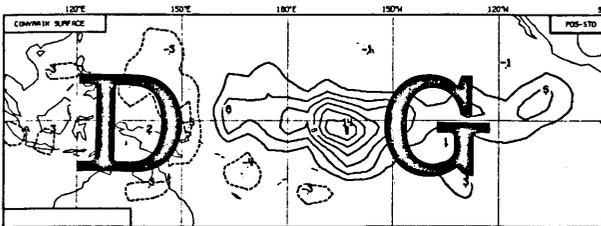


Abbildung 2: Niederschlagsanomalie
(El Nino - Kontrolle)

Offenbar wird in einer Ebene längs zum Äquator eine anomale Zelle durch die anomale SST induziert: Anfeuchtung der Luft bei ihrem Transport von D nach G, Feuchtekonvergenz in G, dort Konvektion und Niederschlag; in der Höhe Rückströmung von G nach D und schließlich eine anomale Abwärtskomponente, die die in D normale konvektive Aktivität abschwächt und so ein Niederschlagsdefizit hervorruft.

4. DER EXTRATROPISCHE REPNSE (NORDHALBKUGEL; 500 mb TOPOGRAPHIE)

Im Vergleich zur durch interne Dynamik verursachten Variabilität ist das tropische El Nino Signal recht stark, so daß es kein Problem darstellt, daß Signal vom "Wetterrauschen" zu unterscheiden. In den Extratropen ist dies nicht der Fall. Daher ist eine statistisches Verfahren zum Unterscheiden von Rauschen und Signal zu verwenden. Die von uns angewandte Strategie besteht aus drei Schritten:
1) Drastische Reduktion der Freiheitsgrade: meridionale Mittelung von 30 bis 60 N und anschließende Entwicklung nach 5 EOFs.

- 2) Durchführung eines multivariaten Tests: verallgemeinerter Mann/Whitney Test.
- 3) Falls der multivariate Test die Nullhypothese "Signal = 0" ablehnt, folgt eine univariate Analyse, wo die Zustände des "Anomalie-experiments" deutlich und in stabiler Weise von denen des Kontroll-experiments abweichen.

Angewandt auf die mittleren 500 mb Höhenfelder der 10 Januare des Kontroll-experiments und der 3 Januare der Eposidenrechnungen zeigt der Test die Existenz eines Signals an. Laut "univariater Analyse" besteht es aus einem Tief (75 gpm) im Bereich des Nordpazifik sowie drei Hochs in etwa 45N über den östlichen USA, Westeuropa und über Zentralsibirien mit Anomalien von etwa 35 gpm (im Enesblemittel) - siehe Abb. 3. Diese Höhenanomalien werden in jedem der drei Anomalieexperimente simuliert.

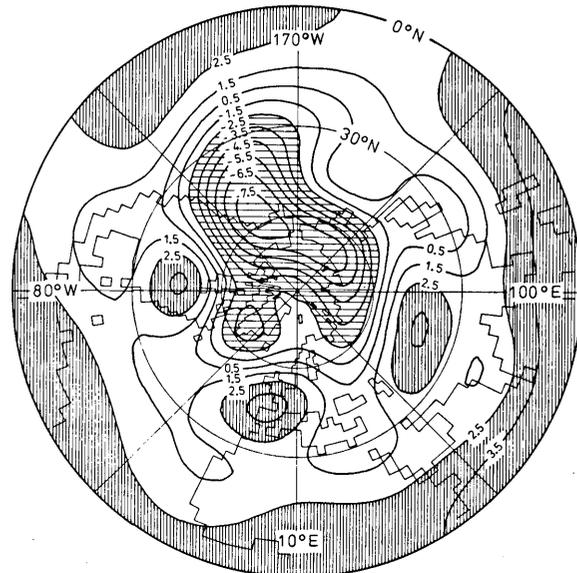


Abbildung 3: 500 mb Höhenanomalie
(El Nino - Kontrolle)

- CUBASCH, U.: The mean response of the ECMWF Global Model to the El Nino anomaly in extended range prediction experiments. Atmosphere-Ocean 23, (1985) Nr. 1, 43-66.
- STORCH, H. v.; KRUSE, H. A.: The extra-tropical atmospheric response to El Nino events - a multivariate significance analysis. Tellus 37A (1985) Nr. 4, 361-377.

DIE ANTWORT DER TROPISCHEN ATMOSPHERE AUF DIE AUSSERGEWÖHNLICHE EL NINO
MEERESOBERFLÄCHENTEMPERATURANOMALIE 1982/83 - BEOBACHTUNG -

Hans von Storch
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Rolf Doberitz
Seewetteramt Hamburg

UNSER BEITRAG besteht in der Vorführung von zwei etwa 12 Minuten dauernden Filmen, die zusammengesetzt wurden aus stündlichen Aufnahmen geostationärer Satelliten:

El Nino event 1982:

- equatorial Pacific GOES WEST infrared imagery 1 May - 26 Nov. 1982
- equatorial Pacific GOES EAST infrared imagery 1 Nov. 82 - 15. Jun. 83

Wie aus den Titeln hervorgeht, wird der Zeitraum Mai 1982 bis Juni 1983 abgedeckt. Die Infrarotaufnahmen wurden zusammengesetzt von Walter A. Bohan Company.

Wir führen die Filme vor, weil wir glauben, daß sie für die anwesende meteorologische Öffentlichkeit hinreichend interessant sind. Im Folgenden geben wir einige wenige Hinweise auf das gezeigte Phänomen.

1. EL NINO - TEIL DER SOUTHERN OSCILLATION

Die Southern Oscillation wurde anfang des Jahrhunderts von Sir Gilbert Walker definiert als die großräumige Druckschwankung, die sich etwa in der Bodendruckdifferenz Indonesien minus zentraler Pazifik ausdrückt. Inzwischen hat sich herausgestellt, daß diese großskaligen Schwingungen sowohl mithilfe des ozeanischen Parameters "SST = Meeresoberflächentemperaturanomalie" als auch mithilfe einer Reihe atmosphärischer Parameter wie Niederschlag oder Wind in 850 mb längs des äquatorialen

Pazifik oder Druck in Darwin allein beschrieben werden kann. Statt des nur lokal zu bestimmenden Niederschlags wählt man für die flächenhafte Darstellung auch die routinemäßig vom Satelliten gemessene langwellige Abstrahlung "OLR = outgoing longwave radiation". Abbildung 1 zeigt den Verlauf der SST, des Niederschlags an einigen Inselpositionen sowie die Bodendruck in Darwin für den Zeitraum 1890 bis 1983.

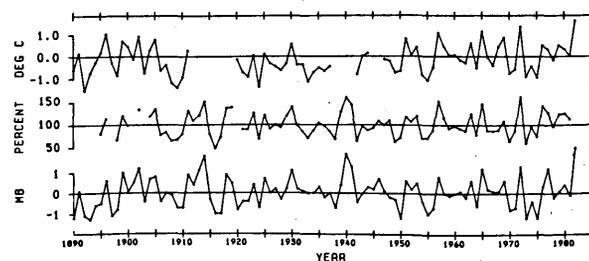
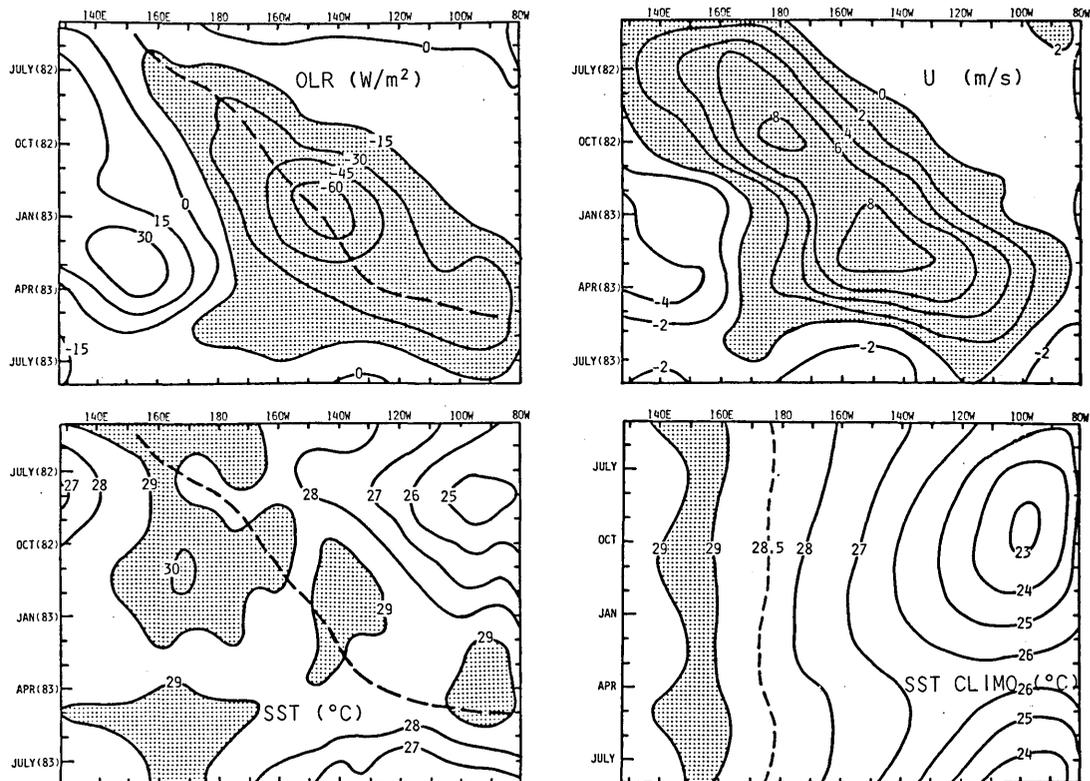


Abb. 1: SST-, Niederschlags- und Druckanomalien in Darwin als Funktion der Zeit von 1890-1983 (Wright, 1984)

Man erkennt, wie die Kurven gut in Phase schwingen: die Korrelationen zwischen ihnen nehmen Werte von 80% bis 90% an. Deutlich ablesbar sind auch die zahlreichen El Nino Ereignisse der vergangenen 100 Jahre, etwa in den Jahren 1957/58, 1972/73 oder 1982/83, um nur einige bekanntere Erwärmungen neueren Datums zu erwähnen.

Gute Überblicksartikel zum Thema El Nino / Southern Oscillation enthält Nature #222 (1983) sowie das von Woods Hole Oceanographic Institution herausgegebene Heft Oceanus #27 (1984).



2. DAS 1982/83 EREIGNIS

Das letzte El Nino Ereignis fand 1982/83 statt und war in mehrfacher Hinsicht bemerkenswert, nämlich u.a.:

- * Es war eines der stärksten, wenn nicht das stärkste jemals vermessene Ereignis - nur das 1877/78er Ereignis war von vergleichbarer Intensität.

- * Es ist das bislang am besten dokumentierte Ereignis.

Aufgrund der -anders als bei den früheren Ereignissen- verhältnismäßig vielen Beobachtungen im Bereich des tropischen Pazifik, konnten die als Abbildung 2 reproduzierten Hovmüller-Diagramme der Anomalien der äquatorialpazifischen OLR und der Zonalkomponente U des 850 mb Windes sowie der SST gewonnen werden. Zu Vergleichszwecken zeigt die Abbildung noch als "SST CLIMO" den langjährig gemittelten Jahresgang der SST. Die positiven Anomalien entwickeln sich im Westen (ca. 160 E) und wandern dann innerhalb eines Jahres nach Osten (ca. 100 W). Für die OLR findet

Abb.2: Anomalien der langwelligen Abstrahlung OLR und der Zonalkomponente U des 850 mb Windes längs des pazifischen Äquators als Funktion der Zeit. "SST" und "SST CLIMO" zeigen die Meeresoberflächentemperatur des El Nino 1982/83 bzw. den langjährig gemittelten Jahresgang der SST. (Gill ü. Rasmusson, 1983)

man ab etwa Januar 1983 auch eine kräftige negative Anomalie westlich der Datumslinie.

In den Filmen können natürlich leider keine Anomalien gezeigt werden, sondern nur die Summe "mittlerer Zustand + Anomalie". Trotzdem kann man in ihnen Wolkenverteilungen sehen, die konsistent mit den in Abbildung 2 gezeigten OLR Anomalien sind.

Literatur:

Gill, A.E.; E.M. Rasmusson, 1983: The 1982-83 climate anomaly in the equatorial Pacific. - Nature 306, 229-234

Wright, P.B., 1984: Relationships between indices of the Southern Oscillation. - Mon. Wea. Rev. 112, 1914-1919

Detering, H.W., Etling, D.* und Wamser, M.*

Deutscher Wetterdienst, Offenbach

*Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover

1. EINLEITUNG

Zur Erforschung des mesoskaligen Klima im Küstenbereich wurde im Jahr 1981 in der Norddeutschen Tiefebene das Feldexperiment PUKK durchgeführt. Beobachtungsergebnisse aus diesem Experiment wurden dazu herangezogen, um ein zweidimensionales numerisches Mesoscale-Modell auf seine Eignung zur Simulation des Küstenklimas zu untersuchen.

An markanten Phänomenen konnte während PUKK mehrfach die räumliche und zeitliche Entwicklung eines Grenzschichtstrahlstroms beobachtet werden, wie z.B. für den 30.9./1.10.81 in Abb.1 nach LAUDE et al (1984) dargestellt ist. Als Beispiel für eine numerische Simulation von mesoskaligen Vorgängen ist für diesen Zeitraum eine Fallstudie durchgeführt worden. Einzelheiten hierzu, sowie eine genauere Modellbeschreibung finden sich bei DETERING (1985).

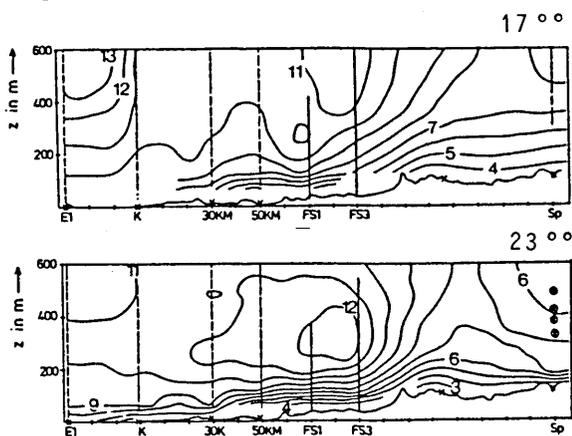


Abb.1: Betrag der Windgeschwindigkeit in einem Raumschnitt entlang der PUKK-Meßlinie für den 30.9.81 um 17° (oben) und 23° (unten).

2. MODELLERGEBNISSE

Als Antrieb für die Modellrechnungen wurde der beobachtete geostrophische Wind sowie die an den einzelnen Stationen des PUKK Gebietes gemessene Temperatur in 2 m Höhe vorgegeben. Der Integrationszeitraum erstreckte sich vom 30.9. 12 Uhr bis zum 1.10.81 6 Uhr. In Abb.2 ist die zeitliche Änderung des horizontalen Windvektors in 210 m Höhe für die Station "50 km", etwa in der Mitte des PUKK Gebietes gelegen, dargestellt. Hierbei sind die Beobachtungen sowie die Simulationsergebnisse der ein- und zweidimensionalen Modellversion aufgetragen. Für die gleiche Station ist die vertikale Änderung des Windvektors für den Zeitpunkt 23 Uhr am 30.9.81 in Abb.3 dargestellt.

Auch wenn die beobachteten Windverhältnisse in ihrer zeitlichen Entwicklung und ihrer vertikalen Struktur vom Modell richtig erfaßt worden sind, ergaben sich jedoch im Detail zum Teil erhebliche Unterschiede. Die Ursache hierfür kann zum einen in der ungenauen Kenntnis des Antriebs (großräumiges Druckfeld) sowie der Vernachlässigung von Strahlungseffekten in den Modellgleichungen liegen. Zum anderen spielen sicher die verwendeten Ansätze für die Parameterisierung des turbulenten Vertikalaustausches bei der zeitlichen Entwicklung der Grenzschicht im Küstenbereich eine Rolle.

Um den Einfluß der Parameterisierung auf die Modellergebnisse zu untersuchen

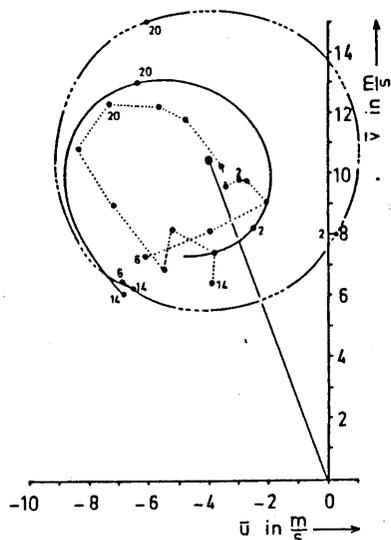


Abb.2: Hodograph des horizontalen Windvektors für verschiedene Tageszeiten in 210 m Höhe an der Station "50 km" am 30.9./1.10.81. (···): Messungen, (---): Ergebnisse eindimensionales Modell, (—): zweidimensionales Modell.

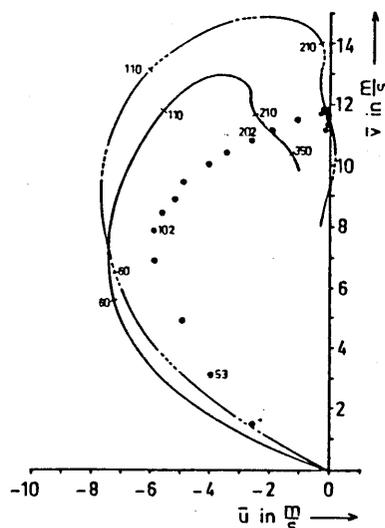


Abb.3: Hodograph des horizontalen Windvektors für verschiedene Höhen an der Station "50 km" für den 30.9.81 um 23°. Symbole wie in Abb.2 beschrieben.

wurde die Entwicklung des Grenzschicht-Strahlstroms an der Station "50 km" mit der eindimensionalen Modellversion simuliert, und zwar unter Verwendung verschiedener, aus der Literatur bekannter Ansätze für den Mischungsweg bzw. turbulenten Diffusionskoeffizienten. Ein Vergleich der verschiedenen Modellergebnisse (DETERING, 1985) ergab zum Teil erhebliche Unterschiede für das Wind- und Temperaturprofil. Dies deutet darauf hin, daß neben den Advektions- und Strahlungseffekten auch die diffusiven Vorgänge in den unteren Atmosphärenschichten bei der Simulation von mesoskaligen Phänomenen möglichst gut erfaßt werden müssen. Das komplexe Zusammenwirken der meteorologischen Prozesse macht es allerdings nicht einfach, die genaue Ursache für eine "Fehlprognose" des mesoskaligen Modells zu ermitteln.

3. LITERATUR

- DETERING, H.W.: Mischungsweg und turbulenter Diffusionskoeffizient in atmosphärischen Simulationsmodellen. Ber.Inst.Meteorologie und Klimatologie, Univ.Hannover, Nr.25 (1985).
- LAUDE, H., HAGEMANN, N. und TETZLAFF, G. PUKK-Ein meteorologisches Projekt zur Untersuchung mesoskaliger Phänomene an der Küste - Stationen, Meßgebiete, Ergebnisse. Ber.Inst. Meteorologie und Klimatologie, Univ.Hannover, Nr.24 (1984).

DIE BEDEUTUNG DER INITIALISIERUNG FÜR DIE INSTATIONÄRE SIMULATION MESOSKALIGER STRÖMUNGEN

Gerhard Adrian

Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

1. Einleitung

Die in den vergangenen Jahren im Rahmen des DFG - Schwerpunktes "Physikalische Grundlagen des Klimas und Klimamodelle" durchgeführten Experimente haben Datensätze geliefert, die eine Verifizierung mesoskaliger Modelle ermöglichen sollen. Die hohe zeitliche Auflösung der Messungen gestattet dabei den Vergleich mit instationären Simulationen.

Instationäre Simulationen erfordern Anfangswerte. Diese wurden bisher für Modelle, die Strömungen in der Mesoskala γ beschreiben sollen, aus modellexternen Parametern wie einem vorzugebenden geostrophische Wind und einem mittleren vertikalen Temperaturprofil bestimmt. Aus den so gewonnenen Anfangswerten wird durch eine in der Regel mehrstündige Simulation eine quasistationäre Lösung bestimmt, die dann als eigentliche Anfangsbedingung für weitere Simulationen benutzt wird. Da aber die Anfangswerte für eine solche Simulation auch die zeitlich vorherliegenden Strömungszustände und den Einfluß der Umgebung auf das Modellgebiet festlegen, sind für den Zweck der Verifizierung des Modells an Hand von Messungen solche Anfangswerte unbefriedigend, da die Natur diese Information zur Verfügung hat. Diese ist aber in den Messungen enthalten. Deshalb müssen die Anfangswerte für Simulationen für den quantitativen Vergleich mit Messungen aus diesen selber bestimmt werden. Ein solches Verfahren wird hier als Initialisierungsverfahren bezeichnet und im folgenden beschrieben. Um den Einfluß der Anfangswerte auf die Ergebnisse zu dokumentieren, werden Ergebnisse von Rechnungen mit und ohne Anwendung des Initialisierungsverfahrens mit Messungen verglichen.

2. Das Initialisierungsverfahren

Die in den letzten Jahren durchgeführten mesoskaligen Experimente erfordern neue Eigenschaften der Initialisierungsverfahren. Es muß eine räumliche Interpolation und eine Extrapolation durchführen, da die Gitterweiten der Modelle kleiner sind als der Abstand der Stationen, und das Modellgebiet größer als das Meßgebiet ist. Da der Informationsgehalt der Messungen nicht ausreicht, muß bei der Interpolation und bei der Extrapolation zusätzliche physikalische Information verwendet werden. Darüber hinaus müssen aus den gemessenen Variablen nicht gemessene bestimmt werden. Dazu werden zusätzliche physikalische Zusammenhänge benötigt. Der Einfluß von Meßfehlern muß klein gehalten werden.

Die in der Literatur bekannten Analyse- und Initialisierungsverfahren, die meist für andere Skalen (z.

B. numerische Wettervorhersage) entwickelt worden sind, erfüllen diese Bedingungen nur teilweise, oder fordern statistische Informationen, die in der Mesoskala nicht vorliegen. Deshalb ist ein neues Verfahren entwickelt worden (Adrian 1985), das die genannten Forderungen erfüllt und die Analyse und Initialisierung in einem Schritt durchführt.

Das Verfahren beruht auf ein Variationsverfahren von Sasaki (1969), das die räumliche Extra- und Interpolation und die Berücksichtigung von Meßwerten verschiedener Zeitpunkte ermöglicht. In diesem Verfahren wird ein Funktional F definiert, dessen Minimum gesucht wird.

$$F = \sum_i \sum_j \sum_k (\alpha' ((\varphi_{ijk} - \varphi'_{ijk})^2 + \alpha (\frac{\partial \varphi'_{ijk}}{\partial t})^2)$$

Die Größen φ_{ijk} sind die Meßwerte, φ'_{ijk} ist die gesuchte Analyse. Der Index i bezeichnet den Ort, j die Variable und k den Zeitpunkt.

Die Werte der Variablen φ'_{ijk} zu verschiedenen Zeitpunkten $k = 1, 2, 3, \dots$ werden über einen Differenzenquotient aus den Werten zum Zeitpunkt $k = 0$ bestimmt und in F eingesetzt.

$$\varphi'_{ijk} = \varphi'_{ij0} + \frac{\partial \varphi'_{ij0}}{\partial t} k \Delta t$$

Δt ist der zeitliche Abstand zweier Messungen.

Die zeitlichen Ableitungen in F werden durch die Nebenbedingungen ersetzt. Diese sind die vollständigen prognostischen Gleichungen des hier verwendeten, am IMK entwickelten, mesoskaligen Modells (Dorwarth 1985) in der zweidimensionalen Version. Das Verfahren bestimmt also eine spezielle Lösung des Modells.

Durch die Verwendung eines spektralen Ritzverfahrens zur Lösung des Variationsproblems konnten dazu die Vertikalkomponente der Windgeschwindigkeit und der Druck aus dem Gleichungssystem eliminiert werden. Außerdem wird dadurch die Interpolation vereinfacht.

3. Die Vergleichsrechnung

Das Initialisierungsverfahren wurde auf den MESOKLIP - Datensatz (Fiedler, Prenosil 1980) vom 28. 9. 1979, 6.00 Uhr und 7.00 Uhr angewendet. Mit

den so bestimmten Anfangswerten wurde mit dem Modell eine achtstündige Prognose erstellt. (Dies ist die Dauer der Meßperiode). Diese Simulation wurde mit denselben modellexternen Parametern mit Anfangswerten wiederholt, die auf die in der Einleitung beschriebenen Methode (hier als Simulation ohne Initialisierung bezeichnet) gewonnen worden sind. Die Ergebnisse beider Simulationen werden im vierten Abschnitt mit den Messungen verglichen.

Wegen der zu dem genannten Termin auftretenden Baroklinität wurde ein Vertikalprofil mit konstantem Gradienten des geostrophischen Windes durch Anpassung eines analytischen Ekman-Profiles an ein horizontal gemitteltes Windprofil bestimmt. Als Profil des Temperaturgrundzustandes wurde das horizontal gemittelte Temperaturprofil von 6.00 Uhr verwendet. Der Randwert der Temperatur in $z = z_0$ wurde aus den logarithmisch extrapolierten Radiosondenprofilen bestimmt.

4. Vergleich der Simulationen mit dem MESOKLIP - Datensatz

Ein wesentliches Phänomen des MESOKLIP - Experimentes war die Kanalisierung der Strömung im Oberrheintal. Deshalb soll hier zunächst die talparallele Komponente der Windgeschwindigkeit untersucht werden. In den Abbildungen 1 und 2 sind die Profile der talparallelen Windkomponente der Station Philippsburg in Talmitte nach einer und nach acht Stunden Modellzeit dargestellt. Nach einer Stunde Simulation weichen die Ergebnisse deutlich von einander ab. Die Simulation mit Initialisierung gibt dabei das gemessene Profil gut wieder. Dieses ist zu erwarten, da die Daten des 8.00 Uhr Termins noch in die Initialisierung eingehen. Am Ende der Meßperiode um 15.00 Uhr nach acht Stunden Simulation sind die Ergebnisse, verglichen mit den Messungen, auch noch besser als die Simulation ohne Initialisierung.

Das zeitliche Verhalten des Modellfehlers läßt sich an der Abbildung 3 erläutern. Dort ist der mittlere Betrag des Differenzvektors der Windgeschwindigkeit zwischen Simulation und den Messungen dargestellt. Um die Datenbasis gleich zu halten, wurden nur Messungen unterhalb $z = 1500m$ ausgewertet. In den ersten sechs Stunden ist der Fehler der Simulation mit Initialisierung kleiner als der ohne Initialisierung.

5. Diskussion

Die Ergebnisse zeigen, daß auch in der Mesoskala γ die Modellsimulationen über viele Stunden durch die Anfangswerte bestimmt werden. Für quantitative Aussagen aus Simulationen ist also ein objektives Initialisierungsverfahren notwendig, das die Anfangswerte aus Messungen bestimmt. Solche quantitative Ergebnisse werden zum Beispiel bei der Immissionsprognose oder auch beim Testen von Parametrisierungen des Modells durch Vergleich mit Messungen benötigt. Denn der Einfluß der Anfangswerte kann größer sein als der Einfluß unterschiedlicher Parametrisierungen.

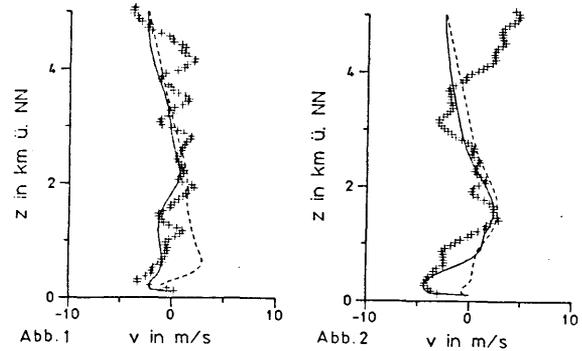


Abb. 1: Profil der talparallelen Windkomponente am 28.9.1979, 8.00 Uhr in Philippsburg. Die + stellen die Meßwerte, die ausgezogene Linie die Ergebnisse der Simulation mit Initialisierung und die unterbrochene Linie die Ergebnisse der Simulation ohne Initialisierung dar.

Abb. 2: Profil der talparallelen Windkomponente am 28.9.1979, 15.00 in Philippsburg. Bezeichnungen s. Abb. 1

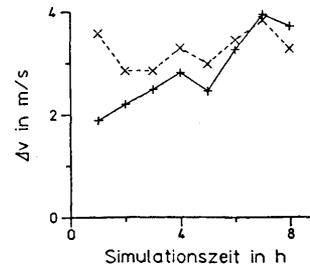


Abb. 3: Mittlerer Betrag des Differenzvektors der Windgeschwindigkeit zwischen Messung und Simulation. Ergebnisse der Simulation mit Initialisierung, Ergebnisse der Simulation ohne Initialisierung.

Danksagung:

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt. Herrn Prof. Fiedler danke ich für die Betreuung.

Literaturverzeichnis:

Adrian, G.:

Ein Initialisierungsverfahren für numerische mesoskalige Strömungsmodelle

Diss. Univ. Karlsruhe 1985

Dorwarth, G.:

Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer Geländeformen

Diss. Univ. Karlsruhe 1985

Fiedler, F.; Prenosil, T.:

Das MESOKLIP - Experiment.

Mesoskaliges Klimaprogramm im Oberrheintal.

Wissenschaftl. Ber. Met.

Inst. Karlsruhe 1 (1980)

Sasaki, Y.:

Numerical variational analysis with weak constraint and application to surface analysis of severe storm gust.

Mon. Weath. Rev. 98 (1970) S.899-910

DAS DYNAMISCHE GRUNDGERÜST DES GEESTHACHTER MESOSKALENMODELLS

D. Eppel, H. Kapitza

Forschungszentrum Geesthacht

Postfach 1160

D-2054 Geesthacht

Das Projekt GESIMA (Geesthachter Simulationsmodell für die Atmosphäre) hat zum Ziel, ein Zirkulationsmodell zur Untersuchung von Phänomenen des β - und γ -Mesoskalenbereichs zu entwickeln. Das Modell soll geeignet sein, Wind-, Temperatur-, Feuchte- und Konzentrationsfelder zu berechnen, wie sie in Problemen der Umweltforschung (Standortfragen, Schadstofftransport) benötigt werden. Außerdem sollen Kurzfrist-Wettervorhersagen und lokale Klimauntersuchungen durchgeführt werden können. Ein wichtiges Ziel der Untersuchungen wird die Berechnung mittlerer Größen sein, die in globalen Zirkulationsmodellen als Parameter benötigt werden (Reibungskoeffizienten, turbulente Flüsse, etc.).

Um das weite Spektrum von geplanten Anwendungen abzudecken, wurde begonnen, einen Code zu erstellen, der weitgehend modular aufgebaut sein wird.

Die Grundgleichungen, auf denen das Modell basiert, umfassen die Schallwellen-gefilterten Gleichungen von Impuls und Energie (anelastisch, nichthydrostatisch), in denen Temperatur und Impuls über die Boussinesq Approximation gekoppelt sind. Hinzu kommen noch die Transportgleichungen für Luftbeimengungen sowie für die verschiedenen Phasen aus dem Wasserzyklus.

Die Gleichungen sind in ein Terrain-angepasstes Koordinatensystem transformiert und werden in Flußform verwendet, die kartesische und kontravariante Größen enthält.

Das numerische Gitter kann nichtäquidistant in allen drei Koordinatenrichtungen gewählt werden. In der Vertikalen wird dadurch eine gute Auflösung in der Nähe des Bodens erreicht. In der Horizontalen können durch Strecken des Gitters zum Rand hin unerwünschte Randeffekte wie Reflexionen reduziert werden.

Die Auswahl eines Integrationsalgorithmus ist dadurch erschwert, daß an das Verfahren Forderungen gestellt werden, die nicht alle optimal erfüllt werden können. Da die zeitliche Entwicklung von mesoskaligen Strömungen untersucht wird, soll das Verfahren mindestens von 2. Ordnung genau in Ort und Zeit sein. Außerdem soll die Ortsdiskretisierung nur Größen direkt benachbarter Gitterpunkte verknüpfen, um die Behandlung der Randbedingungen zu vereinfachen. Aus rechenökonomischen Gründen sollte der Zeitschritt nicht durch eine Courantbedingung beschränkt sein. Hinzu kommen die Forderungen exakter Flußerhaltung und Robustheit, um bei gleichem Algorithmus je nach Anwendung unterschiedliche Parametrisierungen und Randbedingungen wählen zu können. Prediktor-Korrektor-Verfahren erfüllen die obigen Forderungen hinreichend gut. Im dynamischen Teil (Integration von Temperatur- und Impulsgleichung) wird eine Variante des impliziten MacCormack-Schemas, erweitert auf den Fall inkompressibler Strömungen, verwendet. Nach dem Prediktor-Schritt werden die Geschwindigkeiten durch Druckadaptation korrigiert, um Divergenzfreiheit des Impulsfeldes zu garantieren. Danach folgt der Korrekturschritt, ebenfalls gefolgt von einer Druck-

adaptation. Der jeweilige Druck genügt einer Poisson-Gleichung, deren diskrete Darstellung durch ein konjugiertes Gradientenverfahren gelöst wird (KAPITZA, EPPEL 1985).

Zur Integration der Transportgleichungen für Feuchte, Regenwasser, etc. wird das Verfahren von SMOLARKIEWICZ (1984) verwendet.

In ersten Tests werden geschichtete Strömungen über einen Berg mit Lorentzform untersucht. Die berechneten Lee-Wellen werden mit analytischen Lösungen verglichen, um die Genauigkeit des Verfahrens und seine hervorragenden konservativen Eigenschaften zu dokumentieren.

KAPITZA, H.; EPPEL, D.:

A 3-D Poisson solver based on a conjugate gradient algorithm.
External Report GKSS 85/E/23.

SMOLARKIEWICZ, P.K.:

A Fully Multidimensional Positive Advection Transport Algorithm with Small Implicit Diffusion.
J. Comp. Phys. 54 (1984) S. 325-362.

EIN MESOSKALIGES KLIMAMODELL ZUR UNTERSUCHUNG ATMOSPHÄRISCHER STRÖMUNGEN
UNTER DEM EINFLUSS VON OROGRAPHIE, TURBULENZ UND WOLKENPHYSIK

U. Schumann, T. Hauf, H. Höller, H. Schmidt, H. Volkert

DFVLR Oberpfaffenhofen, Institut für Physik der Atmosphäre, 8031 Weßling

1. EINLEITUNG

Das Klima in der Umgebung eines Gebirges wie den Alpen wird wesentlich von typisch auftretenden mesoskaligen Bewegungsformen wie Föhn, flacher und hoher Konvektion geprägt. Dabei spielt die dreidimensionale Dynamik der Strömung ebenso eine große Rolle wie Turbulenz oder Wolkenmikrophysik. Ein Ziel der laufenden Klimaforschung besteht darin, zur Beschreibung derartiger Prozesse geeignete numerische Simulationsmodelle bereitzustellen.

In diesem Beitrag wird das Simulationsmodell MESOSOP (*Mesoskaliges Strömungs- und Konvektionsmodell Oberpfaffenhofen*) beschrieben, mit dessen Hilfe dreidimensionale, instationäre und nicht-hydrostatische Strömungen berechnet werden. Das Modell existiert derzeit in drei Varianten: a) für Konvektion mit Wolkenphysik in ebenem Gelände und einfachem Turbulenzmodell, b) für trockene Gebirgsüberströmung mit einem einfachen Turbulenzmodell, c) für trockene Konvektion über ebenem Gelände mit einem Turbulenzmodell zweiter Ordnung (SOC). Berichtet wird über Modellgrundlagen, die bisherige Realisierung, Tests und erste Anwendungen.

2. MODELLGRUNDLAGEN

Basis des Modells sind die differentiellen Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und skalare Komponenten. Die Form der Bilanzgleichungen ist so gewählt, daß integrale Erhaltungseigenschaften auch im Diskreten gesichert werden. Die Kontinuitätsgleichung kann entweder vollständig oder gefiltert ($\text{div}(\rho v)=0$) verwendet werden. Als thermodynamische Prognosegröße wird die Entropie benutzt (HAUF et al. 1984), aus der sich zu jedem Zeitpunkt die Temperatur diagnostisch berechnen läßt. Für trockene Luft kann auch die potentielle Temperatur prognostiziert werden.

Für die Berechnung von Strömungen über einem Gebirge mit der Höhe $z_g(x,y)$ wird eine Koordinatentransformation $x'=x'(x)$, $y'=y'(y)$, $z'=z'(\eta)$, $\eta=z_T(z-z_g)/(z_T-z_g)$ verwendet, wobei z_T die Höhe der Modellobergrenze bezeichnet. Die Transformationen erlauben variable Auflösung (SCHUMANN & VOLKERT 1984).

Die turbulenten Flüsse werden entweder mit einem Modell erster Ordnung (K-Modell) oder zweiter

Ordnung (second order closure, SOC) berechnet. Das verwendete SOC-Modell enthält eine Bilanzgleichung für die kinetische Energie der subskaligen Turbulenz und quasi-stationär ("algebraisch") approximierten Bilanzgleichungen für die Abweichungen der Flüsse vom isotropen Turbulenzzustand. Die turbulente Längenskala wird als Funktion der Maschenweite, des Blackadarischen Mischungswegs und der Stabilität der Schichtung vorgegeben.

Im wolkenphysikalischen Teil wurden Modellsätze für bis zu acht Partikelsorten (Wolken-, Regentropfen, gefrorene Wolkentropfen, Eiskristalle, bereifte Eiskristalle, Schneeflocken, Graupel und Hagel) bereitgestellt und teilweise im Programm eingebaut. Parametrisierungen werden benutzt, da eine detaillierte, d.h. die einzelnen Teilchenspektren auflösende Betrachtungsweise einen sehr hohen Rechenaufwand erfordern würde. Dabei wird sowohl auf übliche Kessler-Parametrisierungen zurückgegriffen, als auch von neu entwickelten Ansätzen Gebrauch gemacht, welche mit Hilfe detaillierter mikrophysikalischer Rechnungen gewonnen wurden. Hiermit kann z.B. die Autokonversion von Wolkentropfen realistischer beschrieben werden. Eine ausführliche Darstellung der modellierten Wolkenphysik ist in HÖLLER (1986) zu finden.

Die Randbedingungen am unteren Rand schreiben die Feldwerte oder die Flüsse vor. Der Oberrand ist entweder als undurchlässiger Deckel oder als freie Oberfläche mit variabler Höhe und Strahlungsbedingung beschreibbar. Für die vier seitlichen Ränder kann aus einer Vielzahl von Randbedingungen gewählt werden: vorgegebene Randwerte, vorgegebene Flüsse, zweidimensionale Randlösung mit Strahlungsbedingung oder Periodizität.

Die Gleichungen werden mittels finiter Differenzen auf der Basis eines versetzten Netzes (staggered grid) approximiert. Die Impuls-Gleichungen werden mit dem Adams-Bashforth-Verfahren ohne numerische Diffusion und unter Sicherstellung integraler Bilanzen für Masse, Impuls und Energie integriert. Zur Sicherung der Positivität positiver Skalare im Diskreten wird das Smolarkiewicz-Verfahren benutzt, ein Aufwind-Verfahren zweiter Ordnung, das die numerische Diffusion klein hält. Druckgradient und Divergenz in der Kontinuitätsgleichung werden implizit behandelt, so daß der Zeitschritt nicht

von der Schallgeschwindigkeit begrenzt wird.

Als Folge der impliziten Teile ist zu jedem Zeitschritt eine Poisson- oder Helmholtz-Gleichung für das Druckfeld zu lösen. Hierfür wurden geeignete Lösungsverfahren entwickelt (SCHMIDT et al. 1984), die inzwischen die gesamte Palette von Randbedingungen zulassen. In kartesischen, äquidistanten Maschen liefern sie die Lösung direkt, sonst genügen wenige (2 bis 10) Iterationen.

Die Rechenprogramme sind nach einem einheitlichen Schema modular aufgebaut, für Rechnungen auf der CRAY vektorisiert, aber auch auf jedem Skalarrechner einsetzbar. Dank einer dynamischen Datenverwaltung kann das Programm auch dann angewandt werden, wenn der Hauptspeicher nur für etwas mehr als ein dreidimensionales Feld Platz bietet (VOLKERT & SCHUMANN 1985).

3. TESTS UND ANWENDUNGEN

Die Programme wurden zunächst einer Reihe formaler Tests unterzogen. Hierzu gehören Überprüfungen von Symmetrieeigenschaften mit Zufallszahlen (VOLKERT & SCHUMANN 1986), Invarianz dimensionsloser Ergebnisse bei Änderung des Maßeinheitensystems der Eingaben und Vergleiche mit zweidimensionalen analytischen Lösungen. In krummlinigen Koordinaten erwies sich auch die Überprüfung der Stationarität eines ruhenden hydrostatischen Zustandes als nicht trivialer Test der Druckrandbedingungen am unteren Rand.

Als erste physikalische Anwendungen wurden folgende Fälle betrachtet, die der weiteren Modellverifikation dienen: Mit der Modellversion für Wolkenphysik wurde der CCOPE-Testfall vom 19.7.81 nachgerechnet, der einer der Referenzfälle des WMO-Cloud-Modelling Workshops in Irsee 1985 war. Die bisherigen Simulationen zeigen die Entwicklung einer Wolke unter dem Einfluß von Scherung. Die Modellversion für Turbulenz wurde auf das Konvektionsexperiment von DEARDORFF & WILLIS (1985) angewandt und mit einem aufwendigeren eindimensionalen Modell verglichen (FINGER & SCHMIDT 1986). Dreidimensionale Simulationen zeigen hier, daß das Modell die beobachtete Ausbildung eines gegen den Gradienten gerichteten Wärmestroms richtig wiedergibt. Die Modellversion mit Orographie wurde auf zweidimensionale Modellberge angewandt, für die analytische Vergleichslösungen vorliegen (lineare Lösung für flachen Berg oder Long-Lösung). Der berechnete Druckverlust am Berg stimmt mit dem theoretischen Wert gut überein.

Obwohl noch weitere Tests ausstehen, läßt der Entwicklungsstand von MESOSCOP erkennen, daß dieses Modell als Basis für mesoskalige Klimastudien dienen kann.

4. LITERATUR

DEARDORFF, J.W.; WILLIS, G. E.: Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology* 32 (1985), S. 205-236.

FINGER, J.; SCHMIDT, H.: On the efficiency of different higher order turbulence models simulating the convective boundary layer. *Eingereicht bei Beitr. Phys. Atm.* (1986).

HAUF, T.; HÖLLER, H.; SCHUMANN, U.: Three-dimensional convective cloud dynamics - a new integration scheme. *Proc. 9th Intern. Cloud Physics Conf., Tallinn, USSR, Vol. II* (1984), S. 541-534.

HÖLLER, H.: Parametrization of cloud microphysical processes in a three-dimensional convection mesoscale model. *DFVLR-Forschungsbericht* (1986).

SCHMIDT, H.; SCHUMANN, U.; VOLKERT, H.; ULRICH, W.: Three-dimensional, direct and vectorized elliptic solvers for various boundary conditions. *DFVLR-Mitt.* 84-15 (1984).

SCHUMANN, U.; VOLKERT, H.: Three-dimensional mass- and momentum-consistent Helmholtz-equation in terrain-following coordinates. In W. Hackbusch (Ed.), *Notes on Numerical Fluid Mechanics Vol. 10* (1984), S. 109-131, Braunschweig: Vieweg.

VOLKERT, H., SCHUMANN, U.: Development of an atmospheric mesoscale model on a CRAY - Experiences with vectorization and input/output. In W. Schönauer & W. Gentzsch (Eds.): *Notes on Numerical Fluid Mechanics Vol. 12* (1985), S. 221-232, Braunschweig: Vieweg.

VOLKERT, H., SCHUMANN, U.: Development of an atmospheric mesoscale model - Setting up the version in terrain following coordinates. In D. Rues & W. Kordulla (Eds.): *Notes on Numerical Fluid Mechanics* (1986), Braunschweig: Vieweg, im Druck.

NUMERISCHE SIMULATION DES URBANEN KLIMAS MIT EINEM DREIDIMENSIONALEN MODELL

Joachim Eichhorn, Reinhold Schrodin, Wilford Zdunkowski
Institut für Meteorologie der Universität Mainz

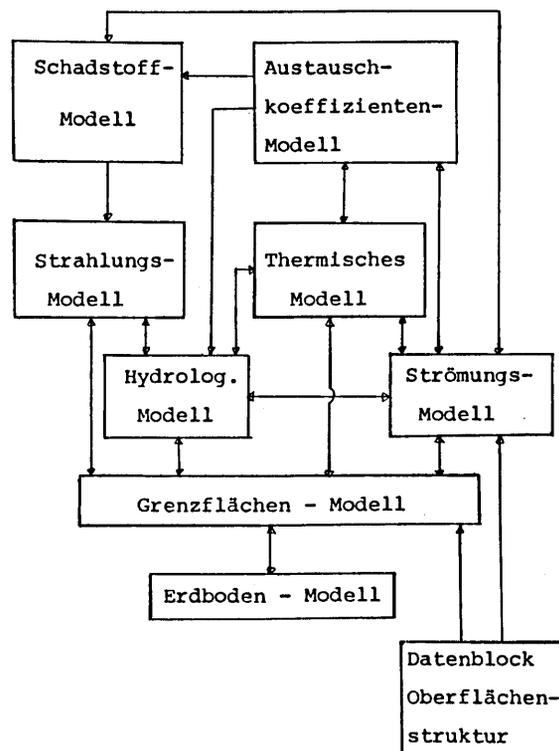
1. EINLEITUNG

Klimamodelle müssen der Anforderung genügen, das äußerst komplex vernetzte System atmosphärischer Prozesse (Impuls-, Massentransport, thermische Prozesse, Strahlung, hydrologischer Zyklus) in Rückkopplung mit der atmosphärischen Umgebung (Erdboden, Wasser-, Eisfläche) und anthropogener Eingriffe (Veränderungen von Landschaftsoberflächenstrukturen, Schadstoffemissionen) zu simulieren. Wichtige Beiträge zum Verständnis regionaler klimatischer Abläufe wurden durch die Entwicklung zweidimensionaler Stadtklimamodelle (z.B. BORNSTEIN (1979), SIEVERS und MAYER (1983)) geleistet.

In zunehmendem Maße werden städtebauliche Planungskonzepte unter Beachtung klimatischer und lufthygienischer Auswirkungen auf die in Ballungsräumen lebenden Menschen erstellt. Stadtgebiete sind jedoch generell äußerst inhomogen strukturiert. Verlässliche Vorhersagen über Auswirkungen städtebaulicher Veränderungen auf das Stadtklima werden daher nur von dreidimensional ausgelegten Modellen erwartet.

2. DAS MAINZER URBANE SIMULATIONSMODELL (MAUSI)

Die Entwicklung immer leistungsfähigerer Großrechenanlagen erlaubt, zweidimensionale Modelle in zunehmendem Maße durch dreidimensionale zu ersetzen. Am Institut für Meteorologie der Universität Mainz wurde ein dreidimensionales, nichthydrostatisches, mesoskalig hochauflösendes Prognosemodell entwickelt, dessen Aufbau durch das folgende Schema verdeutlicht wird.



MAUSI verwendet die Bewegungsgleichungen in ihrer originären Form, boussinesq-approximiert, das Strömungsfeld wird divergenzfrei angesetzt. Eine Verträglichkeitsbedingung für das Stördruckfeld muß gelöst werden. Hinzu treten die Prognosegleichungen für die Luft- und Erdbodentemperatur, den atmosphärischen Wasserhaushalt und für (chemisch passive) Schadstoffe. Die Bestimmung der Zustandsvariablen an der Grenzfläche Erdboden/Atmosphäre erfolgt durch Auswertung der Energiebilanzgleichung. Zur numerischen Behandlung der atmosphärischen Prognosegleichungen gelangt das ADI-(alternating direction implicit) Verfahren nach DOUGLAS und RACHFORD (1956) zum Einsatz.

3. KLIMARELEVANTE MODELLPARAMETER

Die charakteristischen klimabestimmenden Eigenschaften eines Gebietes werden in den Modellgleichungen über physikalische Konstanten und Parameter erfaßt. Dies sind in MAUSI

- Wärmeleitfähigkeit und thermische Diffusivität des Erdbodens
- Rauigkeitsparameter
- Verdunstungsparameter
- Art und Dichte der Bebauung
- mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient für Wände und Dächer der bebauten Gebiete
- Strahlungsparameter

Die umfassende Kenntnis dieser Größen als Funktion des Ortes innerhalb des zur Klimasi- mulation ausgewählten Gebietes ist wünschens- wert. Beispielsweise liegen für die Stadt München Datensätze über den Rauigkeitspara- meter und die Bebauung (Rasterweite 250 m) vor. (H. MAYER und W. BRÜNDL (1984))

4. MODELLRECHNUNGEN

Die Leistungsfähigkeit von MAUSI kann anhand von Modellrechnungen, die eine idealisierte Stadt zugrunde legen, sowie durch Vergleiche mit realen Meßdaten unter Beweis gestellt wer- den. Bislang mußten derartige Rechnungen auf der relativ langsamen Rechenanlage der Univer- sität Mainz durchgeführt werden. Die Untersu- chungen beschränken sich daher zunächst auf eine übersichtlich strukturierte Modellstadt.

BORNSTEIN, R.D.

BRÜNDL, W., KNIEP, M., MAYER, H.:

DOUGLAS, J., RACHFORD, H.:

MAYER, H., BRÜNDL, W.:

SIEVERS, U., MAYER, I.:

Sie geben beispielsweise Aufschluß darüber

- welches Eigenklima eine in ein bereits voll- ständig bebautes Gebiet eingebettete Grün- fläche aufweist
- welche klimatischen Auswirkungen der Grün- fläche auf die im Lee gelegenen Stadtberei- che zu erwarten sind
- welche klimatischen Folgen aus der Umwand- lung dieser Grünfläche in bebautes Gelände für das Stadtgebiet resultieren.

5. AUSBLICK

Vorgesehene Zugriffsmöglichkeiten auf einen Rechner der neueren Generation erlauben es, die bisherigen Simulationsrechnungen anhand vorgegebener idealisierter Stadtgebiete auf reale Städte auszudehnen. Der Schwerpunkt liegt auf der Anwendung des dreidimensionalen Klimamodells auf die Stadt München. Vorrangi- ges Ziel ist die Verifikation mittels Meßdaten aus dem Meßprogramm STADTKLIMA BAYERN (W. BRÜNDL, M. KNIEP, H. MAYER (1985)) verbunden mit ausgewählten Fallstudien.

The Two-Dimensional URBMET Urban Boundary Layer Model. J. Appl. Meteor., 14,1459-1477 (1975)

Untersuchung des Einflusses von Bebauung und Bewuchs auf das Klima und die lufthygienischen Verhältnisse in bayrischen Großstädten (1985)

On the Numerical Solution of Heat Conduction Problems in Two or Three Variables. Trans. Amer. Math. Soc., 82 (1956)

Mitteilungen der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft 2/84 Stadtklima Bayern (1984)

Entwicklung und Anwendung eines Simulations- modells zur Ermittlung lokaler Klimaschwankun- gen in Stadtgebieten durch Luftverunreinigun- gen, Abwärme und städtebauliche Maßnahmen. Institut für Meteorologie, Univ. Mainz (1983)

SOLARER STRAHLUNGSTRANSPORT IN REALISTISCHEN ATMOSPHÄREN
MIT DREIDIMENSIONALEN WOLKENFELDERN

Thomas Trautmann und Wilford Zdunkowski

Institut für Meteorologie
Johannes Gutenberg-Universität
Postfach 3980, 6500 Mainz

1 EINLEITUNG

Zur Berechnung des Strahlungstransportes ist die eindimensionale Behandlung der Wolken nur bei stratiformer Bewölkung gerechtfertigt. Häufig wird jedoch Bewölkung in Gestalt von durchbrochenen Wolkenschichten oder mehr oder weniger regelmäßigen Wolkenfeldern beobachtet. Die Bedeutung der Seitenflächen läßt sich an mächtigen Cumulonimbuswolken beobachten, deren seitliche Ränder oftmals um ein Vielfaches heller sind als deren Basis. Spektrale Berechnungen mit würfelförmigen Wolken (optische Dicke $\tau \approx 20$) ergeben bei reiner Streuung und senkrechtem Sonnenstand, daß die aus den Seitenflächen herausgestreute kurzwellige Strahlungsenergie bis zu siebenmal so groß sein kann wie die aus der Basis austretende Energie. Die Albedo von finiten Wolken, definiert als der rückgestreute Anteil der insgesamt auf die Wolke auftreffenden Strahlungsenergie, erweist sich stets geringer als die Albedo der entsprechenden Wolkendecke. Umgekehrt sind die Verhältnisse bei der Transmission.

Die vorliegende Studie befaßt sich mit dem solaren Strahlungstransport ($0.28 - 6 \mu\text{m}$) in idealisierten quaderförmigen Wolken und regelmäßigen, horizontal unendlich ausgedehnten Wolkenfeldern mit identischen Wolkenelementen. Die Effekte der Abschattung und der Strahlungswechselwirkung benachbarter Wolkenelemente werden in einfacher Weise modelliert. Die idealisierten Wolkenfelder sind eingebettet in eine Wasserdampf-atmosphäre und befinden sich über einem reflektierenden Erdboden. Streuprozesse in der wolkenfreien Atmosphäre werden nicht berücksichtigt. Es werden solare Erwärmungsraten innerhalb der Wolken berechnet.

2 MODELLBESCHREIBUNG

Die Modellatmosphäre wird unterteilt in drei Bereiche (s. Abb. 1):

- Region I: wolkenfrei, Absorption durch H_2O -Dampf
- Region II: Wolkenfeld mit Tropfenextinktion, Absorption durch H_2O -Dampf innerhalb der Wolken und in den Wolken-"Lücken"
- Region III: wolkenfrei, Absorption durch H_2O -Dampf und diffuse Erdbodenreflexion

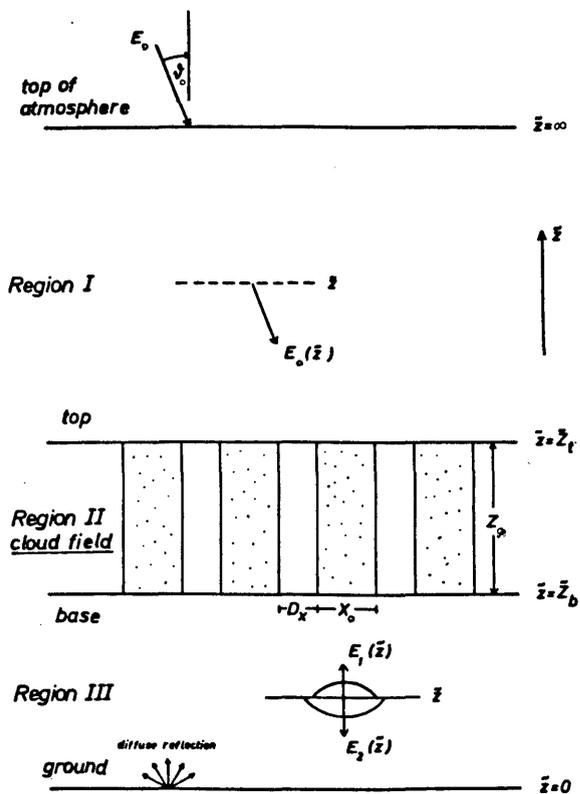


Abb. 1: Vertikalschnitt durch die Modellatmosphäre.

Zur Beschreibung des Strahlungstransports in einer isolierten quaderförmigen Wolke wird das "Finite Analytical Model" von DAVIES (1978) verwendet. Die Wolke wird von einer parallelen und homogenen Strahlungsflußdichte so beleuchtet, daß nur die Wolkenoberseite und eine Seitenfläche bestrahlt werden. CLAUSSEN (1982) erweiterte dieses Modell zu einem spektralen Modell für ein regelmäßiges Wolkenfeld, das aus identischen Einzelwolken aufgebaut, in Vakuum eingebettet ist und sich über einem nicht reflektierenden Erdboden befindet. In dieser Arbeit wird versucht, diese Einschränkungen approximativ zu beseitigen. Zur Berücksichtigung der Erdbodenreflexion und der H₂O-Dampf-Absorption oberhalb und unterhalb des Wolkenfeldes, wird dieses mit einem Zweistrommodell gekoppelt. Hierzu werden in den Niveaus $\tilde{z}=\tilde{z}_t$, $\tilde{z}=\tilde{z}_b$ (Obergrenze, Basis des Wolkenfeldes) jeweils flächengemittelte Strahlungsflußdichten definiert.

Die Absorption durch H₂O-Dampf in den "Lücken" von Region II hat zur Folge, daß die sonnenzugewandte Seite einer einzelnen Wolke inhomogene direkte Bestrahlung erfährt. Diese wird durch eine flächengemittelte direkte Flußdichte ersetzt. Die Strahlungswechselwirkung zwischen den Wolken selbst wird modelliert durch einen Geometriefaktor, der mit einem konstanten Transmissionfaktor multipliziert wird. Die Absorption der aus den Seiten austretenden diffusen Strahlung wird abgeschätzt über eine konstante Flußtransmissionsfunktion. Hierzu wird die aus den Seitenflächen des Wolkenfeldes austretende Strahlungsenergie gleichmäßig über eine gedachte horizontale Fläche verteilt. Die durch die Wolkenoberseiten eintretende Sonnenstrahlung erzeugt auf den Seitenflächen ein Maximum der gestreuten Flüsse, das knapp 100 m unter der Wolkenoberkante liegt. Die in eine Seite eintretende Sonnenstrahlung wird dagegen symmetrisch bzgl. der Seitenmitten herausgestreut.

Die gedachte horizontale Fläche wird daher einmal in die Höhe des Strahlungsmaximums und einmal in die Höhe der Seitenmitte gelegt.

3 BERECHNUNGEN

Die spektrale Integration über das solare Spektrum wird mit der "Exponential Fit"-Methode ausgeführt. Die zugehörigen Entwicklungskoeffizienten sind der Arbeit von ZDUNKOWSKI et al. (1982) entnommen. Das Wolkenfeld besteht aus kubischen Cumuluswolken (Kantenlänge 1000 m) mit Flüssigwassergehalt 0.1, 0.2 und 0.3 gm⁻³ und ist in eine Sommeratmosphäre mittlerer Breiten eingebettet. Der Bedeckungsgrad beträgt 25 %, die Basis des Wolkenfeldes befindet sich in 1000 m Höhe über dem diffus reflektierenden Erdboden. Die Berechnungen zeigen als wesentliches Ergebnis, daß -im Vergleich zu nichtreflektierendem Erdboden- eine zusätzliche solare Erwärmung von maximal 0.3 - 0.4 K/h an der Untergrenze der Wolkenelemente infolge der Vielfachreflexion zwischen Erdboden (Albedo 20 %) und Wolkenfeld auftritt.

4 LITERATUR

- Claussen, M.: On the radiative interaction in three-dimensional cloud fields. - Beitr. Phys. Atmosph. 55, 158-169 (1982)
- Davies, R.: The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds. - J. Atm. Sci. 35, 1712-1725 (1978)
- Trautmann, T., Zdunkowski, W.: Transfer of solar radiation in a regular field of rectangular clouds.
Accepted for Publication
- Zdunkowski, W.G., Panhans, W.-G., Welch, R.M., Korb, G.J.: A radiative scheme for circulation and climate models. - Beitr. Phys. Atmosph. 55, 215-238 (1982)

RÜCKSCHLÜSSE AUS DER WANDERUNG VON BARCHANEN AUF DIE VORHERRSCHENDEN
WINDVERHÄLTNISSE IN WÜSTENGEBIETEN

F. Wippermann, G. Gross

Institut für Meteorologie, Technische Hochschule Darmstadt

1. Einleitung

Barchane sind sichelförmige Dünen, zwischen deren beiden Flügeln oder Hörnern sich eine Rutschfläche (Neigung 32°-36°) ausbildet; siehe Abb.1.

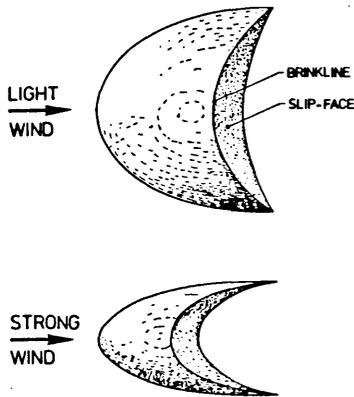


Abb. 1

Sie wandern, die Hörner nach vorne, etwa 10-50 m/Jahr abhängig von Dünengröße und Kornbeschaffenheit. Hierzu wird der Sand auf der längeren Luvseite abgetragen, unter dem Einfluß des Windes die Düne aufwärts bis zur Abbruchlinie befördert und rutscht dann in vielen kleinen Lawinen auf der Rutschfläche abwärts, wodurch deren Voranschreiten bewirkt wird. Da Barchane nur dort sich bilden können, wo nahezu richtungs konstante Winde wehen, kann aus ihrer Verlagerung auf die vorherrschenden Windverhältnisse geschlossen werden.

2. Die vorherrschende Windrichtung

Die genaue Vermessung eines Dünenfeldes an zwei um einige Jahre auseinanderliegenden Zeitpunkten läßt eindeutige Rückschlüsse auf die vorherrschende Windrichtung zu. Abb. 2 gibt ein Beispiel dafür aus der Pampa de la Joya in Peru (LETTAU 1978). Man erkennt die Positionen von Barchanen (nummeriert, z.T. mit Namen versehen) jeweils in den Jahren 1955, 1958 und 1964; die Verbindungslinien geben die vorherrschende Windrichtung. Man kann aber auch Strömungskarten allein aus der Orientierung von Barchanen konstruieren, z. B. HOWARD 1985.

3. Die vorherrschende Windgeschwindigkeit

Die Verlagerungsgeschwindigkeit der Barchane erlaubt allenfalls einen Schluß auf die mittlere Windgeschwindigkeit, doch wird selbst dies dadurch erschwert, daß der für die Verlagerung erforderliche Sandtransport (durch Saltation) erst bei Erreichen einer kritischen Ge-

schwindigkeit des Windes einsetzen kann. Auch eventuelle Schwankungen um die vorherrschende Windrichtung müssen sich verlangsamt auf die Verlagerungsgeschwindigkeit auswirken. Der Zusammenhang zwischen Verlagerungsgeschwindigkeit und mittlerer Windgeschwindigkeit ist derzeit noch weitgehend ungeklärt; es ist jedoch zu hoffen, daß man aus der letzteren wird einmal auf die erstere schließen können, wenn die Verlagerung eines Barchans als solche besser verstanden wird; dem könnten z.B. numerische Simulationen dienen.

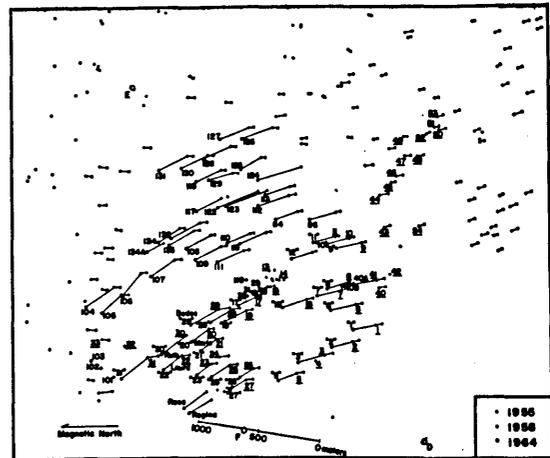


Abb. 2

4. Untersuchungen zur Verlagerungsgeschwindigkeit von Barchanen

Soll die Bildung und Verlagerung eines Barchans (numerisch) simuliert werden, so hat dies in drei Schritten zu erfolgen:

- Berechnung des durch einen Barchan gestörten (stationären) Geschwindigkeitsfeldes $\mathbf{v}(x,y,z)$; das ungestörte Geschwindigkeitsfeld wird vorgegeben. Aus $\mathbf{v}(x,y,z)$ ist die Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{v}_*(x,y)$ zu bestimmen.
- Berechnung des Sandtransportes $q(x,y)$ durch Saltation nach einer der zahlreichen empirischen Formeln, hier LETTAU 1978

$$q = C q g^{-1} v_* |v_*| (|v_*| - |v_{*T}|) \quad |v_*| \geq |v_{*T}|$$

$$q = 0 \quad |v_*| < |v_{*T}|$$

Hierin wird die in Schritt (a) erhaltene Schubspannungsgeschwindigkeit benötigt. Die Konstante C hat den Wert 5,5, die kritische Schubspannungsgeschwindigkeit $|v_{*T}|$ einen solchen zwischen 0.20 und 0.25 m/s.

(c) Berechnung der Erosions- und Depositionsraten $\frac{\partial h}{\partial t}$ (=Höhenänderungen)

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_s} \nabla \cdot \mathbf{q}$$

allerdings gesonderte Behandlung der leewärtigen Gutschfläche. ρ_s hat Werte um 1.35 g/cm^3 .

Anschließend erfolgt die Berechnung der Formveränderung

$$h(x,y,t_{k+1}) = h(x,y,t_k) + \frac{\partial h}{\partial t}(x,y,t_k) \Delta t_h$$

Für den Schritt (a) wurde das mesoskalige, nicht-hydrostatische, numerische Simulationsmodell FITNAH (Beschreibung z.B. bei GROSS 1985) verwendet. Das Gitter für den wegen der Symmetrie nur halben Barchan hatte $71 \times 36 \times 20$ Gitterpunkte mit $\Delta x = \Delta y = 2\text{m}$, während Δz variabel war mit 1m am unteren und 3m am oberen Modellrand bei $H = 37\text{m}$. Der Zeitschritt bei den Rechnungen zum Erreichen der Stationarität betrug $10 - 100\text{ms}$. Es wurden 2 Fälle berechnet, einmal mit $u_0 = 7.0\text{ m/s}$ (in $z = 1\text{m}$), zum andern mit $u_0 = 3.5\text{ m/s}$. Die Abb.3 zeigt, daß das Geschwindigkeitsfeld z.B. im Lee, d.h. über der Rutschfläche, richtig berechnet werden kann; es tritt dort den Beobachtungen entsprechend eine Ablösung auf.

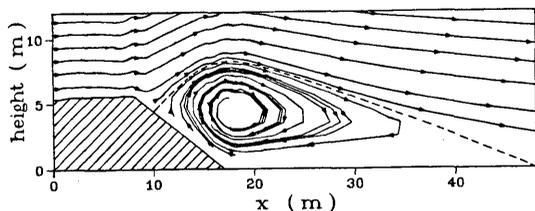


Abb. 3

Der Schritt (b) läßt sich problemlos ausführen, nachdem zuvor im Schritt (a) auch die Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{v}_*(x,y,t_k)$ berechnet worden ist.

Für den Schritt (c) wurde mit einem 7.5 m hohen kegelförmigen Sandhaufen (6630 to) begonnen und seine Veränderungen mit der Zeit berechnet; dies ist in Schritten von $\Delta t_k = 1\text{ h}$ (Fall 1), bzw. $= 4\text{ h}$ im Fall 2 geschehen. Abb. 4 zeigt den entstehenden Barchan nach 8 und 16 Tagen ($u_0 = 7.0\text{ m/s}$). Auch die für starke und schwache Winde unterschiedliche Form des Barchans (s.Abb. 1) kann in den Simulationen erhalten werden.

Wenn hier auch erstmals die Bildung und Verlagerung eines Barchans simuliert werden konnte, bedarf es doch noch vieler Anstrengungen, bis der Zusammenhang zwischen Verlagerungsgeschwindigkeit und mittlerer Windgeschwindigkeit aufgeklärt werden kann.

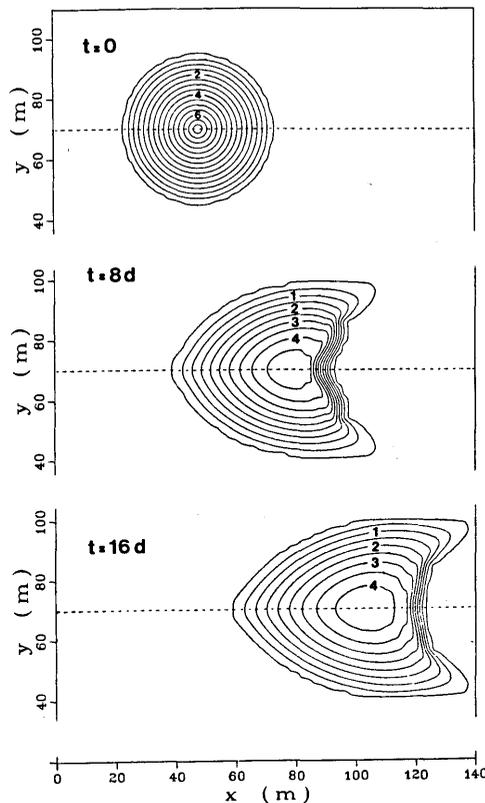


Abb.4

5. Literatur

- GROSS, G. An Explanation of the "Maloja-Serpent" by Numerical Simulation *Contr.Phys.Atm.* 58, 441-457 (1985)
- HOWARD, A.D. Interaction of Sand Transport with Topography and Local Winds in the Northern Peruvian Coastal Desert *Proc.Intern. Workshop on the Physics of Blown Sand*, May 1985, Aarhus University, Denmark, im Druck
- LETTAU, H.H. u. LETTAU, K. Exploring the World's Driest Climate *IES-Report 101*, pp 264. Center for Climatic Research, University of Wisconsin-Madison, (1978)

Heinz Fortak

Freie Universität Berlin

1 EINLEITUNG

Die theoretisch-physikalischen Grundlagen der heutigen meteorologischen Simulationstechnik entstammen fast ausschließlich der Phase der klassischen deterministischen Physik des 19. bzw. schon des 18. Jahrhunderts. Die NAVIER-STOKESschen Gleichungen für kompressible Fluide in rotierenden Koordinatensystemen beruhen auf grundlegenden Arbeiten von EULER (1755), NAVIER (1822), DE SAINT-VENANT (1834), CORIOLIS (1835) und STOKES (1845), die Gesetze der Wärmeleitung und der Thermodynamik auf Arbeiten von FOURIER (1822), CLAUDIUS (1850 - 1865), BOLTZMANN (1877), v. HELMHOLTZ (1885) und v. BEZOLD (1888), die Zustandsgleichung idealer Gase auf Arbeiten von BOYLE (1661), MARIOTTE (1667) und GAY-LUSSAC (1833), die Gesetze der Strahlung und der Strahlungsübertragung auf Arbeiten von KIRCHHOFF (1859), STEFAN (1879), PLANCK (1900) und SCHWARZSCHILD (1906) und schließlich die bis heute wirkenden Anregungen zur Einbeziehung der Turbulenz auf Arbeiten von REYNOLDS (1880) und PRANDTL (1904).

Das so zusammengetragene Gleichungssystem gilt primär nur für den molekularen Scale. Der Übergang zur Behandlung makroskopischer Systeme erweist sich auch in der Physik unserer Tage oft noch als ein beachtenswertes Problem. In der Meteorologie entschloß man sich angesichts der bereitstehenden Großrechner, die im Makroskopischen auftretenden Korrelationsprodukte in Abhängigkeit von den Variablen des makroskopischen Scales darzustellen, zu parameterisieren. Damit befindet man sich weiterhin voll im Rahmen der klassischen deterministischen Physik. Dort wurden autonome Systeme der Art $\dot{X} = G(X)$ betrachtet mit Lösungen $X(t) = F_{t;t_0}(X(t_0))$,

die ausschließlich von einem irgendwann festgestellten Anfangszustand $X(t_0)$ abhängen. Bei Zwischenschaltung einer Zeit t_1 ($t_0 < t_1 < t$) folgt aus $X(t) = F_{t;t_1}(X(t_1)) = F_{t;t_1} F_{t_1;t_0}(X(t_0))$ als Operatorgleichung für einen deterministischen Prozess ohne Nachwirkung (Gedächtnis)

$$F_{t;t_0} = F_{t;t_1} F_{t_1;t_0} \quad (1)$$

In dem nach 1900 einsetzenden Übergang von der deterministischen zur statistischen Physik trat das stochastische Analogon zu (1), die SMOLUCHOWSKI-EINSTEINSche Gleichung, d.h.

$$p_1(X/X_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dX_1 p_1(X/X_1) p_1(X_1/X_0) \quad (2)$$

für stochastische Prozesse vom MARKOWschen Typ, d.h. für solche ohne Nachwirkung, an die Stelle von (1) (s. KEMPE (1974)). In der Klimatologie sieht HASSELMANN (1976) das gekoppelte System Atmosphäre, Ozeane, ... als ein MARKOWsches System mit Eigenschaften, wie man sie von der BROWNSchen Molekularbewegung her kennt.

Der deterministischen wie der MARKOW-stochastischen Behandlung der physikalischen Erscheinungen liegt der tief verwurzelte Glaube an die Kausalität allen Naturgeschehens zugrunde. Zweifel hieran sind seit vielen Jahrzehnten geäußert und diskutiert worden. Neben der sehr lesenswerten Arbeit von PLANCK (1948) ist es vor allem die Arbeit von ERTEL (1954), die das Problem verständlich macht. ERTEL führt die prinzipielle Indeterminiertheit physikalischer Systeme darauf zurück, daß diese nie als abgeschlossen (in allgemeinstem Sinne gesehen) betrachtet werden können, und daß man meist nicht in der Lage ist, die Wechselwirkungen zwischen dem interessierenden System und seiner "Nachbarschaft" adäquat zu erfassen. Nach Sätzen der Statistik sind derartige Systeme stochastische

Systeme nicht-MARKOWscher Art mit Nachwirkung (KEMPE (1974)).

Die Physik behandelt Systeme mit Nachwirkung z.B. im Rahmen der Elastizitätstheorie, wo die Ursachen für dieses Phänomen in Abweichungen vom HOOKEschen Gesetz (1679) zu suchen sind (s. v. KÁRMÁN (1916), BECKER/BÜRGER (1975)).

Im Unterschied zu deterministischen Systemen ohne Nachwirkung werden solche mit Nachwirkung durch Integro-Differentialgleichungen des Typs von VOLTERRA mit Faltungsintegral beschrieben.

Die heutige statistische Physik geht zur Behandlung von Systemen fern vom Gleichgewicht von Mastergleichungen aus, welche die Gestalt der o.a. Integro-Differentialgleichungen besitzen. Der Hinweis, daß es sich prinzipiell um stochastische Prozesse mit Nachwirkung handelt, fehlt dabei nie. Nur bemüht man sich gegenwärtig noch, die Existenz von MARKOWschen Grenzfällen, d.h. die Existenz von kinetischen Gleichungen beispielsweise der eingangs genannten Art nachzuweisen (SPOHN (1980)). Die Meteorologie kann jedoch davon ausgehen, daß an der Existenz ihres Gleichungssystems für den molekularen Scale und dem dort gültigen Kausalitätsprinzip nicht gerüttelt werden wird.

Der Übergang vom molekularen zu makroskopischen Scales bleibt auch im Rahmen der Physik heute noch als schwer lösbares Problem bestehen, wie das noch ungelöste Turbulenzproblem beweist. Parameterisierungen empirischer Art, wie sie seit Anfang der 70er Jahre verstärkt in der Meteorologie verwendet werden, tragen zur Lösung des prinzipiellen Problems nicht bei, da man im Rahmen der klassischen deterministischen Physik verbleibt. Die heutige statistische Mechanik beschreitet jedoch neue Wege, indem sie ihre interessierenden (beobachtbaren) Systeme in Wechselwirkung mit ihrer Nachbarschaft, meist ein "Wärmebad", behandelt. Die Analogie zur Meteorologie liegt nahe: Die beobachtbaren Scales bilden das interessierende System, alle nicht routinemäßig erfaßbaren Scales sind dem "Wärmebad" zuzuordnen. Im Raum der Scales gesehen erhält man so ein intern

offenes hydrodynamisches System mit einer internen Berandung im Raum der Wellenzahlen. Oft sind dem "Wärmebad" schwer zu erfassende physikalische Untersysteme mit stark abweichenden Zeitkonstanten zuzuordnen, was insbesondere in der Klimatologie zutrifft.

In der statistischen Mechanik leitet man für derartige Probleme verallgemeinerte nichtlineare LANGEVINsche Gleichungen ab, welche die Form von Integro-Differentialgleichungen besitzen und somit nicht-MARKOWsche Prozesse mit Nachwirkung beschreiben (FORD, KAC und MAZUR (1965), ZWANZIG (1973), im Zusammenhang mit dem Turbulenzproblem ganz besonders GROSSMANN (1971)).

2 HYDRODYNAMISCHE SYSTEME MIT GEDÄCHTNIS

Die Forschung auf dem Gebiet der nichtlinearen dynamischen Systeme bedient sich heute fast ausschließlich der "Spektralform" für die verwendeten Gleichungssysteme. In der physikalischen Turbulenztheorie ist diese Methode (für quaderförmige Gebiete) sehr alt (s. HINZE (1959), GROSSMANN (1971), LANGE (1971)). In die Dynamik der Atmosphäre fand sie schwer Eingang. Nach ersten Ansätzen (SILBERMAN (1954), PLATZMAN (1960)) führte vor allem LORENZ in einer Reihe von viel beachteten Arbeiten seine grundlegenden theoretischen Untersuchungen unter Verwendung der Gleichungen in Spektralform durch. Heute sind große Forschungszweige der Mathematik und Physik von diesen ersten Ansätzen aus der Meteorologie als befruchtet anzusehen. Aber auch in der numerischen Simulationstechnik der Meteorologie setzt sich die Spektralmethode zunehmend durch.

Jedes komplexe, gegebenenfalls aus Teilsystemen zusammengesetzte hydrodynamische System läßt sich in der folgenden Spektralform behandeln (FORTAK (1973), DUTTON (1982)):

$$\dot{X} = A:XX - B \cdot X + C \quad (3)$$

wobei die Elemente der 3D-Matrix $A \equiv A_{klm}$, der 2D-Matrix $B \equiv B_{km}$ sowie des Vektors $C \equiv C_k$ modellspezifisch für unbegrenzt wachsende Indizes explizit berechenbar sind. Der Vektor $X(t)$

repräsentiert den gesamten Zustand des Systems im Zustandsraum, seine zeitliche Änderung durchläuft eine Trajektorie im Zustandsraum. In allen Anwendungen von (3) wird meist schon nach wenigen Gliedern der Reihenentwicklung abgebrochen. Die überraschendsten Ergebnisse kamen bereits unter Verwendung von weniger als 10 Amplituden heraus (LORENZ (1963), NICOLIS/PRIGOGINE (1977), HAKEN (1981)). Eine vollständigere Verwendung im Zusammenhang mit der stochastisch-dynamischen Vorhersage leitete EPSTEIN (1969) ein.

In der gegenwärtigen statistischen Mechanik ordnet man die normalerweise abgehackten Reihenglieder dem "Wärmebad" zu und schreibt: $X = X^S + X^T$ mit dem makroskopischen Unterraum der beobachtbaren Prozesse (X^S) und demjenigen, über den in der Regel sehr wenig bekannt ist (X^T). Durch geeignete Aufspaltung erhält man aus (3) die beiden miteinander gekoppelten Gleichungssysteme

$$\dot{X}^S = N^S(X^S) - M_T^S(X^S) \cdot X^T + A_{TT}^S : X^T X^T \quad (4)$$

$$\dot{X}^T = N^T(X^S) - M_T^T(X^S) \cdot X^T + A_{TT}^T : X^T X^T \quad (5)$$

mit den nur von X^S abhängigen Koeffizienten

$$N^S(X^S) = A_{SS}^S : X^S X^S - B_S^S \cdot X^S + C^S$$

$$N^T(X^S) = A_{SS}^T : X^S X^S - B_S^T \cdot X^S + C^T$$

$$M_T^S(X^S) = B_T^S - (A_{ST}^S + \bar{A}_{TS}^S) \cdot X^S$$

$$M_T^T(X^S) = B_T^T - (A_{ST}^T + \bar{A}_{TS}^T) \cdot X^S$$

Im Gegensatz zu X^S wird X^T als eine stochastische Variable mit $X^T = \langle X^T \rangle + X^{T'}$, $\langle X^{T'} \rangle = 0$ aufgefaßt. Beachtet man weiterhin, daß wegen der Gültigkeit der LIOUVILLESchen Gleichung Erwartungswert und Zeitableitung vertauscht werden können, dann produziert die Bildung des Erwartungswertes in (4) und (5) lediglich den Zusatzterm $\langle X^{T'} X^{T'} \rangle$. Subtrahiert man von (5) ihre "gemittelte" Version, dann entsteht für die Fluktuation $X^{T'}$

$$\dot{X}^{T'} = -M_T^T(X^S) \cdot X^{T'} + A_{TT}^T : [\langle X^T \rangle X^{T'} + X^{T'} \langle X^T \rangle + X^{T'} X^{T'} - \langle X^{T'} X^{T'} \rangle]$$

Die formale Integration ergibt

$$X^{T'} = \exp(-(t-t_0)B_T^T) \cdot X^{T'}(t_0) + \int_{t_0}^t dt_1 \exp(-(t-t_1)B_T^T) \cdot (G(X^S(t_1), \langle X^T \rangle(t_1))) \cdot X^{T'}(t_1) + A_{TT}^T : [X^{T'}(t_1) X^{T'}(t_1) - \langle X^{T'}(t_1) X^{T'}(t_1) \rangle] \quad (6)$$

mit

$$G(X^S, \langle X^T \rangle) = (A_{ST}^T + \bar{A}_{TS}^T) \cdot X^S(t) + (A_{TT}^T + \bar{A}_{TT}^T) \cdot \langle X^T(t) \rangle.$$

Multipliziert man (6) mit $X^{T'}(t)$ und bildet man dann den Erwartungswert, dann ergibt sich für die Korrelation $\langle X^{T'}(t) X^{T'}(t) \rangle$ die folgende Integralgleichung

$$\langle X^{T'}(t) X^{T'}(t) \rangle = \exp(-(t-t_0)B_T^T) \cdot \langle X^{T'}(t_0) X^{T'}(t_0) \rangle + \int_{t_0}^t dt_1 \exp(-(t-t_1)B_T^T) \cdot (G(X^S, \langle X^T \rangle) \cdot \langle X^{T'}(t_1) X^{T'}(t) \rangle + A_{TT}^T : \langle X^{T'}(t_1) X^{T'}(t_1) X^{T'}(t) \rangle). \quad (7)$$

Im Falle der NAVIER-STOKESSchen Gleichungen zeigt GROSSMANN (1971), wie sich durch geeignete Zusammenfassung der beiden Summanden unter dem Integral eine LAGRANGESche Zeitintegration und weiter, wie sich aus der Integralgleichung approximativ eine LAGRANGESche Viskosität ableitet. Allgemein erkennt man, daß die Korrelation $\langle X^{T'} X^{T'} \rangle$ über die Funktion G in gekoppelter Weise von den Lösungen X^S und $\langle X^T \rangle$ abhängt, daß sie diese aber andererseits über die gemittelten Gleichungen (4) und (5) mitbestimmt. Die prinzipielle Unkenntnis des Anfangswertes $X^{T'}(t_0)$ weist (7) als eine stochastische Integralgleichung aus.

Die dem "Wärmebad" zuzurechnende Gleichung (5), nach Bildung des Erwartungswertes, d.h.

$$\langle \dot{X}^T \rangle = N^T(X^S) - M_T^T(X^S) \cdot \langle X^T \rangle + A_{TT}^T : [\langle X^T \rangle \langle X^T \rangle + \langle X^{T'} X^{T'} \rangle]$$

wird in diesem Zusammenhang analog zu vorigem formal gelöst. Auf die Wiedergabe der Lösung, die im Vortrag diskutiert wurde, wird an dieser Stelle verzichtet. Es entsteht dabei wieder eine Integralgleichung vom Faltungstypus, die infolge der prinzipiellen Unkenntnis der Anfangsbedingungen $\langle X^T(t_0) \rangle$ stochastischen Charakter besitzt.

Die Vorhersagegleichung für beobachtbare Scales, bzw. für das zentral interessierende

System, ist die "gemittelte" Gleichung (4)

$$\dot{X}^S = N^S(X^S) - M_T^S(X^S) \cdot \langle X^T \rangle + A_{TT}^S : [\langle X^T \rangle \langle X^T \rangle + \langle X^T X^T \rangle] \quad (8)$$

Nach Einführung der Lösungen $\langle X^T \rangle$ und $\langle X^T X^T \rangle$ ist diese Gleichung eine (stochastische) Integral-Differentialgleichung und beschreibt daher stochastische Prozesse mit Nachwirkung. Dazu löst man (7) iterativ, wobei sich die Korrelation als Faltungsintegral über X^S und $\langle X^T \rangle$ ergibt. Dasselbe geschieht mit der Integralgleichung, die sich als Lösung für $\langle X^T \rangle$ angeben ließ. Hier hängt dann nur noch alles von X^S ab, sodaß anstelle aller Glieder auf der rechten Seite von (8), mit Ausnahme natürlich des ersten Terms, ineinandergeschachtelte Faltungsintegrale über X^S erscheinen. Exakt bleibt aber nur Gl. (8), die normalerweise in der mehr oder weniger abgehackten Form

$$\dot{X}^S = N^S(X^S)$$

Verwendung findet. Im Unterschied dazu steckt in der hier dargestellten Methode schon durch die explizite Kenntnis der Matrizen und Vektoren mit den symbolischen Indizes T prinzipiell mehr nützliche Information. Diese scheint gegenwärtig noch nicht in den Anfängen greifbar geworden zu sein. Abgesehen von den Ergebnissen GROSSMANNs (1971) für den Fall eines inkompressiblen Fluids erweisen sich andere Ansätze, beispielsweise für die barotrope Atmosphäre durch LINDENBERG/WEST (1984), infolge schwer durchschaubarer Approximationsverfahren bei der Lösung der auftretenden Integralgleichungen des "Wärmebad"-Systems als hinsichtlich einer mehr praktischen Anwendung kaum beurteilbar. Ohne Zweifel kann aber festgestellt werden, daß bei Langzeitintegrationen, insbesondere bei zusammengesetzten Systemen verschiedener Zeitkonstanten, mit dem Auftreten von "Gedächtnis"-Effekten gerechnet werden muß. Diese sind allerdings wie die Anfangsbedingungen einer zeitlichen Dämpfung über die (kleinskalige) Dämpfungsmatrix B_T^T unterworfen, allerdings in Form von Faltungsintegralen in den zugehörigen Integralgleichungen. Die Integralgleichungen selbst entstanden aus formalen Integrationen von umfangreichen Systemen gewöhn-

licher Differentialgleichungen, deren Lösungstheorie den Koeffizientenmatrizen eine große Zahl von Bedingungen auferlegt. Diese Bedingungen ermöglichen u.a. die Überprüfung der Konsistenz eines Modells.

3 NUMERISCHE EXPERIMENTE ZUM TURBULENZ- VERSTÄNDNIS

Mit wachsender Leistungsfähigkeit der Großrechner eröffnet sich die Möglichkeit, zumindest den Fall der "Laborturbulenz" auf dem Wege einer direkten numerischen Integration der molekularen NAVIER-STOKESschen Gleichungen zu verstehen. Da die räumliche (spektrale) Auflösung bei der numerischen Integration sehr hoch getrieben werden kann, erfaßt man den Scale-Bereich X^T einschließlich seines stochastischen Anteils direkt (ORSZAG/PATTERSON (1972) u.a., insbesondere DEISSLER (1984)). Aspekte hinsichtlich von Nachwirkungseffekten werden allerdings dort nicht explizit diskutiert. In der Meteorologie stammen derart aufwendige numerische Experimente aus den Forschungsgebieten "Zweidimensionale Turbulenz" (LEITH (1971), LILLY (1972) u.a.) und "Vorhersagbarkeit großräumiger atmosphärischer Strukturen" (HOLLOWAY (1983), indirekt McWILLIAMS (1984)). Obgleich auch hier Gedächtniseffekte wirksam sein müssen, werden sie in diesen und anderen Arbeiten dieser Gruppe nicht angesprochen.

Numerische Experimente mit dem molekularen Gleichungssystem der Meteorologie im gleichen Umfang wie für die "Laborturbulenz" durchzuführen, verbietet sich wahrscheinlich für alle Zeiten. Diese Tatsache eröffnet dann aber eine Hoffnung für die dargestellte Behandlung intern offener Systeme, besonders hinsichtlich von Simulationen des Klimas, aber auch hinsichtlich eines Brückenschlags zu dem, was sich im Rahmen der Synergetik bzw. der nicht-linearen irreversiblen Thermodynamik abspielt.

4 LITERATUR

- BECKER, E.; BÜRGER, W.: Kontinuumsmechanik. Eine Einführung in die Grundlagen und einfache Anwendungen. Stuttgart: B. G. Teubner 1975
- DEISSLER, R. G.: Turbulent solutions of the equations of fluid motion. Reviews of Modern Physics, Vol. 56, No.2, Part I, April 1984
- DUTTON, J. A.: Fundamental theorems of climate theory - some proved, some conjectured. SIAM REVIEW, Vol. 24, No.1, January 1982
- EPSTEIN, E. S.: Stochastic dynamic prediction. Tellus, Vol. 21, 1969
- ERTEL, H.: Kausalität, Teleologie und Willensfreiheit als Problemkomplex der Naturphilosophie. Berlin: Akademie - Verlag 1954
- FORD, G. W.; KAC, M.; MAZUR, P.: Statistical mechanics of assemblies of coupled oscillators. Journal of Mathematical Physics, Vol. 6, No.4, April 1965
- FORTAK, H.: Prinzipielle Grenzen der deterministischen Vorhersagbarkeit atmosphärischer Prozesse. Annalen der Meteorologie, Nr.6, 1973
- GROSSMANN, S.: Turbulent transport equations and Kubo formulae for eddy transport coefficients. Z. Naturforsch., 26 a, 1971
- HAKEN, H.: Synergetik. Berlin Heidelberg New York: Springer - Verlag 1982
- HASSELMANN, K.: Stochastic climate models. I: Theory, Tellus, Vol. 28, 1976
- HINZE, J. O.: Turbulence. New York Toronto London: McGraw - Hill 1959
- HOLLOWAY, G.: Effects of planetary wave propagation and finite depth on the predictability of Atmospheres. JAS, Vol. 40, February 1983
- v.KÁRMÁN, T.: Das Gedächtnis der Materie. Die Naturwissenschaften 4, 1916
- KEMPE, V.: Theorie stochastischer Systeme. Berlin: Akademie-Verlag 1974
- LANGE, H.-J.: Die Theorie der Turbulenz von R.H.Kraichnan und ihr Vergleich mit einigen klassischen Turbulenztheorien. Veröff. Inst. f. Theor. Met. d. FU Berlin, 1971
- LEITH, C. E.: Atmospheric predictability and two-dimensional turbulence. JAS, Vol.28, March 1971
- LILLY, D. K.: Numerical simulation studies of two-dimensional turbulence. Geophys. Fluid Dyn., Vol. 4, 1972
- LINDENBERG, K.; WEST, B. J.: Fluctuations and dissipation in a barotropic flow field. JAS, Vol.41, October 1984
- LORENZ, E. N.: Deterministic nonperiodic flow. JAS, Vol.19, 1963
- Mc WILLIAMS, J. C.: The emergence of isolated coherent vorticities in turbulent flow. J. Fluid Mech., Vol. 146, 1984
- NICOLIS, G.; PRIGOGINE, I.: Self-organization in nonequilibrium systems. New York ...: J. Wiley 1977
- ORSZAG, S. A.; PATTERSON, G. S.: Phys. Rev. Lett., Vol. 28, 1972
- PLANCK, M.: Der Kausalbegriff in der Physik. Leipzig: J. A. Barth 1948
- PLATZMAN, G. W.: The spectral form of the vorticity equation. J.Met.Vol.17,1960
- SILBERMAN, I.: Planetary waves in the atmosphere. J.Met., Vol. 11, 1954
- SPOHN, H.: Kinetic equations from Hamiltonian dynamics: Markovian limits. Reviews of Modern Physics, Vol. 53, No.3, July 1980
- ZWANZIG, R.: Nonlinear generalized Langevin - equations. J. Statistical Physics, Vol. 9, 1973

THEORIE DER TURBULENZ AUS HEUTIGER SICHT

Siegfried Grossmann

Fachbereich Physik der Philipps-Universität
Renthof 6, 3550 Marburg

1 EINLEITUNG

Die Turbulenzphysik hat im letzten Jahrzehnt einen stürmischen Aufschwung erfahren. Er konzentriert sich auf zwei Schwerpunkte, i) den Bereich des Übergangs in den turbulenten Zustand aus dem laminaren, ii) die Aufklärung der voll ausgebildeten Turbulenz aus der Navier-Stokes-Gleichung. Erst ganz jüngst sind Bemühungen erkennbar, die zum Verständnis schwacher Turbulenz (siehe i) entwickelten Begriffe auch auf die starke Turbulenz (siehe ii) auszudehnen.

2 TURBULENZ-EINSATZ

2.1 Wird eine Flüssigkeit durch geeignete Randbedingungen aus dem Gleichgewichtszustand getrieben, antwortet sie zunächst mit molekularen Ausgleichsprozessen (Impulstransport, Wärmetransport,...), bleibt aber makroskopisch in Ruhe. Wird der (zeitlich konstant gehaltene) Antrieb r vergrößert, entwickelt sich zeitlich stationäre Konvektion. Beispiele sind die Rollenmuster in Taylor-Strömungen zwischen rotierenden Zylindern bzw. die Rollen oder Waben in Rayleigh-Bénard-Strömungen von unten erwärmter Flüssigkeitsschichten. Weiterer Anstieg von r führt zunächst zu selbsterzeugten Oszillationen der makroskopischen Strömungsmuster mit einer Frequenz $f_1(r)$.

Die aufregenden Entdeckungen der jüngsten Zeit betreffen das Verhalten der Flüssigkeit, wenn sie über den oszillatorischen Zustand hinaus angetrieben wird. Im allgemeinen tritt zunächst eine weitere, unabhängige Frequenz $f_2(r)$ auf. Das Spektrum enthält wegen der Nichtlinearitäten außer f_1 und f_2 auch viele höhere harmonische sowie Frequenzmischungen. Die Linien sind scharf. Je nach Versuchsbedingungen (Aspektverhältnis, Prandtlzahl,...) gibt es dann bei weiterem Antreiben (d.h. Vergrößern der Rayleigh-Zahl, Taylor-Zahl, etc.) zwei Grundmuster: a) Quasiperiodischer Turbulenzübergang: Die Windungszahl f_2/f_1 bleibt irrational mit r , es tritt ein scharfer Übergang zum Chaos auf, r_c , d.h. das Spektrum wird breitbandig, die zeitliche Antwort irregulär - nicht periodisch (Ruelle-Takens 1971). b) Periodenverdopplungs-Übergang: f_1 und f_2 koppeln zu rationalem Verhältnis, die entstehende Grundperiode τ_0 bifurkiert zu einer subharmonischen $2\tau_0$, diese tut dasselbe zu $2 \cdot 2\tau_0$, usw. Die Parameterintervalle $\Delta_1 r, \Delta_2 r, \dots, \Delta_{2^n} r$, in denen $2^n \tau_0$ stabil ist, verkleinern sich geometrisch, d.h. um jeweils einen Faktor $\delta \approx 4.67$ (Grossmann-Thomae 1977, Feigenbaum 1978).

Überraschend an diesen inzwischen experimentell vielfach bestätigten Beobachtungen war, daß chaotisches,

stochastisches, eben turbulenzartiges Verhalten nicht allmählich ausgebildet wird (Landau 1944), sondern bei *endlicher* Abweichung vom Gleichgewicht (bei r_c bzw. am Ende der Bifurkationskaskade, r_∞) sowie, daß die Systeme, wenn sie sich erst einmal für eine Route des Turbulenzübergangs entschieden haben, diese in *universeller* Weise durchlaufen, d.h. unabhängig vom Material, Versuchsgeometrie, etc. - Es entsteht allmählich zusammenfassende Überblicksliteratur, siehe z.B. Schuster (1984).

2.2 Das besondere Merkmal des turbulenten Geschwindigkeitssignals $u(t)$ ist im Bereich des Turbulenzeinsatzes seine niedrige Dimension. Wir verstehen das als Ausdruck eines niedrig-dimensionalen Attraktors i.a. fraktaler Struktur. Seine Dimension D ist nicht ganz und nur wenig größer als 2. Er entsteht durch den Wettbewerb von wenigen (d) dominanten Moden $x_\alpha(t)$, die miteinander nichtlinear wechselwirken. Die gekoppelten, nichtlinearen Bewegungsgleichungen

$$\dot{x}_\alpha = F_\alpha(x; r), \quad \alpha=1,2,\dots,d$$

haben Lösungen, die deterministisches Chaos zeigen. D.h. sie sind dauernd, nicht-periodisch zeitabhängig, beschränkt und empfindlich von den Anfangsbedingungen abhängig. Letzteres wird durch positive Lyapunov-Zahlen beschrieben

$$\lambda(\delta x) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln (L_F(x_t) \delta x).$$

Die Summe der positiven λ 's (die durch geeignete $\delta \vec{x} = \epsilon \delta \vec{x}^0$ zu finden sind) ist ein Maß für die effektive Informations-Erzeugungsrate, ihre Anzahl ein Maß für die Zahl der turbulenten Freiheitsgrade. Der Vorhersagbarkeitszeitraum aufgrund der exponentiellen Bahninstabilität ist je nach Richtung der Anfangsabweichung

$$t_{\text{prediction}} \approx \lambda^{-1}(\delta \vec{x}^0) \ln(\epsilon_{\text{tol}}/\epsilon_0),$$

hängt also logarithmisch von der Ungenauigkeit der Anfangsdaten (ϵ_0), der noch tolerierbaren Ungenauigkeit der Vorhersage (ϵ_{tol}) und der Lyapunov-Zahl als system-typischer Vorhersage-Skala ab.

Das heute gebräuchliche Verfahren zur Bestimmung der fraktalen Dimension D des Attraktors und der Informations-Wachstumsrate (Entropie, Vorhersagezeit) geht auf Grassberger und Procaccia (1983) zurück. Das Signal $u(t)$ wird durch Zeitverschiebungen diskretisiert, $x(t), x(t+\tau), x(t+2\tau), \dots, x(t+d)$ und die d -dimensionale Paar-Korrelation als Funktion des Paарабstands ℓ bestimmt. Die d -Abhängigkeit liefert Information über die Entropie, die ℓ -Abhängigkeit die Dimension. Eine anwenderfreundliche Zusammenfassung geben Eckmann und Ruelle (1985).

3 STARKE TURBULENZ

Bei großer Abweichung vom laminaren Zustand, $r \rightarrow \infty$ (große Reynoldszahl, Rayleighzahl, ...), wird erwartet, daß die Attraktordimension anwächst, daß aber die Begriffe der nichtlinearen, chaotischen Dynamik anzuwenden sind. Von Interesse ist insbesondere, wie die Navier-Stokes-Gleichung die Grundlage des beobachteten Verhaltens bilden kann.

3.1 Erste Abschätzungen der Hausdorff-Lyapunov Dimension D und der Kolmogoroff-Sinai Entropie K auf der Grundlage der Navier-Stokes-Gleichung stammen von Ruelle (1982/4) und Lieb (1984). Sie lauten

$$D \leq K_2 \nu^{-9/4} \left[\int_{\mu} (du) \int_{\Omega} d^3 x \epsilon(x)^{5/4} \right]^{3/5},$$

$$K = \sum_{\lambda_i > 0} \lambda_i \leq K_1 \nu^{-11/4} \int_{\mu} (du) \int_{\Omega} d^3 x \epsilon(x)^{5/4}.$$

Dabei ist Ω das Strömungsvolumen, ν die kinematische Zähigkeit, $\epsilon(x)$ die lokale Energiedissipation und $\mu(du)$ das invariante Maß auf dem Attraktor. Die Begriffsbildung des lokalisierten Attraktors ist noch nicht sehr scharf. Über das invariante Maß μ ist fast nichts explizit bekannt; erwartet wird, daß aus den (unendlich) vielen existierenden Maßen das physikalische Maß durch den thermischen Rauschuntergrund ausgewählt wird.

Verstehen läßt sich aus der Navier-Stokes-Gleichung, warum die Energiedissipation eine relevante Größe ist, ohne daß man Skalenargumente bzw. physikalische Intuition heranziehen muß. Um die Lyapunov-Zahlen zu bestimmen, muß die Bewegungsgleichung linearisiert werden,

$\partial_t \delta u = L(u(t)) \delta u$, $\delta u = 0$ auf dem Rand.
Der linearisierte Navier-Stokes Operator hat als reellen (Hermiteischen) Anteil

$$H(u(t)) = -(u_{i,j} + u_{j,i})/2 + \delta_{ij} \nu \Delta.$$

Sein Spektrum ist negativ definit wegen des Zähigkeitsbeitrags, indefinit wegen des Trägheitsbeitrags (der vom aktuellen Verlauf der Strömung abhängt). Der größte lokale Eigenwert aufgrund des Trägheitsbeitrags ist

$$w(x) = [(1/4) \sum_{i,j} (u_{i,j} + u_{j,i})^2]^{1/2} = [\epsilon(x)/2\nu]^{1/2}.$$

Die mathematische Verfolgung dieses Gedankens führt zu D, K (Ruelle, &c.). In atmosphärischer Turbulenz ist Re einige 10^7 ; daraus $D \approx 10^{-3} Re^{9/4} \approx 10^{13}$. Pro Mol ist die Attraktor-Dimension von der Ordnung 1. Diese enorme Reduktion der effektiven Zahl der turbulenten Freiheitsgrade im Vergleich zu den 10^{23} mikroskopischen zeigt, daß auch auf dieser Stufe Turbulenz ein kollektives Phänomen ist. Die den Attraktor bildenden kollektiven Moden ("Ordnungsparameter") dominieren die vielen mikro-

scopischen Bewegungsmöglichkeiten. In der Sprache der Synergetik (Haken, 1984) versklaven sie sie; die Mathematiker verwenden das center-manifold-theorem um die Dominanz der Ordnungsparameter zu beschreiben.

3.2 Als zweiter Aspekt der Verknüpfung von Turbulenz mit der zugrunde liegenden Navier-Stokes-Gleichung ist turbulente Diffusion untersucht worden (Zusammenfassender Überblick: Grossmann (1985)). Turbulente Paarausbreitung ist anomal effektiv. Das zeitliche Wachstum der Varianz, $\sigma_t \propto t^\theta$ ist ungewöhnlich groß, $\theta \approx 3$ (statt 1 wie bei normaler Brownscher Bewegung) und läßt sich wie folgt auf die Navier-Stokes Bewegungsgleichung zurückführen, wobei eine mean-field Näherung derzeit genügt, um die bekannten Experimente zu beschreiben. Die Varianz wird zunächst durch eine Kuboformel dargestellt,

$$\sigma_t = \langle \delta R \delta R \rangle = \int_0^t d\tau_1 \int_0^t d\tau_2 \langle v(r, \tau_1) v(r, \tau_2) \rangle,$$

sodann der Korrelationsabfall im Rahmen des Navier-Stokes-Operators studiert (Grossmann-Thomae 1982). Die Diffusionskonstante $\sim \langle |v(r, \tau)|^2 \rangle$ wächst mit der Zeit an. Verknüpft man sie mit der Varianz, erhält man eine geschlossene Theorie für σ_t (Grossmann-Procaccia 1984, Effinger-Grossmann 1984). Sie führt zu

$$\sigma(r, t) = [r^{4/3 - \mu/9} + Bt^2]^{18/(12-\mu)} r^2$$

als Varianz zur Zeit t nach dem Freilassen einer Wolke der Ausdehnung r . μ ist der Intermittenzexponent (≈ 0.2) und

$$B = (22/9) b_\nu \epsilon^{2/3} (Re_\lambda \eta)^{-\mu/9}.$$

Neben der dissipativen Länge η und der Dissipation ϵ tritt die Konstante der Strukturfunktion, b_ν , auf. Bei Kenntnis der Energiedissipation, der Reynoldszahl und der Anfangsausdehnung kann man die experimentellen Daten gut quantitativ verstehen (siehe Grossmann et al., &c.).

3.3 Die Begründung des Skalencharakters der turbulenten Strukturfunktion

$D_{11}(r) = \langle v_{11}^2(r) \rangle = \langle (u_{11}(x+r) - u_{11}(x))^2 \rangle$
 durch die Navier-Stokes-Gleichung folgt ähnlichen Gedanken (Effinger-Grossmann 1986). Nach einer Reynolds-artigen Aufspaltung des Geschwindigkeitsfeldes $u(x,t)$ in einen mittleren Teil u^r und einen fluktuierenden Teil u' , kann man $D(r)$ aus u^r bestimmen. Die zeitliche Integration der u' -Gleichung und die niedrigste Ordnung Kettenbruch für die u' -Korrelation führt die Energiedissipation als bestimmende Größe ein, genau wegen der Form der Navier-Stokes-Glei-

chung. In mean-field Näherung bereits erhält man eine geschlossene nichtlineare Gleichung für $D_{11}(r)$, deren selbstkonsistente (numerische) Lösung die Strukturfunktion im Trägheits- und im viskosen Bereich zugleich liefert. Die Übereinstimmung mit den Experimenten ist sehr befriedigend. Unsere Theorie kann in Analogie zu Kraichnans analytischer Turbulenztheorie gesehen werden, ist aber nach dem Vorbild der Kolmogoroff-Theorie vollständig im Ortsraum formuliert. Dadurch erscheint die Anwendung auf praktische Probleme der Meteorologie möglich.

Literatur:

- ECKMANN, J.-P., RUELLE, D.: Rev. Mod. Phys. 57, 617 (1985)
 EFFINGER, H., GROSSMANN, S.: Phys. Rev. Lett. 53, 442 (1984)
 EFFINGER, H., GROSSMANN, S.: Static structure function of turbulent flow from Navier-Stokes equation, Preprint 1986
 FEIGENBAUM, M. J.: J. Stat. Phys. 19, 25 (1978)
 GRASSBERGER, P., PROCACCIA I.: Phys. Rev. A 28, 2591 (1983),
 Physica D 9, 189 (1983)
 GROSSMANN, S., THOMAE, S.: Z. Naturforsch. 32A, 1353 (1977)
 GROSSMANN, S.: Fully developed turbulence as a complex structure in nonlinear dynamics, in: H. Haken, Ed., Complex Systems-Operational Approaches, Schloß Elmau, May 6-11, 1985 Springer: Berlin etc., 1985
 GROSSMANN, S., THOMAE, S.: Z. Phys. B 49, 253 (1982)
 GROSSMANN, S., PROCACCIA, I.: Phys. Rev. A 29, 1358 (1984)
 HAKEN, H.: Advanced Synergetics, Springer: Berlin etc., 1984
 LIEB, E.: Comm. Math. Phys. 92, 473 (1984)
 RUELLE, D., TAKENS, F.: Comm. Math. Phys. 20, 167 (1971)
 RUELLE, D.: Comm. Math. Phys. 87, 287 (1982); 93, 285 (1984)
 SCHUSTER, H. G.: Deterministic Chaos, Physik-Verlag Weinheim, 1984

PHÄNOMENOLOGIE DER EVOLUTION GROSSRÄUMIGER GRENZSCHICHTSTRUKTUREN

Hans-Joachim Lange

Institut für Geophysikalische Wissenschaften, Abteilung Theoretische Meteorologie, der FU Berlin

1. Das Modell

In einem numerischen barotropen Zweischichtenmodell der großräumigen dynamischen Wechselwirkung zwischen der atmosphärischen Grenzschicht (AG) und der Freien Atmosphäre (FA) wird die FA durch die üblichen Flachwassergleichungen wiedergegeben, während die Gleichungen der AG identisch sind mit der in der Ekman-Schicht vertikalintegrierten Bewegungs- und Kontinuitätsgleichung (FORTAK 1969). Gestartet wird das sphärische Modell durch Rossby-Haurwitz Wellen, die aus Kugelflächenfunktionen zusammengesetzt sind. Das Modell verallgemeinert die klassische 'Ekman Pumping' Theorie (CHARNEY und ELIASSEN 1949) durch die Einbeziehung von Instationarität und horizontaler Inhomogenität der Grenzschicht. Dadurch gewinnt die von der FA gesteuerte AG ein charakteristisches Eigenleben, was sich in einer von der FA weitgehend entkoppelten vertikalintegrierten Horizontalströmung \bar{v}_h der AG ausdrückt. Mit dieser Geschwindigkeit werden auch Bodenschubspannungsvektor τ und Vertikalgeschwindigkeit v_z berechnet:

$$\tau = \rho C_D |\bar{v}_h| \bar{v}_h \quad (1)$$

$$v_z = -H \nabla_h \cdot \bar{v}_h ; H=1000m \quad (2)$$

Die so berechnete reibungsbedingte Vertikalgeschwindigkeit hat eine ganz andere Feldstruktur als diejenige, die man nach dem klassischen 'Ekman Pumping' aus der Vorticity der FA (also nicht aus der Dynamik der AG) errechnet. Insbesondere bildet sich ein frontenähnliches Vertikalwindband auf der Trogvorderseite (LANGE 1985a,b), und zwar weitgehend unabhängig von Anfangsbedingungen und Modellparametern. In der vorliegenden Studie wurde gegenüber der zitierten Arbeit die Wellenzahl der Anfangswelle geändert (6 statt 4 bzw. 8), sowie die horizontale Gitterauflösung und der Wert von C_D in Gleichung (1).

2. Ergebnisse

Bild 1 (a,b) demonstriert das bereits beschriebene Verhalten der Vertikalgeschwindigkeit auch unter den veränderten numerischen und physikalischen Voraussetzungen

dieser Studie. Die Fronten wandern mit der Druckwelle nach Osten, nach 64 Stunden (Zeitpunkt der Bilder) beträgt die Verschiebung gerade eine Wellenlänge (Druckfeld nicht dargestellt). Das nordhemisphärische Gebiet mit einer Zonalerstreckung von 60 Grad wurde einerseits durch $15 \times 12 = 180$ Gitterpunkte aufgelöst (6 Grad Meridional-, 5 Grad Zonalauflösung), andererseits durch $18 \times 18 = 324$ Gitterpunkte (5 Grad Meridional-, $3 \frac{1}{3}$ Grad Zonalauflösung). Dennoch ergibt sich bis auf Unterschiede in den Amplituden die beschriebene frontentypische Struktur. Dieses regelmäßige Resultat, hier und in LANGE (1985a,b), deutet darauf hin, daß eine grundlegende Eigenschaft des nichtlinearen Ekman-Pumping gefunden wurde, daß also eine Theorie, die keinen Gebrauch von thermodynamischen Gesetzmäßigkeiten macht, jedoch die nichtlineare Dynamik der AG voll berücksichtigt, bereits wesentliche Mechanismen der Frontenbildung enthält.

Setzt man jedoch $C_D = 0$ und läßt die Modellgleichungen sonst unverändert, so kommt es zu einem chaosartigen Verhalten des Feldes (Bild 1 c,d). Die Gestalt der chaosartigen Zentren hängt jedoch, anders als die Gestalt der geordneten, frontenähnlichen Zentren, von den numerischen Bedingungen ab. In LANGE (1985a,c) waren sie wiederum von anderer Gestalt. Wie zu erwarten, lassen sich also Strukturen reproduzieren, das Chaos in seiner individuellen Ausprägung jedoch nicht.

3. Interpretation

Nichtverschwindende Bodenschubspannungen bedeuten eine Impulsabgabe der Grenzschicht an den Erdboden. Der Ausgleich erfolgt von oben, da die FA im vorliegenden Modell als Impulsreservoir wirkt. Ein nichtverschwindendes C_D bedeutet also für die Grenzschicht einen von der Umgebung auferlegten Zwang zum vertikalen Impulstransport von oben nach unten, und nur unter diesem Zwang erfolgt offenbar die Strukturbildung, die Entstehung der Front.

Hier drängt sich eine Analogie zur synergetischen Theorie der Benardkonvektion auf (HAKEN 1983), wo sich sechsecki-

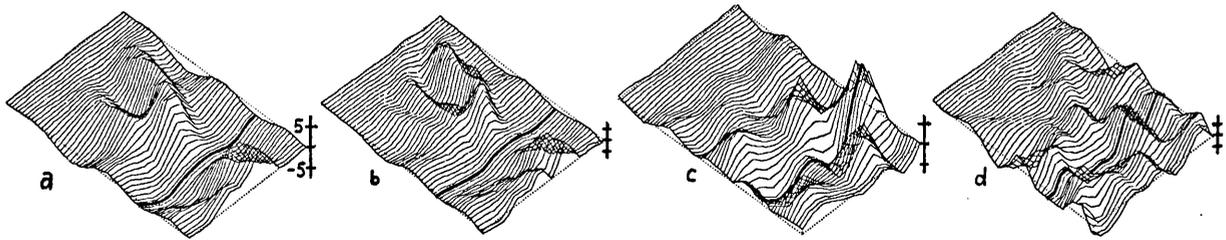


Bild 1 a-d Reibungsbedingte Vertikalgeschwindigkeit (in cm/s). Zeitpunkt $t=64h$. Äquator: dicke Linie.
a,b: $C_D = 3 \cdot 10^{-4}$. links: Auflösung 180 Gitterpunkte; rechts: 324 Gitterpunkte.
c,d: wie (a,b), jedoch $C_D = 0$

ge Konvektionsstrukturen aus dem molekularen Chaos der Wärmeleitung bilden, falls von der Umgebung ein Zwang zum vertikalen Wärmetransport auferlegt wird. Dem Nachheizen von unten entspricht im Grenzschichtmodell die Impulsversorgung von oben. In diesem Sinn sind die in Bild 1 (c,d)

dargestellten chaotischen Felder Zufallsauswahlen aller Freiheitsgrade, deren das Modell überhaupt fähig ist, und Bild 1 zeigt die Freiheitsgrade, die unter den durch C_D ausgedrückten Umweltbedingungen im Sinne der Evolutionstheorie selektiert worden sind.

Bild 2

Isoliniendarstellung der reibungsbedingten Vertikalgeschwindigkeit (in cm/s). Äquator: untere Bildbegrenzung. Auflösung 180 Gitterpunkte. $t = 64, 66, 70, 74 h$. $C_D = 0$ bis $t=64h$, $C_D = 3 \cdot 10^{-4}$ danach.

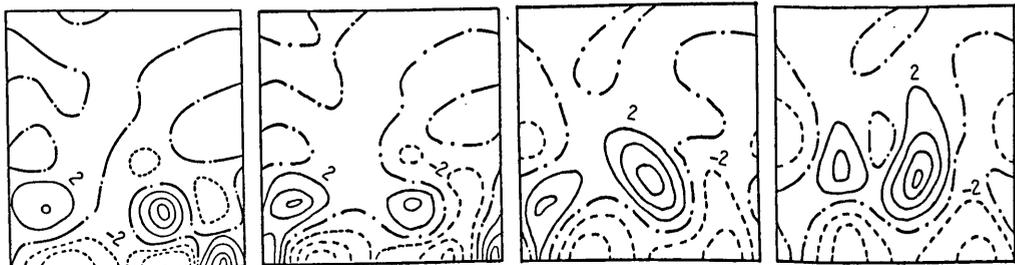


Bild 2 zeigt die zeitliche Entwicklung unter dem Einfluß einer zur Zeit $t=64h$ plötzlich eingeschalteten Bodenreibung. Die Felder im ersten Bild und in Bild 1c sind identisch. Im weiteren Verlauf wird die Selektion der frontentypischen v_z -Zentren besonders deutlich. Der Einfluß der Reibung führt nicht dazu, daß einfach alle zur Zeit $t=64h$ ausgeprägten Freiheitsgrade gedämpft werden, vielmehr kommt es zur vollständigen Auslöschung einiger und zur Verstärkung (Selektion) anderer Freiheitsgrade. So entwickelt sich aus jeder beliebigen chaotischen Anfangsbedingung die Struktur der Front aus Bild 1a.

Die geordnete Benardkonvektion setzt ein bei einem kritischen Wert des vertikalen Wärmetransportes, ausgedrückt durch die kritische Rayleighzahl. In Analogie dazu führt das nichtlineare Ekman-Pumping Modell auch erst bei bestimmten C_D -Werten zu einheitlichen Frontenstrukturen (ab etwa $1.2 \cdot 10^{-4}$). Bei allen C_D -Werten, die kleiner sind als etwa $0.8 \cdot 10^{-4}$, werden chaotische Felder erzeugt. Dabei gibt es wiederum große Unterschiede in der individuellen Ausprägung der Feldstrukturen bei nur wenig unterschiedlichen C_D -Werten. Im Bereich $0.8 \dots 1.2 \cdot 10^{-4}$ findet eine Einschnürung und Aufteilung des frontenähnlichen

Hauptzentrums statt (ohne Bild). Diese Erscheinung im 'Übergangsbereich' unterstützt offenbar die Theorie, daß Chaos durch Periodenverdopplung geschieht (FEIGENBAUM 1979). Wie die Frontenstrukturen bei größerer Bodenreibung, so wandern auch die verdoppelten Zentren mit der Rossbywelle mit.

Literatur

- CHARNEY, J.G.; ELIASSEN, A.: A Numerical Method for Predicting the Perturbations of the Middle Latitude Westerlies. *Tellus* 1 (1949), S. 38
- FEIGENBAUM, M.J.: Quantitative Universality for a Class of Nonlinear Transformations. *J. Stat. Phys.* 19 (1978), S. 25
- FORTAK, H.: Die Parameterisierung der Divergenz des vertikal gemittelten Impulsstromensors der planetarischen Grenzschicht. *Veröffentl. des Inst. Theoret. Meteor. der FU Berlin* (1969)
- HAKEN, H.: *Synergetics*. Springer-Verlag (1983)
- LANGE, H.J. Numerical Simulation of Generalized Ekman Pumping. *Beitr. Phys. Atmosph.* 58 (1985a), S. 304
- LANGE, H.J. Ein Grenzschichtmodell der Atmosphäre, Teil I: Das Modell. *Geowissenschaften in unserer Zeit* 3 (1985b), S. 93 (VCH-Verlagsgesellschaft)
- LANGE, H.J. Ein Grenzschichtmodell der Atmosphäre, Teil II: Die synergetischen Aspekte. *Geowissenschaften in unserer Zeit* 4 (1985c), S. 120

Andreas Chlond

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

1 EINLEITUNG

Atmosphärische Grenzschichtströmungen zeigen neben den turbulenten Bewegungen vielfach die Tendenz sich selbst zu geordneten Strukturen zu organisieren. Unter diesen räumlichen Strukturen sind Wolkenstrassen besonders augenfällig als äußeres Kennzeichen eines rollenähnlichen Konvektionsmusters. Bereits eine einfache lineare Theorie erklärt dieses Phänomen. Sie zeigt, daß sich in Strömungen mit ursprünglich turbulentem Austausch bei kritischen Dichtegradienten oder bestimmten Krümmungen des vertikalen Geschwindigkeitsprofils Störbewegungen 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 (siehe z.B. BROWN, 1980). Die Dimension der Rolle stimmt nach Theorie und Beobachtung etwa überein. Der horizontale Durchmesser der Rolle ist etwa dreimal so groß wie ihre vertikale Erstreckung. Die lineare Theorie vermag allerdings nur den Einsatz der Konvektion zu beschreiben, sie kann aber nicht die zeitliche Entwicklung der Rollen beschreiben und läßt keine quantitativen Aussagen über die mit ihnen verbundenen Transporte von Impuls und Energie und deren Änderung mit der Höhe zu. Daher wurde ein zweidimensionales Spektralmodell entwickelt, mit dem die nichtlineare Dynamik von Rollen in einer von unten beheizten und von oben durch eine Inversion abgeschlossenen Grenzschicht untersucht werden kann. Das Ziel der Modellierung besteht zum einen darin, die Bedingungen zu untersuchen, die zur Bildung konvektiver Strömungsmuster führen, zum zweiten die raumzeitlichen Strukturen der Konvektion

im Bereich oberhalb der kritischen Werte vorauszusagen und außerdem die damit verbundenen Transporte von Eigenschaften zu bestimmen.

2 MODELLBESCHREIBUNG

Grundlage der mathematisch-physikalischen Betrachtung sind die boussinesqapproximierte Bewegungs-, Kontinuitäts- und Wärmeleitungsgleichung, die in Form von Bilanzgleichungen für einen horizontal homogenen Grundstrom und für eine Sekundärzirkulation geschrieben werden. Subskalige Prozesse werden mit einem Gradientansatz parameterisiert. Bei der Beschreibung rollenartiger Bewegungen wird von der zweidimensionalen Näherung Gebrauch gemacht, so daß die Rollen explizit in einer Ebene, die hinsichtlich der Richtung des geostrophischen Windes eine beliebige Orientierung aufweisen kann, modelliert werden können.

Für die räumliche Darstellung der Feldvariablen, die die Sekundärzirkulation beschreiben, wird die spektrale Methode und für die der Grundstromgrößen die Gittermethode benutzt, so daß die Bilanzgleichungen für Impuls und Temperatur in gewöhnliche Differential- bzw. Differenzgleichungen übergeführt werden können. Zur numerischen Zeitintegration wird das Runge-Kutta-Verfahren benutzt. Eine vollständige Beschreibung des Modells findet man bei CHLOND (1986).

3 ERGEBNISSE

Um die Abhängigkeit der Dynamik und der Struktur der Rollen vom Verhältnis von Auftriebs- zu Scherkräften studieren zu können, wurden Rechnungen für atmosphärische Grenzschichten mit verschiedenen Temperaturschichtungen durchgeführt.

Zunächst wurde mit Hilfe einer linearisierten Version des Modells gezeigt, daß die Bildung von Wirbeln mit horizontaler Rotationsachse zum einen durch die Wendepunktsinstabilität und zum anderen bei labiler Dichteschichtung durch thermische Instabilität ausgelöst werden kann. Außerdem wurden numerische Integrationen der nichtlinearen Gleichungen durchgeführt. Die Rechnungen ergeben, daß sich Zellstrukturen mit einem Aspektverhältnis von ca. drei entwickeln, die durch Rückkoppelungsprozesse die instabilen Grundstromprofile so verändern, daß sie in Verbindung mit der Sekundärzirkulation eine stabile Konfiguration darstellen.

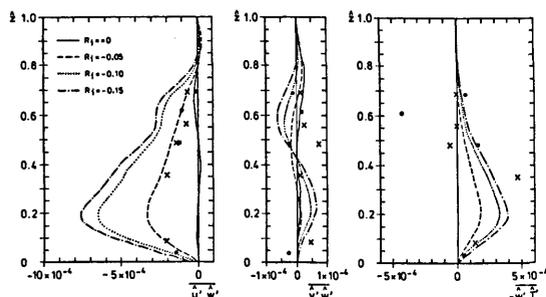


Abb. 1: Berechnete und gemessene Profile der dimensionslosen Vertikaltransporte von Impuls und Temperatur.

Bei den Berechnungen wird neben der qualitativen und quantitativen Beschreibung der Strömungs- und Temperaturfelder ein besonderes Augenmerk auf die spektrale Energetik der Rollen geworfen, die direkte Einblicke in die Instabilitätsmechanismen und in die Struktur der nichtlinearen Transportvorgänge ermöglicht. Es

kann gezeigt werden, daß bei labiler Dichteschichtung die Rollen primär durch die durch Auftrieb produzierte Energie und sekundär durch die durch Scherung produzierte Energie gespeist werden.

Einen Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Höhenprofilen der dimensionslosen Vertikaltransporte von longitudinalem und lateralem Impuls sowie von Temperatur in der Rollenskala zeigt Abb. 1. 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. Hinsichtlich der Profilform weisen die bei instabiler Schichtung berechneten Vertikaltransporte eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten auf. Allerdings werden vom Modell bei der für den 20. Sept. 1981 als repräsentativ erachteten Richardsonzahl von $Ri = -0.10$ wegen der angenommenen Zweidimensionalität der Rollen die Beträge der longitudinalen Impulstransporte als zu groß vorhergesagt.

4 LITERATUR

- BROWN, R.A.: Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer: a review. *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, 18 (1980), S. 683-697.
- CHLOND, A.: Numerische Untersuchungen mit Spektralmodellen zur Stabilität und Dynamik von Rollen in einer durch eine Inversion abgeschlossenen atmosphärischen Grenzschicht. *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften* (1986), in Vorbereitung.

Peter N vir

Freie Universität Berlin, Institut für Geophysikalische
Wissenschaften, Fachrichtung Meteorologie,
Thielallee 49/50 , 1000 Berlin 33

1 EINLEITUNG

Seit Anfang der 70-er Jahre beschäftigt sich die moderne naturwissenschaftliche Forschung mit dem theoretischen Verständnis der nicht-linearen Phänomene "Strukturbildung" und "Chaos". Für die Meteorologie ist dabei von besonderem Interesse die Untersuchung der nicht-linearen Dynamik getriebener dissipativer hydrodynamischer Systeme, die unter Energiedissipation fern vom thermodynamischen Gleichgewicht gehalten werden. Diese nicht-linearen kontinuierlichen Systeme tendieren zur Ausbildung von zeitlichen und räumlichen Strukturen (hydrodynamische Strömungsmuster), können aber auch chaotisches Verhalten (schwache Turbulenz) zeigen, das von LORENZ (1963) als eine Eigenschaft deterministischer Systeme entdeckt wurde. Weiter hat sich gezeigt, daß die sogenannten dissipativen Strukturen eine Vorstufe der Turbulenz sind. So gibt es einige universelle Wege ins Chaos - wie das Feigenbaum-Szenario (FEIGENBAUM 1978) -, die von völlig unterschiedlichen dynamischen Systemen in quantitativ gleicher Weise durchlaufen werden.

Am Beispiel der für das Verständnis der großräumigen Dynamik wichtigen baroklinen Instabilität kann gezeigt werden, daß sich diese neuen Aspekte auch auf die nicht-lineare Evolution einer baroklinen schwach instabilen Welle übertragen lassen.

2 MODELL

Das physikalische und mathematische Modell ist eine nichtlineare Erweiterung des quasi-geostrophischen Zweischichtenmodells der baroklinen Instabilität in der β -Ebene, in der die Reibung durch Ekman-Schichten an zwei

festen horizontalen Begrenzungsflächen verursacht wird. Das Modell beschreibt das Wachstum einer baroklinen Wellenstörung in einer Zwei-Schichten-Scherströmung. Der anfänglich zonale Grundstrom in jeder Schicht ist unabhängig von der y -Koordinate. Die Gleichung für die zeitliche Entwicklung der Störung ist die quasigeostrophische potentielle Vorticitygleichung. Mit dem St rungsansatz

$$\psi_n = -U_n y + \eta \phi_n(x, y, t) \quad (1)$$

lautet sie in dimensionsloser Standardform:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U_n \frac{\partial}{\partial x} \right] q_n + \left[\beta - (-1)^n F(U_1 - U_2) \right] \frac{\partial \phi_n}{\partial x} + r \nabla_h^2 \phi_n = -\eta J(\phi_n, q_n). \quad (2)$$

Hierbei sind ϕ_n die geostrophische Stromfunktion der Störung in den Schichten $n = 1, 2$, U_n die konstanten Grundstromgeschwindigkeiten und $q_n = \nabla_h^2 \phi_n + (-1)^n F(\phi_1 - \phi_2)$ die potentielle Vorticity der Störung. β ist der dimensionslose Rossby-Parameter, F die interne Rotations-Froude-Zahl, r der Dissipationsparameter und J ist der Jacobi-operator. η ist ein Maß der Nichtlinearität, ausgedrückt durch das Gr enordnungsverhltnis von Störung zu Grundstrom.

3 BIFURKATIONS-METHODE

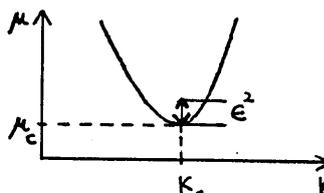


Fig. 1
Typische neutrale
Instabilitätskurve

Ausgehend von diesem Modell konnte PEDLOSKY (1971, 1980) im Rahmen einer schwach nichtlinearen Theorie, die bei leicht instabilen Strömungsbedingungen anwendbar ist, nichtlineare Amplitudengleichungen für die dominante barokline Welle der Wellenzahl k_c am kritischen

Punkt (K_c, μ_c) herleiten. Die vertikale Windscherung $U_1 - U_2$ oder der vertikale Stabilitätsparameter F können als Bifurkationsparameter μ gewählt werden. Die Bifurkationsmethode der multiplen Skalen geht davon aus, daß sich in einem schwach instabilen Grundstrom ein schneller advektiver Zeitscale T_0 und eine Kaskade von langsamen Evolutionszeiten, in denen sich die Wellen-Amplitude langsam entwickelt, folgendermaßen definieren lassen:

$$T_m = \epsilon^m t; m=0,1,2,\dots; \epsilon = \sqrt{\mu - \mu_c}. \quad (3)$$

Der Zeitscale T_0 ist die Periode einer lokalen Oszillation, in der die Amplitude als konstant angesehen wird. Als asymptotischen Reihenentwicklungsparameter ϵ wählt man den Grad der Instabilität, ausgedrückt durch den Abstand von der neutralen Kurve. Entwickelt man die Stromfunktion der Wellenstörung in folgender Reihe

$$\phi_n = \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon^m \phi_n^{(m)}, \quad (4)$$

wählt Nichtlinearität und lineare Instabilität klein und von gleicher Größenordnung $\eta = \sigma(\epsilon) \ll 1$, so ergibt sich eine Folge von Problemen in den $\phi_n^{(m)}$, die dann iterativ gelöst werden können. Das $\phi_n^{(1)}$ -Problem ist das lineare Eigenwertproblem für die marginal neutrale Welle k_c . Das $\phi_n^{(2)}$ -Problem ergibt mit dem Wellen-Ansatz

$$\phi_n^{(1)} \sim A(T_1, T_2, \dots) ik_c(x - ct_0) \quad (5)$$

die Wachstumsrate als Ausdruck des noch unbekannt Zeitverhaltens der Amplitude $A(T_1, T_2, \dots)$. Das $\phi_n^{(3)}$ -Problem ergibt die gesuchten Amplitudengleichungen durch Nullsetzen von säkularen Termen, die die Konvergenz der Reihe verletzen.

4 AMPLITUDEN-GLEICHUNGEN

Die Amplitudengl. beschreiben das langsame Zeitverhalten von Wellen-Amplitude und Grundstromkorrektur, hervorgerufen durch die nichtlineare Selbstwechselwirkung der Welle. Die barokline Welle kann abhängig vom Grad der Reibungsdissipation zeitlich geordnete, d.h. stationäre oder periodische aber auch chaotische Gleichgewichtszustände einnehmen.

4.1 Nichtlineares baroklines Wellenregime ohne Reibungsdissipation, $\tau \equiv 0$:

$$\frac{d^2 A}{dT_1^2} = \mathcal{L}A - NA \left[|A(T_1)|^2 - |A(0)|^2 \right] \quad (6)$$

\mathcal{L} : lineare Wachstumsrate

N : zeitunabhängiger Koeffizient, $N > 0$

Die Amplitudengl. 2.Ordn. beschreibt eine von den Anfangsbedingungen $A(0)$ abhängige nichtlineare Oszillation in der Evolutionszeit T_1 . Sie ist typisch für dispersiv instabile Systeme.

4.2 Nichtlineares baroklines Wellenregime mit schwacher Reibungsdissipation, $\tau = \sigma(\epsilon) \ll 1$:

$$\frac{d^2 A}{dT_1^2} + \Delta_1 \frac{dA}{dT_1} = \mathcal{L}A - NAB \quad (7.1)$$

$$\frac{dB}{dT_1} + \Delta_2 B = \frac{d|A|^2}{dT_1} + \Delta_3 |A|^2 \quad (7.2)$$

B : Amplitude der Grundstromkorrektur

$\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$: reibungsabhängige Koeffizienten

PEDLOSKY(1980) u. GIBBON(1982) konnten zeigen, daß die Amplitudengl. in diesem Parameterbereich identisch sind mit den "Lorenz-gleichungen", bei denen sich erstmals die Möglichkeit des deterministischen Chaos gezeigt hat. Es läßt sich auch das Feigenbaum-Szenario mit seiner Kaskade von Periodenverdoppelungen finden.

4.3 Nichtlineares baroklines Wellenregime mit starker Reibungsdissipation, $\tau = \sigma(1)$:

$$\frac{dA}{dT_2} = \mathcal{L}A - NA |A(T_2)|^2 \quad (8)$$

Die Amplitude erreicht monoton einen von den Anfangsbedingungen unabhängigen stationären Wert. Diese Amplitudengl. 1.Ordn. in T_2 ist typisch für dissipativ instabile Systeme.

5 LITERATURVERZEICHNIS

- FEIGENBAUM, M., 1978: Quantitative universality for a class of nonlinear transformations. J. Statis. Phys., 19, S. 25-52
- GIBBON, J.D. und MCGUINNESS, M.J. 1982: The real and complex Lorenz equations in rotating fluids and lasers. Physica 5 D, S. 108-122
- LORENZ, E.N., 1963: Deterministic nonperiodic flow. J. Atmos. Sci., 12, S. 130-141
- PEDLOSKY, J., 1971: Finite-amplitude baroclinic waves with small dissipation. J. Atmos. Sci., 28, S. 587-597. —, und FRENZEN, C., 1980: Chaotic and periodic behavior of finite-amplitude baroclinic waves. J. Atmos. Sci., 37, S. 1177-1196

EVOLUTIONSTHEOREME BEI DISSIPATIVEN PROZESSEN
- GENERELLE UND METEOROLOGISCHE ASPEKTE

Fritz Herbert

Universität Frankfurt, Institut für Meteorologie und Geophysik

In der thermodynamischen Betrachtungsweise hat sich ein Wandel vollzogen, durch den zunehmend die konstruktive Rolle verstanden wird, die irreversible Prozesse, und vor allem solche aufgrund starker, nichtlinearer Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht, in der physikalischen Welt spielen. An vielen Beispielen kann nachgewiesen werden, daß Systeme mit nichtlinearen irreversiblen Prozessen zur spontanen Bildung zeitlicher und räumlicher Strukturen in der Lage sind. Solche strukturbildenden Prozesse werden, obgleich sie ganz spezielle physikalische Eigenschaften besitzen können, durch sehr allgemeine Evolutionsprinzipien regiert.

Eine zentrale Stellung in dieser Theorie besitzt die Entropieproduktion $P=d_i S/dt$, die für dissipative Nichtgleichgewichtssysteme eine ebenso fundamentale Rolle spielt wie die Entropie S für Systeme im Gleichgewicht. Die Bedeutung von P als Grundgröße zur Behandlung beliebiger makroskopischer Prozesse kommt eindrucksvoll in den Evolutionstheoremen von Prigogine und Glansdorff zum Ausdruck.

Natürlich bleibt nach wie vor die dem Gleichgewicht entsprechende Situation die einfachste, da hier die Entropieproduktion verschwindet, $P=0$. Beim Übergang vom Gleichgewicht zum Nichtgleichgewicht muß P explizit berechnet werden. Man kann, will man dissipative Entwicklungen genauer verstehen, sich nicht mit qualitativen Entropieungleichungen begnügen, da dann die Entropieproduktion mit wohldefinierten physikalischen

Prozessen in Beziehung zu setzen ist. In den allgemeinen Ausführungen dieses Aufsatzes betrachten wir diesen zentralen Punkt für erledigt und setzen P als eine bekannte Funktion der irreversiblen Flüsse J und thermodynamischen Antriebskräfte X voraus, die generell positiv semidefinit ist, $P \geq 0$.

Das fundamentale Theorem, das Glansdorff und Prigogine (1971) entwickelten, beinhaltet für die zeitliche Entwicklung eines beliebigen nichtlinearen makroskopischen Systems mit zeitunabhängigen Randbedingungen die allgemeinen Evolutionsbedingungen

$$\frac{d_x P}{dt} \begin{cases} < 0 & \text{Evolution} \\ = 0 & \text{Stationarität} \end{cases} \quad (1)$$

für ein stationäres Fließgleichgewicht, das nach einer Übergangsphase erreicht wird. Die Variation d_x besagt, daß in (1) nach den Differentialen der thermodynamischen Kräfte X zu entwickeln ist, wobei die irreversiblen Flüsse J undifferenziert bleiben. Somit liefert (1) i.a. kein totales Differential, abgesehen vom linearen Bereich, wo $d_x P = d_J P$ und deshalb (1) auf das Prinzip minimaler Entropieproduktion $\frac{dP}{dt} \leq 0$ mit $P_0 = \min(\text{Fließgleichgewicht})$ hinausläuft. Offenbar ist nun P in der Umgebung des stationären, i.a. von Null verschiedenen Minimums eine konvexe Funktion der Zustandsvariablen. Nur ein abgeschlossenes System wird ein echtes Gleichgewicht mit $P_{\min} = 0$ erreichen.

Wohl sind es in erster Linie diese Zusammenhänge, die den Weg, auf dem meteo-

rologische Fragestellungen in die moderne Thermodynamik integriert werden können, aufzeigen. Im Lichte der P-Theoreme erhalten Probleme der meteorologischen Dynamik, soweit sie dissipative Effekte durch irreversible Prozesse betreffen, eine ganz neue Dimension. Können atmosphärische Entwicklungen im Konzept der thermodynamischen Evolutionstheorie besser verstanden und ihre Strukturbildungen einer Klärung nähergebracht werden? Die Natur physikalischer und chemischer Prozesse der Meteorologie ist sicher wesentlich nichtlinear und so ist anzunehmen, daß für diese Vorgänge das P_{\min} -Theorem nur begrenzt oder sogar nur in Ausnahmefällen anwendbar sein wird, was für jedes Problem im einzelnen selbst untersucht werden muß.

Ein besonders wichtiger Aspekt in der Thermodynamik nichtlinearer irreversibler Prozesse ist das Stabilitätsverhalten des stationären Zustands. Offenkundig wird in linearen offenen Systemen mit zeitunabhängigen Umgebungsbedingungen bei Schwankungen des Fließgleichgewichts P verstärkt, $\delta P = P - P_0 > 0$. Der durch δP verursachte Evolutionsprozeß wird die Schwankungen dämpfen, so daß letztlich wieder ein stationäres Fließgleichgewicht mit $P_0 = \min$ erreicht wird. Die stationären Fließgleichgewichte bei linearen irreversiblen Prozessen sind automatisch stabile Zustände, und P ist in diesem Fall eine universelle Ljapunov-Funktion (mit $dP/dt < 0$, $\delta P > 0$).

Entschieden anders stellt sich die Situation bei nichtlinearen Prozessen dar. Hier ist P nicht notwendig eine Zustandsfunktion, und P_0 muß auch kein Minimum annehmen. Es kann die durch eine Variation der 'Kräfte' δX um einen stationären Zustand bedingte Variation $\delta_x P$ positive und negative Werte besitzen. Mit der hier gültigen Stabilitätsbedingung

$$\delta_x P \geq 0 \quad (2)$$

wird ein allgemeines Kriterium für ein Fließgleichgewicht, d.h. für einen Quasi-Gleichgewichtszustand eines nichtlinearen, offenen Systems bei zeitunabhängigen Umgebungsbedingungen, festgelegt. Zuzufolge (1) und (2) erfüllt P nicht generell (bis auf den linearen Sonderfall) die Bedingung eines universellen Potentials. Ein stationärer Zustand ist bei nichtlinearen irreversiblen Prozessen demnach nicht automatisch stabil. Die Antwort des Systems auf eine spontane Schwankung δX führt zu einem Fließgleichgewicht mit $d_x P = 0$ und $\delta_x P = 0$ und verharret darin, wenn der durch die Störung erreichte Zustand sich durch $P > P_0$ auszeichnet. Hingegen reagiert das (nichtlineare) System mit Instabilität, wenn in dem durch δX erreichten Zustand $P < P_0$ ist. In diesem Fall wird im Laufe der Evolution das System sich vom stationären Zustand entfernen, eine Wiederherstellung der früheren Bedingungen ist ausgeschlossen, hingegen kann ein neuer stationärer Zustand mit geringerem P_0 erreicht werden.

Die Betrachtung meteorologischer Fälle in der modernen Thermodynamik erweist sich als nicht problemlos. Die Fülle dissipativer atmosphärischer Phänomene bietet ein reichhaltiges Anwendungsfeld, aus dem einige Problembereiche im Lichte der irreversiblen Theorie bisher behandelt werden konnten. Aber auch diese Bemühungen befinden sich noch in vollem Fluß. Es zeigt sich aber, daß die Thermodynamik irreversibler Prozesse den Schlüssel zu einem tieferen Verständnis der Vorgänge in nichtlinearen Systemen liefert.

Im folgenden sollen zwei Beispiele beleuchtet werden, aus der Wolkenphysik das Kondensationswachstum von Tröpfchen und aus der Strahlungsübertragungstheorie (thermisch angeregte) Energietrans-

porte unpolarisierter Strahlung. Beide Probleme werden im Zusammenhang mit den begleitenden Arbeiten von Wacker (1986) und Callies (1986) aufgegriffen.

Wenden wir uns zunächst der Bildung von Wolkentropfen zu. Der Kondensationsprozeß an aktivierten Kernen ist seiner Natur nach wesentlich in die Kategorie der chemischen Reaktionen einzuordnen. Was allerdings bei der Phasentransformation von H₂O nicht unberücksichtigt bleiben darf, sind zusätzliche Einflüsse durch Wärmetransporte J_q, die als latente Beiträge in der Änderungsgeschwindigkeit der Tropfenmasse m bzw. des Tropfenradius a zu Buche schlagen.

Es sei ausdrücklich vermerkt, daß wir es mit Lösungstropfen zu tun haben. Die Wachstumsgleichung für $\dot{m} = \dot{m} \sim 4\pi a^2 \dot{a}$ ist streng nichtlinear, weswegen für stationäre Zustände das allgemeine Evolutionskriterium (1), $d_x P/dt \leq 0$, gilt. Da in der expliziten P-Funktion (Wacker, 1984)

$$P = \int_0^\infty f(a) \left[J_q \frac{\Delta T}{T^2} - \dot{m} \left(\frac{\Delta \mu}{T} + \frac{\lambda \Delta T}{T^2} \right) \right] da \geq 0 \quad (3)$$

zum Zwecke einer befriedigenden Formulierung der Wachstumsgleichung angenommen werden kann, daß Tröpfchen und ihr umgebendes Gasreservoir (Luft-Dampfgemisch) ein insgesamt abgeschlossenes System bilden, führen (3) und einige weitere Bedingungen auf die Gleichung

$$\dot{m} = F(a) = L(a) R_v (e^{-X(a)} - 1) (1 + H(a))^{-1}. \quad (4)$$

In (4) ist $X = \Delta \mu / R_v T$ und L ein freier Faktor. Wegen der besonderen Randbedingungen des Gesamtsystems definiert der stationäre Zustand ein echtes Gleichgewicht (Nukleationsgleichgewicht) mit $\dot{m} = 0$ bzw. $\dot{a} = 0$, und wegen der Nichtlinearität der internen Wechselwirkungen erhalten wir für den Tropfenradius mehrere Lösungen.

Das Variationskriterium für ein stabiles Gleichgewicht und mithin für die Existenz einer Ljapunov-Funktion verlangt, daß die Überschußentropieproduktion

$$\delta_a P = - \int_0^\infty f(a) \delta F(a) \delta X(a) da \quad (5)$$

positiv semidefinit ist. Mit $\delta_a P > 0$ wäre die Dämpfung aller Schwankungen um das Gleichgewicht gewährleistet. Schwankungen des Nukleationsgleichgewichts könnten demnach nur eine untergeordnete Rolle spielen - im Widerspruch zu der Tatsache, daß über aktivierte Hydrometeore Wolkenbildung ermöglicht wird.

In Wahrheit liefert die Theorie auch das entsprechende Resultat. Setzen wir den Gleichgewichtszustand $F(a=r_e)=0$ in das Gebiet des Nichtgleichgewichts fort, so zeigt sich, daß dieser thermodynamische Zweig durch das Überschreiten der 'linearen Entfernung' vom Gleichgewicht instabil werden kann. Die Berechnung wird erleichtert, wenn man (4) mit den klassischen Howell-Köhler - Ausdrücken nähert. Eine Schwankung des Radius $\delta a = a - r_e$ um einen Gleichgewichtswert $a = r_e$ liefert dann für den das Vorzeichen der Überschußentropieproduktion (2) bestimmenden Term mit hier ausreichender Genauigkeit

$$-\delta F(a) \delta X(a) = \frac{2ABC(\delta a)^2}{a^5(1+\dots)^2} \left[\left(\frac{r_c}{a} \right)^2 - 1 \right], \quad (6)$$

worin A, B, C und $r_c = (3B/A)^{1/2}$ bekannte positive Parameter sind. Für $a = r_c$ hat man $\delta_a P(r_c) = 0$. Offenbar ist also r_c ein kritischer Radius, denn für noch so geringe Abweichungen von dieser Tropfengröße wird

$$\delta_a P(a \leq r_c) \geq 0. \quad (7)$$

Das hier auftretende positive Vorzeichen ist eine hinreichende aber nicht notwendige Bedingung für Stabilität. Deshalb bedeutet das negative Vorzeichen

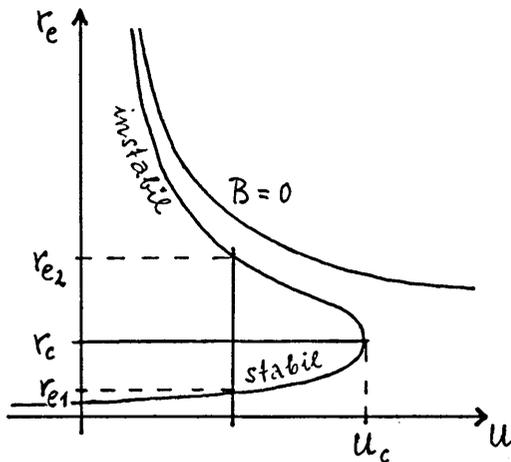


Abb.1: Nukleationsgleichgewicht, $r_e(U)$.

noch nicht automatisch, daß das Gleichgewicht bei Abweichungen bezüglich Tropfenradien $a = r_e > r_c$ instabil wird, aber es kann. Die Ursache hierfür liegt in der nichtlinearen Verknüpfung zwischen \dot{m} und $X(a)$ bzw. a .

Ob das Gleichgewicht tatsächlich instabil wird, wenn der kritische Radius r_c überschritten wird, untersucht man am besten mit der Ljapunov-Methode der gestörten stationären Lösungen. Wir beschränken uns hier auf Ergebnisse der Analyse. Was wegen (7) und der 'gefährlichen' Überschussentropieproduktion (6) möglich ist, passiert auch tatsächlich, Lösungströpfchen (d.h. $B \neq 0$) vorausgesetzt. $a = r_c$ stellt sich als ein echter Schwellenradius heraus, und überschreitet r_e diese Schwelle, so ändert sich der Charakter der Lösung und damit die Evolution qualitativ. Der kritische Radius r_c kennzeichnet eine Bifurkation der Lösung, wobei Gleichgewichtsradien $r_e > r_c$ sich instabil verhalten.

Im Rahmen dieser Aspekte der dissipativen Strukturbildung auf dem thermodynamischen Zweig erhält die bekannte Köhler-Darstellung des Nukleationsgleichgewichts (Abb.1, mit r_e als Funktion der Übersättigung U) - für jedes $U < U_c$ existieren gleichzeitig ein stabiler Radius $r_{e1} < r_c$ und ein instabiler $r_{e2} > r_c$ - auch

als Verzweigungsdiagramm eine grundlegende Bedeutung.

In gewisser Weise erinnert dieses Verzweigungsverhalten der Lösungen, obgleich hier nur ein Freiheitsgrad vorliegt, an Lösungsverzweigungen, die bei zwei Freiheitsgraden auftreten.

Die vorangehende Betrachtung hat gezeigt, daß das thermodynamische Verhalten durch den Einfluß von nichtlinearen irreversiblen Prozessen zu dissipativen Strukturbildungen führen kann. Es ist beachtenswert, daß dadurch ganz andere, sogar entgegengesetzte Entwicklungen stattfinden, als die Fließgleichgewichts- bzw. Gleichgewichtsstrukturen, die nach dem Prinzip der minimalen Entropieerzeugung zu erwarten wären. Daran anknüpfend wollen wir nun die zentralen Gesichtspunkte der Thermodynamik nichtlinearer Prozesse in Bezug auf Strahlungsprozesse diskutieren. Daß die thermodynamischen Methoden in Studien zur globalen Atmosphäre und zum globalen Klima nur selten, und dann nicht sehr erfolgreich, berücksichtigt wurden, mag mehrere Gründe haben. Einer hat aber sicher mit der Rolle zu tun, die die Strahlung spielt.

Die Einführung der Strahlung in die Thermodynamik der Nichtgleichgewichtsprozesse wirft grundlegende Fragen auf. Thermodynamisch erweist sich dabei als von noch größerer Wichtigkeit als die Energietransporteigenschaft die Fähigkeit der Strahlung, Energie zu speichern. Ein diesbezügliches Konzept scheint zur Entwicklung einer Strahlungsthermodynamik unerlässlich. Alle Bemühungen, im Rahmen thermodynamischer Klimabetrachtungen, nur mit einem halb fertigen Transportkonzept Strahlungseffekte in die moderne Thermodynamik zu integrieren, liefern keine befriedigenden Ansätze. Auch Arbeiten mit echten thermodynamischen Überlegungen zum Kli-

maproblem (etwa Nicolis und Nicolis, 1980; Golitsyn und Mokov, 1978) behandeln Strahlungsprozesse als im wesentlichen reversibel.

Die konsequente Betrachtung der Eigenschaft der Strahlung als Energiespeicher bei der Ableitung der Entropiebilanz gestattet, daß die Entropieproduktion in Abhängigkeit der dissipativen Strahlungsbeiträge formuliert werden kann,

$$P = \int_V (\vec{J}_h \cdot \vec{X}_h + \iint_{00}^{\infty 4\pi} J_{\lambda\omega} X_{\lambda\omega} d\omega d\lambda) dV \geq 0. \quad (8)$$

Mit (8) wird man auf einen zunächst unerwarteten, tiefgreifenden Gesichtspunkt geführt. Die Strahlungsbeiträge in der P-Funktion werden nicht, wie man ohne Bedenken wohl vermutet hätte, durch vektorielle Größen repräsentiert, sondern durch die skalaren Antriebskräfte $X_{\lambda\omega} = \frac{1}{T_{\lambda\omega}} - \frac{1}{T}$ und irreversiblen Flüsse $J_{\lambda\omega} = dI_{\lambda\omega}/dr$. λ und ω sind interne Koordinaten, d/dr ist die Änderung auf einem infinitesimalen Wegstück dr in Richtung ω . Daß die $J_{\lambda\omega}$ und $X_{\lambda\omega}$ Skalare sind, kennzeichnet den Charakter von irreversiblen Strahlungsprozessen als Transformationsphänomene, was ebenso chemischen Reaktionen und anderen reinen Übergangsprozessen, die weit vom thermodynamischen Gleichgewicht entfernt ablaufen, eigen ist. Der erste Term in (8) beinhaltet diffusive Wärmetransporte.

Detailanalysen der lokalen Entropieproduktionsrate für spezielle Formulierungen der Strahlungsübertragungsgleichung wurden in Callies (1984), Callies und Herbert (1984) und Herbert (1984) diskutiert. Ähnlich dazu geht auch Essex (1984) vor. Aufgrund der Nichtlinearität von $J_{\lambda\omega}(X_{\lambda\omega})$ -Relationen findet man, wenn (8) zusammen mit einer den Prozessen $J_{\lambda\omega}$ und \vec{J}_h angepaßten Temperaturgleichung und die Annahme $J_h=0$ an der äußeren Berandung verwendet werden, für stationäre Zustände die allgemeine Evo-

lutionsbedingung

$$\frac{d_x P}{dt} = - \int_V \frac{C}{T^2} \left(\frac{dT}{dt} \right)^2 dV \leq 0. \quad (9)$$

Es ist klar, daß dieses Ergebnis nach dem Zuvorgesagten erwartet werden mußte. Nichtsdestoweniger sind aber mit (9) weitgehende Konsequenzen verbunden, die noch längst nicht vollständig verstanden sind.

Einige Aspekte zum strukturellen Stabilitätsverhalten sollen hier angesprochen werden. Zuzufolge (9) wird ein stationärer Zustand, wo $P=P(X_0)$, stabil oder instabil sein, je nach dem, ob das Kriterium $\delta_x P(X_0) > 0$ gilt oder nicht. Wie schon früher dargelegt wurde, definiert (9) ja nicht notwendig einen stationären Zustand als Attraktor für die dissipative Entwicklung. Strahlungseffekte können also instabile Entwicklungen hervorrufen - was die Anschauung betrifft, sicher eine plausible Feststellung. Unter spezielleren Bedingungen wird die Sache aber interessanter, und hier liegen auch bei weitem noch nicht genügend Kenntnisse vor. In besonderen Fällen nämlich, so scheint es, wird $d_x P$ trotz nichtlinearer Strahlungsbeiträge als ein exaktes Differential

$$d_x P = d\phi \quad (10)$$

darstellbar. Diesen besonderen Umstand verdankt man der Kunst, mit der es gelingt, ein Ljapunov - Funktional ϕ zu entwickeln, das über (10) dann automatisch der Evolutionsbedingung (1) und der Stabilitätsbedingung (2) genügt. Ein solches Potential erleichtert die Analyse im Phasenraum erheblich, da dann alle Trajektorien Flächen $\phi = \text{const.}$ nur nach innen, d.h. zum singulären Zustand hingerichtet, durchsetzen können (Abb.2).

An zwei elementaren Beispielen, die aber meteorologisch dennoch nicht trivial sind, konnte dieses Verhalten nachge-

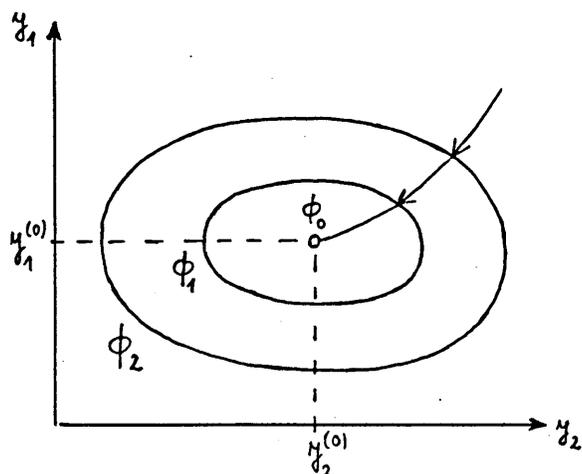


Abb.2: Veranschaulichung eines Stabilitätspotentials ϕ , das von zwei Freiheitsgraden y_1 und y_2 abhängt

wiesen werden (Callies und Herbert, 1984). Die Analyse zeigt folgendes (mathematische Details bleiben hier unerwähnt): Ein ϕ -Potential ist konstruierbar, wenn wir für die Strahlungswechselwirkungen vereinfachende Bedingungen wie etwa bei globalen Klimamodellen und für die diffusiven Wärmetransporte einen linearen Zusammenhang zwischen \vec{J}_h und \vec{X}_h annehmen. Es ist wichtig festzuhalten, daß unter diesen Voraussetzungen aber das Prinzip minimaler Entropieproduktion noch nicht anwendbar ist, trotz Stabilität. Erst wenn wir das Erde-Atmosphäre-System zu einem grauen Körper mit einheitlicher Temperatur entarten lassen, wird auch P ein Minimum im stationären Zustand und selbst Ljapunov - Potential, das mit ϕ bis auf eine additive Konstante gleich ist.

Danksagung

Einige Arbeiten, auf die sich diese Ausführungen abstützen, sind im Rahmen von DFG-Projekten (He 1243/1,2; Sonderforschungsbereich 73) entstanden.

Symbolerklärungen:

- T = Temperatur, speziell in Tropfenumgebung bzw. Erde-Atmosphäresystem
- $T\lambda\omega$ = Strahlentemperatur
- $I\lambda\omega$ = spektrale Strahlenenergiedichte
- λ = Wellenlänge $[0, \infty]$
- ω = Raumwinkel $[0, 4\pi]$
- ΔT = $T - T(\text{Tropfen})$
- $\Delta\mu$ = mit ΔT verknüpfte Gibbs-Potentialdifferenz
- R_v = Wasserdampf-Gaskonstante
- C = charakteristische Wärmekapazität
- V = Systemvolumen
- $f(a)$ = Tropfengrößenspektrum
- $1+H$ = Howell-Faktor
- l = Kondensationsenthalpie

Literaturquellen

- Callies, U. und Herbert, F., 1984: in Develop. Atmos. Sci. 16, New Perspectives in Climate Modelling (Eds. A. Berger u. C. Nicolis) Elsevier, Amsterdam, 311-329
- Callies, U., 1985: Ber. Inst. Meteorol. Geophys. (Univ. Frankfurt), 61, 215 S.
- Callies, U., 1986: Ann. Meteorol., NF 23, vorlieg. Bd.
- Essex, C., 1984: Planet. Space Sci., 32, 1035-1042
- Glansdorff, P. und Prigogine, I., 1971: Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations. Wiley-Interscience, London, 306 S.
- Golitsyn, G.S. und Mokov, I.I., 1978: Isv. Acad. Sci., USSR, Atmos. Ocean. Phys., 14, 271-277
- Herbert, F., 1984: in IRS '84-Proc., Current Problems in Atmospheric Radiation (Ed. G. Fiocco) Deepak, Hampton, 187-193
- Nicolis, G. und Nicolis, C., 1980: Quart. J. Roy. Met. Soc., 106, 691-706
- Wacker, U., 1984: Ber. Inst. Meteorol. Geophys. (Univ. Frankfurt), 56, 234 S.
- Wacker, U., 1986: Ann. Meteorol., NF 23, vorlieg. Bd.

BESCHREIBUNG VON MATERIE-STRAHLUNG-WECHSELWIRKUNGEN ALS NICHT-LINEARE IRREVERSIBLE PROZESSE

Ulrich Callies

Institut für Geophysikalische Wissenschaften, Fachrichtung Meteorologie
Freie Universität Berlin

1 EINLEITUNG

Nach den Erfolgen der allgemeinen Theorie irreversibler Prozesse (TIP) auf vielen Gebieten muß es ein Anliegen der meteorologischen Forschung sein, die Anwendbarkeit der durch TIP bereitgestellten Evolutionstheoreme auf das atmosphärische System zu prüfen. Ein zentrales Problem ist dabei die adäquate Berücksichtigung der letztlich für jedes meteorologische Geschehen verantwortlichen Wechselwirkungen zwischen Materie und durchstrahltem Weltraum. Es zeigt sich, daß eine Behandlung des Strahlungsfeldes als eigenständiges thermodynamisches Subsystem alle Theoreme aus TIP für das globale System Erde-Atmosphäre erschließt (Callies u. Herbert, 1984; Callies, 1984; Herbert, in diesem Band) und insbesondere scheinbar bestehende Schwierigkeiten bzgl. der Formulierung von Randbedingungen (Nicolis u. Nicolis, 1980) grundsätzlich eliminiert.

2 ZUR THEORIE

Der Ausdruck für die flächenspezifische Entropieproduktion \bar{P} in einem horizontal homogenen, sich vertikal von $z=0$ bis $z=\infty$ erstreckenden Medium lautet,

$$(1) \quad \bar{P} = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^{4\pi} J_\nu(m) X_\nu(m) d\omega d\nu dz,$$

mit $J_\nu = dI_\nu/ds$ = individuelle Änderung der spektralen Strahlendichte I_ν eines sich in Richtung des Einheitsvektors m entlang der Wegkoordinate s ausbreitenden Strahlenbündels; ν = Frequenz; $d\omega$ = Raumwinkelelement. Der durch J_ν beschriebene irreversible Prozeß dient dem Ausgleich einer bestehenden Temperaturungleichheit zwischen Medium und Strahlenbündel und wird thermodynamisch nach Einführen eines phänomenologischen Koeffizienten λ_ν proportional zur generalisierten Kraft X_ν gesetzt (nur Absorption/Emission):

$$(2) \quad J_\nu = \lambda_\nu(T, T_\nu^*) X_\nu = \lambda_\nu \left[\frac{1}{T_\nu^*} - \frac{1}{T} \right].$$

T_ν^* ist die mit Hilfe des Planck-Gesetzes berechnete ($I_\nu = B_\nu(T_\nu^*)$) Strahlendichtetemperatur. Nach einfacher nicht-linearer Transformation läßt sich die J_ν treibende Kraft auch mittels einer Differenz von Strahlendichten ausdrücken, was zur bekannten Strahlungsübertragungsgleichung (StÜG) führt:

$$(3) \quad J_\nu = \frac{\lambda_\nu}{T_\nu^* T} \frac{T - T_\nu^*}{B_\nu(T) - B_\nu(T_\nu^*)} [B_\nu(T) - I_\nu].$$

Der Faktor vor der eckigen Klammer (Absorptionskoeffizient) wird meist als unabhängig von I_ν bzw. T_ν^* angenommen. Gl.(3) ist dann linear, was in der Praxis ihren großen Vorzug gegenüber Gl.(2) ausmacht. Da \bar{P} jedoch in den Kräften X_ν formuliert ist, kann selbst bei Linearität von Gl.(3) nicht auf die Gültigkeit des (für stationäre Zustände im Bereich der linearen Thermodynamik erfüllten) Prinzips minimaler Entropieproduktion geschlossen werden. Ein einfaches numerisches Modell bestätigt dies.

3 NUMERISCHES MODELL

Ein schwarzer Erdboden sei von einer für solare Strahlung durchsichtigen Atmosphäre überlagert. Die Wärmekapazität des Bodens sei unendlich, seine Temperatur T^0 und damit auch die unter Beteiligung solarer Strahlung verursachte Entropieproduktion \bar{P}_s konstant. Im langwelligen Bereich sei für die Modellatmosphäre willkürlich ein bis zur Wellenlänge $35\mu\text{m}$ konstanter ($\kappa = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{kg}$), darüber verschwindender massenspezifischer Absorptionskoeffizient κ vorgegeben. Streuung soll nicht auftreten. Untersucht wird der variable Anteil $\bar{P}_t = \bar{P} - \bar{P}_s$ von \bar{P} .

Nach Integration der linearen StÜG in einem 30-Schichten-Modell, ergibt sich das in Abb.2 wiedergegebene stationäre T-Profil. Als zugehörige Entropieproduktion \bar{P}_t erhält man den in Abb.1 mit (■) markierten Wert. Auf der Abszisse ist dabei als grobe Charakterisierung des jeweiligen Zustands das Absorptionsvermögen α aufgetragen, das ein hypothetischer

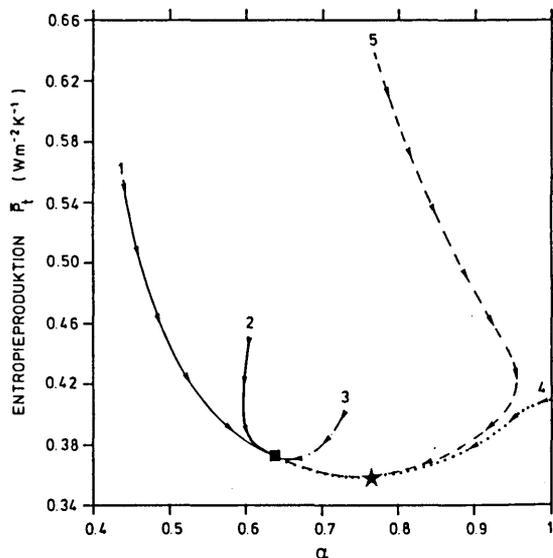


Abbildung 1: Zustands-Trajektorien

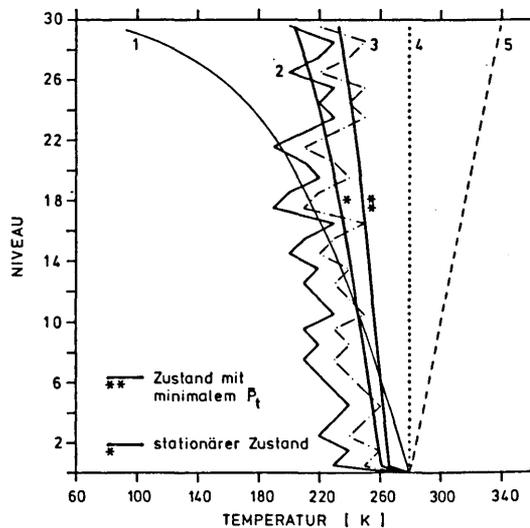


Abbildung 2: Vertikale Temperaturprofile

grauer Körper haben müßte, damit die Energie- und Entropieflüsse an seiner Oberfläche bei einer gewissen Temperatur gerade den im Modell am Oberrand der Atmosphäre berechneten entsprächen (s. Callies, 1984). Für eine isotherme Atmosphäre mit $T \equiv T^0$ gilt

5 LITERATUR

Callies, U.:

Callies, U.; Herbert, F.:

Nicolis, G.; Nicolis, C.:

$\alpha=1$. Der isotherme (mit $T^0=279$ K) und 4 weitere Anfangszustände (T-Profile 1-5 in Abb. 2) wurden gewählt, um das Sicheinstellen des stationären Zustands zu verfolgen. Abb. 1 zeigt die zugehörigen Trajektorien im (α, \bar{P}_t) -Diagramm. Unabhängig von der Berechnung dieser Trajektorien wurde ferner durch Variation der Zustand mit dem unter den gegebenen Umständen minimal möglichen \bar{P}_t bestimmt (Abb. 2). Der zugehörige Punkt im (α, \bar{P}_t) -Diagramm (Symb. ★) wird von den Trajektorien 4 und 5 nahezu exakt durchlaufen.

4 DISKUSSION

Offenbar verhindert die Nichtlinearität von Gl.(2) die Gültigkeit eines Minimalprinzips für \bar{P} . Allerdings sind im Modell die T-Profile im stationären bzw. \bar{P} minimierenden Zustand strukturell äußerst ähnlich und auch im (α, \bar{P}_t) -Diagramm scheint der stationäre Zustand nur aus dem Zustand mit minimalem \bar{P} (bzw. \bar{P}_t) heraus "verschoben" zu sein. So fällt auf, daß alle Trajektorien nahe dem stationären Zustand dieselbe Neigung besitzen, ähnlich den Verhältnissen in der Umgebung eines Extremums. Diese große Regelmäßigkeit könnte teilweise darauf beruhen, daß die explizite Modellierung von Heizungseffekten durch solare Strahlung im Modell mittels einer sehr rigiden Randbedingung ($T^0=\text{konst.}$) ersetzt wurde. Da jedoch an die den stationären Strahlungsprozeß definierenden Annahmen seitens der Thermodynamik keine Bedingungen gestellt sind (Die Gültigkeit globaler Entropieprinzipien setzt feste Randwerte nur für vektorielle Größen voraus, nicht aber für Skalare wie X_{ν} und J_{ν}) sind diesbezügliche Veränderungen des Modells jederzeit problemlos möglich.

Anwendung der Theorie irreversibler Prozesse auf atmosphärische Strahlungsvorgänge. Berichte des Instituts für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt, Nr. 61. Frankfurt: Im Eigenverlag des Instituts, 1984.

On the treatment of radiation in the entropy budget of the earth-atmosphere system. In: New Perspectives of Climate Modelling (Eds.: A. Berger, C. Nicolis). Amsterdam: Elsevier, 1984.

On the entropy balance of the earth-atmosphere system. Quart.J.R.Meteor.Soc., 106 (1980), S. 691-706.

Ulrike Wacker

Deutscher Wetterdienst, Offenbach a.M.

1 EINLEITUNG

Chemische Reaktionen sind wichtige Beispiele für nichtlineare Prozesse; denn bei diesen skalaren Vorgängen hängen die thermodynamischen Flüsse, die Reaktionsraten, im allgemeinen in exponentieller Weise von den thermodynamischen Kräften, den chemischen Affinitäten, ab (z.B. GLANSDORFF und PRIGOGINE 1971). In dieselbe Klasse von Prozessen ist auch die Kondensation von Tropfen in der Atmosphäre einzuordnen. Die thermodynamisch-mikrophysikalische Untersuchung des Tropfen/Gas-Systems zeigt nämlich, daß die Wasserdampfaufnahme/-abgabe ganz analog zu chemischen Reaktionen beschrieben werden kann, wobei die Massenwachstumsrate eines Tropfens der Reaktionsrate entspricht. Es ist aber zu beachten, daß die Kondensation ein Phasenübergang ist, bei dem latente Wärme frei wird, und daß die Tropfenoberfläche gekrümmt ist. Die hierdurch hervorgerufenen Temperatur- und Druckdifferenzen beeinflussen die Massenwachstumsrate. Außerdem besteht das in der Atmosphäre vorhandene Tropfenensemble aus Teilchen sehr unterschiedlicher Größe. Diese Überlegungen zur Kondensation sind auch auf die Spurengasabsorption übertragbar. In der vorliegenden Arbeit wird der allgemeine Fall der gleichzeitigen Aufnahme/Abgabe von mehreren Partialgasen untersucht. Die gegenseitige Beeinflussung der Gase bei der Massenaufnahme soll am Beispiel der simultanen Kondensation und SO₂-Absorption diskutiert werden.

2 DIE MASSENAUFNAHMERATE

Zur Ableitung einer allgemeinen Gleichung für die Massenaufnahmerate eines Tropfens wird ein abgeschlossenes Gesamtsystem betrachtet, das aus zwei offenen Untersystemen besteht, einem Tropfen der Masse ϵ und einem Gasgemisch. Sie

tauschen spezielle Partialmassen und Wärme aus. Druck und Temperatur sind verschieden. Die zunächst unbekanntesten Flüsse der Partialmassen $\dot{\epsilon}_k$, $k=1, n$, werden auf der Grundlage der Theorie der irreversiblen Prozesse (HAASE 1963) bestimmt. Das vollständige theoretische Konzept ist bei WACKER (1984) beschrieben. Als Resultat erhält man $\dot{\epsilon}_k$ in Abhängigkeit von den Affinitäten a_k , a_j zwischen Tropfen und Gasphase als Antriebskräfte:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_k &= -L_{kk} R_k (1 - e^{-a_k/R_k T}) + \sum_{\substack{j=1 \\ (j \neq k)}}^n M_{kj} R_j (1 - e^{-a_j/R_j T}) \\ &= \dot{\epsilon}_{kk} + \sum_{\substack{j=1 \\ (j \neq k)}}^n \dot{\epsilon}_{kj} \end{aligned} \quad (1)$$

mit L_{kk} , M_{kj} : (modifizierte) phänomenologische Koeffizienten; T : Temperatur; R_k , R_j : Gaskonstanten.

Die bisher unbestimmten Koeffizienten L_{kk} , M_{kj} werden mit Hilfe einer Schließungsbedingung aus der Theorie der diffusiven und gaskinetischen Transportprozesse berechnet. Sie sind Funktionen der Temperatur, Tropfengröße und -zusammensetzung.

Gl.(1) zeigt, daß die Aufnahme rate des k -ten Gases von den Affinitäten aller Komponenten abhängt, und zwar setzt sich $\dot{\epsilon}_k$ zusammen aus dem Anteil $\dot{\epsilon}_{kk}$, den die Affinität a_k hervorruft, und den Anteilen $\dot{\epsilon}_{kj}$ ($j \neq k$), die durch das bestehende Nichtgleichgewicht in Bezug auf die übrigen absorbierbaren Partialgase ($a_j \neq 0$) verursacht werden. Dies ist eine Folge der konsequenten Berücksichtigung der Temperaturdifferenz zwischen Tropfen und Gasphase, die durch die bei der Aufnahme der Gase freiwerdende Kondensations- bzw. Lösungswärme verursacht wird. $\dot{\epsilon}_k$ ist nur dann unabhängig von einer im

System vorhandenen absorbierbaren Komponente, wenn deren Übergangswärme verschwindet. Wie bei chemischen Reaktionen hängt der thermodynamische Fluß $\dot{\epsilon}_k$ exponentiell von der Affinität ab. In dem Extremfall $a_i \rightarrow +\infty$ folgt aus der nichtlinearen Fluß-Kraft-Beziehung (1) eine von der Affinität unabhängige Aufnahme- rate; bei alleiniger Kondensation ($n=1$; $\dot{\epsilon}_w = -L_{ww}R_w$) entspricht dies einer Gasphase mit sehr geringem Wasserdampfgehalt. In unmittelbarer Gleichgewichtsnähe ($|a_i|/R_iT \ll 1$) geht (1) in eine lineare Beziehung zwischen $\dot{\epsilon}_k$ und a_i über. Man erhält aber keinen strikt-linearen Ansatz, weil die phänomenologischen Koeffizienten nicht konstant sind.

3 ANWENDUNGEN

Da die Ableitung der Massenaufnahmerate (1) keine Annahmen voraussetzt, die nur auf spezielle Gase zutreffen, kann die allgemeine Gleichung auf beliebige Gase angewendet werden. Die auftretenden gasspezifischen Parameter und ggf. die Beschreibung der im Tropfen ablaufenden chemischen Vorgänge sind der Literatur zu entnehmen (z.B. PRUPPACHER und KLETT 1980, GRAEDEL und WESCHLER 1981).

Unter wolkenphysikalischen Aspekten ist die alleinige Kondensation der wichtigste Spezialfall. Bei der Untersuchung der Bildung von Saurem Niederschlag steht die Absorption von speziellen Spurengasen wie z.B. SO_2 , CO_2 im Vordergrund mit dem Ziel der Simulation des zeitlichen Ablaufs der Gasaufnahme und Versäuerung der Tropfen.

Hier soll als Anwendungsbeispiel für (1) die gleichzeitige Aufnahme/Abgabe von Wasserdampf und SO_2 betrachtet werden. Zur Demonstration des Ausmaßes der gegenseitigen Beeinflussung der beiden Gase sind in Abb.1 die Absorptionsrate $\dot{\epsilon}_s = \dot{\epsilon}_{ss} + \dot{\epsilon}_{sw}$ sowie die Anteile $\dot{\epsilon}_{ss}$ und $\dot{\epsilon}_{sw}$ dargestellt. Unter den gegebenen Bedingungen würde ein H_2O -gesättigter Tropfen SO_2 desorbieren ($\dot{\epsilon}_{ss} < 0$); da aber der Beitrag $\dot{\epsilon}_{sw}$ positiv und betragsmäßig größer als $\dot{\epsilon}_{ss}$ ist, erhält man eine Nettoabsorption für alle Tropfengrößen. Allgemein ist die SO_2 -Absorption für die Kondensationsrate im Hinblick auf prakti-

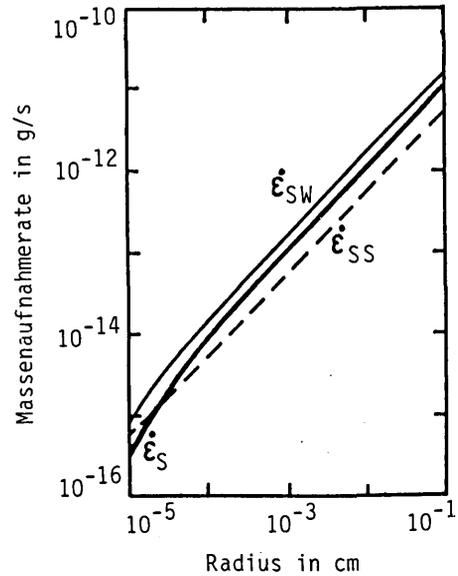


Abb.1 SO_2 -Absorptionsrate $\dot{\epsilon}_s = \dot{\epsilon}_{ss} + \dot{\epsilon}_{sw}$ und ihre Anteile $\dot{\epsilon}_{ss}$, $\dot{\epsilon}_{sw}$ (in g/s) als Funktion der Tropfengröße. Modellbedingungen: SO_2 -Partialdichte in der Gasphase $\rho_s = 10^{-9} \text{ g/cm}^3$; relative Feuchte $RH=80\%$; Temperatur $T=298K$; pH-Wert der Tropfen $pH=4.04$.
 — : positive Werte
 - - - : negative Werte.

sche Anwendungen unbedeutend. Die Verdunstung der Tropfen dagegen kann Betrag und Vorzeichen der Absorptionsrate beeinflussen; dies gilt insbesondere für Tropfen, die sich bzgl. SO_2 in Gleichgewichtsnähe befinden.

4 LITERATUR

- GLANSDORFF, P.; PRIGOGINE, I.: Thermodynamic theory of structure, stability and fluctuations. London: J. Wiley and Sons Ltd. 1971
 GRAEDEL, T.E.; WESCHLER, C.J.: Chemistry with in aqueous atmospheric aerosols and rain drops. Rev. Geophys. Space Phys. 19 (1981) 505-539
 HAASE, R.: Thermodynamik der irreversiblen Prozesse. Darmstadt: Dr. D. Steinkopff-Verlag 1963
 PRUPPACHER, H.R.; KLETT, J.D.: Microphysics of clouds and precipitation. Dordrecht: D.Reidel Publ.Comp. 1980
 WACKER, U.: Modelluntersuchungen zur Kondensation und Spurengasabsorption für stationäre und instationäre Tropfenspektren. Diss. Univ. Frankfurt/M. 1984

UNTERSUCHUNG DES APERIODISCHEN VERHALTENS DER SOUTHERN OSCILLATION
MIT METHODEN DER NICHTLINEAREN SYSTEMANALYSE

Andreas Hense
Meteorologisches Institut Universität Bonn
Auf dem Hügel 20
53 Bonn 1

1. EINLEITUNG

Als quasiglobale Schwankung der Allgemeinen Zirkulation im Zeitskalenbereich von 2-7 Jahren hat die Southern Oscillation (SO), deren eines Extrem die El Nino Ereignisse im Pazifik darstellen, in den letzten Jahren Interesse von Beobachtung, Modellierung und Theorie gefunden. Ein Charakteristikum von Zeitreihen, die die SO beschreiben, ist dabei die offensichtlich chaotische Struktur, d.h. es sind (bis auf den Jahresgang) keine Zyklen zu erkennen und die Autokorrelationsfunktion der Anomalien fällt nach einer gewissen Zeit rasch auf Null ab. Seit Lorenz (1963) ist bekannt, daß auch deterministische Systeme ohne externes Rauschen (stochastische Anfachung) Zeitreihen, die ihrem Aussehen nach chaotische sind, erzeugen können, ist seit Lorenz (1963) bekannt. Die zeitliche Entwicklung derartiger Systeme mit mindestens 3 Komponenten (Freiheitsgrade) und nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den Komponenten, spielt sich dabei auf einem mathematischen Gebilde namens Seltsamer Attraktor ab. Dessen Auftreten ist deshalb synonym dafür zu verwenden, daß auch ein rein deterministisches System chaotisches Verhalten zeigen kann. In den letzten 5 Jahren sind im Bereich der Theoretischen Physik und der Mathematik Verfahren entwickelt worden, die es erlauben aus gemessenen oder berechneten Zeitreihen (etwa durch Integration einfacher Systeme) das Vorhandensein eines Seltsamen Attraktors und gewisse Eigenschaften dieses Gebildes abzuleiten (Schuster, 1984). Mit dieser Arbeit wird der Versuch unternommen, die entsprechenden Verfahren auf Zeitreihen der SO anzuwenden, um damit zu klären, ob das aperiodische, chaotische Verhalten der SO durch die Existenz eines Seltsamen Attraktors erklärt werden kann.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Eine ausführliche Darstellung der theoretischen Grundlagen ist an dieser Stelle nicht möglich. Hier sei auf die Monographie von Schuster (1984), die Arbeiten von Grassberger und Procaccia (1983 a,b) und Nicolis und Nicolis (1984) verwiesen. Die grundlegenden Ideen seien jedoch wie folgt beschrie-

ben. Die zeitliche Entwicklung des Systems mit n Komponenten (Freiheitsgrade) wird beschrieben durch Punkte in einem abstrakten n -dimensionalen Raum (Phasenraum). Die Linie, die das System nach einer festen Anfangsbedingung durchläuft, heißt Trajektorie. Laufen alle Trajektorien für $t \rightarrow \infty$ in eine Untermannigfaltigkeit des Phasenraumes (z.B. einen Punkt oder eine Kreislinie), so heißt diese Mannigfaltigkeit ein Attraktor. Ein Seltsamer Attraktor liegt vor, wenn sich der Abstand zweier Trajektorien, die sich auf dem Attraktor bewegen und zu einem festen Zeitpunkt infinitesimal voneinander entfernt waren, innerhalb einer endlichen Zeit exponentiell vergrößert. Nach dieser Zeit sind die Trajektorien dann zeitlich unkorreliert. Da sich die Trajektorien jedoch weiterhin auf dem Attraktor befinden, besteht eine räumliche Korrelation zwischen den Punkten auf der Trajektorie. Berechnet man die empirische Häufigkeitsverteilung P der Abstände r im Phasenraum der Punkte auf der Trajektorie, so muß sie für einen linienhaften Attraktor P für kleine r linear mit r zunehmen, für einen flächenhaften quadratisch etc. Eine Reihe von Vektoren, deren Komponenten aus Zufallszahlen bestehen, füllt den Phasenraum homogen aus, dementsprechend wird P wie r^n zunehmen. Somit liegt ein Attraktor wahrscheinlich dann vor, wenn die Häufigkeitsverteilung der Abstände, berechnet für unterschiedliche Dimensionen des Phasenraumes ("Einbettungsdimension") ab einer festen Einbettungsdimension immer wie r^D variiert. D nennt man dann die Korrelationsdimension des Attraktors. Ist D keine ganze Zahl, bezeichnet man den Attraktor auch als fraktales Gebilde (Mandelbrot, 1977). Die nächsthöhere ganze Zahl gibt an, wieviel Komponenten man mindestens benötigt, um das zeitliche Verhalten des System vollständig zu beschreiben. Da im allgemeinen nur die Zeitreihe einer Komponente x_0 des Systems bekannt ist, muß man noch ein Verfahren haben, um einen Vektor x der Dimension n zu konstruieren. Dies erfolgt nach Takens (1981) mit Hilfe der sogenannten Lag-Koordinaten: ein n -dimensionaler Vektor zum Zeitpunkt $t = t_0$ wird durch Abgreifen von n Zahlen aus der Zeitreihe mit

konstantem Zeitabstand k ("Lag") erzeugt.

$$\mathbf{x} = (x_1(t_0), \dots, x_n(t_0))$$

$$\mathbf{x} = (x_0(t_0), \dots, x_0(t_0 + (n-1)k))$$

3. ERGEBNISSE

Das eben beschriebene Verfahren wird auf Zeitreihen von Monatsmitteln des Bodendrucks in Darwin (Oktober 1893 - September 1977), des Niederschlags in Nauru (Oktober 1893 - September 1977), und der Wasseroberflächentemperaturen in Puerto Chicama (Januar 1925 - September 1983) angewandt. Um die Signifikanz der Ergebnisse zu testen, wurden für jede Zeitreihe 10 Monte-Carlo Experimente an künstlichen Zeitreihen, die nur aus Jahresgang und rotem Rauschen ($a_0 = 0.6$) bestehen, unternommen. Diese Reihen sollen keinen Attraktor zeigen (s.o.). Liegen die Ergebnisse der reellen Zeitreihen deutlich außerhalb des Bereichs, den die Monte Carlo Zeitreihen einnehmen, so ist die Existenz eines Attraktors wahrscheinlich. Abb. 1 zeigt für die Naurureihe die berechnete Häufigkeitsverteilung P bei einer Einbettungsdimension $n = 8$. Deutlich erkennbar sind zwei Bereiche, in denen $\log(P)$ linear mit $\log(r)$ zunimmt, Geradenanpassungen ergeben die Exponenten $D = 2.42$ und $D = 3.69$. Abb. 2 zeigt für unterschiedliche Einbettungsdimensionen n die Exponenten der beiden unterschiedlichen Bereiche von P_{Nauru} , sowie den Bereich, der für D aus den 10 Monte Carlo Experimenten hergeleitet wurde. Man erkennt, daß ab $n = 9 - 10$ D gegen einen Wert von 4.2 ± 0.5 und gegen 3.3 ± 0.5 konvergiert. Beide Werte sind signifikant von den MC-Experimenten verschieden. Welche Bedeutung jedoch die 2 Werte für D haben, ist momentan noch unklar.

Anwendung des Verfahrens auf die Darwinreihe ergibt $D = 4.4$ und auf die Reihe von Puerto Chicama $D = 4.1$, beide Werte mit einem Fehler von ca. 0.5 und signifikant unterschiedlich zu den MC-Ergebnissen.

4. ZUSAMMENFASSUNG

Die oben gezeigten Ergebnisse legen es nahe, daß das aperiodische Verhalten der Southern Oscillation durch die Existenz eines seltsamen Attraktors der fraktalen Dimension $D = 4.2$ erklärt werden könnte. Man sollte demnach mindestens 5 Variable benötigen, um das Verhalten der SO vollständig zu beschreiben. Allerdings gibt das Verfahren keinen Hinweis darauf, welche Variable die entscheidenden sind, so daß diese Untersuchungsmethode keinen unmittelbaren Beitrag zum physikalischen Verständnis der SO liefert. Das Verfahren bietet lediglich eine zusätzliche Verifikationshilfe für Model-

le der SO, etwa gekoppelte Modelle zwischen Atmosphäre und tropischen Ozean.

5. DANKSAGUNG

Diese Arbeit wird im Rahmen des Klimaprogramms der Rheinisch-Westfälischen Akademie der Wissenschaften, Düsseldorf gefördert.

6. LITERATURVERWEISE

- Grassberger P. und Procaccia I., 1983a: Physica 9D, 189 - 208
 Grassberger P. und Procaccia I., 1983b: Phys.Rev.Lett., 50, 346
 Lorenz, E.N., 1963: J.Atmos.Sci., 20, 130
 Mandelbrot, B., 1977: Fractals-Forms, Chance and Dimension, Freeman, San Francisco
 Nicolis C. und Nicolis G., 1984: Nature, 311, 529
 Schuster, H.G., 1984: Deterministic Chaos - An Introduction, Physikverlag, Weinheim
 Takens, F., 1981: in Proc. Warwick Symp. 1980, D.Rand und B.S.Young Eds. Lecture Notes in Math., Springer 898

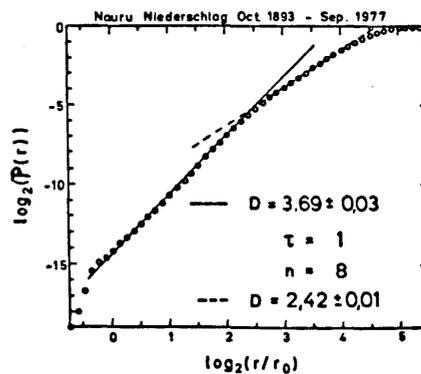


Abbildung 1

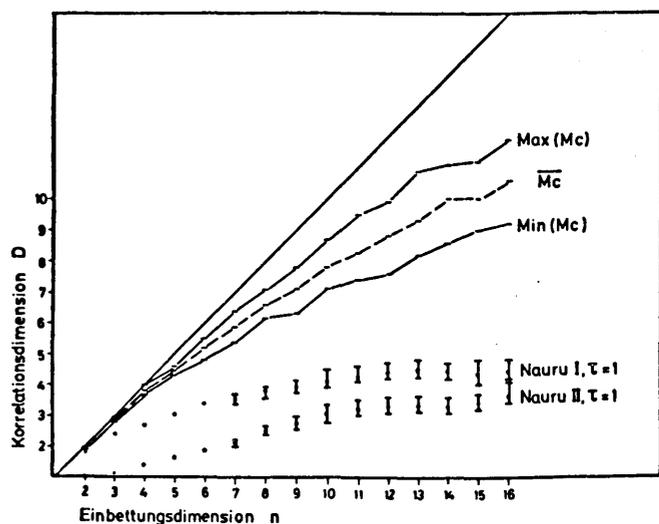


Abbildung 2

G. Siedler

Institut für Meereskunde, Universität Kiel
 Düsterbrookweg 20, 2300 Kiel

1 EINLEITUNG

Obwohl das Volumen der Kaltwassersphäre im tiefen Ozean und den subpolar-polaren Gebieten dasjenige der Warmwassersphäre weit übertrifft, haben gerade die Prozesse in der Warmwassersphäre besondere Bedeutung für das gekoppelte System Ozean-Atmosphäre. Wassererneuerung, Transport und Austausch führen hier zu einer Wechselwirkung im Zeitbereich von Jahren und Dekaden, sie sind also relevant für das Verständnis kurzzeitiger Klimaschwankungen. Der Begriff "Ventilation" soll hier nicht im engen Sinne für die Belüftung, sondern allgemeiner für die Wassererneuerung mit Änderung der Zustandsgrößen Temperatur und Salzgehalt, aber auch der Konzentration anderer gelöster Stoffe verwendet werden. Eine besondere Rolle spielen hierbei anthropogene Spurenstoffe als Indikatoren der ablaufenden Prozesse.

2 DIE WASSERERNEUERUNG IM WINTER

Die Warmwassersphäre besteht aus einer Deckschicht mit typischen Dicken von 20 - 50 m, die nach unten durch einen Bereich mit großen Vertikalgradienten der Dichte begrenzt wird. Dieser Übergangsbereich wirkt analog zu einer Inversion in der unteren Atmosphäre als Barriere für den Wärme- und Stoffaustausch zwischen der Schicht, die der Wasser-Luft-Grenzfläche benachbart ist, und den weiter entfernten Schichten. Im Ozean befindet sich unter dieser Übergangszone die Hauptsprungschicht mit Dichte-Vertikalgradienten, die kleiner als an der Untergrenze der Deckschicht, aber auch größer als in der Kaltwassersphäre sind. Die Hauptsprungschicht reicht je nach Seegebiet bis zu etwa 800 m Tiefe hinab.

Im Winter setzt an den polwärtigen Seiten der antizyklonalen Subtropenwirbel durch Abkühlung Vertikalkonvektion ein. Der negative Auftrieb führt zu Absinkbewegungen und der Umformung potentieller in turbulente kinetische Energie. Das Resultat der turbulenten Vermischung sind homogene Oberflächenschichten, die bis zu 100 oder 200 m, in einigen Gebieten aber auch bis zu mehr als 800 m hinabreichen können. Die Änderung der Temperatur und in gewissem Umfange auch des Salzgehalts führt zur Entstehung neuer Wassermassen und einer

Änderung der potentiellen Vorticity. Absinkbewegungen resultieren auch aus der Divergenz des Windfeldes. Ergebnisse von SARMIENTO (1983) haben erkennen lassen, daß die Vertikalkonvektion durch winterliche Abkühlung der wichtigere Prozess für die Erneuerung der Warmwassersphäre ist. WOODS und BARKMANN (1986) haben mit einem Lagrangeschen Modell gezeigt, daß für die Erneuerung des Wassers der Hauptsprungschicht je nach dem Weg der Wassermassen Vertikalkonvektion durch Dichte-Instabilität oder Ekmantransport-erzeugte Vertikalbewegungen dominieren.

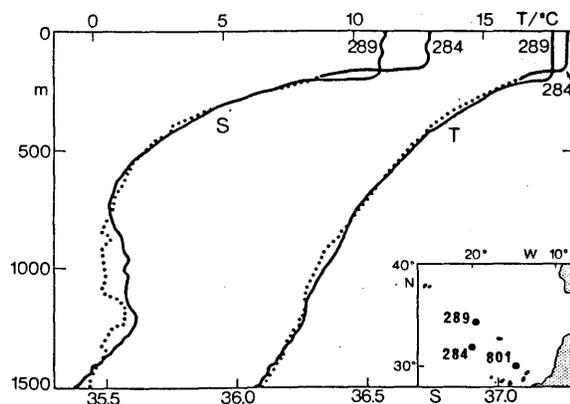


Abb. 1: Temperatur T und Salzgehalt S als Funktion der Tiefe nach Messungen der "Poseidon"-Fahrt 86, April 1982 (KÄSE & RATHLEV, 1982).

Die Wirkung der winterlichen Vertikalkonvektion zeigen die Profile der Abb. 1. Die Station Nr. 289 befindet sich im Gegensatz zur benachbarten Station Nr. 284 in einem Gebiet, wo die Vertikalkonvektion bereits zu einer deutlichen Vertiefung der homogenen Deckschicht und zu einer Verringerung von Temperatur und Salzgehalt in der Deckschicht geführt hat. Die südliche Grenze der Entstehung des neuen Deckschichtwassers für eine bestimmte Dichte wird im späten Winter erreicht. Neuere Untersuchungen haben im östlichen Nordatlantik im wesentlichen die Verteilungen von GORSHKOV (1978) bestätigt, die in Abb. 2 gezeigt sind.

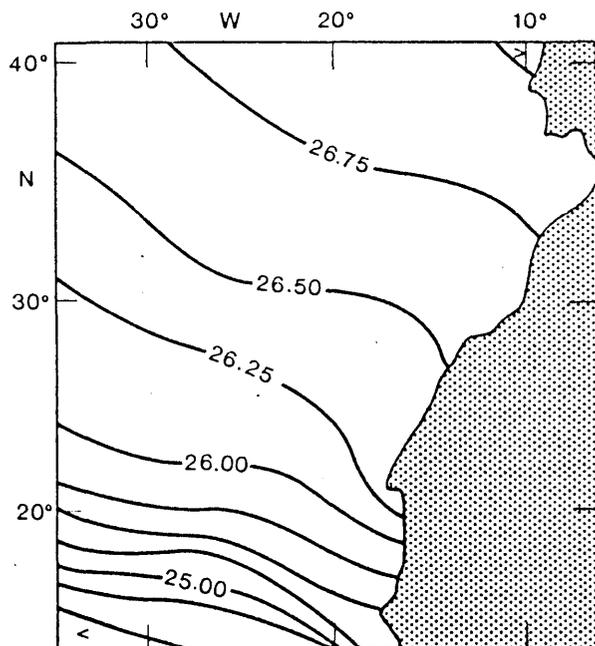


Abb. 2: Dichteparameter σ_T in 25 m Tiefe im Winter (GORSHKOV, 1978).

Mit der Erwärmung im Frühjahr bildet sich über der tiefen Deckschicht eine jahreszeitliche Deck- und Sprungschicht aus. Unter ihr verbleibt eine in Bezug auf Temperatur und Salzgehalt nahezu homogene Schicht, die man als Thermostat bzw. Halostad bezeichnet. Die durch ihre Homogenität ausgezeichnete Wassermasse bezeichnet man als "Mode-Wasser". Das bekannteste und am besten untersuchte Mode-Wasser ist das 18°-Wasser, das südöstlich des Golfstroms entsteht und für die Hauptsprungschicht der Sargasso-See charakteristisch ist (McCARTNEY, 1982). Abb. 3 zeigt an einem Beispiel, daß Mode-Wasser auch im östlichen Nordatlantik auftreten kann.

3 TRANSPORT UND VERMISCHUNG UNTER DER DECKSCHICHT

Sobald das im Winter erneuerte Wasser durch eine Deckschicht von der Atmosphäre abgetrennt ist, gelangt es in ein quasi-geostrophisches Regime. Die räumliche Struktur der Zustandsgrößen wird damit bestimmt durch Advektion der Wassermassen bei Erhaltung der Dichte und der potentiellen Vorticity. Nach früheren Arbeiten, vor allem von WELANDER (1959), haben in neuerer Zeit LUYTEN et al. (1983) ein Modell der Ventilation der Hauptsprungschicht entwickelt, das sich auf wenige Schichten zwischen ausgewählten Dichteflächen beschränkt, zwischen denen keine Vermischung stattfindet. Im nördlichen Bereich wird eine Vertikalgeschwindigkeit aus dem Windfeld abgeleitet. Unter der Deckschicht erfolgt die Wassermassenausbreitung entlang von Linien konstanter potentieller Vorticity auf Flächen konstanter Dichte.

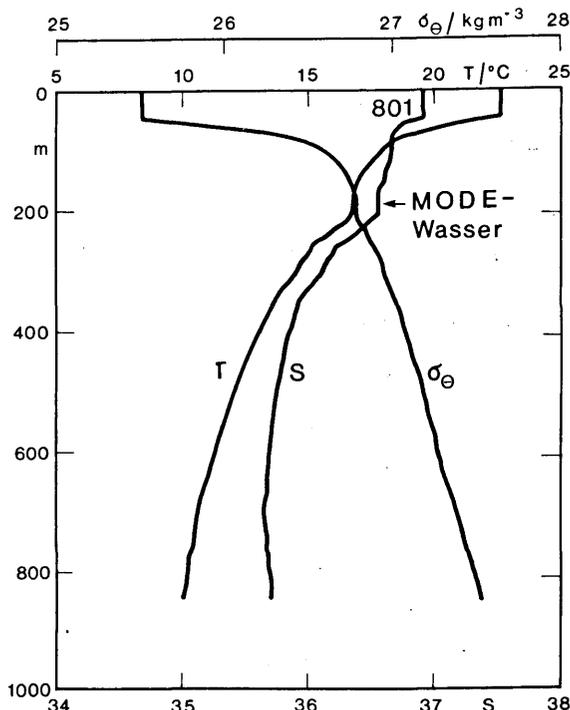


Abb. 3: Temperatur T, Salzgehalt S und potentieller Dichteparameter σ_θ als Funktion der Tiefe nach Messungen der "Poseidon"-Fahrt 104, Oktober 1983 (BREITENBACH et al., 1985). Die Position ist in Abb. 1 angegeben.

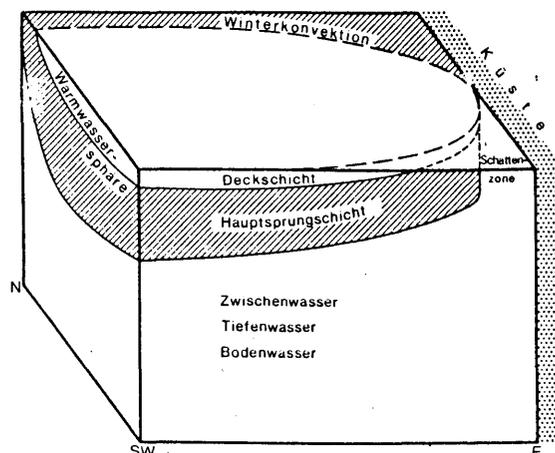


Abb. 4: Schema der Ventilation.

Abb. 4 zeigt ein Schema der Ventilation der Hauptsprungschicht in der Warmwassersphäre entsprechend diesem Modell. Der Kasten stellt den östlichen Teil des Nordatlantiks oder Nordpazifiks dar, begrenzt durch die Küste im Osten und eine Wand im Westen, die unser Untersuchungsgebiet vom westlichen Randstrom trennt, wo die Reibung in der Vorticity-Balance nicht mehr vernachlässigbar ist. Im Norden erkennt man das Gebiet mit Vertikalkonvektion. Südlich davon bestimmt die Vorticity-

Balance die Struktur des Bewegungs- und Dichtefeldes. Man erhält eine anti-zyklonale Bewegung, wobei die Wassermassen sich im Südosten von der Küste entfernen und eine Schattenzone entsteht, in die Wasser unter den Voraussetzungen dieses Modells, also ohne Vermischung zwischen den Schichten, nicht eindringen kann.

Abb. 5 zeigt die Verteilung des baroklinen Strömungsfeldes und der potentiellen Vorticity (unter Vernachlässigung der relativen Vorticity) auf der Dichtefläche $\sigma_\theta = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$ für das entsprechende Gebiet im östlichen Nordatlantik (STRAMMA, 1984). Die südliche Grenze der Winterkonvektion liegt im westlichen Teil bei etwa 35° N (vergl. Abb. 2). Südlich dieser Breite erkennt man, daß die Linien konstanter potentieller Vorticity etwa parallel zum Strömungsfeld verlaufen, wie es das Modell fordert. Die Grenze zur Schattenzone liegt danach nördlich der Kapverden. Ob der Übergang zur Schattenzone tatsächlich eine Grenze für die Wassermassenausbreitung darstellt, läßt sich mit den "klassischen" Parametern Temperatur und Salzgehalt sowie mit Spurenstoffen prüfen.

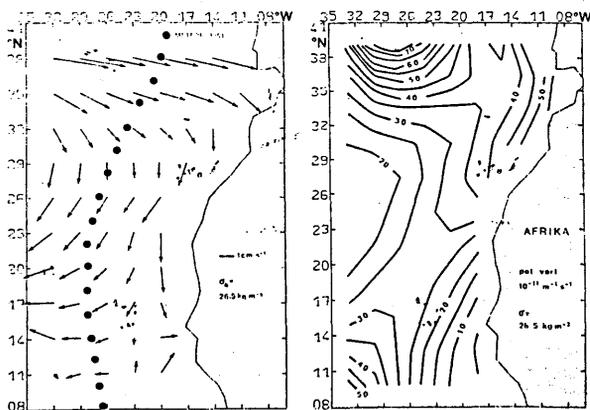


Abb. 5: Barokline Strömungen (links) und potentielle Vorticity (rechts) auf der Dichtefläche $\sigma_\theta = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$.

Abb. 6 zeigt oben für die in Abb. 5 links angegebenen Stationen Meßergebnisse zu den Spurenstoffen Tritium und dem daraus entstandenen ^3He für die Dichtefläche $\sigma_\theta = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$. Die Linien sind Ergebnisse eines Modells (THIELE et al., 1986), das vom baroklinen Strömungsfeld ausgeht, wie es sich aus dem beobachteten mittleren Dichtefeld ergibt. Es setzt ausschließliche Vermischung auf Isopyknenflächen voraus und verwendet wegen der zeitabhängigen

Tracer-Quellstärken zeitlich variable Randbedingungen. Man erkennt die scharfe Grenze für die Spurenstoffausbreitung nördlich der Kapverden bei 15 bis 20° N . Eine entsprechende Grenze findet man in Abb. 6 unten, wo die Mischungsanteile von Nord- und Südatlantischem Zentralwasser nach mittleren Verteilungen in $3 \times 3^\circ$ -Feldern zwischen 26 und 29° W (WILLENBRINK, 1982) berechnet wurden. In guter Näherung stellt der Übergang zur Schattenzone also tatsächlich eine Barriere für den Wasser- und Stoffaustausch dar. Offen bleibt vorläufig, ob Austauschprozesse normal zu dieser Grenze für die Wärme- und Spurenstofftransporte vielleicht doch eine wichtige Rolle spielen, wenn die Zeitskalen groß im Vergleich zur Ausbreitungsdauer der ventilierten Wasserschichten entlang dieser Grenze sind.

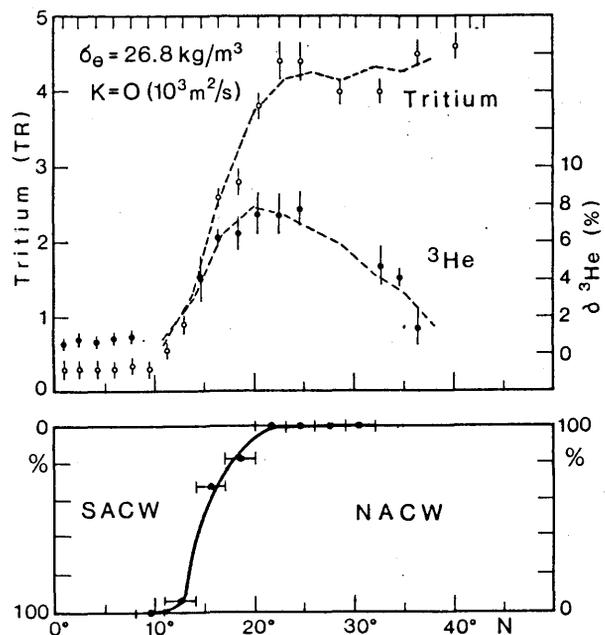


Abb. 6: Oben: Daten und Modellergebnisse zu Tritium und ^3He entlang des Nord-Süd-Schnitts in Abb. 5 links (THIELE et al., 1986).

Unten: Massenanteile des Südatlantischen (SACW) und Nordatlantischen Zentralwassers (NACW) nach Mittelwerten in $3 \times 3^\circ$ -Feldern zwischen 26 und 19° W .

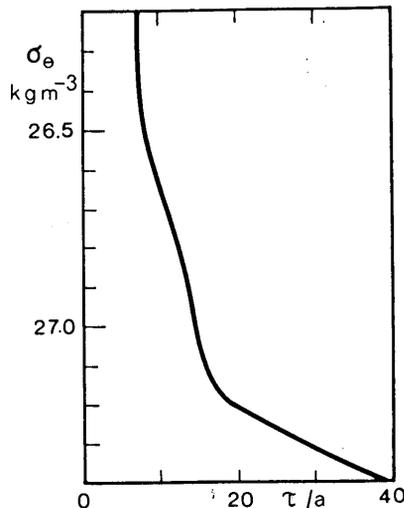
7 VENTILATIONSZEITEN

Die dominierende Zeitskala für die Wechselwirkung zwischen der Atmosphäre und den ventilierten Wasserschichten wird neben der Jahresperiode die Zeit sein, die das erneuerte Wasser in der Hauptsprungschicht verbringt, ehe es wieder nach Durchlaufen des antizyklonalen Wirbels mit der Atmosphäre wechselwirken kann. Bestimmungen

mit einfachen Modellen zur Tracer-Ausbreitung führen zu Abschätzungen der Ventilationszeiten. Das Ergebnis eines Box-Modells zur Tritiumausbreitung im Nordatlantik von SARMIENTO (1983) zeigt Abb. 7, wobei sich etwa 10 Jahre in der Hauptsprungschicht ergeben. Auch wenn der gegenwärtige Stand der Beobachtungen und der Modelle nur die Angabe der Größenordnung der Ventilationszeiten erlaubt, so ist doch klar, daß es sich hier um die Zeitskalen handelt, in denen kurzzeitige Klimaänderungen ablaufen.



Abb. 7: Ventilationszeit τ in Jahren (a) nach einem Tritium-Boxmodell (SARMIENTO, 1983).



7 LITERATURVERZEICHNIS

BREITENBACH, J.; ZENK, W.; DASCH, W.; WITTSTOCK, R.-R.; SCHLOSSER, P.:

A compilation of hydrographic data from the Canary Basin. Ber. Inst. Meeresk., Nr. 139 (1985), 161 S.

GORSHKOV, S.G.:

World Ocean Atlas. Vol. 2: Atlantic and Indian Oceans. USSR Ministry of Defense, Moscow, 1978.

KÄSE, R.; RATHLEV, J.:

CTD-Data from the North Canary Basin. Ber. Inst. Meeresk., Nr. 103, (1982), 130 S.

LUYTEN, J.R.; PEDLOSKY, J.; STOMMEL, H.:

The ventilated thermocline. J. Phys. Oceanogr., 13 (1983), S. 292-309.

MCCARTNEY, M.S.

The subtropical recirculation of Mode Waters. J. Mar. Res. 40, Suppl. (1982), S. 427-464.

SARMIENTO, J.L.:

A Tritium Box Model of the North Atlantic Thermocline. J. Phys. Oceanogr., 13 (1983), S. 1269-1274.

STRAMMA, L.:

Geostrophic transport in the Warm Water Sphere of the eastern subtropical North Atlantic. J. Mar. Res., 42 (1984), S. 537-558.

THIELE, G.; ROETHER, W.; SCHLOSSER, P.; KUNTZ, R.; SIEDLER, G.; STRAMMA, L.:

Baroclinic Flow and Transient-Tracer Fields in the Canary-Cape-Verde Basin. J. Phys. Oceanogr., 16 (1986), (in press).

WELANDER, P.:

An advective model of the ocean thermocline. Tellus 11 (1954), S. 309-318.

WILLENBRINK, E.:

Wassermassenanalyse im tropischen und subtropischen Nordostatlantik. Ber. Inst. Meeresk., Nr. 96 (1982), 72 S.

WOODS, J.D.; BARKMANN, W.:

The response of the upper ocean to solar heating. I: The mixed layer. Quart. J. Roy. Met. Soc., 112 (1986), S. 1-28.

DIE ENTSTEHUNG DES SUBTROPISCHEN MODE-WASSERS,
SIMULIERT MIT EINEM ENTLANG EINER TRAJEKTORIE INTEGRIERTEN DECKSCHICHTMODELL

Wolfgang Barkmann
Institut für Meereskunde, Kiel

Das subtropische Mode-Wasser, das auch als 18°-Wasser bezeichnet wird, ist durch eine annähernd homogene Schicht mit Temperaturen zwischen 17°C und 19°C und Salzgehalten zwischen 36.4‰ und 36.6‰ gekennzeichnet (WORTHINGTON, 1981). Man findet es in den oberen 400 m der Sargasso See und es wird in Nähe der 18°-Isotherme zur Zeit tiefreichender winterlicher Konvektion gebildet. Nach seiner Entstehung transportieren die Strömungen des subtropischen Wirbels dieses Wasser nach Südwesten. Man kann es deshalb noch unterhalb der saisonalen Sprungschicht in Gebieten beobachten, in denen die Deckschicht im Spätwinter Temperaturwerte bis zu 24°C annimmt.

Lagrangesche Integrationen eines eindimensionalen Deckschichtmodells ermöglichten es, die Entstehung des subtropischen Mode-Wassers zu simulieren. Die Integrationen erfolgten barotrop entlang einer Trajektorie des Princeton-Modells (Abb. 1, durchgezogene Linie mit Jahresmarken; SARMIENTO, 1983).

Das verwendete Deckschichtmodell (WOODS und BARKMANN, 1986) ist ein integrales Modell vom Kraus-Turner-Typ (KRAUS und TURNER, 1967). Die Absorption der Sonnenstrahlung im Ozean wurde mit den von WOODS, BARKMANN und HORCH (1983) angegebenen Parametrisierungen berechnet. Die Produktion turbulenter kinetischer Energie ist proportional der Reibungsgeschwindigkeit zur dritten Potenz u_*^3 und der Auftriebsänderung, die von den Wärme- und Frischwasserflüssen an der Oberfläche abhängt. Eine Exponentialfunk-

tion berücksichtigt die Zunahme der Dissipationsrate mit der Tiefe (WELLS, 1979). Die Oberflächenflüsse wurden dem Datensatz von BUNKER entnommen (ISEMER und HASSE, 1985).

In Abb. 1 sind Deckschichttiefe (tägliches Maximum) und ausgewählte Isopyknen entlang der Trajektorie dargestellt. Der starke Rückgang des Jahresmaximums der Deckschichttiefe erfolgt in dem Jahr, in dem die Wassersäule die Linie überschritten hat, an der das Jahresmittel des Oberflächenwärmeflusses B vom negativen in den positiven Bereich übergeht (gestrichelte Linie in der inneren Abb.). Eine relativ dicke Schicht einer nahezu homogenen, statisch stabilen Wassermasse, die im vorangegangenen Frühjahr durch die rasche Abnahme der Deckschicht entstanden ist und die das Mode-Wasser charakterisiert, wird dann in den Bereich unterhalb der saisonalen Sprungschicht entlassen. Im weiteren Verlauf entsteht ein stärker geschichtetes Wasser, dessen vertikale Ausdehnung hauptsächlich vom "Ekman-pumping" bestimmt wird. Abb. 2 zeigt die Variationen der Differenz D der jährlichen maximalen Deckschichttiefe zwischen zwei aufeinanderfolgenden Jahren und die jährliche Vertiefung E der Deckschicht durch "Ekman-pumping". Der Verlauf von D wurde aus zwölf Modellintegrationen, mit einer jeweiligen Verzögerung von einem Monat, erstellt. Der Sprung in der Kurve resultiert aus den unterschiedlichen Startpunkten für die jeweilige Integration und deutet auf eine Ungenauigkeit für D von 25% hin. Das 18°-Wasser entsteht in der Sektion entlang der

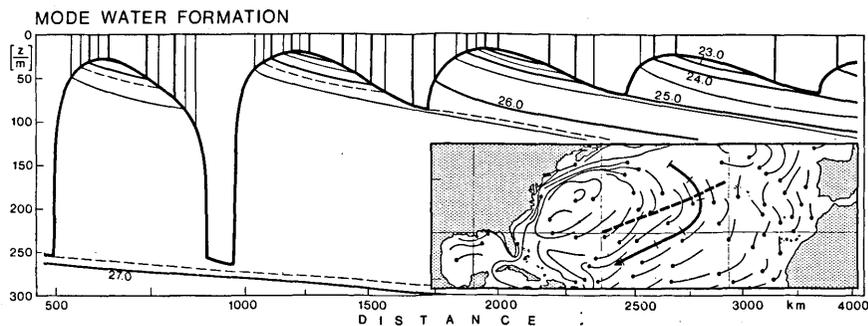


Abb. 1: Variation der Deckschichttiefe und die Tiefen ausgewählten Isopyknen (Isopyknenabstand jeweils 0.25, 0.5 und 1.0 kg m^{-3}) entlang der Trajektorie in der inneren Abbildung. Die Integration begann am 1. April am zweiten Teilstrich der Trajektorie. Innere Abb.: Jährliche Versetzung der Wasserteilchen in 159 m Tiefe (SARMIENTO, 1983); dicke, durchgezogene Linie: die zur Integration benutzte Trajektorie; gestrichelte Linie: ausgeglichene jährliche Bilanz der Oberflächenwärmeflüsse ($B = 0$).

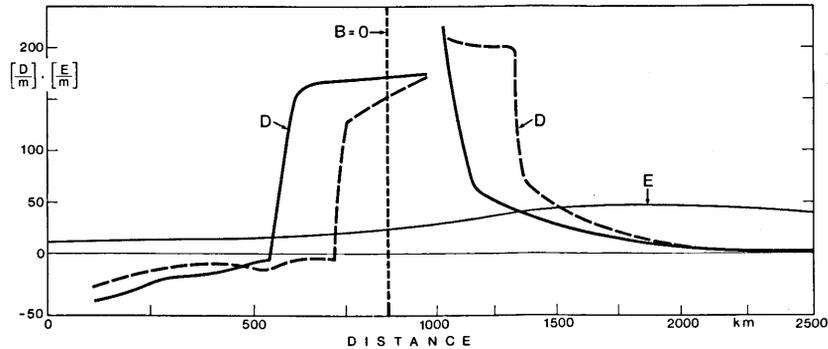


Abb. 2: Variation der Differenz D der jährlichen maximalen Deckschichttiefe zwischen zwei aufeinanderfolgenden Jahren und jährliche Vertiefung E der Deckschicht durch "Ekman-pumping" entlang der Trajektorie.
Durchgezogene Kurve von D: mit "Ekman-pumping"; unterbrochene Kurve von D: ohne "Ekman-pumping".

Trajektorie, die durch maximale Werte von D gekennzeichnet ist. Die Länge des Entstehungsgebietes entspricht der zurückgelegten Strecke des Wassers in dem entsprechenden Jahr. Ein Kartenausschnitt des Nordatlantiks (ROBINSON et al., 1979) vom April (Entstehungsmonat des Mode-Wassers) zeigt eine Zone mit maximalem D (punktierter Bereich in Abb. 3) in dem Gebiet, in dem sich auch die $B = 0$ Linie befindet. Die Berechnungen der jährlichen Produktionsrate des 18° -Wassers aus den Vektoren westlich der benutzten Trajektorie und den horizontalen und vertikalen Abständen der 120m- und 200m-Isobathe der Deckschicht ergeben einen Wert von $425000 \text{ km}^3/\text{y}$, der relativ gut mit der Rate von WORTHINGTON (1976) übereinstimmt ($230000 \text{ km}^3/\text{y}$), den dieser aus den Oberflächenwärmeflüssen in der Sargasso See berechnet hat.

Aus Modellergebnissen und Beobachtungen kann man schließen, daß das 18° -Wasser während der frühjährlichen Erwärmung in einer Zone entsteht, die sich entlang eines Abschnitts der $B = 0$ Linie erstreckt und daß die Produktionsrate vom Betrag der Größe D und von der momentan herrschenden Wassergeschwindigkeit bestimmt wird. Die be-

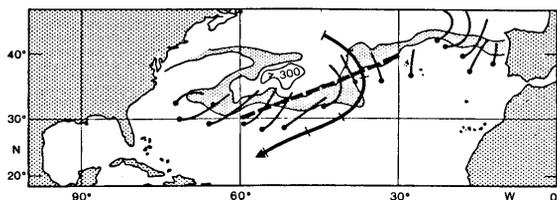


Abb. 3: Das Entstehungsgebiet des subtropischen Mode-Wassers wird durch den punktierten Bereich zwischen der 120m- und 200m-Isobathe der Deckschicht im April angedeutet. Der Kartenausschnitt wurde dem ROBINSON, BAUER und SCHROEDER Atlas (1979) entnommen. Die gestrichelte Linie gibt die ausgeglichene Bilanz des Nettooberflächenwärmeflusses an ($B = 0$). Die Trajektorien sind die gleichen wie in Abb. 1.

schriebene Lagrangesche Integrationsmethode kann auch in anderen Gebieten des Ozeans angewendet werden, um dort Wassermassentstehungen zu analysieren. Allerdings schränken Ungenauigkeiten der Oberflächenflüsse und der Trajektorien sowie die angenommene barotrope Strömung den Wert einer quantitativen Aussage ein.

LITERATUR

ISEMER, H.-J.; HASSE, L.: The Bunker Climate Atlas of the Atlantic Ocean. Springer Verlag, Berlin (1985).

KRAUS, E.B.; TURNER, J.S.: A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II. The general theory and its consequences. Tellus (1967), Nr.19, S.98-105.

ROBINSON, M.K.; BAUER, R.A.; SCHROEDER, E.H.: Atlas of North Atlantic - Indian Ocean Mean Temperature and Mean Salinities of the Surface Layers. U.S. Naval Oceanographic Office Ref. Pub. 18, Washington, D.C. (1979).

SARMIENTO, J.L.: A simulation of bomb tritium entry into the Atlantic Ocean. J. Phys. Oceanogr. (1983), Nr.13, S.1924-1939.

WELLS, N.C.: A coupled ocean-atmosphere experiment: The ocean response. Quart.J.R.Met.Soc. (1979), Nr.105, S.355-370.

WOODS, J.D.; BARKMANN, W.; HORCH, H.: Solar heating of the oceans - diurnal, seasonal and meridional variation. Quart.J.R.Met.Soc. (1984), Nr.110, S.633-656.

WOODS, J.D., BARKMANN, W.: The response of the upper ocean to solar heating. I: The mixed layer. Quart.J.R.Met.Soc. (1986), Nr.112, S.1-27.

WORTHINGTON, L.V.: The water masses of the world ocean: Some results of a fine-scale census in "Evolution of Physical Oceanography" (eds. Warren, B.A., Wunsch, C.) MIT Press, Cambridge, Mass. (1981), S.42-69.

WORTHINGTON, L.V.: On the North Atlantic circulation. The Johns Hopkins Oceanogr. Studies Nr.6 (1976).

BESTIMMUNG DER ZIRKULATION DES NORDATLANTIK AUS KLIMATOLOGISCHEN DATEN

Manfred Wenzel

Institut für Meereskunde
an der Universität Kiel

Die β -Spiralen Methode von Schott und Stommel (1978) wird in der von Olbers u.a. (1985) modifizierten Form benutzt, um aus dem klimatologischen Datensatz für Temperatur und Salzgehalt von Levitus (1982) ein dreidimensionales Geschwindigkeitsfeld für den Nordatlantik zu bestimmen. Die Methode beruht auf der thermischen Windrelation

$$fu_z = g\rho_y \quad ; \quad fv_z = -g\rho_x$$

und der geostrophischen Vorticitybalance

$$fw_z = \beta v$$

zur Bestimmung des baroklinen Anteils der einzelnen Impulskomponenten. Der barotrope Anteil wird unter Berücksichtigung der Erhaltungsgleichung für die potentielle Dichte σ

$$\underline{u} \cdot \nabla \sigma + w \sigma_z = G$$

mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung bestimmt. G beinhaltet hierbei die Diffusionsterme, deren Koeffizienten mit bestimmt werden.

Im Gegensatz zu dem Inversionsverfahren von Wunsch (1978) ist die β -Spirale eine lokale Methode. Da sie keine horizontale Verknüpfung der Geschwindigkeiten beinhaltet, ist das aus ihr resultierende Geschwindigkeitsfeld nicht notwendigerweise divergenzfrei. Um die Massenerhaltung zu garantieren, wird in einem zweiten Schritt ein Vektorpotential $\underline{\Psi}$ so bestimmt, daß

$$\iiint |\nabla \times \underline{\Psi} - \underline{v}^*| dV = \min.$$

gilt. Dabei ist \underline{v}^* das aus der β -Spirale resultierende Geschwindigkeitsfeld. Das zum Vektorpotential $\underline{\Psi}$ gehörende Geschwindigkeitsfeld

$$\underline{v} = \nabla \times \underline{\Psi}$$

ist dann die bestmögliche Näherung eines divergenzfreien Feldes an das ursprüngliche. Es zeigt sich, daß dieses Vorgehen nur zu geringen Änderungen der Geschwindigkeiten führt, so daß thermische Windrelation und geostrophische Vorticitybalance innerhalb der durch die Daten gegebenen Fehlergrenzen Gültigkeit behalten. Größere Abweichungen von diesen Balancen treten nur im Bereich starker Strömungen wie Golfstrom und Nordatlantischer Strom auf.

Das resultierende Geschwindigkeitsfeld gibt im wesentlichen die klassische Vorstellung von der Zirkulation im Nordatlantik wieder. Die einzelnen Strombänder sind jedoch auf Grund der klimatologischen Mittelung des verwendeten Datensatzes stark verschmiert. Das 100m Niveau ist durch eine breite Golfstromregion mit einer Rezirkulationszelle an seiner südlichen Flanke gekennzeichnet. Bei etwa 40°N und 40°W spaltet sich der Strom in zwei Zweige auf, einen breiten Nordatlantischen Strom und einen Azorenstrom zwischen 30°N und 40°N. Die Zirkulation in 2000m ist beherrscht von einem Gegenstrom entlang der westlichen Beran-

dung des Beckens. Dies steht ebenso wie die Regionen mit stärkeren Strömungen an der Ostflanke des Mittelatlantischen Rückens in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Defant (1941). Das Feld der Vertikalgeschwindigkeit in 100m Tiefe läßt sich direkt vergleichen mit der vertikalen Ekmanpumpgeschwindigkeit, die sich aus der Rotation der Windschubspannung ergibt (Leetma u. Bunker 1978).

Mit dem Geschwindigkeitsfeld wurde der meridionale Wärmetransport im Nord-

atlantik berechnet. Er ist im gesamten Bereich positiv, also nach Norden gerichtet. Mit ca. 1.1PW (1PW= 10^{15} W) liegt er südlich von 20°N im Rahmen bisheriger Ergebnisse (z.B. Lamb u. Bunker 1982). Nördlich davon sinkt er bis auf etwa 0.1PW ab und liegt dabei 0.3-0.6PW niedriger als bisherige Ergebnisse. Dies deutet auf einen durch das gemittelte Geschwindigkeitsfeld bedingten systematischen Fehler hin.

Literaturverzeichnis:

Defant, A.:

Quantitative Untersuchungen zu Statik und Dynamik des Atlantischen Ozeans. Die absolute Topographie des physikalischen Meeresniveaus und der Druckflächen sowie die Wasserbewegungen im Raum des Atlantischen Ozeans. In: Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff 'Meteor' 1925-27, 6, 2.Teil (1941) S.191-260

Leetma, A.; Bunker, A.F.:

Updated charts of the mean annual wind stress, convergences in the Ekman Layer and Sverdrup transports in the North Atlantic. J.Mar.Res. 36 (1978) S.311-322

Levitus, S.:

Climatological Atlas of the World Ocean NOAA Technical Paper 3 (1982) 173S.

Schott, F.; Stommel, H.:

Beta spirals and absolute velocities in different oceans. Deep-Sea Res. (1978) S.961-1010

Olbers, D.; Wenzel, M.; Willebrand, J.:

The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data. Rev.Geophys. (1985) im Druck

Wunsch, C.:

The general circulation of the North Atlantic west of 50°W determined from inverse methods. Rev.Geophys. Space Phys. 16 (1978) S.583-620

ZUR KORRELATION VON WIND UND DEN TRAJEKTORIEN
SATELLITEN - GEORTETER TRIFTBOJEN

Juergen Stahlmann
Institut für Meereskunde
an der Universität Kiel

Wiederholt wurden Versuche unternommen, die klassische Theorie zur winderzeugten Triftströmung auch durch Messungen mit Lagrange'schen Triftkörpern zu bestätigen.

In diesem Falle werden Satelliten-geortete Triftbojen im Nordatlantik verwendet, um die Beziehung zwischen Wind und Triftströmung zu untersuchen.

Als geeignete Parameter zur Beschreibung dieser Beziehung wurden der

- Ablenkwinkel zwischen der Windrichtung und der Triftströmung und eine

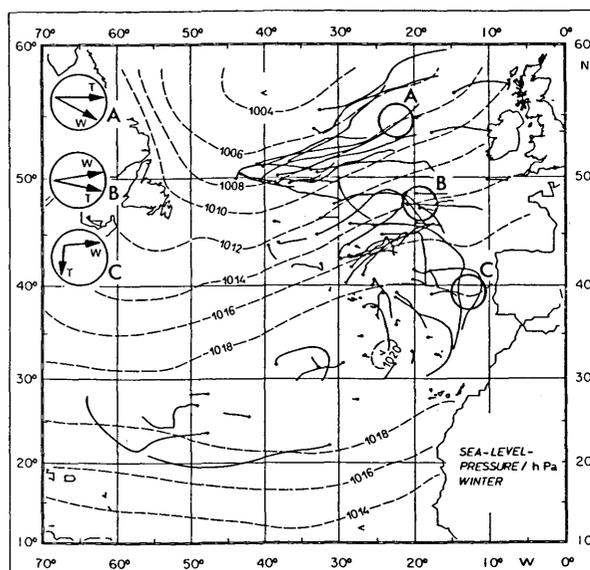
- Relation zwischen den Beträgen von Triftstrom und Windschub

angesehen.

Auf großen Skalen wurden solche Korrelationsberechnungen bereits mehrfach vorgenommen.

Es wurden Ablenkwinkel zwischen 0° und 30° , sowie Trift-Wind-Verhältnisse zwischen 1 % und 4 % ermittelt.

Bedenken bestehen jedoch, ob die auf diese Weise ermittelten Relationen auch tatsächlich physikalischer und nicht topographischer oder anderweitiger Natur sind.



Trajektorien im mittleren Luftdruckfeld

Bei neueren Untersuchungen wurde deshalb besonderes Augenmerk auf die Berücksichtigung der vorherrschenden ozeanischen Bewegungsskalen gelegt. Durch die Wahl eines geeigneten spektralen Fensters, welches nur den Frequenzbereich umfaßt, in dem nur der Wind als dominante Anregung in Frage kommt, wurde versucht, eine Korrelation zu bestimmen, die unabhängig vom Meeresgebiet ist.

Als Ergebnis zeigten Triftbojen mit Treibsegeln in unterschiedlichen Tiefen ein Triftverhalten, welches der Ekmantheorie entspricht:

- Zunahme des Ablenkwinkels und
- Abnahme des Verhältnisses von Trift zu Wind mit der Tiefe.

Über den gesamten Frequenzbereich zeigten Triftdaten auch in spektraler Darstellung charakteristische Eigenarten bezüglich der Treibsegeltiefe.

Durch Berechnung von Rotationsspektren, bei denen die Komponenten aus rechts- und linksdrehenden Anteilen bestehen, war es möglich, die für die vorhandene Datenbasis eng beieinander liegenden Energiemaxima bei den Frequenzen von Trägheitsschwingungen und Gezeiten zu trennen.

Bezüglich der Segeltiefe wurde festgestellt, daß

- bei oberflächennahen Segeln die rechtsdrehenden Trägheitsschwingungen dominieren und
- mit der Tiefe die linksdrehenden Gezeiten an Bedeutung gewinnen.

Jan O. Backhaus

Institut für Meereskunde der Universität Hamburg
Heimhuder Str. 71, 2000 Hamburg 13

Zusammenfassung

Durch die Analyse einer Serie simulierter winterlicher Zirkulations-Szenarios wird eine quantitative Abschätzung der atmosphärisch bedingten Variabilität niederfrequenter Fluktuationen der Zirkulation des Nordeuropäischen Schelfmeeres gegeben. Die Simulationen, die mit einem nichtlinearen dreidimensionalen Strömungsmodell BACKHAUS (1985, DHZ) unter Vorgabe realistischer, zeitabhängiger Felder der Windschubspannung und des Luftdruckes durchgeführt wurden, decken jeweils den Zeitraum Oktober bis April ab. Insgesamt wurden 14 Winter simuliert. Sowohl nichtlineare zeitabhängige Wechselwirkungen zwischen gezeiten- und windbedingter Strömung, als auch der Beitrag von Schichtung und Gezeiten zur mittleren Strömung sind in den Simulationen enthalten. Im Vergleich zu dem Ensemble-Wintermittel der Zirkulation zeigte sich, daß bisherige Abschätzungen (klimatologischer) Mittelwerte der Zirkulation, die unter der stationären Anfachung eines entsprechenden (klimatologischen) Mittels der meteorologischen Felder berechnet wurden, zu einer systematischen Unterschätzung der Strömungen führen. Die Ursache für die regional erheblichen Abweichungen liegen in der Vernachlässigung des instationären Charakters des atmosphärisch bedingten Impulstransfers. Dieser Befund legt es nahe, daß einige, insbesondere umweltrelevante Aussagen, z.B. über die Zeitskalen des Wassermassenaustausches der Nordsee revidiert werden müssen. Aus dem Ensemble der vierzehn Strömungs-Szenarios konnte eine beträchtliche Variabilität der Zirkulation des Nordeuropäischen Schelfmeeres sowohl für Zeitskalen oberhalb des Jahresganges, als auch für jene,

die durch den Simulationszeitraum von sieben Monaten aufgelöst werden, abgeleitet werden. Im ersten Fall zeigt ein Vergleich berechneter Winter-Anomalien der Zirkulation, daß diese von der gleichen Größenordnung wie der aus dem Ensemble berechnete Mittelwert selbst sind. Durch eine entsprechende Analyse der verwendeten atmosphärischen Anfachung QUADFASEL etc. (1985, Met. Atlas) gelingt es, einen Bezug zwischen den Mustern der Zirkulation und denen der anregenden Atmosphäre herzustellen. Für Zeitskalen unterhalb des Jahresganges können die Abweichungen vom Mittel dieses um ein mehrfaches überschreiten. Aufgrund dieser Ergebnisse erscheint die bisher in der Literatur erfolgte ausschließliche Beschreibung der Zirkulation durch einen Mittelwert als wenig sinnvoll, da sie (wie auch die anregende Atmosphäre) vielmehr durch erhebliche Abweichungen vom Mittel gekennzeichnet ist.

BACKHAUS, J.O.: A Three-Dimensional Model for the Simulation of Shelf Sea Dynamics
Dt.hydrogr.Z.38, 1985

QUADFASEL, D.: Atlas of monthly surface fields of air pressure, wind stress and wind stress curl over the North Eastern Atlantic Ocean: 1955 - 1982
Technical Report 3-85
Institut für Meereskunde der Universität Hamburg, 1985

WINDERZEUGTE BAROKLINE ROSSBYWELLEN

Angelika Lippert

Institut für Meereskunde Kiel

Barokline Rossbywellen sind ein wichtiger Bestandteil der niederfrequenten Variabilität in den Ozeanen mittlerer Breiten. Bei Horizontalskalen von einigen 100 km sind ihre Zeitskalen mehr als 100mal größer als die in der Atmosphäre, was in dem im Ozean ca. 10mal so kleinen Rossbyradius begründet ist. Analysen langer Zeitreihen von Temperatur- bzw. Dichteanomalien aus dem östlichen Nordpazifik zeigten, daß ein Großteil der beobachteten Variabilität durch planetarische Wellen erklärt werden kann. Auch wenn für den östlichen Nordatlantik vergleichbare Analysen fehlen, geben die Erkenntnisse neuerer Forschungsarbeiten (Sonderforschungsbereich "Warmwassersphäre des Atlantiks") über die typischen Horizontalskalen aus Satelliteninfrarotmessungen ebenso wie aus Feldexperimenten, die Erkenntnisse über die Zeitskalen aus Verankerungen und Driftexperimenten sowie über die Vertikalskalen (ebenso aus Verankerungen) Hinweise auf die Existenz barokliner Rossbywellen.

Eine mögliche Entstehungsursache dieser Wellen kann in der stochastischen

Komponente der Windschubspannungsrotation gesehen werden.

Mit einfachen quasigeostrophischen Spektralmodellen läßt sich unter Einbeziehung direkter (Ekman-Pumping) und indirekter Winderzeugung (durch Umwandlung direkterzeugter Energie an horizontalen ozeanischen Berandungen) die stochastische bzw. quasideterministische ozeanische Reaktion auf fluktuierende Windfelder zeigen. Eine östliche Berandung, wie sie beispielsweise die afrikanische Küste darstellt, bewirkt dabei, daß durch Kompensation und Reflexion direkterzeugter Energie Wellen an ihr entstehen, die sich westwärts ausbreiten und auf ihrem Weg nach Westen abgeschwächt werden. Zusammen mit den lokalerzeugten Wellen bewirken sie dadurch eine nichthomogene räumliche Verteilung der Energie. Die Entstehung von Wellen (Perioden $> 1/2$ Jahr) durch barokline oder barotrope Instabilität kann für weite Bereiche der nordöstlichen Ozeane als irrelevant angesehen werden. Mit einem Halbanalytischen Modell kann im Rahmen der linearisierten Theorie gezeigt werden, daß die stationären Strömungen in den östlichen Bereichen der Ozeane mit ihren geringen Geschwindigkeitswerten vor allem die Raum- und Zeitskalen der Rossbywellen modifizieren.

ZIRKULATION DES ROTEN MEERES

Detlef Quadfasel

Institut für Meereskunde der Universität Hamburg
Heimhuder Str. 71, 2000 Hamburg 13

Die ozeanische Zirkulation des Roten Meeres wird im wesentlichen durch zwei atmosphärische Einflüsse und durch seine Topographie geprägt. Die hohen Verdunstungsraten von 2m/Jahr treiben eine thermohaline Zirkulation, die durch tiefreichende winterliche Vertikal-konvektion im Norden bis in den Bereich des Tiefenwassers wirkt. In Oberflächennähe sind die Strömungen dominant windgetrieben und erfahren durch den Jahresgang der Monsune im Südteil des Roten Meeres zweimal jährlich eine Richtungsumkehr. Durch die Überlagerung der wind- und thermohalin-getriebenen Zirkulation bildet sich am flachen Südausgang in der Straße von Bab El Mandeb im Winter eine Zweischichten- und im Sommer eine Dreischichten-Struktur mit alternierendem Aus- und Einstrom aus.

Das geringe Breiten- zu Längenverhältnis des Roten Meeres von 200km/2000km führte in der Vergangenheit dazu, daß seine Zirkulation als 2-dimensional, d.h. ohne laterale Variabilität, betrachtet wurde. Tatsächlich wurden durch die weitabständigen hydrographischen Messungen der 60iger Jahre auch nur die großskaligen Gradienten der Parameter aufgelöst. Der einzige räumlich hochauflösende Schnitt aus dieser Zeit (Januar 1963) wies dagegen auf die Existenz starker Querströmungen und damit auf die 3-dimensionaler Strukturen hin.

Während zweier Meßkampagnen mit einem ebenfalls räumlich hochauflösenden hydrographischen Meßnetz im Mai 1983 und Januar/Februar 1984 wurden wiederum mehrere barokline Wirbel mit einer räumlichen Ausdehnung von 150-250km beobachtet (QUADFASEL und BAUDNER, 1986). Die mit diesen Wirbeln verbundenen Transporte in

den oberen 300m liegen zwischen 1 und 3×10^6 m³/s und damit um ein mehrfaches höher als die Transporte der mittleren Zirkulation. Die räumlichen Skalen dieser Strukturen sind erheblich größer als der barokline Deformationsradius, was die Vermutung nahelegt, daß es sich bei den Wirbeln um die Zirkulation "an sich" und nicht um synoptische Strukturen handelt. Die Skaligkeit der Wirbel (150-250 km) wurde statistisch mit Hilfe von monatlichen Temperaturprofilmessungen von einem Frachter aus bestätigt. Die hier gewonnenen sowie historische Daten wiesen weiterhin auf eine topographische Fixierung der Wirbel zwischen relativen Engen im Roten Meer bei 19°, 21.5° und 24.5°N hin.

Anregung durch das Windfeld im Zusammenspiel mit der lokalen Topographie ist der wahrscheinlichste Erzeugungsmechanismus für die Wirbel. Die dominante Windrichtung über dem Roten Meer ist entlang seiner Achse, wobei die Geschwindigkeit zu den Seiten abfällt. Die mit dem Windfeld verbundene Rotation ist nur im Süden während des NE-Monsuns zyklonal, sonst antizyklonal. Durch Anwendung der Sverdrup Balance erhält man also eine dem Windfeld entsprechende ozeanische zyklonale bzw. antizyklonale Zirkulation. Die teilweise geschlossenen Strombahnen kommen jetzt durch die topographische Führung in den einzelnen Becken des Roten Meeres zustande. Die Voraus-sagen dieser einfachen Theorie stimmen mit den Beobachtungsergebnissen recht gut überein.

QUADFASEL, D.; The circulation of the Red Sea. (in press)
BAUDNER, H.: Sea. (in press)
in Karbe, Mill (ed.): The Red Sea. Academic Press (1986)

SATELLITENBEOBACHTUNGEN ATMOSPHERISCH BEDINGTER ÄNDERUNGEN DER OBERFLÄCHENTEMPERATUR DES OZEANS

Lothar Stramma

Institut für Meereskunde, Universität Kiel
Düsternbrooker Weg 20, 2300 Kiel

1 ZUSAMMENFASSUNG

Satellitenbeobachtungen im Infrarotbereich zeigen eine Erwärmung der Ozeanoberfläche im Tagesgang und eine Abkühlung der Oberfläche nach dem Durchzug von Hurrikans. Beide Effekte können eine Amplitude von mehr als 3°C aufweisen und sind eng an atmosphärische Bedingungen gekoppelt.

2 EINLEITUNG

Die Oberflächentemperatur des Ozeans kann mit Hilfe von Satellitendaten aus Strahlungsmessungen im Infrarotbereich berechnet werden. Im folgenden werden Beobachtungen sowohl von der Erwärmung des Ozeans im Tagesgang als auch von der Abkühlung nach dem Durchzug von Hurrikans im westlichen Nordatlantik gezeigt. Die Abhängigkeit der beiden Effekte von den atmosphärischen Bedingungen wird untersucht.

3 DATEN

Bei den Satellitendaten wurden zwei Kanäle im Infrarotbereich des NOAA-7 Satelliten zur Gewinnung der Ozeanoberflächentemperatur benutzt. Die Daten wurden in bezug auf die atmosphärischen Einflüsse und die Abhängigkeit des Neigungswinkels bei der Strahlungsmessung korrigiert (CORNILLON und STRAMMA, 1985). Für die Untersuchung der Tagesgänge wurden zusätzlich Vergleiche mit einem Temperatursensor 0.6 m unter der Meeresoberfläche durchgeführt. Der Temperatursensor war an einer Oberflächenverankerung in der Sargasso See bei 34°N, 70°W befestigt (BRISCOE und WELLER, 1984).

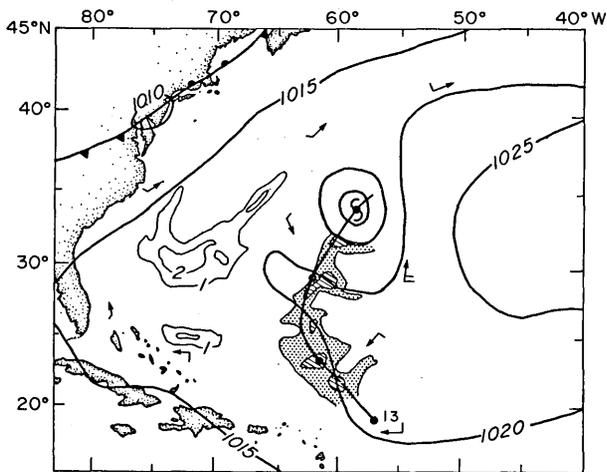
4 TAGESERWÄRMUNG

Große Tagesschwankungen der Oberflächentemperatur werden bei starker Einstrahlung und gleichzeitig schwacher Windstärke erzeugt. In der westlichen Sargasso See werden diese Bedingungen gewöhnlich im Rücken des Azorenhochs gefunden. Tagesgänge bis zu 3.5°C wurden in den Satellitendaten beobachtet und können in Modellrechnungen simuliert werden (STRAMMA et al., 1986b). Die Tagesgänge bei 34°N, 70°W zeigen gute Übereinstimmung zwischen den Temperaturwerten aus Satellitendaten und jenen des Sensors 0.6 m unter der Meeresoberfläche. Nur der oberste Meter des Ozeans wird im Tagesgang erwärmt, wobei aber Gebiete bis zu 300000 km² eine Temperaturerhöhung von mehr als 1°C aufweisen können.

5 HURRIKANS

Hurrikans sind Tiefdruckgebiete von mehreren hundert Kilometern Durchmesser, die Windgeschwindigkeiten von mehr als 33 m/s aufweisen. Bei solch starken Winden wird die Deckschicht des Ozeans durch irreversible Vermischung mit der Sprungschicht vertieft. Dies führt zu einer Abkühlung der Deckschicht. Für alle 13 Hurrikans im westlichen Nordatlantik zwischen September 1981 und Dezember 1984 wurde eine Abkühlung der Meeresoberfläche von etwa 400 km Breite entlang der Hurrikanbahn beobachtet. Das Maximum der beobachteten Temperaturerniedrigung liegt bei 3.5°C. Die Abkühlung kann bis zu 16 Tage nach Durchzug des Hurrikans nachgewiesen werden. Abbil-

dung 1 zeigt die für Hurrikan HARVEY im September 1981 in Satellitenbildern beobachtete Abkühlung der Meeresoberfläche. HARVEY zieht als isoliertes Tiefdruckgebiet durch den Rücken des Azorenhochs. Dies führt dazu, daß bereits 600 km vom Zentrum des Hurrikans entfernt die Windgeschwindigkeiten gering sind und eine Tageserwärmung von mehr als 1° gefunden wird (Abb. 1).



6 SCHLUSSBEMERKUNG

Die Untersuchung von Satellitenbildern der Meeresoberfläche muß mit großer Sorgfalt erfolgen, damit Strukturen wie die Tageserwärmung oder die Abkühlung durch Hurrikans nicht zu Fehlinterpretationen führen. Die Kombination von Satellitenbildern mit in-situ Messungen im Ozean sowie mit Wetterbeobachtungen erscheint als ein wertvolles Verfahren zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Ozean.

Abb. 1: Luftdruckverteilung in hPa (dicke Linien) und Windbeobachtungen am 15. September 1981, 24 GMT. Bahn des Hurrikans HARVEY als dicke Linie mit Kreisen in 24 h Abstand, beginnend am 13. September. Das Gebiet der Tageserwärmung der Ozeanoberfläche am 15. September von 1 und 2°C wird in dünnen Linien gezeigt. Entlang der Bahn von HARVEY ist die Abkühlung der Ozeanoberfläche nördlich von 20°N von mehr als 1°C gepunktet und von mehr als 2°C gestrichelt gekennzeichnet (nach STRAMMA et al., 1986a).

7 LITERATURVERZEICHNIS

BRISCOE, M.G.; WELLER, R.A.:

Preliminary results from the Long Term Upper Ocean Study (LOTUS).
Dyn. Atmos. Oceans, 8(1984), 243-265.

CORNILLON, P.; STRAMMA, L.:

The distribution of diurnal sea surface warming events in the western Sargasso Sea. J. Geophys. Res., 90 (1985), 11811-11815.

STRAMMA, L.; CORNILLON, P.;
PRICE, J.F.:

Satellite observations of sea surface cooling by hurricanes. J. Geophys. Res., (1986a), im Druck.

STRAMMA, L.; CORNILLON, P.;
Weller, R.A.; PRICE, J.F.;
BRISCOE, M.G.:

Large diurnal sea surface temperature variability. Satellite and in situ measurements. J. Phys. Oceanogr. (1986b), im Druck.

Detlef Carius

Freie Universität Berlin, Institut für Geophysikalische
Wissenschaften, Fachrichtung Meteorologie

1 EINLEITUNG

In den letzten Jahren sind auf Grund eingeschränkter Verwendbarkeit von Gaußmodellen (u.a.: keine kurzzeitige Ausbreitung, keine Freisetzung von Schadstoffen in Bodennähe) bzw. unbefriedigender Annahmen in den K-Modellen (neben Problemen numerischer Art in beiden Modellvarianten) alternative Wege beschränkt worden (Random Walk - Modelle), die Ausbreitung von Schadstoffen in der Luft zu modellieren. (z.B.: HALL 1975; LAMB 1979; ZANETTI 1981) In diesem Zusammenhang hat WARNEMÜNDE (1986) eine Gleichung für den turbulenten Teilchentransport entwickelt, die auf Teilchenbilanzierung beruht. Die Koeffizienten dieser Gleichung haben lokale Bedeutung und sind aus Messungen direkt bestimmbar.

Eine Lösung der Gleichung erhält man mit Hilfe der Monte-Carlo Methode, bei welcher ein zur Modellgleichung analoges Modell konstruiert und eine geeignet große Anzahl von Versuchen gerechnet wird. Methoden dieser Art sind in der Neutronenphysik und bei Strahlungsrechnung zur Anwendung gekommen und bei der immer größer werdenden Rechengeschwindigkeit der Großrechenanlagen problemlos durchführbar.

2 THEORIE

Zunächst werden Teilchenbewegungen im Turbulenzfeld näherungsweise durch stückweise aneinandergesetzte, geradlinige Bewegungen ersetzt. Die Aufeinanderfolge der geradlinigen Bewegungen

wird statistisch betrachtet. Die Bewegungen werden durch vorgegebene kleine Zeitmaße t_ξ festgelegt. Übergangswahrscheinlichkeiten beschreiben die statistischen Fluktuationen der Geschwindigkeit. Die betrachteten Fluktuationen beschränken sich auf solche der Bewegungsrichtungen, wobei der Geschwindigkeitsbetrag jeweils vorgegeben ist. Die hieraus entstehende Transportgleichung für eine Teilchenverteilung in Abhängigkeit der Bewegungsrichtungen wird einem Grenzprozess unterworfen. ($t_\xi \rightarrow 0$) Damit wird auch die Näherung über Polygonzüge einem Grenzprozess unterzogen. Die allgemeine Transportgleichung der turbulenten Diffusion lautet dann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + [U(R) + v] \cdot \frac{\partial f}{\partial R} = -\frac{1}{t_\xi} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} \frac{l(l+1)}{2} f_{lm} P_{lm}(\Omega) \quad (1)$$

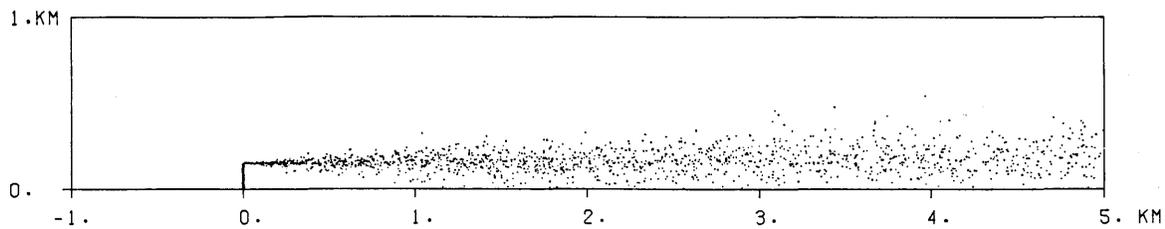
mit der Teilchenverteilungsfunktion $f = f(R, \Omega, t)$, wobei die $P_{lm}(\Omega)$ Kugelfunktionen darstellen und die f_{lm} Entwicklungskoeffizienten von f nach Entwicklung durch Kugelfunktionen.

In diesem Zusammenhang entsteht eine lokale Übergangswahrscheinlichkeit der Bewegungsrichtungen stationär turbulenter Felder durch

$$\omega_{t_\xi}(t, \Omega_0, \Omega_s) = \quad (2)$$

$$\sum_{l=0}^{\infty} e^{-\frac{l(l+1)}{2} \frac{t}{t_\xi}} \frac{1}{4\pi} \sum_{m=-l}^{+l} P_{lm}(\Omega_0) P_{lm}^*(\Omega_s)$$

ω_{t_ξ} bedeutet die Wahrscheinlichkeitsdichte, daß nach dem Auftreten einer Bewegungsrichtung Ω_0 zur Zeit $t_0 + t$ Sekunden



Verteilung im Falle einer neutral geschichteten Atmosphäre (Quellhöhe:150m)

später eine vorgegebene Bewegungsrichtung Ω_s erscheint. v und t_E sind meßbare Größen (t_E -Euler-Timescale).

3 DIE MONTE-CARLO METHODE

Die Lösung der Transportgleichung erfolgt mit Hilfe der Monte-Carlo Methode. Bei dieser Methode geht man von der Annahme aus, daß der Ablauf in einem System einem Zufallsexperiment entspricht, welches durch ein äquivalentes Systemmodell beschrieben werden kann. Die Monte-Carlo Methode erfordert die Konstruktion der Teilchenbahnen einzelner Partikel bis zum Ende der vorgegebenen Modellzeit. Die Übergangswahrscheinlichkeiten zur Ermittlung der neuen Bewegungsrichtung werden aus Gleichung (2) berechnet.

Vorteile der Monte-Carlo Methode:

- man benötigt kein Gitternetz; keine Fehler durch künstliche numerische Diffusion (Diskretisierungsfehler)
- keine beschränkenden physikalischen Annahmen
- Simulation der Wirkung inhomogener Topographie möglich
- der meteorologische Input sollten aktuelle Messungen sein (zur Bestimmung von v und t_E)

Nachteil der Monte-Carlo Methode:

- alle Ergebnisse sind statistischer Natur, d.h., der Unterschied zwischen exakter Lösung und gefundener Verteilung ist eine Zufallsvariable.

Es ist jedoch möglich, den Fehler abzuschätzen. Die Größe des relativen statistischen Fehlers ist umgekehrt pro-

portional zur Quadratwurzel der Anzahl simulierter Partikel.

4 ERSTE ERGEBNISSE

Die ersten Modellergebnisse (siehe Abb.) ergeben im Fall einer neutral geschichteten Atmosphäre mit einem Potenzansatz für die vertikale Windverteilung und entsprechenden Ansätzen für $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ (HANNA 1982) eine realistische Verteilung. In der Zukunft wird das Modell seine Stärken durch Verifikation mit Hilfe von Daten aus entsprechenden Messungen beweisen müssen.

5 LITERATUR

Hall, C.D., 1975:

The simulation of particle motion in the atmosphere by a numerical random walk model. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 101, 235-244

Hanna, S.R., 1982:

Application in air pollution modeling in: Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling. F.T.M. Nieuwstadt und H. van den Dorp (Edit.), 275-310, D. Reidel Pub. Comp. Dordrecht, Netherl.

Lamb, R.G. et al., 1979:

A Lagrangian Monte-Carlo model of air pollutant transport, diffusion and removal processes. 4th Symposium on Turbulence, Diffusion and Air Pollution AMS, January, 15-18, Reno, Nevada

Zanetti, P., 1981:

Some aspects of Monte-Carlo type modeling of atmospheric turbulent diffusion. 7th Conference on Probability and Statistics in Atmospheric Sciences, November, 2-6, Monterey, California, 75-78.

Warnemünde, R., 1986:

Dissertation, Freie Universität Berlin.

DIE ENERGIEBILANZEN VON AUSGEWÄHLTEN OBERFLÄCHENARTEN IM STADTGEBIET VON MÜNCHEN

Richard Amtmann und Helmut Mayer

Lehrstuhl für Bioklimatologie und Angewandte Meteorologie der Universität München

1 EINLEITUNG

Die Energiebilanz von urbanen Oberflächen bildet eine wesentliche Grundlage für die Erklärung von Phänomenen des Stadtklimas, wie z.B. der urbanen Wärmeinsel (OKE, 1982). Dabei wird die urbane Grenzschicht häufig in die "Urban Canopy Layer" (= UCL) und die darüberliegende "Urban Boundary Layer" (= UBL) unterteilt. Im Rahmen des Forschungsvorhabens STADTKLIMA BAYERN wurden u.a. auch die Energiebilanzen von verschiedenen urbanen Oberflächenarten - innerhalb der UCL - in München untersucht.

2 METHODIK

Die Energiebilanzgleichung einer Oberfläche lautet:

$$R_n + B + L + V = 0$$

mit R_n als Strahlungsbilanz, B als Bodenwärmestrom, L als Strom fühlbarer Wärme und V als Strom latenter Wärme. Bei STADTKLIMA BAYERN wurden R_n und B direkt gemessen. Zur Bestimmung von L und V wurden herkömmliche Profilmessungen durchgeführt. Die Berechnung von L und V erfolgte über die Anwendung von SVERDRUP-Methode bzw. aerodynamischer Methode auf die Profildaten. Der Einfluß der atmosphärischen

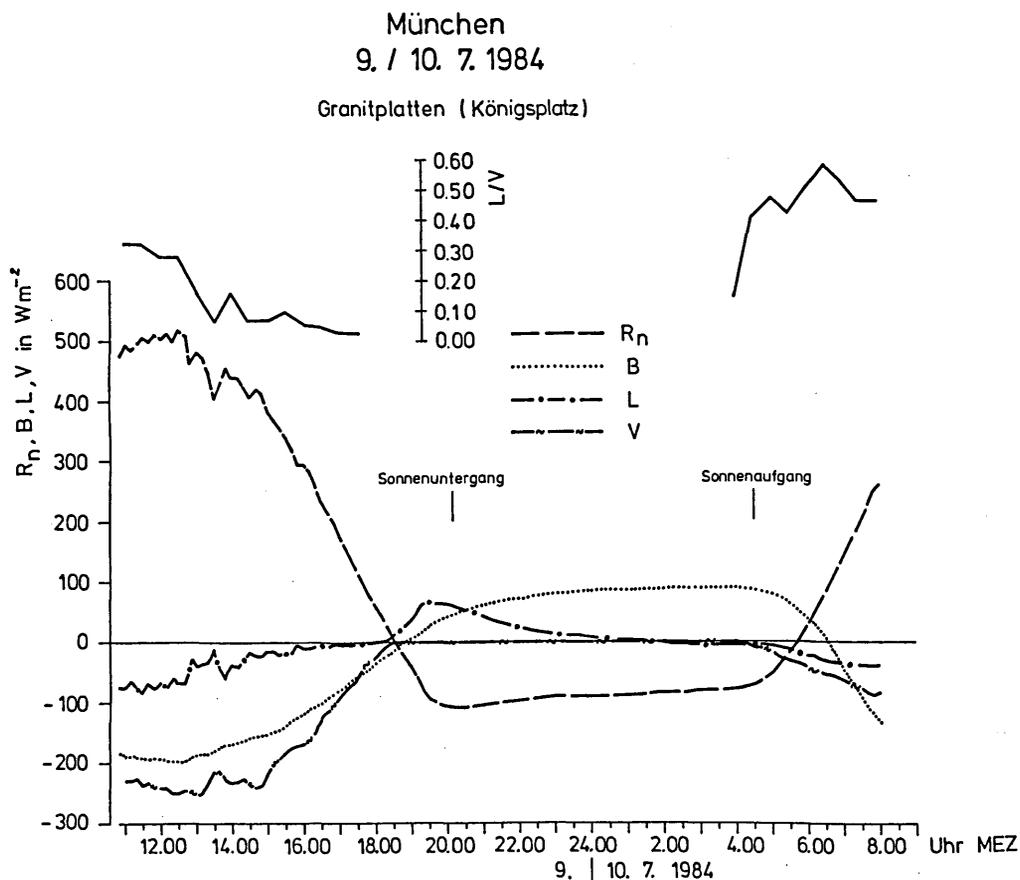


Abb. 1: Tagesgänge der Energiebilanzterme R_n , B , L und V sowie des Bowen-Verhältnisses L/V für die urbane Oberflächenart 'Granitplatten'

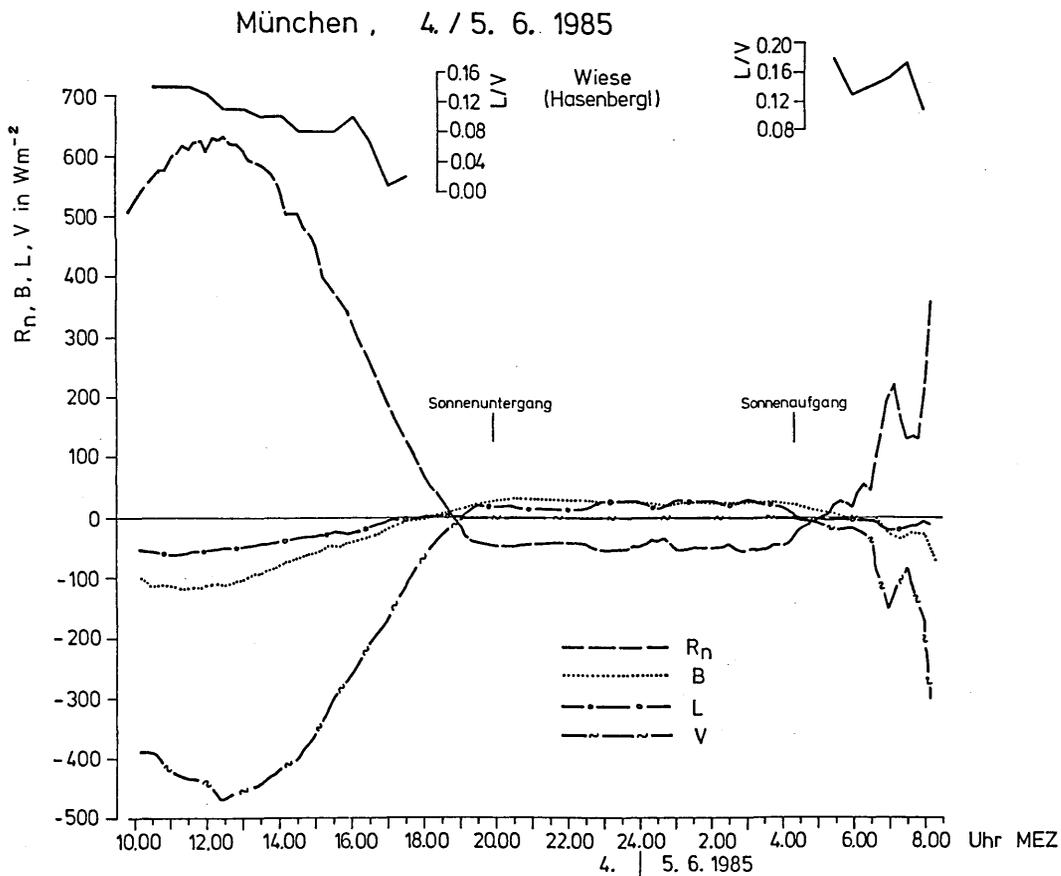


Abb. 2: Tagesgänge der Energiebilanzterme R_n , B, L und V sowie des Bowen-Verhältnisses L/V für die Oberflächenart 'Wiese'

Schichtung war bei den Profilansätzen berücksichtigt. Meßtechnische und methodische Einzelheiten sind ausführlich bei BAUMGARTNER et al. (1984) zusammengestellt.

3 ERGEBNISSE

In Abb. 1 und Abb. 2 sind die Energieströme von zwei verschiedenen Oberflächenarten im Stadtgebiet Münchens dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine Wiese am nördlichen Stadtrand und um einen mit Granitplatten bedeckten, freien Platz in Zentrumsnähe. Obwohl die Globalstrahlung in beiden Meßperioden in etwa gleich groß war, ergaben sich bei den 'Granitplatten' um durchschnittlich 100 Wm^{-2} kleinere R_n -Werte als bei der 'Wiese'. Der hauptsächliche Grund dafür lag bei der um bis zu 15 K höheren Oberflächentemperatur der 'Granitplatten'. Der Bodenwärmestrom war bei der 'Wiese' aufgrund bodenphysikalischer Eigenschaften im Mittel um knapp den

Faktor 2 kleiner als bei den 'Granitplatten'. Auf den ersten Blick überraschend sind die Ergebnisse für L und V über den 'Granitplatten', denn hier hätte man ein Bowen-Verhältnis größer als 1.0 und damit l größer als V erwartet. Dieses Resultat könnte, wie bei OKE und MCCAUGHEY (1983), auf einen Oaseneffekt zurückzuführen sein.

LITERATURVERZEICHNIS

- BAUMGARTNER, H. et al.: Jahresbericht 1983 zu STADTKLIMA BAYERN. München 1984.
- OKE, T.R.: The energetic basis of the urban heat island. Quart. J. R. Met. Soc. 108 (1982), S.1 - 24.
- OKE, T.R.; MCCAUGHEY, J.H.: Suburban-rural energy balance comparisons for Vancouver, B.C.: An extreme case? Boundary-Layer Meteorology 26 (1983), S. 337 - 354.

Michael Wamser und Hans-Dieter Haenel

Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover

1. Einleitung

Die Probleme der Luftverschmutzung haben in den letzten Jahren stark an Aktualität gewonnen. Um die Risiken durch anthropogene Emissionen gering zu halten, ist eine gewissenhafte Abschätzung bestehender und eine Prognose zukünftiger Schadstoffbelastungen erforderlich. Numerische Modelle, mit denen die Ausbreitung von Luftbeimengungen in der Atmosphäre simuliert wird, haben sich zu diesem Zweck als nützliche Hilfsmittel erwiesen.

Die Modellstruktur eines den statistischen Prozeduren zuzuordnenden Monte-Carlo-Modells sollen vorgestellt und die Resultate der Simulationen denen aus Windkanalexperimenten gegenübergestellt werden. Der Strömungs- und Turbulenzzustand der Modell- und Kanal-Atmosphäre waren jeweils stationär und topographisch beeinflusst.

2. Beschreibung des Modells

Das verwendete Monte-Carlo-Modell ähnelt technisch den Modellen von Ley (1982) und anderen. Aus den advektiven Verlagerungsanteilen \bar{u} und \bar{w} sowie den turbulenten Anteilen u' und w' werden die Trajektorien individueller Partikel berechnet. x und z entsprechen den kartesischen Koordinaten der Partikelpositionen.

$$x(t+\Delta t) = x(t) + \bar{u}(x,z) \cdot \Delta t + u'(x,z,t) \cdot \Delta t \quad (1a)$$

$$z(t+\Delta t) = z(t) + \bar{w}(x,z) \cdot \Delta t + w'(x,z,t) \cdot \Delta t \quad (1b)$$

Die turbulenten Fluktuationen zum Zeitpunkt $t+\Delta t$ sind Produkte von Markov-Ketten.

$$u'(t+\Delta t) = u'(t) \cdot R + \sqrt{1-R^2} \cdot \sigma_u \cdot \chi \quad (2a)$$

$$w'(t+\Delta t) = w'(t) \cdot R + \sqrt{1-R^2} \cdot \sigma_w \cdot \Omega + (1-R) \cdot \tau \cdot \partial \sigma_w^2 / \partial z \quad (2b)$$

χ und Ω symbolisieren normalverteilte Zufallszahlen mit Mittelwert 0 und Standardabweichung 1. Die Lagrangesche Autokorrelationsfunktion R erhält einen exponentiellen Ansatz.

$$R(\Delta t) = \exp(-\Delta t / \tau) \quad (3)$$

Für die Simulation werden der Lagrange-sche Zeitscale der Turbulenz τ sowie die Standardabweichungen der fluktuativen Beiträge σ_u und σ_w über die lokale Schubspannungsgeschwindigkeit u_* parametrisiert.

$$\sigma_u(x,z) = 2.3 \cdot u_*(x,z) \quad (4a)$$

$$\sigma_w(x,z) = 1.3 \cdot u_*(x,z) \quad (4b)$$

$$\tau(x,z) = 0.59 \cdot l(z) / u_*(x,z) \quad (4c)$$

Die Variable l steht für den bekannten Blackadarschen Mischungsweg. Aus einer großen Anzahl berechneter Partikeltrajektorien wird für das betreffende Teilchenensemble dessen nach Raum und Zeit aufgelöste Verteilung aufgestellt.

3. Simulation der Diffusion über unebenem Gelände

Die Strömungsvorgaben für das Ausbreitungsmodell liefert ein nicht hydrostatisches Mesoscale-Modell. Aus Gründen der Vergleichbarkeit und Vereinfachung beschränkt sich die Simulation in neutraler Schichtung auf eine zweidimensionale Strömung über einen einzelnen gaußförmigen Hügel mit einer

Maximalhöhe $h=120\text{m}$ und einer mittleren Flankenneigung von $1/8$. Der Strömungsantrieb wird mit einem geostrophischen Wind von 10m/s , die Bodenrauigkeitslänge mit 10cm vorgegeben. Unter diesen Vorgaben erhält die modellierte Strömung die aus Beobachtungen und anderen Modellen bekannten inhomogenen Strömungscharakteristika, wie sie u.a. bei Detering (1985) beschrieben sind.

Die Diffusionsrechnungen wurden für verschiedene Quellhöhen durchgeführt, wobei ein kontinuierlicher Emittent jeweils entweder im Luv oder im Lee des Hügels plaziert wurde.

Für eine Luvquelle mit einer Quellhöhe $H=120\text{m}$ zeigt Abbildung 1 exemplarisch die resultierende Konzentrationsverteilung. Während die Achse der Schadstofffahne qualitativ der Stromlinie aus dem Quellpunkt folgt, weitet sich die Fahne zusehens auf.

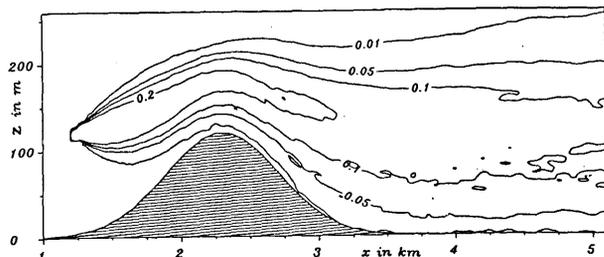


Abb.1: Simulierte normierte Konzentrationsverteilung für eine 120m hohe Quelle im Luv des Hügels

Ein Vergleich der Bodenkonzentrationen in vom Hindernis gestörten Situationen mit denen aus entsprechenden Simulationen in ebenem Gelände zeigt sowohl für die im Luv als auch im Lee gelegenen Quellen eine allgemeine Erhöhung der Bodenwerte im betrachteten Diffusionsraum. Dieser Befund stimmt qualitativ mit Ergebnissen aus Windkanaluntersuchungen von Snyder (1983) und anderen überein. Das Verhältnis der maximalen Bodenkonzentrationen der

ebenen zu den unebenen Fällen definiert Snyder (1983) als Maß für den relativen Einfluß eines Hindernisses auf die Immission. Die so bestimmten Verstärkungsfaktoren aus den Monte-Carlo-Simulationen und den Windkanalexperimenten am sogenannten "hill 8" von Snyder (1983) werden gegenübergestellt. Beide Untersuchungsergebnisse weisen unter dem Hinderniseinfluß ein Anwachsen der Bodenkonzentrationen auf, allerdings ergeben sich größere Unterschiede für Quellen im Lee des Hügels.

Die Übereinstimmung der beobachteten Strukturen mit den Modellresultaten deutet an, daß ein Monte-Carlo-Modell in komplexen Strömungssituationen erfolgreich angewendet werden kann, jedoch in inhomogenen Turbulenzbedingungen einer verbesserten Formulierung der Turbulenzparameter bedarf.

4. Literatur

- Detering, H.W. (1985): Mischungsweg und turbulenter Diffusionskoeffizient in atmosphärischen Simulationsmodellen, Berichte d. Inst. f. Met. u. Klim. d. Univ. Hannover, 25.
- Ley, A.J. (1982): A random walk simulation of two-dimensional turbulent diffusion in the neutral surface layer, Atmosph. Environ., 16, 2799-2808.
- Snyder, H.W. (1983): Fluid modeling of terrain aerodynamics and plume dispersion, Sixth Symp. on Turbulence and Diffusion, Boston, 317-320.

EINSATZMÖGLICHKEITEN DES WINDKANALS BEI DER LÖSUNG MIKROMETEOROLOGISCHER PROBLEME

Michael Schatzmann und Gert König
 Meteorologisches Institut
 Universität Hamburg

A. Lohmeyer
 Ingenieurbüro Dr.-Ing. A. Lohmeyer
 Karlsruhe

1 EINLEITUNG

Trotz großer Fortschritte in der numerischen Modellierung gibt es in der Meteorologie noch eine Vielzahl von Problemen, für die sich auf mathematischem Wege Lösungen entweder nicht oder nur mit unverhältnismäßig hohem Aufwand finden lassen. Dies trifft insbesondere auf die Behandlung kleinskaliger, durch horizontale Abmessungen von nur wenigen Kilometern gekennzeichnete Vorgänge zu. In den grundlegenden Erhaltungsgleichungen der Strömungsphysik entfallen dann zwar die Coriolisterme und es kann in der Regel divergenzfrei gerechnet werden. Die numerische Lösung der Gleichungen bleibt dennoch aufwendig, da - anders als bei großskaligen und vielen mesoskaligen Phänomenen - die Bewegungsgleichung in Vertikalrichtung nicht mehr hydrostatisch approximiert und Strömungshindernisse nicht mehr als Rauigkeit parametrisiert werden dürfen. Das durch Geländeunebenheiten oder Bebauungen gestörte Wind- und Druckfeld ist vielmehr hoch aufzulösen, was häufig zu einem Speicherplatz- und Rechenzeitbedarf führt, wie er selbst von den größten der derzeit verfügbaren Computer nicht mehr befriedigt werden kann. Als Alternative bietet sich die Analogmodellierung der Vorgänge im Windkanalversuch an.

2. NACHBILDUNG DER GRENZSCHICHT IM WINDKANAL

Die Mehrzahl der in der Praxis interessierenden kleinskaligen Vorgänge spielen sich in Bodennähe, also innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht ab. Der Nachbildung einer möglichst naturähnlichen Grenzschicht im Windkanal kommt daher im Modellversuch ganz besondere Bedeutung zu.

Bild 1 zeigt die Seitenansicht eines zur Erzeugung neutraler Grenzschichten geeigneten mikrometeorologischen Windkanals. Hierbei handelt es sich um ein Versuchsgerät von ca. 16 m Länge, das im wesentlichen aus einer Einlaufdüse, Turbulenzsieven, einer 7,5 m lange Anlaufstrecke, einer 4 m langen Meßstrecke, einem Überführungsstück sowie einem Radialgebläse besteht. Der Strömungsquerschnitt ist in der Anlauf- und Meßstrecke 1,5 m breit und 1 m hoch. Der Windkanal arbeitet im Saugbetrieb, um Störwirkungen des Gebläses auf die Strömungsverhältnisse im Kanal möglichst auszuschließen. Druckgradienten in Windrichtung werden mit Hilfe einer verstellbaren Zwischendecke ausgeglichen. Damit wird erreicht, daß, wie in der Atmosphäre oberhalb der Reibungsschicht auch, der Geschwindigkeitsvektor parallel zu den Iso-

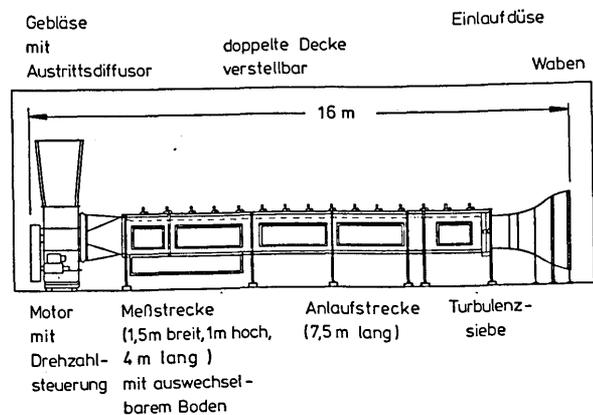


Bild 1: Grenzschichtwindkanal des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg.

baren gerichtet ist und sich eine Gleichgewichtsgrenzschicht konstanter Höhe einstellen kann. Die Drehung des Windvektors mit der Höhe kann allerdings nicht realisiert werden. Die durch eine Potenzfunktion anzunähernde vertikale Geschwindigkeitsverteilung wird erzeugt, indem die nach Passieren der Einlaufdüse zunächst gleichförmige und turbulenzarme Strömung durch sogenannte Wirbelgeneratoren und über Rauigkeitselemente geschickt wird (Bild 2). Die Wirbelgeneratoren verbauen den Strömungsquerschnitt unten stärker als oben und formen damit das Grenzschichtprofil vor, bevor die durch Bodenrauigkeit erzeugte Scherturbulenz in die Strömung hineinwachsen kann.

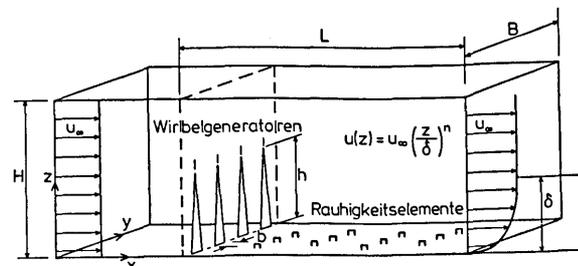


Bild 2: Erzeugung eines Grenzschichtprofils im Windkanal (Prinzipskizze, aus IRWIN, 1981).

Solange die Reynoldszahl der Grenzschicht einen unteren kritischen Wert nicht unterschreitet, lassen sich auch die Turbulenzeigenschaften der

neutral geschichteten Grenzschicht in guter Näherung nachbilden. Bild 3 zeigt dies für die Vertikalprofile der Schwankungsgeschwindigkeiten sowie für das Spektrum.

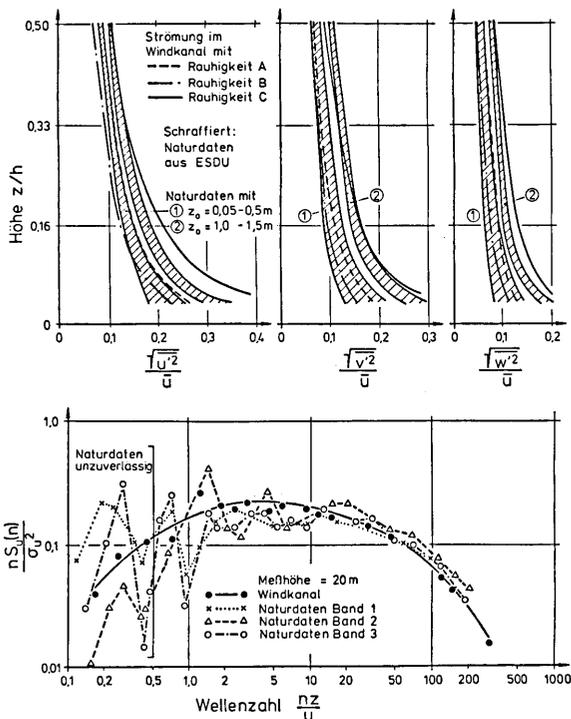


Bild 3: Vergleich der in einer Windkanalgrenzschicht gemessenen Vertikalprofile der Schwankungsgeschwindigkeiten sowie eines Spektrums mit Naturdaten (aus ROBINS, 1979, und NEAL, 1982).

Systematisch kleinere Werte werden allerdings für mit der Lateralkomponente des Windes gebildete Korrelationskoeffizienten registriert (Bild 4). Sie sind darauf zurückzuführen, daß im Labor niederfrequente, auf Windrichtungsschwankungen basierende Änderungen der v-Komponente nicht vorhanden sein können. In Ausbreitungsmodellversuchen hat das zur Folge, daß die Breitenentwicklung von Abgasfahnen im Zeitmittel zu gering ausfällt und sich etwas zu hohe Bodenkonzentrationswerte einstellen. Im Vortrag werden weitere Turbulenzmessungen vorgestellt und mit Naturdaten verglichen.

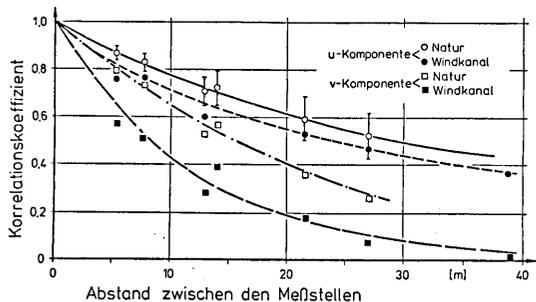


Bild 4: Vergleich von im Windkanal gemessenen Autokorrelationskoeffizienten mit Naturdaten (aus TEUNISSEN, 1982).

3. ANWENDUNGSBEISPIELE

Windkanalversuche haben sich in allen Bereichen der Strömungsphysik als nützliches Hilfsmittel zur Lösung komplexer Probleme erwiesen, so in der Aerodynamik bei der strömungstechnischen Optimierung von Fahrzeugkarosserien oder von Profilen für Tragflügel und Turbinenschaufeln, im Bauingenieurwesen bei der Ermittlung von wind-erzeugten Bauwerksschwingungen oder von Windlasten auf Bauwerke, in der Klimatechnik bei der Positionierung der Frischluft- und Abluftöffnungen an Gebäuden und im Meßwesen bei der Bestimmung von Mindestabständen zwischen Meßfühlern und Strömungshindernissen bzw. der Ermittlung von Korrekturfaktoren für in gestörten Windfeldern aufgenommene Meßwerte. Im Bereich der Mikrometeorologie spielen Modellversuche vornehmlich bei der Lösung stadtklimatischer und umweltmeteorologischer Fragestellungen eine Rolle. Im Ergänzungsvortrag (KÖNIG und SCHATZMANN, 1986) wird ein konkreter Anwendungsfall, die Ausbreitung störfallartig freigesetzter schwerer Gase in bebautem Gebiet, exemplarisch vorgestellt. Die im Windkanal gewonnenen Ergebnisse werden mit Naturmeßdaten verglichen. Modell/Naturvergleiche für weitere Anwendungsbeispiele sind in SCHATZMANN, KÖNIG und LOHMEYER (1986) zu finden.

4. LITERATUR

ESDU: Engineering Science Data Unit, 251-259, Regent Street, London W1R 7AD: Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part II: Single point data for strong winds (neutral atmosphere), (1974).

IRWIN, H.P.A.H.: The design of spires for wind simulation. J. of Wind Eng. and Ind. Aerodyn., 7, (1981), S. 361-366.

KÖNIG, G. und SCHATZMANN, M.: Ausbreitung störfallartig freigesetzter schwerer Gase. Annalen der Meteorologie, Neue Folge (1986).

NEAL, D.: Full-Scale measurements of the wind regime over a saddle, and correlation with wind-tunnel tests. Boundary Layer Met., 22 (1982), S. 351-371.

ROBINS, A.G.: The development and structure of simulated neutrally stable atmospheric boundary layers. J. of Ind. Aerodyn., 4, (1979), S. 71-100.

SCHATZMANN, M., KÖNIG, G. und LOHMEYER, A.: Physikalische Modellierung mikrometeorologischer Vorgänge im Windkanal. Meteorol. Rdsch., 39 (1986) (zur Veröffentlichung angenommen).

TEUNISSEN, H.W.: Validation of boundary-layer simulation; Some comparisons between model and full-scale flow. Worksh. on Wind Tunnel Model. Crit. and Techn. for Civ. Eng. Appl., Gaithersburg, Md., USA (1982).

AUSBREITUNG STÖRFALLARTIG FREIGESETZTER SCHWERER GASE

Gert König, Michael Schatzmann
 Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1 EINLEITUNG

In ständig steigendem Maße werden große Gas-mengen transportiert und gelagert. Die Handhabung dieser häufig verflüssigten und unter hohem Druck befindlichen Gase, wie z.B. Butan, Propan, Ammoniak etc., ist aufgrund ihrer Brennbarkeit oder Giftigkeit mit Sicherheitsrisiken verbunden, die es zu minimieren gilt. Die meisten dieser Gase sind wegen ihres Molekulargewichtes oder ihrer geringen Temperatur, die sie bei einer störfallbedingten Freisetzung annehmen würden, schwerer als Luft.

Die Ausbreitung schwerer Gase ist mit herkömmlichen Verfahren, die für neutrale bis leichte Gase entwickelt worden sind, nicht berechenbar. Dies führte in den letzten Jahren zur Entwicklung spezieller Schwergasmodelle, die über unbebautem Gelände z.B. nach Untersuchungen von WHEATLEY ET AL (1985) mit einigem Erfolg eingesetzt werden können. Numerische Modelle für die Ausbreitungsvorhersage schwerer Gase in bebauten Gebieten befinden sich zwar in der Entwicklung, ihr Einsatz bei der Lösung praxisnaher Fragestellungen ist jedoch vorerst nicht zu erwarten.

Als Alternative bietet sich die physikalische Modellierung in einem Windkanal an. Dort lassen sich zu geringen Kosten unter kontrollierbaren Laborbedingungen auch die Auswirkung von Hindernissen auf die Ausbreitung störfallartig freigesetzter schwerer Gase systematisch untersuchen.

2 PHYSIKALISCHE MODELLIERUNG

2.1 Modellgesetze

Bei der Simulation von Strömungsvorgängen im Windkanal sind bestimmte Modellgesetze einzuhalten, die üblicherweise über eine Dimensionsanalyse gewonnen werden. Diese Vorgehensweise wird nachfolgend vereinfacht für den Fall einer spontanen Freisetzung eines Schwergasvolumens V_0 unter Normalbedingungen hergeleitet.

Die lokale Verdünnung $\chi = \Delta c / \Delta c_0$ (Δc ist die örtliche und Δc_0 die an der Einleitungsstelle vorhandene Konzentrationsdifferenz zur Umgebung) ist eine Funktion der in Gleichung (1) aufgeführten Größen, wobei g die Erdbeschleunigung, ρ_0 und μ_0 die Dichte bzw. die Viskosität des schweren Gases, $V_0 = \pi r_0^2 h_0$ das Anfangsvolumen der Schwergaswolke, n der Profilexponent der Grenzschichtströmung und u_{aR} die Umgebungsgeschwindigkeit in Referenzhöhe δ sind (siehe Bild 1).

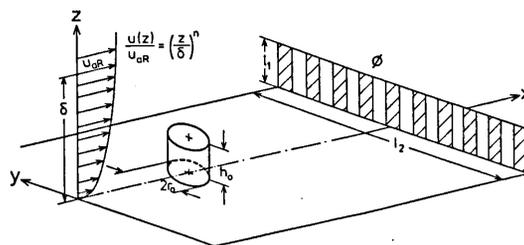


Bild 1: Definitionsskizze

In Fällen, in denen Hindernisse die Schwergasausbreitung beeinflussen, müssen deren geometrische Abmessungen (z.B. l_1 , l_2 und Porosität ϕ in Bild 1) zusätzlich mitbetrachtet werden. Mit Hilfe der in den Gleichungen (2a-c) definierten, für das Problem charakteristischen Längen-, Zeit- und Geschwindigkeitsmaße läßt sich Gleichung (1) in die dimensionslose Gleichung (3) überführen. Dabei ist $g' = g \Delta \rho_0 / \rho_a$ die mit der anfänglichen Dichtedifferenz $\Delta \rho_0 = \rho_0 - \rho_a$ gewichtete "effektive" Erdbeschleunigung.

$$X = f_1 \left(x, y, z, g, \rho_0, \mu_0, V_0, n, \rho_a, \mu_a, u_{aR}, \delta, l_1, l_2, \phi \right) \quad (1)$$

$$L_{ci} = V_0^{1/3} \quad T_{ci} = (L_{ci}/g')^{1/2} \quad (2a-b)$$

$$U_{ci} = (L_{ci} g')^{1/2} \quad (2c)$$

$$X = f_2 \left(\frac{x}{L_{ci}}, \frac{y}{L_{ci}}, \frac{z}{L_{ci}}, \frac{\Delta \rho_0}{\rho_a}, \frac{L_{ci} U_{ci}}{\mu_0 / \rho_0}, \frac{u_{aR}}{U_{ci}}, \right. \quad (3)$$

$$\left. \frac{L_{ci} u_{aR}}{\mu_a / \rho_a}, n, \frac{\delta}{L_{ci}}, \frac{l_1}{L_{ci}}, \frac{l_2}{L_{ci}}, \phi \right)$$

Haben alle Terme in Gleichung (3) im Windkanal dieselben Werte wie in der Natur, so sind die Strömungen exakt ähnlich und die Windkanaldaten lassen sich direkt auf die Natur übertragen. Gleichzeitig alle Terme von Gleichung (3) im Windkanal naturähnlich zu halten ist weder möglich noch notwendig. Die Reynoldszahlen (Terme 5 und 7) sind in einem kleinmaßstäblichen Modell prinzipiell zu niedrig, was in der Praxis jedoch keine Auswirkungen auf die Strömung hat, solange die Reynoldszahlen einen kritischen Wert nicht unterschreiten. Die verbleibenden Terme in

Gleichung (3) sind durch ein maßstabgetreues Modell in einem Grenzschichtkanal realisierbar.

2.2 Meßtechnik

Das Erfassen hochgradig fluktuierender Schwergaskonzentrationen setzt Sonden voraus, die in der Lage sind auf kleinstem Raum Schwergaskonzentrationen bis in den Promille-Bereich bei Frequenzen bis über 10 Hz aufzulösen, ohne die Schwergasausbreitung selbst zu beeinflussen. Am Meteorologischen Institut der Universität Hamburg wurden Sonden mit entsprechenden Eigenschaften entwickelt. Sie sind im wesentlichen zwangsbelüftete Heißfilme, deren Signale von den thermischen Eigenschaften der an ihnen vorbeiströmenden Gase beeinflusst werden. Die Signale werden mit Hilfe eines Transientenrekorders aufgezeichnet und rechnergestützt verarbeitet. Das gesamte Meßsystem kann auch für neutrale und leichte Gase verwendet werden.

3 MODELL-NATUR-VERGLEICH

Zum Nachweis der Güte der Windkanalmodellierung wurden Ausbreitungsversuche nachgebildet, die 1982 und 1983 auf Thorney Island (England) in der Natur durchgeführt wurden (McQUAID, 1984, S. 129). Dort sind mit Hilfe eines zusammenfaltbaren Zeltes 2000 m³ Gas mit einer Dichte bis zu 4.2 mal schwerer als die der Umgebungsluft spontan freigesetzt worden. Dieser Versuchsanordnung lag die Annahme zugrunde, daß der Inhalt eines Flüssiggasbehälters plötzlich und ohne jegliche mechanische bzw. thermodynamische Verzögerung verdampfen möge (worst case scenario). Die Versuche wurden 165fach verkleinert im Hamburger Windkanal jeweils fünfmal wiederholt. An Bild 2 ist beispielhaft zu erkennen, daß die Windkanaldaten im Rahmen der natürlichen Variabilität der individuellen Versuchsabläufe gut mit den Naturdaten übereinstimmen.

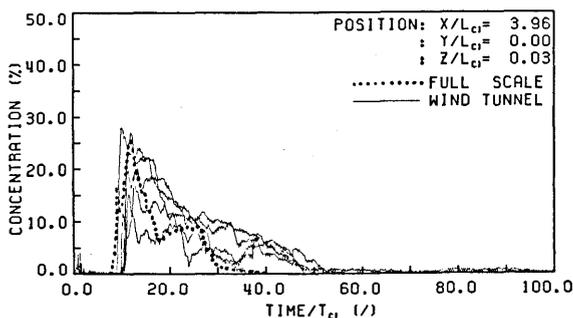


Bild 2: Modell-Natur-Vergleich von Gaskonzentrationswerten an einem festen Ort in Abhängigkeit von der dimensionslosen Zeit nach der Freisetzung (Thorney Island Versuch 15).

4 AUSWIRKUNGEN VON HINDERNISSEN

Ähnlich befriedigend verliefen Model-Natur-Vergleiche mit Hindernissen. Als Beispiel dafür kann der Thorney Island Versuch 20 herangezogen werden, bei dem eine 5 m hohe undurchlässige Wand im leeseitigen Halbkreis um den Freisetzungsort herum aufgebaut worden war. Bild 3 zeigt Messungen an einem Ort kurz hinter der Wand. Im Gegensatz zu den Naturmessungen ist es im Windkanal möglich, unter identischen Randbedingungen den Versuch mehrfach mit und ohne Hindernis zu wiederholen, so daß die Wirkung von Hindernissen eingehend studiert werden kann.

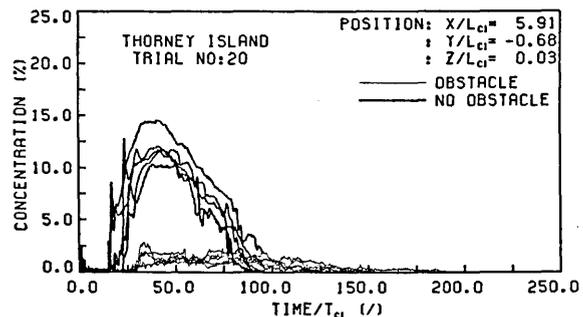


Bild 3: Gaskonzentrationsverläufe an einem festen Ort in Abhängigkeit von der dimensionslosen Zeit nach der Freisetzung.

5 AUSBLICK

Die unendliche Vielfalt möglicher Störfälle mit schweren Gasen läßt sich mit Hilfe einer überschaubaren Anzahl von Windkanalexperimenten in ihren Auswirkungen abschätzen. Entflammargrenzen können direkt aus den Windkanalexperimenten mit Hilfe der Modellgesetze auf alle praktisch relevanten Maßstäbe umgerechnet werden. Das Gefahrengebiet toxischer Schwergasstörfälle ist erheblich größer und im Windkanal meist nicht mehr komplett zu erfassen. Hier bietet sich eine zweistufige Vorgehensweise an, wobei in der ersten Stufe das komplexe Nahfeld physikalisch im maßstäblich verkleinerten Modell untersucht wird. Die dabei gewonnenen Ergebnisse sind dann die Eingangsdaten für ein numerisches Fernfeldmodell, das recht einfach gestaltet werden kann, da es nicht mehr die anfängliche Schwere des Gases berücksichtigen muß und komplexe Hindernisstrukturen bereits als Rauigkeit parameterisieren kann.

6 LITERATUR

- McQUAID, J. Large scale experiments on the dispersion of heavy gas clouds. In: G. Ooms and H. Tennekes (Ed.): Atmospheric Dispersion of Heavy Gases and Small Particles. Springer Verlag, Berlin 1984, S. 129-137.
- WHEATLEY, C.J., and WEBBER, D.M. Aspects of the dispersion of denser-than-air vapours relevant to gas cloud explosions. Report SR/007/80/UK/H. Safety and Reliability Directorate, Culcheth, Warrington, UK., 1985.

DER EISANSATZ IN ABHÄNGIGKEIT VON WOLKENPHYSIKALISCHEN PARAMETERN

Hans-Eberhard Hoffmann, Roland Roth

DFVLR, Institut f. Physik d. Atmosphäre, Oberpfaffenhofen, 8031 Wessling

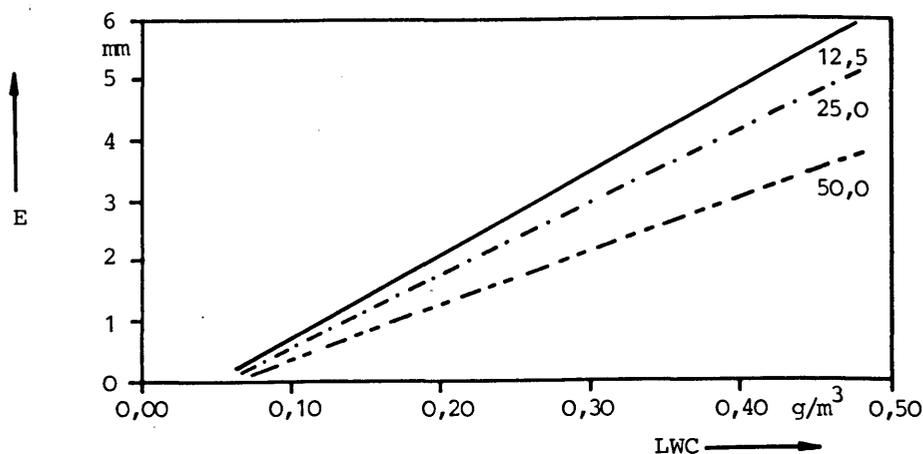
Dem Forschungsvorhaben 'Meteorologische Vereisung' sind folgende Ziele gesetzt:

1. Festlegung der Flugbeschränkungen von Luftfahrzeugen infolge Vereisung in Abhängigkeit von meteorologischen Parametern. Die Beschränkungen werden in drei bzw. vier Vereisungsgrade unterteilt. Meteorologische Parameter sind: Wolkenphysikalische, Wolken- und synoptische Parameter.
2. Überprüfung von Vorhersagemethoden.
3. Überprüfung von Eisansatzmodellen.

Zur Durchführung der erforderlichen Untersuchungen ist ein Flugzeug vom Typ Do 28 zum Vereisungsforschungsflugzeug ausgerüstet worden (Hoffmann et al. 1985, 1.). Mit diesem können der Eisansatz an drei während des Fliegens aus- und wieder einfahrbaren Metallzylindern und an einer der Tragflächen gleichzeitig mit den vereisungs-

relevanten wolkenphysikalischen Parametern Flüssigwassergehalt, Temperatur, Partikelgröße und Partikelphase bestimmt werden.

Die Ergebnisse bisher durchgeführter Vereisungsflüge werden dazu benutzt, um Aussagen über die Abhängigkeit des Eisansatzes von wolkenphysikalischen Parametern abzuleiten (Hoffmann et al. 1985, 2.). Hierzu wird die Eisansatzdicke an den drei Metallzylindern mit den Durchmessern 12,5; 25,0 und 50,0 mm in Anströmungsrichtung für einen normierten Wolkenflugweg von 10 NM genommen. Der Einfluß der vereisungsrelevanten wolkenphysikalischen Parametern auf den Eisansatz unterhalb des Ludlam Limits wird anhand der Regressionsgraden untersucht, die die Eisansatzdicke an den Zylindern als Funktion des Wertes für den Flüssigwassergehalt wiedergeben. (s. Bild).



Die Eisansatzdicke E in Abhängigkeit vom Flüssigwassergehalt LWC an den drei Normzylindern \varnothing 12,5; 25,0; 50,0 mm.

Die Eisansatzdicke an den drei Zylindern wächst linear mit dem Flüssigwassergehalt bis zu Flüssigwassergehaltswerten kleiner $0,5 \text{ g/m}^3$. Die Eisansatzdicke ist umso größer, je kleiner der Zylinderdurchmesser ist.

Die Eisansatzdicken an den Zylindern werden in Verbindung zu bestehenden Vereisungsgrad- bzw. Flugbeschränkungsdefinitionen gebracht (Vath, 1978; Air Weather Service, 1980; Hoffmann, 1985, 3.). Sie werden außerdem mit den Eisansatzdicken an der Tragflächenvorderkante der Do 28 verglichen und zur Erstreckung des Eisansatzes an der Tragflächenunterseite in Beziehung gesetzt.

AIR WEATHER SERVICE Forecasters'
SCOTT AFB, ILLINOIS Guide on Aircraft
 Icing.
 AWS/TR - 80/001
 (1980)

HOFFMANN, H.E. Das Vereisungs-
DEMMELE, J. forschungsflug-
 zeug Do 28,
 D-IFMP, der
 DFVLR und seine
 Meßausrüstung.
 DFVLR-Mitt.85-12
 (1985, 1.).

HOFFMANN, H.E. Ergebnisse der
ROTH, R. Vereisungsflüge
DEMMELE, J. im Winter 1983/
 84: Eisansatz-
 dicke in Abhän-
 gigkeit von wol-
 kenphysikalischen
 Parametern, Ob-
 jekt- und Wolken-
 parametern.
 DFVLR-FB 85-39
 (1985, 2.).

HOFFMANN, H.E. Vereisungsgrade
 an Luftfahrzeugen:
 Definitionen
 und Ergebnisse
 von DFVLR-Ver-
 suchen.
 Flugmet '85,
 Linz (1985,3.).

VATH, V.A. Meteorological
 Icing Conditions.
 Agard Conference
 Proceedings No.
 236: Icing Test-
 ing for Aircraft
 Engines (1978).

EISANSATZBERECHNUNGEN AN ZYLINDRISCHEN STÄBEN NACH DEM BAIN-MODELL UND VERGLEICH MIT EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSEN (FUCHS, SCHICKEL, KALUZA, UWIRA, 1985)

Werner Fuchs, Heeresflugplatzkommandantur 202

Geophysikalische Beratungsstelle

Postfach G

8542 Roth 2

1. EINFÜHRUNG

Zur Erforschung der Vereisung von Luftfahrzeugprofilen bei unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen werden gezielte Meßflüge in Zonen natürlicher Vereisung unternommen bzw. theoretische Modelle zur Berechnung des Eisansatzes angewandt. Das Modell von BAIN (1980) zur Berechnung des Vereisungsgrades an zylindrischen Stäben erfordert Kenntnis folgender Parameter:

- Luftdruck und Temperatur
- Größe und Zahl der Wolkenelemente
- Strömungsgeschwindigkeit
- Durchmesser der Stäbe.

Zwischen 1974 und 1982 hat die Erprobungsstelle 61 der Bundeswehr mit einer Do 28 Flüge in Zonen natürlicher Vereisung zur Messung dieser Parameter durchgeführt (FUCHS und UWIRA 1982, sowie SCHICKEL 1980). Ein Vergleich der Ergebnisse mit Berechnungen bietet sich somit an.

2. DAS BAIN-MODELL

M. BAIN (1980) vereinfacht das Modell von CANSDALE und McNAUGHTAN (1977) zur Anwendung in reinen Wasserwolken. Der nicht spontan gefrierende Anteil des aufprallenden Wassers wird nicht berücksichtigt. Außerdem soll Eisansatz den kreisförmigen Profilquerschnitt nicht verändern. Zentraler Punkt ist die Berechnung der Auftreffwahrscheinlichkeit E der Tröpfchen:

$$(1) \quad E = 0.53 [\log_{10} 8 K_o]^{1.8} \quad \text{für } K_o \leq 1.1$$

$$(2) \quad E = \frac{K_o^{1.1}}{1.223 + K_o^{1.1}} \quad \text{für } K_o > 1.1$$

$$(3) \quad K_o = K \lambda / \lambda_o \quad (4) \quad K = \frac{\rho_a V d^2}{9 \nu_a D}$$

$$(5) \quad \nu_a = 1.718 \cdot 10^{-5} + 5.1 \cdot 10^{-8} t$$

$$(6) \quad \frac{\lambda}{\lambda_o} = \frac{1}{0.087 \operatorname{Re}^{(0.76 \operatorname{Re}^{-0.027})} + 1}$$

$$(7) \quad \operatorname{Re} = \rho_a V d / \nu_a$$

$$(8) \quad \rho_a = M_a P / (R T) \quad [\text{kg m}^{-3}]$$

Dabei ist:

T = Temperatur in Grad K

t = Temperatur in Grad C

P = Druck in Pa

V = Geschwindigkeit in m/s

D = Durchmesser des Profils in m

d = Tröpfchendurchmesser in m

ρ = Dichte von Wasser

μ_a = dynamische Viskosität der Luft

λ/λ_o = Korrekturfaktor für Reynolds'sche Zahlen kleiner 0,4

ρ_a = Luftdichte

M_a = Molmasse trockener Luft

K = Trägheitskoeffizient

R = Ideale Gaskonstante

Mit Hilfe von E wird der Vereisungsgrad

R_w berechnet:

$$(9) \quad R_w = E \operatorname{LWC}_f V \quad [\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}]$$

LWC_f ist der Anteil an unterkühltem Wasser, welcher beim Aufprall gefriert. Er wird über die Energiebilanz (LUDLAM 1951, S. 663 - 666) berechnet.

3. VERGLEICHSERGEBNISSE

Mit den Meßergebnissen zweier Flüge im vereisenden Hochnebel über Südbayern am 22. Februar 1979 (siehe UWIRA, 1980) wurde die Vereisungsgeschwindigkeit berechnet und mit den Beobachtungen während der Flüge verglichen. Die Tabelle zeigt quantitative Übereinstimmung zwischen beobach-

tetem Eisansatz und den Berechnungen:

Profildurchmesser D (m)	Eisans. in mm/min gemessen berechn.
0.5 (Bughaube)	Irund 0.2 0.2-0.5
0.15 (Tragflaeche)	Irund 1.0 0.6-0.7
0.02 (Rohrbuegel)	Irund 1.4 1.1-1.4
0.01 (Eiswarnstab)	0.7-1.7 1.4-1.7
0.00635 = 1/4 Inch (Eiswarngeber RED)	1.4-2.1 1.7-2.0

Die Bilder 1 bis 3 lassen erkennen, daß auch die Form des Eisansatzes richtig berechnet ist.

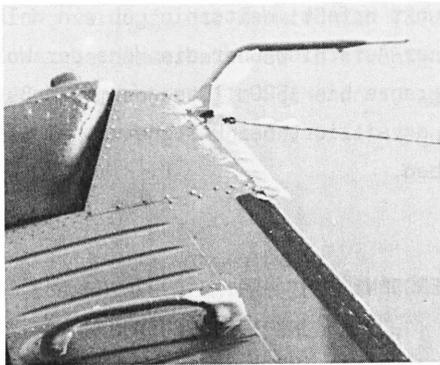


Bild 1: Eisansatz am Seitenleitwerk und einem Antennenbügel (D=0,02 m).

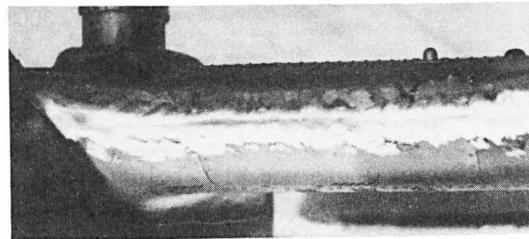


Bild 2: Eisansatz am Triebwerksholm des Meßflugzeuges (D=0,15 m).

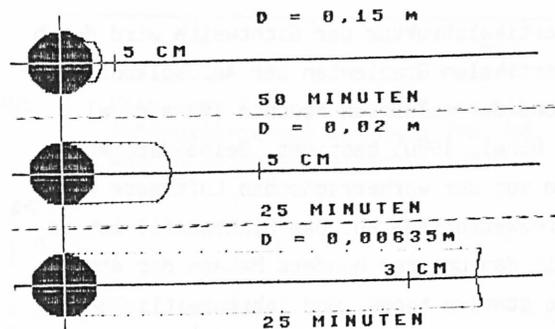


Bild 3: Berechneter Eisansatz nach 25 bzw. 50 Minuten bei $t = -7,5$ Grad C, $P = 860$ hPa, $V = 61$ m/s, $LWC = 1,2$ g/cbm und $d = 24$ Mikron.

Die gute Übereinstimmung ermutigt zur Weiterentwicklung des Modells nach BAIN in folgenden Punkten:

- Berücksichtigung von Wolken der Mischphase,
- Eisansatz an symmetrischen Profilen bei asymmetrischer Umströmung derselben und
- Berücksichtigung des Run-Back-Water.

4. LITERATUR

BAIN, M.;

CANSDALE, J.T.; McNAUGHTAN, I.I.;

FUCHS, W.; SCHICKEL, K-P.; KALUZA, J.; UWIRA, K.;

FUCHS, W.; UWIRA, K.;

LUDLAM, F.H.;

SCHICKEL, K-P.;

UWIRA, K.;

Etude de la vitesse d'accrétion du givre en fonction des paramètres météorologiques
Université de Clermont II,
Rapport de Stage, 1980

Calculation of surface temperature and ice accretion rate in a mixed water droplet / ice crystal cloud.
RAE-TR No. 77 090, 1977

Eisansatzberechnungen an zylindrischen Stäben nach dem Bain-Modell und Vergleich mit experimentellen Ergebnissen.
DFVLR-FB 85-46, 1985

Meteorologische Vereisungsparameter
AWGeophys IB Nr. 82 168, 1982

The heat economy of a rimed cylinder
Qu. J. 77, 1951

Ergebnisse der Auswertung von Tröpfchen-Impaktor-Bildern aus vereisungsverdächtigen Stratuswolken.
DFVLR-IB, 1980

Measurement of met. icing data. BWB 1980

DER EINFLUSS DER PLANETAREN GRENZSCHICHT AUF DIE VERTIKALSTRUKTUR DER HORIZONTALSICHT BIS 300M HÖHE

Burkhard Pietzner

Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover

1 EINLEITUNG

Die Vertikalstruktur der Sichtweite wird durch den vertikalen Gradienten der Aerosolkonzentration und der relativen Feuchte (Fenn et al., 1981; Hänel, 1980) bestimmt. Beide Parameter hängen von der vorherrschenden Luftmasse und der Großwetterlage ab. Das Sichtprofil ist gerade in den unteren hundert Metern der Atmosphäre starken tages- und jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen, die durch die Vorgänge in der planetaren Grenzschicht erklärt werden können. Zur Untersuchung des Einflusses der Grenzschicht auf das Sichtprofil und zur Aufstellung einer Horizontalsichtklimatologie wurde an einem Funkübertragungsmast in Norddeutschland vom Herbst 1982 bis zum Frühjahr 1985 kontinuierlich die Normsichtweite in den Höhen 2m, 9m, 80m, 153m, 223m und 297m mit AEG-Streulichtschreibern MS05 nach Ruppertsberg (1964) gemessen. Die Normsichtweite V_N ist nach Koschmieder (1925)

$$V_N = -\ln \epsilon / a ,$$

wobei ϵ der Kontrastschwellenwert des Auges ($=0.02$) und a der Extinktionskoeffizient der Atmosphäre ist. Die Normsichtweite, die nur in

der Horizontalen definiert ist, stimmt gut mit der meteorologischen Sichtweite überein. Um die Sichtweite mit der relativen Feuchte vergleichen zu können, wurden in den entsprechenden Meßniveaus zusätzlich die Temperatur und der Taupunkt erfaßt. Weiterhin gab ein Wolkenhöhenmesser Aufschluß über die Höhe der Wolkenuntergrenze bis 1500m. Das gesamte Meßsystem ist detailliert bei Pietzner et al. (1985) beschrieben.

2 MESSERGEBNISSE

Das in den Jahren 1983 und 1984 gewonnene Datenmaterial wurde bezüglich schneller Sichtänderungen sowie hinsichtlich der zeitlichen Struktur des Sichtprofils in Abhängigkeit von der Großwetterlage untersucht.

2.1 SCHNELLE SICHTÄNDERUNGEN

Zeitliche Änderungen des Sichtprofils erfolgen teilweise sehr rasch. Untersucht wurden schnelle Änderungen des Sichtprofils, die im Zusammenhang mit der Bildung und der Auflösung von Nebel sowie mit dem Durchzug von Fronten auf-

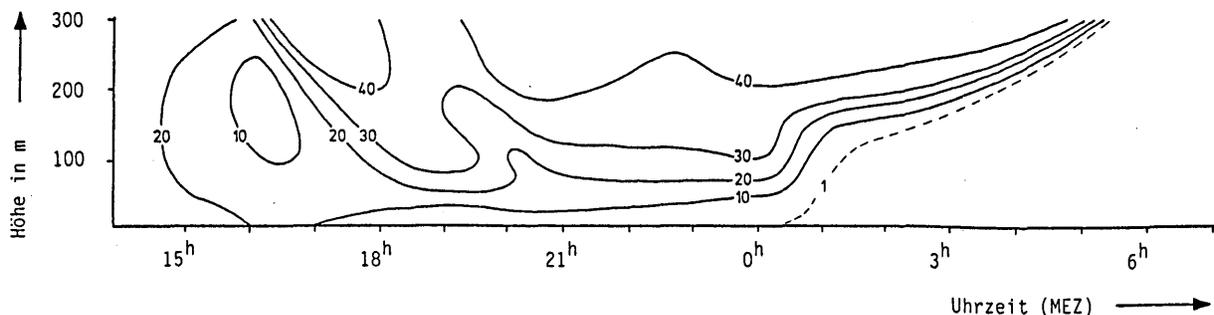


Abb. 1 Isoplethen der Sichtweite in km (29./30. 10. 1983).

traten. In Abb. 1 ist exemplarisch die zeitliche Änderung des Sichtprofils während einer wolkenlosen Hochdruckwetterlage dargestellt, bei der während der zweiten Nachthälfte Nebel (Sichtweite <1km) auftrat, dessen Obergrenze rasch anstieg. Typisch für Strahlungswetterlagen ist die gute Sichtweite oberhalb der Inversions- bzw. Nebelobergrenze, die durch Absinken und damit verbundene Abnahme der relativen Feuchte hervorgerufen wird. Wesentlich größere zeitliche Änderungen des Sichtprofils sind beim Durchzug von Fronten und dem damit verbundenen Luftmassenwechsel zu beobachten. Die Sichtweitenänderung verläuft bei Warmfronten (Sichtabnahme) i.a. langsamer als bei Kaltfronten (Sichtzunahme), wobei alle Meßhöhen nahezu gleichzeitig (abhängig von der Frontneigung) erfaßt werden.

2.2 TAGESGANG DES SICHTPROFILS IN ABHÄNGIGKEIT VON DER GROSSWETTERLAGE (GWL)

Für jede der im Meßzeitraum 1983-84 aufgetretenen GWLs wurde ein mittlerer Tagesgang des Sichtprofils erstellt, wobei eine Unterteilung in Sommer- und Winterhalbjahr wegen der unterschiedlichen Sonnenauf- ('SR') und -untergangszeiten ('SS') vorgenommen wurde. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden Tagesgänge mit ähnlichen Strukturmerkmalen zusammengefaßt, so daß jeweils 5 Gruppen pro Halbjahr entstanden:

Sommer	!	Winter
1. TRW, HM, BM, TB	!	1. WZ, WA, NWA
2. TRM, HB, NWA	!	2. HB, BM, SWA, HM
3. WZ, WA	!	3. SWZ, WS
4. TM	!	4. TB, SA
5. NWZ	!	5. NWZ

In Abb. 2 ist ein mittlerer Tagesgang für das Sommerhalbjahr Gruppe 1, in Abb. 3 für das Winterhalbjahr Gruppe 4 dargestellt. Diese beiden Tagesgänge weisen deutliche Unterschiede hinsichtlich der Amplitude, des vertikalen Gradienten sowie des Sichtweitenbereichs auf, die sich aus den für die einzelnen GWLs typischen Wettererscheinungen ergeben.

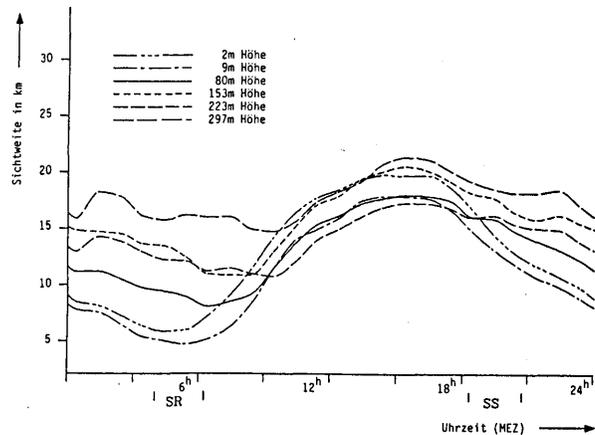


Abb. 2 Mittlerer Tagesgang der Sichtweite in Abhängigkeit von den GWLs TRW, HM, BM und TB im Sommerhalbjahr.

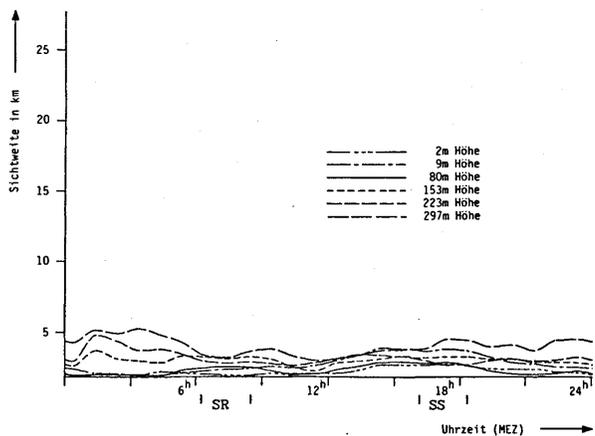


Abb. 3 Mittlerer Tagesgang der Sichtweite in Abhängigkeit von den GWLs TB und SA im Winterhalbjahr.

3 LITERATUR

- Fenn, R.W., Shettle, E.P., Hering, W.S., Johnson, R.W.: Atmospheric Optical Properties and Meteorological Conditions, Atmospheric Environment 15, 1911-1918, 1981.
- Hänel, G.: Prediction of the Standard Visual Range at High Relative Humidity: A Summary Considering Recent Data, Beitr. Phys. Atmosph. 53, 539-541, 1980.
- Koschmieder, H.: Theorie der horizontalen Sichtweite, Beitr. Phys. Atmosph. 12, 33-53, 1925.
- Pietzner, B., Surkow, R., Roth, R.: Ein Meßsystem zur Erfassung der Vertikalstruktur der Horizontalsicht zwischen 2m und 300m Höhe, Meteorol. Rdsch. 38, 156-159, 1985.
- Ruppersberg, G.H.: Registrierung der Sichtweite mit dem Streulichtschreiber, Beitr. Phys. Atmosph. 37, 252-263, 1964.

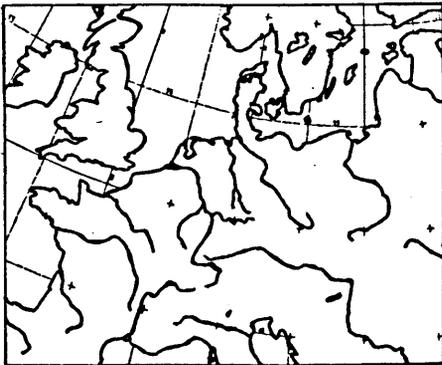
OPERATIONELLE MESOSKALIGE CEILINGANALYSE UND -VORHERSAGE MIT HILFE STATISTISCH-KLIMATOLOGISCHER METHODEN

Hans-Joachim Pistorius
 Amt für Wehrgeophysik, Traben-Trarbach

1 EINLEITUNG

Für das in der Abbildung dargestellte Gebiet wurde eine operationelle, objektive, rechnergestützte Ceilinganalyse entwickelt. Analysezeitpunkte sind die synoptischen Termine im Abstand von je 3 Stunden. Das Analysegebiet wird von einem 100X80 Gitterpunkte (W→E, S→N) umfassenden Gitternetz mit einer Maschenweite von 25km überdeckt. Die Orographie des Gitters enthält 15 Höhenstufen (Tab.1). Die Ceilinganalyse dient als Grundlage für die Ceilingvorhersage, die Prognosen für 12 sechsstündige Zeitintervalle (von 3 bis 75 Stunden im voraus) liefern soll.

Abbildung
 Analyse- und Vorhersagegebiet



2 DIE CEILINGANALYSE

2.1 Das Analyseverfahren

Die Analyse beruht auf der Korrekturmethode. Als First-Guess wird die Voranalyse verwendet. Wenn diese nicht vorliegt, tritt eine Höhe von 30hft über Grund an allen Gitterpunkten an deren Stelle. Tests haben ergeben, daß dieser

First-Guess gleich gute Ergebnisse wie andere aufwendigere First-Guess-Felder liefert.

Tabelle 1 Orographiestufen

Klasse		Klasse	
Nr	mittlere Höhe [m]	Nr	mittlere Höhe [m]
1	0 ^{*)}	9	750
2	0 ^{*)}	10	1000
3	0 ^{*)}	11	1500
4	25	12	2000
5	100	13	2500
6	200	14	3000
7	350	15	3500
8	500		

^{*)}Klasse 1=freie See, 2=Küste (See), 3=Küste (Landseite)

2.2 Gewichtsfunktion

Aus der Differenz zwischen der Beobachtung und dem First-Guess am nächstgelegenen Gitterpunkt ergibt sich die Korrektur, die dem First-Guess-Feld innerhalb des Einflußkreises zuzuschlagen ist. Die Korrektur wird in Abhängigkeit von der Entfernung D zwischen der Station und dem Gitterpunkt gewichtet:

$$R = \begin{cases} \frac{R^2 - D^2}{R^2 + kD^2} & D \leq R \\ 0 & D > R \end{cases}$$

(R=Einflußkreisradius; k=Parameter, k > 0)

2.3 Graphische Darstellung der Analyse

Die Analyse selbst liefert kontinuierliche Ceilinghöhen. Die Ergebnisse werden jedoch der besseren Übersichtlichkeit

wegen kategorisiert und als Schraffurplot dargestellt. Die Grenzen der Kategorien orientieren sich an wichtigen Flugbetriebsvorschriften (Tab.2).

Tabelle 2 Ceilingkategorien

Klasse Nr	Symbol	Grenzen [ft]
1	X	$0 \leq \text{CIG} < 1000$
2	/	$1000 \leq \text{CIG} < 3000$
3	Freiraum	$3000 \leq \text{CIG}$

2.4 Sensitivitätsexperimente mit verschiedenen Gewichten

Je kleiner der Einflußkreisradius R und je größer der Parameter k ist, um so schneller fällt das Gewicht mit zunehmender Entfernung zwischen Station und Gitterpunkt ab. Fallstudien zeigten, daß ein Einflußkreis unter 100km zu viele unkorrigierte Gitterpunkte erzeugt. Die obere Grenze liegt bei R=200km, da sich sonst die lokal stark variablen Meldungen über einen zu großen Bereich auswirken. Als zweckmäßigste Kombination ergab sich R=100km und k=1.

2.5 Objektive Verifikation der Analyse

Die an den Gitterpunkten analysierten Ceilingwerte werden mit Hilfe benachbart liegender Stationen objektiv verifiziert. Tab.3 zeigt die Erfolgsmatrix aller Ceilinganalysen vom 26.12. bis 31.12.1985. Ca. 73% der an den Stationen beobachteten Klassen stimmen mit der analysierten Ceilingklasse am nächstgelegenen Gitterpunkt überein. Der Skill-Score beträgt 0,544. Ähnliche Ergebnisse lassen sich getrennt für jede der 8 Analysezeiten nachweisen.

Fahrmeir, L. ; Hamerle, A. (Herausgeber)

Morrison, D.F.

Tabelle 3 Verifikation der Ceilinganalyse (alle Analysen 26. bis 31.12.)

Beobachtete Klasse	Analysierte Klasse		
	1	2	3
1	5374	3889	617
2	855	6638	1892
3	1425	4440	24447

Gesamtzahl der Meldungen: 49 577
mit der Analyse übereinstimmend: 36 459
Skill-Score: 0.544

3 DIE CEILINGVORHERSAGE

3.1 Markov-Prozesse 1.Ordnung

Eine flächendeckende Anzahl längerer Stationsreihen wird zur Entwicklung von Markovreihen 1.Ordnung benutzt. Mit ihrer Hilfe läßt sich die bedingte Wahrscheinlichkeit der Ceiling in Abhängigkeit von der Ausgangsklasse, der Wetterlage und der Vorhersagezeit bestimmen.

3.2 Hauptkomponentenanalyse

Die Hauptkomponentenanalyse ermöglicht, standardisierte Beobachtungsmatrizen Z in einen Zeitreihenanteil F und einen räumlichen Anteil oder einen Vorhersagezeitanteil L' zu zerlegen: $Z = FL'$. Wenn man den Zeilenvektor F_n der Matrix F zum Zeitpunkt n mit Hilfe einer Regressionsgleichung aus aktuellen Daten schätzt, läßt sich diese Beziehung zur Berechnung einer Ceilingvorhersage einsetzen.

4 ABSCHLIEBENDE BEMERKUNGEN

Es ist geplant, die Horizontalsicht in Bodennähe nach einem ähnlichen Verfahren zu analysieren und zu prognostizieren.

Multivariate statistische Verfahren
Berlin, Walter de Gruyter Verlag, 1984

Multivariate Statistical Methods,
2.Auflage, Tokyo, McGraw-Hill, 1976

DER EINFLUSS VON WETTERAKTIVEN FRONTEN AUF SICHTFLUGBEDINGUNGEN

Bericht über eine Voruntersuchung für ein Forschungs-Projekt

Manfred Geb, Carsten Lindemann und Werner Wehry*

Freie Universität Berlin

Das Ziel der Studie soll sein, nach orographischen Gesichtspunkten gegliederte Unterlagen zu erstellen, die die Auswirkung von wetterwirksamen Fronten auf Sichtflugbedingungen beschreiben. Diese Unterlagen sollen eine genauere Vorhersage für den Sichtflug ermöglichen.

Das Untersuchungsgebiet Teutoburger Wald wurde unter drei Gesichtspunkten ausgewählt: 1. Es ist als Hügelzug orographisch klar gegliedert. 2. Es wird oft unter Sichtflugbedingungen überflogen. 3. Mehrere synoptische Wetterstationen liegen in der unmittelbaren Umgebung. Die Daten dieser Station und benachbarter Flugplätze wurden uns freundlicherweise vom Deutschen Wetterdienst zur Verfügung gestellt. Als kritisch muß allerdings die relativ geringe Kammhöhe dieses Hügelzuges angesehen werden.

Eine Voruntersuchung an Hand von Daten des Sommerhalbjahres 1984 wurde speziell für die Windrichtung Südwest vorgenommen. Benutzt wurden Beobachtungen der Stationen Münster, Bad Lippspringe, Gütersloh, Bad Salzuflen, Detmold und Bückeburg. Als Definitionsparameter wurde einerseits eine Verlagerungsgeschwindigkeit einer Front von etwa 15 Knoten sowie "schlechtes Wetter" im Sinne der Sichtflugregeln gewählt, also Sichtweite geringer als 8 km, Wolkenuntergrenze unter 1000 m, weiterhin an mindestens 4 von 6 Stationen Niederschlag.

Da die Wolkenhöhenbeobachtungen fast immer als unsicher anzusehen sind - von den Stationen Münster und Bad Salzuflen wurden an lediglich einigen Terminen gemessene Werte gemeldet - wurde als Hilfwert der Begriff der "potentiellen Wolkenuntergrenze" eingeführt: Er ergibt

* Vortragender

sich aus der Differenz Temperatur - Taupunkt ("spread"). Aus diesem Wert ist unter Voraussetzung adiabatischer Durchmischung der Grenzschicht die zugehörige Wolkenuntergrenze leicht bestimmbar. Die Durchmischung ist im Sommerhalbjahr tagsüber sowie allgemein bei Windgeschwindigkeiten von mehr als 10 kn und zugleich wenigstens vier Achtern tiefer Wolken als gegeben anzusehen. Insbesondere wird diese Wolkenuntergrenze schnell realisiert, wenn ein Höhenzug in Strömungsrichtung liegt und in Luv Hebung erzwungen wird - so wie es z.B. beim Teutoburger Wald bei Südwestströmung geschieht.

Für die Zeit April bis September 1984 ließen sich unter der Bedingung "Südwestströmung im Untersuchungsgebiet" insgesamt 15 Schlechtwetter-Fälle finden, die wie folgt aufgegliedert wurden: a) wetteraktive Kaltlufttröge, b) Hauptwetteraktivität vor der Front, c) Hauptwetteraktivität nach der Front. Schon eine Auswertung im zeitlichen Bereich von 3 bis 5 Stunden um die Front- bzw. Trog-Passage ergab einen signifikanten Bezug zur Luv- bzw. Lee-Lage.

Allerdings liegen diese Mittelwerte in der Regel noch so hoch, daß Sichtflug nur eingeschränkt oder behindert, aber durchaus möglich sein würde. Von Interesse sind aber die minimalen Werte im Bereich von Fronten, die in der folgenden Tabelle aufgelistet sind. Hier ergeben sich für die untersuchten 6 Monate bei Südwestströmung 15 Fälle an 13 verschiedenen Tagen, die zumindest zeitweise Sichtflug unterbinden.

Setzt man die effektive Kammhöhe des Teutoburger Waldes mit etwa 300 m über NN an (230 m über der Station Gütersloh), so ergibt

sich bei allen Frontfällen (Typ b) und c)) eine den Kamm des Mittelgebirges berührende Wolkenuntergrenze, die jedes Überfliegen des Berglandes verbietet. Demgegenüber liegt bei den Trogfällen (Typ a)) die Wolkenuntergrenze fast immer deutlich oberhalb des Bergkammes, die Sichtweite in der Regel über 8 km. Bei Trogdurchgängen muß also nur mit kurzzeitiger Behinderung durch tiefe Wolken, vor allem aber wegen der auftretenden Schauer und Gewitter durch Turbulenz gerechnet werden.

Die Luv- und Lee-Effekte sind erkennbar, die potentielle Wolkenuntergrenze liegt in Gütersloh und Bad Lippspringe durchweg tiefer als in Bückeberg. Die eigentlichen Luv-Effekte werden allerdings nur in einer etwa zehnfachen Entfernung im Vergleich zur Kammhöhe erwartet, am Teutoburger Wald also in nur etwa 3 km Abstand.

Eine Auswertung zum Zeitpunkt der "schlechtesten" Wetterbedingungen ergab Folgendes: Typ a) genau beim Trogdurchgänge, Typ b) etwa eine Stunde vor der Front, Typ c) etwa 90 Minuten nach der Front.

Diese Voruntersuchung hat ergeben, daß es notwendig ist, für die betreffende Fragestellung ein größeres Kollektiv von Fällen mit wetteraktiven Fronten auszuwerten. Diese dann nach verschiedenen Strömungsrichtungen aufzugliedernde Untersuchung müßte auch auf andere geeignete Mittelgebirge ausgeweitet werden. Bemerkenswertes Ergebnis bleibt hier jedenfalls, daß ein kleiner Hügelzug wie der Teutoburger Wald bei Durchzug einer wetteraktiven Front zumindest kurzzeitig die Mindest-Sichtflugbedingungen zum Überfliegen nicht bietet. Dies läßt schon jetzt strikte Folgerungen für die Bedingungen an vergleichbaren und natürlich an höheren Hügel- und Mittelgebirgszügen zu.

Einzubinden in diese Untersuchungen sind auch die Erfahrungen lokaler Wetterberater sowie feinmaschige Radardaten, weiterhin spezielle Flugzeugmessungen.

	Münster 71 m (Höhe NN)	Gütersloh 72 m	Bad Lippspringe 158 m	Bad Salzuflen 100 m	Detmold 179 m	Bückeberg 73 m
1	6	6	6	6	2	6
Wetter-aktive Kaltluft-Tröge	2	490	-	490	675	-
	3	420	-	240	390	-
		bis 750		bis 1200	bis 990	
	4	350	340	290	350	500
	5	250	125	125	125	250
		bis 500	bis 875	bis 375	bis 500	bis 750
	6	8.8	8.8	8.5	9.1	6.5
	7	7	5	5	7	3.5
		bis 10	bis 10	bis 10	bis 10	bis 10
"Wetter" vor Front	1	2	2	2	2	-
	2	165	-	140	180	-
	3	150	-	120	150	-
		bis 180		bis 150	bis 210	
	4	125	100	125	125	-
	5	0	0	0	0	-
						125 bis 250
	6	6.0	5.0	3.7	6.0	-
	7	4	3	2.5	0	-
		bis 8	bis 7	bis 5		4.5 bis 10
"Wetter" nach Front	1	7	7	7	7	2
	2	350	-	590	515	-
	3	240	-	90	150	-
		bis 600		bis 1500	bis 900	
	4	175	125	240	160	125
	5	125	100	100	125	100
		bis 375	bis 250	bis 500	bis 250	bis 1000
	6	5.7	6.6	6.9	6.5	8.5
	7	3	2.5	1.0	1.5	7
		bis 8	bis 10	bis 10	bis 10	bis 10

Tabelle: Zusammenfassung der Minima für Sichtweite und Wolkenuntergrenze bei Trögen bzw. Fronter. (s. Text).

- 1 = Zahl der Fälle,
- 2 = Beobachtete Wolkenuntergrenze,
- 3 = Schwankungsbreite der beobachteten Wolkenuntergrenzen,
- 4 = "potentielle" Wolkenuntergrenze aus gemessenem Spread,
- 5 = Schwankungsbreite der potentiellen Wolkenuntergrenze,
- 6 = Beobachtete Sichtweite,
- 7 = Schwankungsbreite der beobachteten Sichtweite.

HYDROLOGISCHE VERHALTENSMUSTER VON ABFLUSSLOSEN SEEN
UND IHRE ROLLE IN DER PALÄOKLIMAFORSCHUNG

L.J. Adams & G. Tetzlaff

Institut für Meteorologie und Klimatologie

Universität Hannover

Mit dem Auftreten von Klimaschwankungen sind fast auch immer Änderungen in der Struktur und Verteilung von Niederschlägen verbunden. Diese Variationen des Regens wirken sich neben anderen Effekten (z.B. Grundwasser und Flüsse) auch auf die Wasserbilanz von abflußlosen Seen aus. Darüberhinaus haben die sich veränderten meteorologischen Verhältnisse großen Einfluß auf die Verdunstung des Wassers im Einzugsgebiet sowie des Sees selber. Zur Erforschung des Paläoklimas dienen hier Untersuchungen an abflußlosen Seen zur Ermittlung von Niederschlags-höhen. Ausgehend von der Wasserbilanz eines Sees in einem stabilen Klima (keine Wasserstandsänderung)

$$0 = \frac{(P_B - E_B) \cdot A_B}{AE} + P_L - E_L - I_L \quad (1)$$

mit

P_B, P_L = Niederschlag im Einzugsgebiet bzw. auf den See,

E_B, E_L = aktuelle Verdunstung im Einzugsgebiet bzw. von der Wasseroberfläche des Sees,

I_L = Infiltration vom See in den Boden

A_B, AE = Größe des Einzugsgebiet bzw.

Gleichgewichtsfläche des Sees,

können mit geeigneten Modellen die

einzelnen Größen dieser Gleichung

bestimmt werden. Der erste Term auf

der rechten Seite der Gleichung be-

schreibt den Zufluß des Sees aus dem

Einzugsgebiet. Je nach der Bathymetrie

des Sees variiert unter veränderten

klimatischen Bedingungen die Seegröße

AE. Führt man die Gesamtfläche A_G

($A_G = A_B + AE$) ein und schreibt Gleichung (1) um, so folgt:

$$AE = \frac{P_B - E_B}{P_B - E_B - P_L + E_L + I_L} \cdot A_G \quad (2)$$

Für kleinere Seen mit entsprechenden Einzugsgebieten kann $P_B = P_L = P$ gesetzt werden, so daß sich folgende Gleichung ergibt:

$$AE = \frac{P - E_B}{E_L - E_B + I_L} \cdot A_G \quad (3)$$

Für verschiedene Paläoklimate kann der Niederschlag abgeschätzt werden, wenn die Größen des Einzugsgebietes und des Sees bekannt sind, die Infiltration I_L bzw. die Höhe der Verdunstung von der Wasseroberfläche und im Einzugsgebiet abgeschätzt werden können.

$$P = E_B + \frac{AE}{A_G} \cdot (E_L - E_B + I_L) \quad (4)$$

Dabei ist die aktuelle Verdunstung E_B natürlich eine Funktion des Niederschlags, so daß durch ein geeignetes hydrologisches Niederschlags-Abfluß-Modell versucht werden muß, den Abfluß N_B in den See zu bestimmen. LETTAU (1969) verwendet in seinem Modell die Größen

$$D^* = R_B / LP \text{ und } C^* = N_B / P \quad (5)$$

die als "dryness"-Parameter die Strahlungsbilanz R_B und als "runoff"-Parameter den Abfluß N_B mit dem Niederschlag P verbinden. L ist dabei die Verdunstungswärme des Wassers.

Aus empirischen Untersuchungen leitete KUTZBACH (1980) die Beziehung

$$C^* = e^{-D^*} \quad (6)$$

ab. Durch Abschätzung der Strahlungsbilanz R_B im Einzugsgebiet kann über die Gleichungen (5) und (6) die Verdunstung E_B

$$E_B = P - N_B \quad (7)$$

in Gleichung (4) eingesetzt und der Niederschlag P iterativ ausgerechnet werden. Dabei wird in diesem Modell die Verdunstung E_L durch einen modifizierten Ansatz nach PENMAN (1948) berechnet, wobei die darin auftretenden meteorologischen Größen aus Messungen abgeleitet bzw. aus anderen paläoklimatischen Befunden verwendet werden müssen. Ein Anwendungsgebiet paläoklimatischer Untersuchungen ist das südliche Westafrika, dessen Klima durch einen sommerlichen Vorstoß feuchter Luftmassen aus dem Golf von Guinea charakterisiert ist. In den Monaten Mai bis September liegt über dem Gebiet die bodennahe Monsunluft, über der sich trockene Festlandluft befindet, in der vornehmlich eine östliche Windrichtung herrscht. An der Grenzfläche zwischen diesen beiden Luftmassen entwickeln sich bei hinreichender Schichtdicke der Monsunluft Störungen ("Squall lines"), die mit der östlichen Strömung über Westafrika ziehen und etwa 80% des dort fallenden Niederschlags verursachen. Wie verschiedene andere Untersuchungen zeigen, war vor 9000 Jahren der Niederschlag in diesem Gebiet deutlich höher als heute. Im nördlichen Teil Malis (~20°N) existierte damals z.B. der rund 300 km² große Lake Ine Kousamene (HILLAIRE-MARCEL et al 1983), der ein Einzugsgebiet von etwa 15.000 km² hatte. Wendet man dieses Modell mit verschiedenen abgeleiteten, in sich konsistenten meteorologischen und hydrologischen Daten auf diesen abflußlosen See an, so zeigt sich, daß in dieser Gegend

damals rund 600 mm/Jahr Regen gefallen sind (Abb.1). Der heutige Gebietsniederschlag beträgt etwa 75 mm/Jahr, was nicht zur Bildung eines Sees ausreicht. Die Steigerung der Niederschlagsmenge ist vermutlich auf die Veränderung des meridionalen Temperaturgradienten über Westafrika zurückzuführen (TETZLAFF et al 1985).

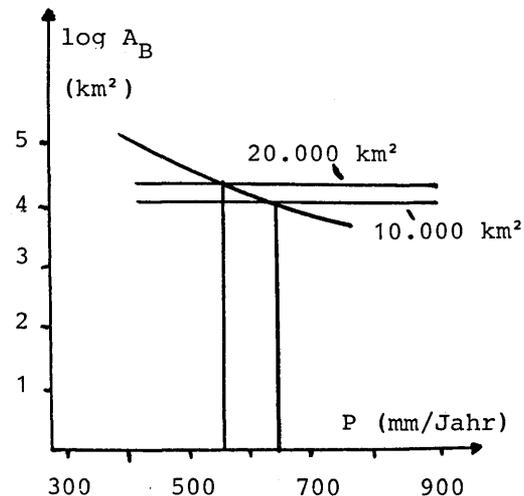


Abb.1: Der Niederschlag am Lake Ine Kousamene vor 9000 Jahren in Abhängigkeit von der Größe seines Einzugsgebiets.

- HILLAIRE-MARCEL, C. et al: Radiocarbon Chronology of Holocene Hydrologic Changes in Northeastern Mali. *Quat. Res.* 20 (1983), S.145-164.
- KUTZBACH, J.E.: Estimates of Past Climate at Paleolake Chad, North Africa, Based on a Hydrological and Energy-Balance Model. *Quat. Res.* 14 (1980), S. 210-223.
- LETTAU, H.: Evapotranspiration Climatology I. *Mon. Wea. Rev.* 97 (1969), S. 691-699.
- PENMAN, H.L.: Natural evaporation from open water, bare soil and grass. *Proc. Roy. Soc.* A193 (1948) S.120-145.
- TETZLAFF, G., PETERS, M. & ADAMS, L.J.: Meteorologische Aspekte der Sahel-Problematis. *Die Erde* 116 (1985), S.109-120.

Aike Beckmann

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel

1 EINFÜHRUNG

Umfassende hydrographische Messungen (KÄSE et al. 1985) sowie Satellitenfotos der Meeresoberflächentemperatur (HARDTKE pers. Mitteilung) zeigen im östlichen Nordatlantik ein System mäandrierender thermohaliner Fronten, denen auf Skalen von 50 bis 250 km intensive Wirbelstrukturen überlagert sind.

Neben der Untersuchung möglicher Ursachen der großräumigen Verhältnisse sind die dynamischen Prozesse an den Fronten im Hinblick auf die vorgefundene mesoskalige Variabilität von großem Interesse.

Mithilfe eines quasi-geostrophischen Multi-Level-Modells sollen die Instabilitätsprozesse an derartigen ozeanischen Frontaljets untersucht werden.

2 MODELLKONZEPTION

Es wurde ein horizontal wie auch vertikal hochauflösendes doppeltperiodisches Spektralmodell entwickelt, das für ein Gebiet von 640 x 640 km integriert wird. Die nichtlinearen Terme werden mittels Transformmethode auf dem physikalischen Äquivalentgitter energieerhaltend berechnet. Der mittlere Zonaltransport wird als Hintergrundfeld gesondert betrachtet.

Die Wahl der Level-Tiefen erwies sich als besonders kritisch. Die überzeugendsten Ergebnisse hinsichtlich der Intensität des Instabilität liefert die Festlegung der n Level für Ψ auf die Nullstellen der n -ten vertikalen Eigenfunktion der Dichteschichtung.

Die endgültige Modellversion arbeitet mit neun Leveln für eine horizontale Auflösung von 10 km; die Schichtdicken variieren zwischen 100 und 2500 m. An diesen Leveln wird prognostisch die Stromfunktion Ψ berechnet, die Bestimmung der

Vertikalgeschwindigkeit erfolgt diagnostisch zwischen den Leveln.

Aufgrund der hohen Auflösung und der Spektralformulierung kann das Modell nahezu reibungsfrei gerechnet werden (der biharmonische Reibungsparameter beträgt $5 \cdot 10^9 \text{ m}^4/\text{s}$).

Den Modell-Läufen wurden die typischen Parameter des Kanarenbeckens zugrundegelegt; aus der mittleren Schichtung folgt ein erster barokliner Rossby-Radius von ca. 25 km. Vorgegeben wurde jeweils ein zonaler ostwärtssetzender Jet (gaussisch) mit 20 cm/s Maximalgeschwindigkeit, 50 km Halbwertsbreite und einem vertikalintegrierten Zonaltransport von 8 Sv. Die Rechnungen beschränken sich zunächst auf den Fall mit ebenem Boden und ohne Forcing.

3 MODELLERGEBNISSE

Die Wachstumsraten instabiler Wellen auf Zonaljets erwiesen sich als in starkem Maße abhängig von der vorgegebenen Vertikalstruktur des Strömungsfeldes. Eine vorherrschende erste barokline Mode bewirkt das Anwachsen von Störungen mit ca 130 km zonaler Wellenlänge; nennenswert vorhandene höhere Ordnungen in der Vertikalstruktur verschieben das Maximum der Instabilität zu kleineren Wellenlängen und erhöhen die Wachstumsrate der Wellenamplitude von etwa 20 Tagen deutlich.

Diese Ergebnisse decken sich mit den aus Rechnungen mit einem Primitive-Equations-Modell gewonnenen (KIELMANN & KÄSE 1986). Die wesentlich beteiligten dynamischen Prozesse scheinen in diesem quasigeostrophischen Modell korrekt behandelt zu werden.

Als Beispiel für die räumliche Struktur von Instabilitäten werden Stromfunktions- und Dichtefeld in etwa 500 m Tiefe nach 40 Tagen in den

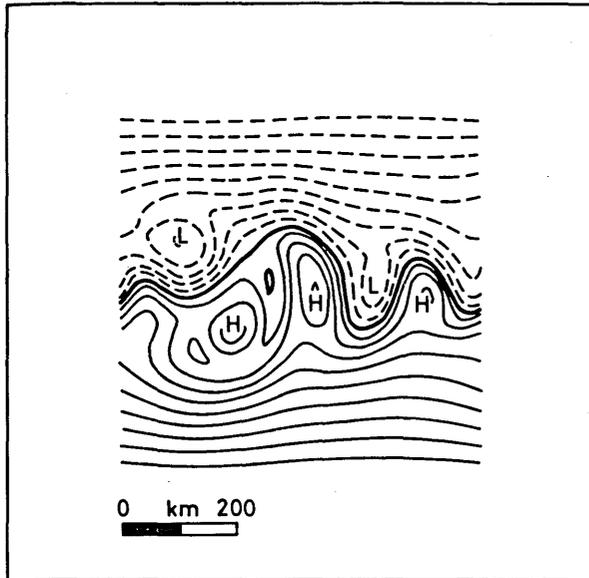


Abb. 1 : Stromfunktionsfeld am Tag 40 in etwa 500 m Wassertiefe

Abbildungen 1 und 2 dargestellt. Zu Beginn der Rechnung wurde dem Zonaljet eine wellenförmige Störung von 100 km Zonalskala und mit 50 km meridionaler Amplitude in der westlichen Hälfte des Gebietes aufgeprägt. Nach Abschluß des intensiven baroklinen Instabilitätsprozesses in den ersten Wochen der Integration erkennt man nach 40 Tagen die pilzförmige Aufspaltung der Strömung und die damit verbundene Bildung eines Doppelwirbels zu beiden Seiten der Hauptströmung. Darüberhinaus wandert die Störung stromabwärts nach Osten. Die vorherrschende Mäanderskala beträgt ca. 200 km.

Das dazugehörige Dichtefeld ist in Abb. 2 zu sehen. Deutlich tritt die Zunge dichten Wassers (c) hervor, die durch horizontale Advektion um den antizyklonalen Wirbel herum geführt worden ist; im Mäanderbereich dominiert die Vertikalbewegung an den Flanken des Jets, dabei werden maximale Geschwindigkeiten von 10 m/Tag erreicht.

4 LITERATUR

KÄSE, R.H.; ZENK, W.; SANFORD, T.B.;
HILLER, W.:

KIELMANN, J.; KÄSE, R.H.:

Anhand des Dichtefeldes wird auch der mit der baroklinen Instabilität verbundene meridionale Wärmetransport deutlich: die anfänglich südliche Wassermasse (w) erstreckt sich in weiten Bereichen bis in die nördliche Hälfte.

Die zusätzliche Berechnung der Verteilung eines passiven Deckschichttracers, der zu Beginn als rein zonal ausgerichtet angenommen worden war, zeigt im Bereich der Stromaufspaltung eine ausgedehnte nahezu homogene Region. Im Mäanderbereich führen Konvergenzen zur Gradientverschärfung und starken Frontenbildung.

Prinzipiell ähnliche Strukturen liefert die Infrarotfernerkundung, sodaß man die beobachtete Verteilung der Deckschichttemperatur in erster Näherung durch passive Advektion der Deckschicht aufgrund der internen Bewegungen erklären kann.

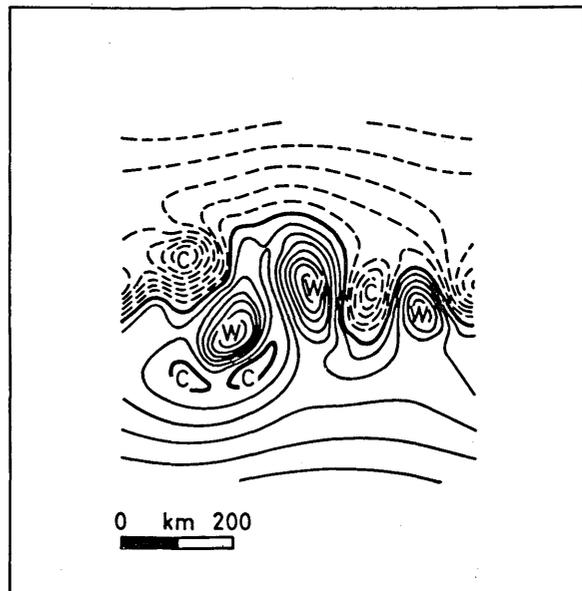


Abb. 2 : Dichtefeld am Tag 40 in etwa 500 m Wassertiefe

Currents, Fronts and Eddy Fluxes in the Canary Basin. Prog. Oceanogr., Vol. 14 (1985), S. 231 - 257

Numerical Modelling of Meander and Eddy Formation in the Azores Current Frontal Zone eingereicht bei Journ. Phys. Oceanogr. (1986)

KLEINRÄUMIGE UND KURZZEITIGE VARIABILITÄT DER
GLOBALSTRAHLUNG IN DER B.R. DEUTSCHLAND

H.D. Behr

Deutscher Wetterdienst
Meteorologisches Observatorium Hamburg

ZUSAMMENFASSUNG: Die Stationsdichte der meteorologischen Strahlungsmeßnetze kann ebenso wie die zeitliche Auflösung der mit ihnen gewonnenen Meßdaten aus wirtschaftlichen Gründen nicht beliebig erhöht werden. Deshalb werden geeignete Verfahren vorgestellt, mit deren Hilfe kleinräumige und kurzzeitige Abweichungen aus den vorgegebenen Daten des Globalstrahlungsmeßnetzes abgeschätzt werden können.

1 EINLEITUNG

Zur langfristigen Deckung des Energiebedarfs in der B.R. Deutschland wird neben anderen Energieformen in zunehmendem Maße die Sonnenenergie ausgenutzt werden. Das natürliche Angebot dieser Energie wird durch langjährige Meßreihen ermittelt, die insbesondere von den 28 Stationen des Strahlungsmeßnetzes des Deutschen Wetterdienstes gewonnen werden. Mit Hilfe der Daten dieses Netzes läßt sich die großräumige Verteilung des Strahlungsangebotes darstellen; entsprechende Veröffentlichungen liegen bereits vor (z.B. Kasten 1984a, 1984b). Für Solarenergie-Anlagen, die nicht in der Nähe einer Meßstation liegen, ist es erforderlich, das Strahlungsklima im regionalen und lokalen Bereich zu untersuchen.

2 ERGEBNISSE

Eine Reihe von Autoren (u.a. Behr 1980, Golchert 1981, Kasten 1984a, 1984b) hat sich mit dem mittleren Strahlungsangebot in der BR Deutschland befaßt. Im folgenden sollen erste Ergebnisse von Untersuchungen kleinräumiger und kurzzeitiger Abweichungen von den genannten räumlichen bzw. langjährigen Mittelwerten dargestellt werden:

Abb.1 zeigt die mittleren Tagesgänge der Globalstrahlung (durchgezogene Linien) im März an der Bergstation Hohenpeißenberg (HP) 990 m ü. NN und an der rund 80 km nordöstlich am Rande der Münchener Schotterebene gelegenen Station Weihenstephan (WN) 469 m ü. NN. Zusätzlich aufgenommen wurden die Tagesgänge der Standardabweichungen σ an beiden Stationen (gestrichelte Linien). Um die Mittagszeit empfängt die Bergstation im Mittel 24 J/cm^2 mehr als die in der Ebene gelegene Station; unter Berücksichtigung der mittleren Standardabweichung sind dies sogar 38 J/cm^2 . Dieser Effekt ist so-

wohl durch Wolken z.T. unterhalb der Bergstation bzw. Nebellagen in der Ebene als auch durch die verminderte Extinktion infolge der geringeren Luftmasse oberhalb von HP zu erklären.

Bedingt durch die zeitliche Mittelbildung täuscht Abb.1 einen symmetrischen Tagesgang der Globalstrahlung vor. Deshalb erscheint es notwendig, die Veränderung des Strahlungsangebotes im Verlaufe des Tages näher zu untersuchen. Abb.2 zeigt den mittleren Jahresgang der Differenz zwischen der am Vormittag (V) und der am Nachmittag (N) empfangenen Halbtagessumme der Globalstrahlung in Hohenpeißenberg und Weihenstephan. Über die Werte wurde ein gleitendes 31-tägiges Mittel gelegt, um kurzzeitige Schwankungen herauszufiltern. Während des ganzen Jahres ist in Hohenpeißenberg die Vormittagssumme größer als die Nachmittagssumme, insbesondere in der Zeit April bis August; dies wird vor allem durch die im Verlaufe des Tages einsetzende Wolkenbildung beeinflusst. In Weihenstephan ist das Vorzeichen dagegen nahezu während des ganzen Jahres negativ, besonders ausgeprägt ist es im Sommer und Herbst; dies weist auf Wolken- oder Nebelauflösung im Verlaufe des Tages hin.

Ein Vergleich der Abb.1 und 2 deutet darauf hin, daß die beiden Stationen Hohenpeißenberg und Weihenstephan nicht in allen Abschnitten des Jahres die gleichen Strahlungsbedingungen aufweisen. Um diese Aussage zu quantifizieren, wurde der Jahresgang des Korrelationskoeffizienten R der Tagessummen beider Stationen berechnet. In Abb.3 wird dies beispielhaft für die Jahre 1966-1970 dargestellt. Um dabei den Jahresgang der Globalstrahlung zu eliminieren, wurde die relative Globalstrahlung G/G_0 betrachtet, wobei G_0 die Tagessumme der extraterrestrischen Solarstrahlung bedeutet. G/G_0

ist ein Maß für die Transparenz der Atmosphäre, in das vor allem der Einfluß der Bewölkung eingeht.

Der Korrelationskoeffizient wurde für gleitende Kollektive von 91 Tagen (Vierteljahresmittel, gestrichelt) bzw. 183 Tagen (Halbjahresmittel, durchgezogen) berechnet. Obwohl beim größeren Kollektiv die Amplitude des Jahresganges von R verständlicherweise geringer wird, läßt sich dennoch zum Jahreswechsel ein auffälliges Minimum von R beobachten. Dies rührt vor allem von dem höheren Strahlungsangebot auf der Bergstation her, das zu dieser Zeit im langjährigen Mittel 130 %, in Einzeljahren wie z.B. 1968/1969 über 140 % der Werte von Weihenstephan beitragen kann.

3 SCHLUSS

Die vorgestellten Ergebnisse sind erste Beispiele für Besonderheiten des Strahlungsklimas im regionalen Bereich. Die Untersuchungen werden erweitert und auf das ganze Gebiet der BR Deutschland ausgedehnt.

4 LITERATUR

BEHR, H.D.; KASTEN, F. (1980):
Das Strahlungsmeßnetz des DWD.
Ann. Meteor. (N.F.) Nr. 16
S. 46-48.

GOLCHERT, H.J. (1981):
Mittlere monatliche Globalstrahlungsverteilungen in der Bundesrepublik Deutschland. Meteor. Rdsch. 34 S. 143-151.

KASTEN, F.; DEHNE, K.;
BEHR, H.D.; BERGHOLTER, U. (1984a):
Die räumliche und zeitliche Verteilung der diffusen und direkten Sonnenstrahlung in der Bundesrepublik Deutschland BMFT Forsch.-Ber. T 84-125 (128 S.).

KASTEN, F.; GOLCHERT, H.J.;
DOGNIAUX, R.; LEMOINE, M. (1984b):
Atlas über die Sonnenstrahlung Europas Bd.1: Globalstrahlung auf die horizontale Empfangsebene, 2. Auflage, hrsg. v. W. Palz. Köln, Verl. TÜV Rheinland (297 S.).

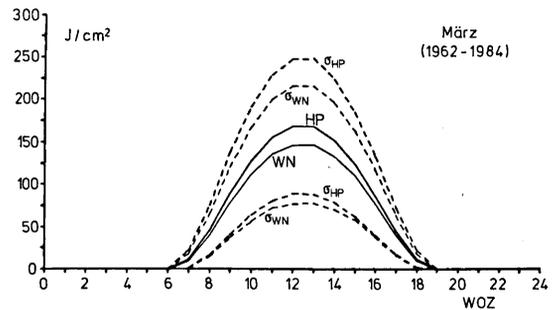


Abb.1: Mittlere Tagesgänge der Stunden-summen der Globalstrahlung im März mit Angabe der Standardabweichung σ .
HP: Hohenpeißenberg
WN: Weihenstephan.

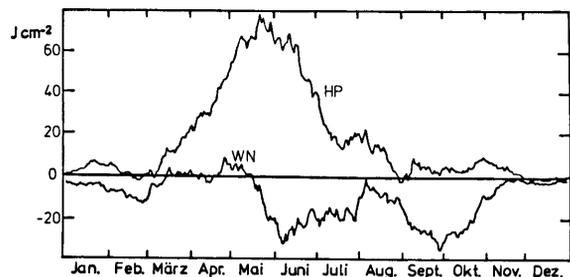


Abb.2: Mittlere Jahressgänge der Unsymmetrie Vormittag-Nachmittag der Globalstrahlung, dargestellt als Differenz der Halbtagessummen. Gleitende 31-Tage-Mittel, 1962-1984.
HP: Hohenpeißenberg,
WN: Weihenstephan.

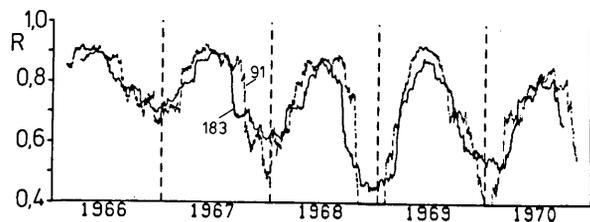


Abb.3: Korrelation der Tagessummen der relativen Globalstrahlung G/G_0 von Weihenstephan und Hohenpeißenberg. Gleitender Korrelationszeitraum von 91 (---) bzw. 183 (—) Tagen.

VERIFIKATION EINER KUMULUS-KONVEKTIONSPARAMETERISIERUNG UNTER
VERWENDUNG VON DATENSÄTZEN AUS TROPISCHEN UND MITTLEREN
GEOGRAPHISCHEN BREITEN

Helga Behr
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1. PROBLEMSTELLUNG

Für die Parameterisierung von Kumulus-Konvektion wurde von Yousef und Roeckner (1984) eine einfache Alternative zum Arakawa-Schubert-Schema entwickelt, die ebenfalls auf dem Modell eines spektralen Kumulus-Ensembles basiert. Die Schließungshypothese für den zu bestimmenden Massenfluß an der Wolkenbasis wird aus folgenden Annahmen abgeleitet:

- Jeder Wolkentyp kann als eindimensionaler "steady-state entraining jet" mit verschwindender Vertikalgeschwindigkeit an der Wolkenobergrenze dargestellt werden.
- Die Entrainmentrate einer Wolke ist umgekehrt proportional zu ihrem Radius.
- Die Produktion von Wolkenluft hängt ab von der großskaligen Feuchtekonvergenz nach Kuo (1974).

Der Massenfluß an der Wolkenbasis hängt damit explizit von der großräumigen Feuchtekonvergenz, der Wechselwirkung zwischen verschiedenen Wolkentypen und vom vertikalen Integral der Kräfte innerhalb der Wolke (Auftrieb, Reibung durch Kondensate und Entrainment von Impuls) ab.

Dieses Schema wird getestet anhand von zwei Datensätzen, die als Eingabedaten für das Modell und für die Verifikation verwendet werden. Es sind dies Daten aus dem tropischen Ostatlantik während GATE 1974 und von einem Kaltluftausbruch über der Nordsee während des KONTUR-Experiments 1981.

2. VERFAHRENSWEISE

Der Einfluß der konvektiven Prozesse auf die großskalige Umgebung wird mit Hilfe von Budget-Analysen untersucht. Als Maße werden die parameterisierte Quelle sensibler Wärme Q_1 und die parameterisierte Senke der Feuchte Q_2 benutzt.

Q_1 (apparent sensible heat source) beinhaltet die Erwärmung infolge von Strahlung, Freiwerden von latenter Wärme durch Netto-Kondensation und vertikaler Konvergenz des vertikalen turbulenten Transports von sensibler Wärme. Q_2 (apparent moisture sink) ist die Feuchte-Senke aufgrund von Netto-Kondensation und vertikaler Divergenz des vertikalen turbulenten Transports von Feuchte. Als weiteres Vergleichsmaß dient die Niederschlagsrate P_0 , die als Indikator für den Einfluß der Wolkeneffekte auf die großskalige Bewegung angesehen werden kann.

Für die Berechnung der konvektiven Transporte im Modell werden als großskalige Variable Temperatur, relative Feuchte und horizontaler Wind benötigt.

3. ERGEBNISSE

3.1 Tropischer Datensatz

Verwendet werden die Daten der "composite easterly waves" über dem tropischen Ostatlantik während GATE (Thompson et al. 1979). Die über alle Wellenphasen gemittelten vertikalen Verteilungen von Q_1 und Q_2 sind in Abb. 1 dargestellt.

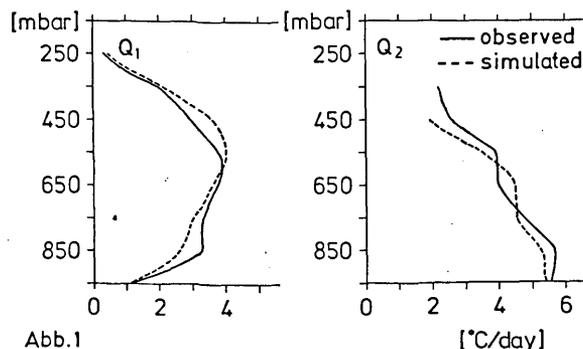


Abb.1

Zwischen den beobachteten und den simulierten Profilen besteht eine gute Übereinstimmung sowohl in der Struktur als auch in den Beträgen. Auch für die einzelnen Wellenphasen ergeben sich gute Übereinstimmungen.

Wie bei anderen Studien wird die großskalige Feuchte- und Wärmebilanz dominiert durch die Absinkterme, die adiabatische Erwärmung und Trocknung der Wolkenumgebung verursachen, während das Detrainment den entgegengesetzten Effekt aufweist und für eine Abkühlung und Anfeuchtung der Umgebung sorgt.

Der Vergleich zwischen beobachteten und simulierten Niederschlagsraten (Abb. 2) weist ebenfalls eine relativ gute Übereinstimmung auf.

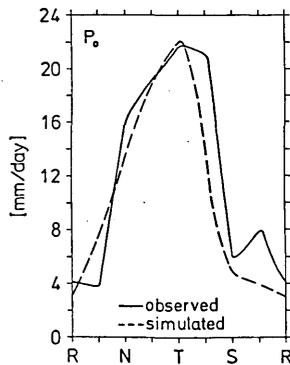


Abb. 2

3.2 Datensatz der gemäßigten Breiten

Beim KONTUR-Experiment (Hoerber, 1982) bei dem u.a. Kaltluftausbrüche über der Nordsee untersucht wurden, ergaben sich günstige Bedingungen für die Ausbildung kräftiger hochreichender Konvektion an zwei Tagen. Für die Auswertung standen Radiosondendaten von 4 Schiffen zur Verfügung. Außerdem existieren Flugzeugmessungen, die für unsere Zwecke Auskunft über die Wolkenober- und Untergrenzen liefern. Niederschlagsmessungen existieren nur an einer weiteren Station, die in der Mitte zwischen den 4 Schiffen lag.

Da aus den Beobachtungen abgeleitete Q_1 - und Q_2 -Profile bisher nicht vorliegen, sind die Möglichkeiten der Verifikation zunächst eingeschränkt.

Entsprechend der in den mittleren Breiten zu erwartenden weniger hochreichenden Konvektion ergeben sich für die zeitlich gemittelten vertikalen Profile von Q_1 und Q_2 (Abb. 3) niedriger gelegene Maxima als bei den tropischen Daten. Die aus den simulierten Profilen abgeleiteten Wolkenobergrenzen liegen hauptsächlich im Bereich von 650 bis 750 mb und entsprechen

in etwa den bei den Flugzeugmessungen beobachteten Werten.

Die gemittelte simulierte Niederschlagsrate von 4 mm/Tag stimmt ebenfalls mit dem gemittelten beobachteten Wert von 5 mm/Tag überein.

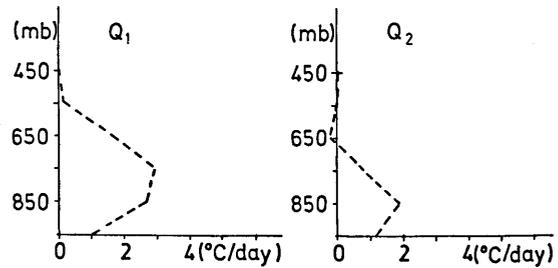


Abb.3 simulierte Profile

4. LITERATURVERZEICHNIS

- HOEBER, H.C.: KonTur. Convection and turbulence experiment. Field phase report. Hmb.Geophys. Einzelschriften, B, Nr.1 (1982).
- KUO, H.L.: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. J.Atmos.Sci., 31 (1974), S. 1232-1240.
- YOUSEF, A.; ROECKNER, E.: Parameterization of cumulus-scale heat, moisture and momentum fluxes with a modified Arakawa-Schubert model. Beitr.Phys.Atmosph., 57 (1984) S. 21-38
- THOMPSON, R.M. et.al.: Structure and properties of synoptic-scale wave disturbances in the intertropical convergence zone of the eastern Atlantik. J.Atmos.Sci., 36 (1979), S. 53-72.

GRENZSCHICHTUNTERSUCHUNGEN UND AEROLOGISCHE MESSUNGEN AN DER ANTARKTISFORSCHUNGSSTATION GEORG VON NEUMAYER

H.-J. Belitz, H.-U. Stuckenberg, Ch. Kottmeier

Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover

1. Einleitung

Seit Januar 1981 wird auf dem Ekström-Schelfeis am östlichen Rand der Weddell-See die Forschungsstation Georg von Neumayer (GvN), $70.4^{\circ}\text{S} / 8.2^{\circ}\text{W}$, betrieben. Zur Überwinterung 1983 wurde das meteorologische Observatorium zusätzlich zu der bereits vorhandenen Energiebilanzstation um einen 45 m-Meßmast und eine Radiosondenstation mit Windmessung mit Hilfe des Omega-Navigationssystems erweitert. Damit liegt für diesen Standort Datenmaterial vor, das die Atmosphäre von der Schneeoberfläche über die bodennahe Grenzschicht bis zu einer Höhe von ca. 25 000 m vollständig erfaßt.

2. Grenzschichtuntersuchungen

Die Instrumentierung der Energiebilanzstation und der Meßmasten bestand im Jahre 1983 aus jeweils acht Gebern für Windgeschwindigkeit, Windrichtung und Lufttemperatur zwischen 0.5 m und 45 m Höhe, sechs Firntemperaturgebern bis zu 5.5 m Tiefe sowie Gebern für Luftfeuchte, Luftdruck, Sonnenscheindauer, Globalstrahlung, reflektierte kurzwellige Strahlung und Strahlungsbilanz.

Routinemäßig wurden 10 min-Mittelwerte auf Magnetband gespeichert. Mit Hilfe unterschiedlicher Verfahren (log. Windprofil, Monin - Obukhov-Ähnlichkeitstheorie) werden aus den Profildaten charakteristische Grenzschichtparameter wie Oberflächenschubspannung, dynamische Rauigkeit, Grenzschichthöhe und z. B. Profile der turbulenten Diffusionskoeffizienten bestimmt.

Während Intensivmeßphasen von jeweils einigen Stunden Dauer (insgesamt ca. 50 h) erfolgte die Registrierung von Momentanwerten im 10 s - Rhythmus (Abb. 1 a, b), um den Einfluß höher-

frequenter Strömungsanteile auf die Berechnung der Grenzschichtparameter zu ermitteln.

Die Abb. 1 a, b enthalten jeweils 60 Profile der Differenz zwischen den Lufttemperaturen in den acht Höhen und dem Referenzwert in 0.5 m Höhe. Die Versetzung zwischen den Profilen beträgt jeweils 1 K. Abb. 1 a (29.06.83) zeigt als Beispiel eine für GvN typische Strukturierung der Temperaturprofile bei extrem stabiler Schichtung. Auf eine Kaltluftschicht von ca. 15 m Höhe mit Temperaturen um $- 25^{\circ}\text{C}$ folgt der Bereich mit dem stärksten Temperaturgradienten von $0.4\text{ K} / \text{m}$. An der Obergrenze dieser Inversion, hier in ca. 30 m Höhe, liegt häufig ein ausgeprägtes Windgeschwindigkeitsmaximum verbunden mit extremen Richtungsscherungen, die bis zu 150° auf 45 m erreichen. Die Abb. 1 b (01.07.83) verdeutlicht die Instationarität von Strömungen bei extrem stabiler Schichtung. Fünf Minuten nach Meßbeginn erweitert sich der zwischen 5 m und 10 m Höhe lokalisierte Bereich des stärksten Temperaturgradienten zuerst bis auf 15 m und dann bis auf 20 m Höhe (bei Temperaturen um $- 30^{\circ}\text{C}$ in den unteren 5 m). Nach zehn Minuten Meßzeit liegt die Inversionsuntergrenze bei 10 m Höhe. Der maximale Temperaturgradient hat sich von $1\text{ K} / \text{m}$ (5-10 m Höhe) auf $0.5\text{ K} / \text{m}$ (10-20 m Höhe) verringert. Ähnliche Änderungen im Zeitscale von Minuten, mit z. T. periodischem Erscheinungsbild (interne Schwerewellen) wurden bei stabiler Schichtung während mehr als 50 % der Meßzeit beobachtet. Die Beispiele zeigen, daß mit Hilfe der 10 s-Momentanregistrierungen entschieden werden kann, ob die Strömung stationär hinsichtlich der Berechnung von turbulenten Flüssen aus Profilmessungen ist.

3. Aerologische Messungen

Trotz der Randlage der GvN-Station hat sich das Windmeßverfahren mit Hilfe des Omega-Systems bewährt. Radiotheodolit- und Radarmessungen sind für die extremen Witterungsverhältnisse sehr anfällig und vor allem personalintensiver. So konnten die täglichen Radiosondenaufstiege meistens von nur einem der zwei Stationsmeteorologen durchgeführt werden. Nur wenn Schneestürme das Verlassen der Station für den Meteorologen zu einem unkalkulierbaren Risiko werden ließen, mußte auf den Radiosondenaufstieg verzichtet werden. Ansonsten konnte umfangreiches Datenmaterial für die Monate März 1983 bis Februar 1984 zusammengetragen werden.

Bei der Auswertung wurden erste Jahresübersichten anhand der Standarddruckflächen erstellt, so z. B. der Temperaturverteilung, der Schichtdickenverteilung, sowie der meridionalen und der zonalen Verteilung der atmosphärischen Strömung. Besondere Aufmerksamkeit wurde der Veränderung der antarktischen Tropopause im Verlauf des Jahres gewidmet. Die Abb. 2 zeigt als Beispiel einen typischen Sommerradiosondenaufstieg (06.01.84) und einen ebenso typischen Winteraufstieg (23.07.83). Deutlich ist im Winter die durch Strahlungsverluste der Schneeoberfläche hervorgerufene ausgeprägte Temperaturinversion in der unteren Troposphäre (bei ca. 850 hPa) zu erkennen, darüber eine normale Temperaturabnahme mit der Höhe. Eine deutlich markierte Tropopause ist nicht zu sehen. Auch in der Stratosphäre nimmt die Temperatur mit der Höhe ab. Bei 100 hPa wird immerhin ein Wert von -70°C erreicht. Leider gelangten nur wenige Radiosonden im Winter in Höhen oberhalb der 80 hPa-Fläche, aber die Tendenz zur weiteren Temperaturabnahme setzte sich fort, vereinzelt wurden noch Temperaturen unter -85°C gemessen.

Im Sommer liegt nur eine sehr schwach ausgeprägte Temperaturinversion vor, darüber nimmt die Temperatur in der Troposphäre kontinuierlich mit der Höhe ab. Auffallend ist der geringe Unterschied zwischen Sommer und Winter in diesem Teilbereich des Aufstiegs. Die Tro-

popause ist jedoch markant ausgebildet, liegt bei etwa 270 hPa mit knapp -60°C . In der Stratosphäre nimmt die Temperatur wieder zu, erreicht bei 100 hPa ca. -40°C und bei 20 hPa sogar -27°C . Vergleiche mit Aufstiegen aus der Arktis zeigen, daß die winterliche Abkühlung der Stratosphäre dort wesentlich weniger ausgeprägt ist.

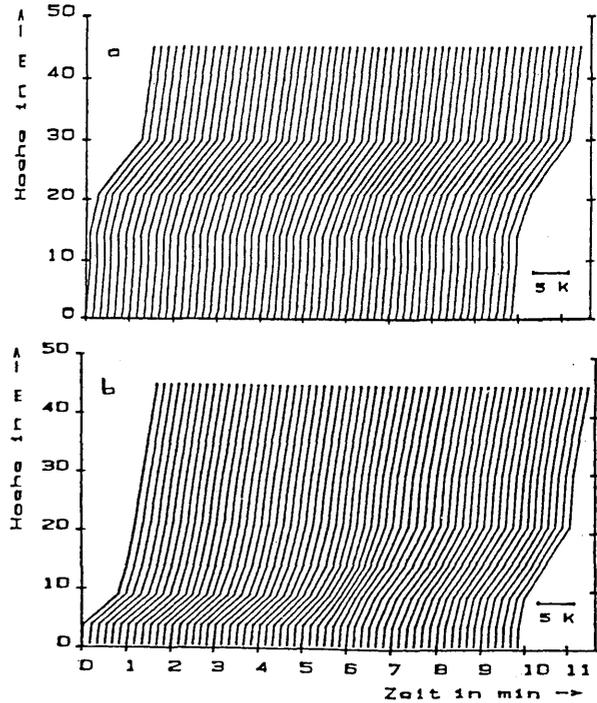


Abb. 1 a, b: 10 s-Momentanprofile der Differenz zwischen Temperaturen in acht Höhen und Temperatur in 0.5 m Höhe (a: 29.05.83, b: 01.07.83)

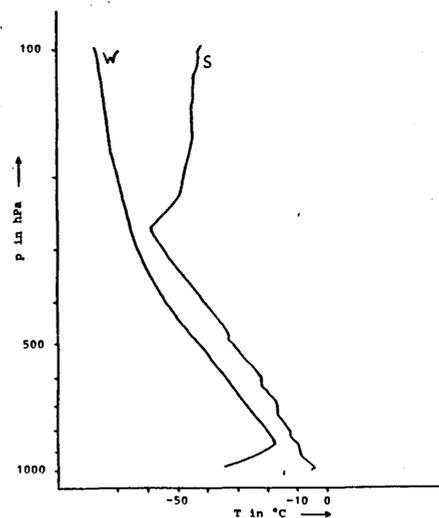


Abb. 2: Typischer Winter (W)- bzw. Sommer (S)-Radiosondenaufstieg über GvN

Behrendt, J.; Benesch, B.

Deutscher Wetterdienst, Abteilung Klimatologie, 6050 Offenbach

1 HISTORISCHE ENTWICKLUNG

Seit Mitte des 18. Jahrhunderts werden an einzelnen Orten in Europa meteorologische Elemente wie Lufttemperatur, Luftdruck und Niederschlag gemessen. Eine systematische und flächendeckende Erfassung meteorologischer Daten wurde aber erst mit der Einrichtung staatlicher Wetterdienste gegen Ende des vorigen Jahrhunderts möglich. Bis heute hat sich die Datenmenge stark vermehrt, was die Anzahl Stationen, die Anzahl der gemessenen Elemente und die zeitliche Dichte der Beobachtungen betrifft.

Durch den Einsatz automatischer Meßwerterfassung und durch eine Zunahme von zeitlich und räumlich begrenzten Meßkampagnen ist die Menge der Daten gerade in den letzten Jahren sprunghaft gestiegen. Durch den Einsatz der EDV in fast allen Bereichen der Forschung und des öffentlichen Lebens ist die Verarbeitung und Auswertung dieser Daten technisch auch möglich.

2 DATENARCHIV DES DEUTSCHEN WETTERDIENSTES

Ein Großteil der für die Klimaforschung genutzten Daten wird routinemäßig zentral im Deutschen Wetterdienst gesammelt und auf EDV-Datenträger archiviert (s. Tab 1). Die Qualität dieser Daten ist unterschiedlich, da erst seit den siebziger Jahren routinemäßig EDV-gestützte Qualitätskontrollverfahren angewendet werden. Neben den in der Tabelle aufgelisteten Kollektiven werden zusätzlich Projektdaten, statistische Parameter, Auswertungen, Großwetterlagen, Daten der Radioaktivität u.a., sowie Routinedaten anderer Abteilungen, so z.Bsp. phänologische Daten, Strahlungsdaten, Modellergebnisse und Gitterpunktsanalysen auf Magnetbändern archiviert.

Anfänge der EDV-gestützten routinemäßigen Datenverarbeitung liegen in den vierziger und fünfziger Jahren. Alle Daten, die aus früheren Zeiten auf Magnetband gespeichert sind, mußten nachträglich von Tabellen oder Registrierstreifen erfaßt werden. Diese Arbeit ist noch nicht abgeschlossen, so daß noch größere vor allem ältere Datenbestände nur in Tabellenform oder als Veröffentlichung vorliegen. Neben den Routinedaten werden in der letzten Zeit zunehmend auch Projektdaten (z.Bsp. ALPEX, MESOKLIP, Daten von Projekten zur Regional- und Standortplanung u.a.) und Sondermessungen bearbeitet und archiviert.

Tab.1: Klimatologische Daten der BR Deutschland aus flächendeckenden Stationsnetzen im Magnetbandarchiv der Abteilung Klimatologie im Deutschen Wetterdienst

1. Beobachtungsdaten bzw. gemessene Daten
Gesamtdatenumfang 3700Mb mit jährlichem Zuwachs von 200Mb

Datenart	Anz. Stationen	Anz. Stationsjahre
tägliche Niederschlagsbeob.	2889	135 000
3x täglich Klimabeob.	478	19 000
8-24x täglich Klimabeob.	81	3 100

2. Auswertungen aus Registrierungen
Gesamtdatenumfang 640Mb mit jährlichem Zuwachs von 27Mb (ohne Niederschlagsregistrierungen)

Datenart	Anz. Stationen	Anz. Stationsjahre
stündliche Windauswertungen	226	3 700
stündliche Auswertungen von Temperatur u. Feuchte	97	2 400
stündliche Auswertungen von Sonnenscheinschreibern	191	3 200
Auswertung von Niederschlagsregistrierungen	40	1 000

3 INFORMATIONSSYSTEM

Durch den großen Umfang an klimatologischen und klimarelevanten Daten wird es immer schwieriger, einen Überblick über alle zur Verfügung stehenden Daten zu erhalten. Daher werden sowohl national als auch international EDV-gestützte Informationssysteme entwickelt (WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION 1985), die alle klimatologischen und klimarelevanten Daten dokumentieren. Für den Bereich der Bundesrepublik Deutschland wird z.Zt. in einem vom BMFT im Rahmen des Nationalen Klimaforschungsprogrammes unterstützten Projekt das Informationssystem INFOKLIF aufgebaut.

Neben den Daten, die im Deutschen Wetterdienst archiviert sind, werden in INFOKLIF auch Daten dokumentiert, die von Forschungseinrichtungen und anderen Institutionen außerhalb des Deutschen Wetterdienstes gesammelt werden. Dies betrifft außer Beobachtungsdaten auch Auswertungen, Gutachten und Modellrechnungen.

WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION:INFOCLIMA-
Catalogue of climate system data sets
(Interim Edition), June 1985

Die Bedeutung von Klimakarten, d.h. der Übertragung von gemessenen bzw. beobachteten Elementen auf den Raum, hat in den letzten Jahren besonders im Hinblick auf Stadt- oder Regionalplanung erheblich zugenommen. Um einen Überblick über vorhandene Karten zu geben, wird in INFOKLIF ein Kartendokumentationssystem integriert.

Alle mit entsprechenden Fragebögen erhobenen Informationen werden in ein Datenbanksystem eingebracht, dessen Struktur in Abb.1 skizziert ist. In seiner endgültigen Form wird INFOKLIF in der Lage sein, detaillierte Informationen über alle in der Bundesrepublik Deutschland betreuten klimatologischen und klimarelevanten Daten zu liefern, soweit sie von der Fragebogenaktion erfaßt wurden.

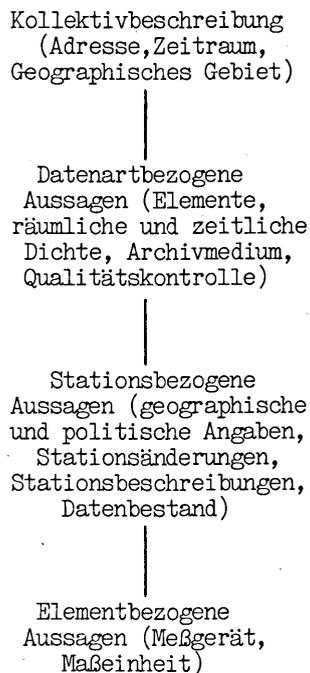


Abb.1: Datenbankstruktur INFOKLIF

LOKAL OPTIMALE BESTIMMUNG DES WINDFELDES AUF SEE
AUS WIND- UND DRUCKBEOBACHTUNGEN MIT EINER INVERSMETHODE

Ulla Ennenga und Lutz Hasse

Institut für Meereskunde
an der Universität Kiel
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1

Es war Ziel dieser Arbeit, ein Verfahren zur Erstellung möglichst hoch auflösender Analysen des Windfeldes auf der Basis der synoptischen Bodenmeldungen zu entwickeln. Das für den Nordatlantik angegebene Verfahren beruht auf einer lokalen Optimierung über die Ausgleichung der Druck- und Windmeldungen durch Polynomflächen mit Hilfe einer Grenzschichtbeziehung. Das Verfahren läßt eine Änderung des betrachteten Gitternetzes in seiner Ausdehnung und Lage und in seinem Gitterabstand zu sowie eine Einbeziehung weiterer Meßdaten wie z.B. Satellitenmessungen. Es wird ein lokales Maß für die Zuverlässigkeit der Analyse berechnet, um Unsicherheiten durch die unsystematisch wechselnden Datenverteilungen ggf. zu kennzeichnen.

Der Vergleich mehrerer Analyseserien zeigt folgende Ergebnisse:

- a) Eine gekoppelte Ausgleichung der Wind- und Druckdaten mit einer sinnvollen relativen Wichtung zwischen beiden Datensätzen ($W = 5$) führt zu einer Verbesserung des Analysefeldes gegenüber einer reinen Druckausgleichung mit einer anschließenden empirischen Windfeldbestimmung (Abb. 1)
- b) Bei der gebietsweise sehr geringen Stationsdichte über dem Nordatlantik führt die Verwendung von Polynomen 2. Ordnung gegenüber einer Ausgleichung durch Polynome 1. Ordnung zu einer besseren Erfassung der synoptischen Strukturen,
- c) Durch die Berücksichtigung einer empirischen, stabilitätsabhängigen Grenzschichtbeziehung wird eine Wiedergabe des Geschwindigkeitsfeldes erreicht.

Die unter a bis c aufgeführten Ergebnisse sind durch Vergleich der Analyse mit unabhängigen (d.h. nicht in die Analyse einbezogenen) Beobachtungsdaten nachgewiesen. Als Verbesserung wurde es dabei angesehen, daß sich die mittlere quadratische Abweichung zwischen Vergleichsbeobachtungen und Analysefeld verringerte.

Als ein weiteres, wesentliches Ergebnis zeigte sich, daß neben der r.m.s. Abweichung auch ein systematischer Fehler auftritt in dem Sinne, daß die mittlere Windgeschwindigkeit der Vergleichsdaten systematisch höher lag als die aus der Ausgleichung bestimmte. Interessant ist dabei auch, daß der systematische Fehler ebenfalls geringer wird, wenn man

- a) Druck und Windbeobachtungen zusammen analysiert,
- b) Polynome 2. Ordnung statt 1. Ordnung benutzt,
- c) eine stabilitätsabhängige Grenzschichtbeziehung einführt.

Es ist sogar so, daß die Benutzung von Windbeobachtungen von Schiffen allein bessere Ergebnisse gibt als die Benutzung von Druckbeobachtungen allein - im Gegensatz zu der oft geäußerten Meinung, das Druckfeld sei besser zu interpolieren als das Windfeld. Dieser systematische Fehler wird offenbar mit geringerer Datendichte größer, d.h. das Druckfeld wird zu sehr geglättet. Dann wäre zwar möglicherweise das Flächenmittel des Vektorwindes noch richtig, aber die Intensität der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre wird systematisch unterschätzt, da für diese das Mittel des Betrages des Windes maßgeblich ist.

Leider gibt es in der Literatur keine Zahlenangaben über die Genauigkeit vergleichbarer Windanalysen, da diese zum größten Teil im Rahmen routinemäßiger Analyse/Vorhersage-Zyklen erstellt werden, in denen die Qualität der Windfelder nur eine untergeordnete Rolle spielt. Damit ist ein quantitativer Vergleich mit anderen Verfahren nicht möglich. Aus dem Vergleich zwischen Eingangsdaten und Analysewerten läßt sich eine Abschätzung der mittleren Genauigkeit der Schiffsmessungen gewinnen. Von Interesse ist ja die Genauigkeit über alles, d.h. einschließlich Kodierung und Übermittlung der Meßwerte, nachdem größere routinemäßig zu entdeckende Fehler eliminiert wurden. Als typische Fehler ergeben sich 3 m/s, 30° und 1 hPa. Bei der Interpretation dieser Angaben ist zu bedenken, daß hierin auch die natürliche Variabilität unterhalb der synoptischen Skala enthalten ist.

Obwohl in der Zukunft Fernmeßverfahren wie der Einsatz von Mikrowellen-Scatterometern zu einer besseren Erfassung des Bodenwindfeldes über See beitragen werden, bleibt die Analyse der synoptischen Bodendaten zunächst weiterhin von Interesse. So kann das Verfahren zur Verifizierung der Analyse-Algorithmen der Scatterometer-Daten benutzt werden. Hinzu kommt, daß der sonnensynchrone Umlauf des für 1989 geplanten ERS-1 nur zu zwei Abtastungen pro Tag führt, die nicht mit den synoptischen Hauptterminen zusammenfallen und keine zeitlich einheitliche Erfassung der gesamten Oberfläche des Nordatlantik gewährleisten. Eine optimale Analyse läßt sich deshalb nur über die Kopplung der verschiedenen Meßdatensätze erwarten. Das in dieser Arbeit beschriebene Verfahren läßt die Einbeziehung der Winddaten unterschiedlicher Systeme mit Berücksichtigung einer der Datengenauigkeit entsprechenden Wichtung relativ einfach zu.

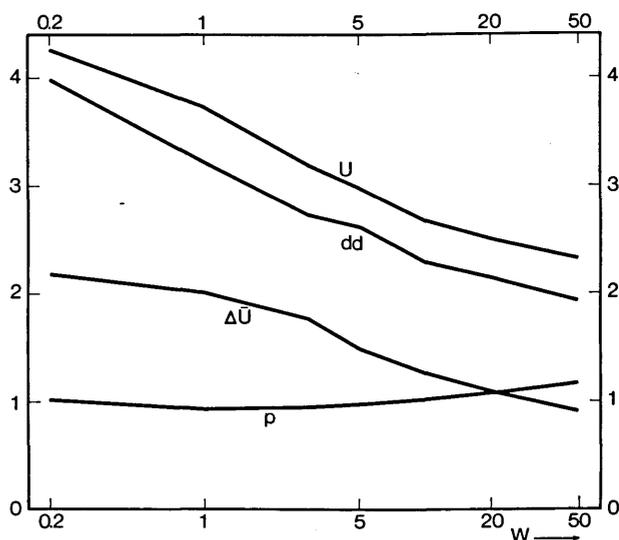


Abb. 1: Abweichungen zwischen analysiertem Feld und unabhängigen Beobachtungen. Die mit p, dd, U bezeichneten Kurven geben die Wurzel der mittleren Abweichungsquadrate für Druck, Windrichtung und Windstärke in hPa, 10° und m/s. Die Kurve ΔU gibt den mit Vorzeichen gemittelten Unterschied der Geschwindigkeiten von Vergleichsdaten und Analyse. Als Abszisse ist das relative Gewicht W zwischen Druck und Windbeobachtungen angegeben: kleines W = Druckbeobachtungen dominieren; großes W = Windbeobachtungen dominieren.

Literatur

ENNENGA, U., 1985: Objektive Analyse aktueller Wind- und Druckfelder über dem Nordatlantik. Ber. Inst. f. Meereskunde Kiel, Nr. 142, 103 S.

GUSTAVSSON, N., 1981: A review of methods for objective analysis, in L. Bengtson, M. Ghil, E. Källén (ed): Dynamic meteorology: Data assimilation methods S. 17 - 77. Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin.

SYNOPTISCHE STRÖMUNGSFELDER VOR DER WESTKÜSTE NORWEGENS, GEMESSEN MIT EINEM HOCHFREQUENZ-RADAR

Heinz-H. Essen

Institut für Meereskunde, Universität Hamburg

1. EINLEITUNG

In den letzten 20 Jahren haben Fernmeßverfahren zunehmend an Bedeutung für die ozeanographische Forschung gewonnen. Als Informationsträger benutzt man akustische und elektromagnetische Wellen.

Akustische Wellen können im Innern des Ozeans eingesetzt werden, sind aber sehr störanfällig. Mit elektromagnetischen Wellen läßt sich nur die Meeresoberfläche beobachten, sie sind jedoch von Flugzeugen und Satelliten aus einsetzbar. Dazu stehen mehrere Frequenzbänder zur Verfügung: optisches Band, thermisches Infrarot und Mikrowellen.

Wegen der erforderlichen Antennenlänge können Dekameterwellen (=Hochfrequenzwellen) nur bei bodengebundenen Fernmeßverfahren Verwendung finden. Die Wellenlängen der Dekameterwellen entsprechen denen des Seegangs und sind deshalb zur Fernmessung des Seegangs und von Oberflächenströmungen, die den Seegang beeinflussen, besonders geeignet.

2. ARBEITSWEISE DES RADARS

Ein Teil der von einer HF-Antenne abgestrahlten Energie folgt als Bodenwelle der Erdkrümmung. Damit werden Reichweiten bis über den Horizont ermöglicht. Durch die Wechselwirkung mit dem Seegang wird elektromagnetische Energie in alle Richtungen (und auch zurück) gestreut.

Für Fernmeßverfahren nutzt man die Rückstreuung, wofür Seegangswellen verantwortlich sind, die die halbe Wellenlänge der HF-Wellen besitzen und auf das Radar zu- bzw. von ihm weglaufen.

Die Dopplerverschiebung des Empfangssignals wird durch die Phasengeschwindigkeit der streuenden Seegangswellen bestimmt, die theoretisch aus der Dispersionsrelation bekannt ist. Abweichungen zwischen diesen Werten führt man auf eine Strömung zurück, die den Seegang mit sich trägt.

Aufgrund des skizzierten physikalischen Mechanismus entwickelten Barrick et al. (1977) das Meßsystem CODAR (Coastal Oceanic Dynamics Application Radar), das seitdem in mehreren Experimenten erfolgreich eingesetzt wurde, z.B. von Essen et al. (1984).

Das CODAR-System besteht aus zwei Radarstationen, die in einem Abstand von ca. 30 km an der Küste aufgebaut werden. Jede Station mißt die Radialkomponente der Strömung, woraus sich die zweidimensionalen Vektoren flächendeckend in einem Gebiet bis zu 60 km Durchmesser berechnen lassen. Die räumliche Auflösung beträgt etwa 3 km (abhängig von der Pulslänge und der azimutalen Auflösung), die vertikale Mittelung ca. 0.5 m (abhängig von der Sendefrequenz) und die zeit-

liche Mittelung 18 Minuten (=Meßdauer).

3. EXPERIMENT (NORWEGISCHE RINNE)

Im März 1985 wurden CODAR-Messungen in der Norwegischen Rinne (ca. 59°N) durchgeführt. Die Radarstationen befanden sich auf den Inseln Utsira und Karmoy in 21 km Abstand voneinander. Es wurde über 10 Tage alle 2 Stunden gemessen, bei sich ändernden Wettersituationen auch jede Stunde. Insgesamt wurden 151 Strömungskarten erstellt.

Die CODAR-Messungen wurden parallel zu hydrographischen Untersuchungen des Institutes für Meereskunde (Hamburg) von Bord der VALDIVIA aus durchgeführt.

BARRICK, D.E., EVANS, M.W.,
WEBER, B.L.:

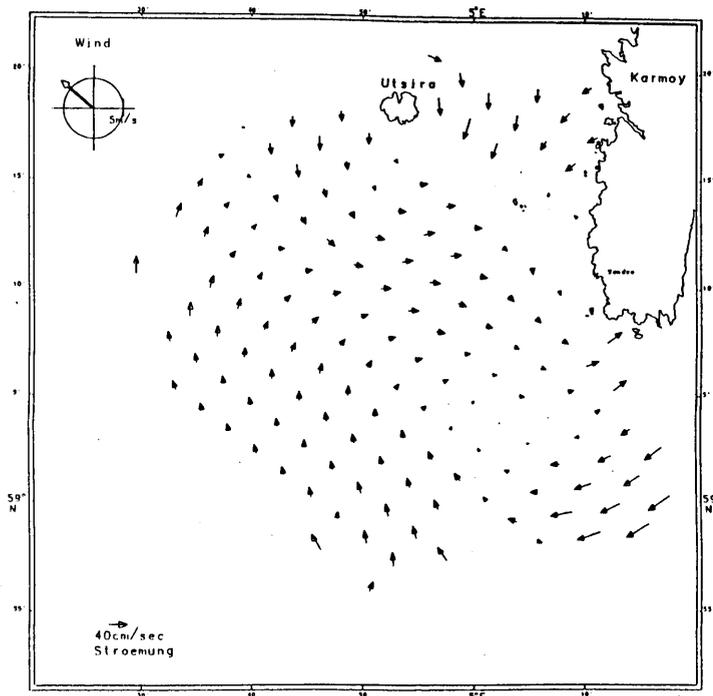
ESSEN, H.-H., FREYGANG, T.,
GURGEL, K.-W., SCHIRMER, F.:

An der Front des Norwegischen Küstenstroms mit den Wassermassen höheren Salzgehalts der zentralen Nordsee ist mit komplizierten Strömungsbildern zu rechnen. Die Messungen sollen einen Beitrag zu den Untersuchungen über die Zirkulation in der Nordsee liefern.

Die CODAR-Messungen zeigen mehrere Wirbel im Verlauf der Meßperiode. Es sollen Rotation und Divergenz sowie die Verweildauer der Wirbel in dem Meßgebiet untersucht werden. Ein Beispiel für die Strömungsstrukturen in dem Meßgebiet ist in der Abbildung gezeigt.

Ocean Surface Currents, Mapped by
Radar Science 198 (1977), 138 - 144.

Oberflächenströmungen vor Sylt
- Radarmessungen im Herbst 1983 -
Dt. hydrogr. Z. 37 (1984), 201 - 215.



20. März 1985
11:00 UTC

DYNAMIK KLIMABEEINFLUSSENDER LANDNUTZUNGSÄNDERUNGEN MITTELS SATELLITENBILD-AUSWERTUNG

G. Esser

Arbeitsgruppe Allgemeine Ökologie im FB Biologie/Chemie der Universität
Postfach 4469, 4500 Osnabrück

Die Klimarelevanz der Vegetationsdecke folgt aus ihrer Vernetzung im globalen Energiehaushalt:

- Sie ist mit ca. 600 Gt C einer der großen Kohlenstoff-Pools (Nettofluß Atmosphäre-Biosphäre ca. 50 Gt C/a).
- Sie greift über Albedo und Wasserbilanz direkt in den Wärmehaushalt der Landoberflächen ein.

Die Vegetationsdecke unterliegt in der Neuzeit einer ausgeprägten anthropogenen Dynamik. Erste grobe Modellschätzungen ergeben eine C-Quelle aus Rodungen von ca. 140 Gt C seit vorindustrieller Zeit (ESSER 1985), also etwa das Doppelte der Ozeansenke. Doch sind diese Schätzungen noch zu wenig regionalisiert (RICHARDS et al. 1983). Die Notwendigkeit der Regionalisierung ergibt sich vor allem aus folgenden Gründen:

- Der Rodungs-Zugriff erfolgt auf variable natürliche Phytomassen (Spanne von 0.5 - 25 kg C/m²).
- Das Schicksal der gerodeten Flächen ist regional verschieden (Wiederbewaldung in der Brache oder Degeneration zu Savannengesellschaften unter Dauernutzung) und wird durch Klima, Boden, Feuer und Nutzungsform beeinflusst.

Daher haben wir damit begonnen, auf der Basis von ERTS-Landsat Szenen regional auflösende Daten über die Landnutzungsdynamik zu erstellen. Dabei werden Szenen aus den frühen 70er Jahren (Landsat 1 und 2) mit späteren Szenen (überwiegend Landsat 3) auf optischem Wege

verglichen. Bisher wurden 934 Szenen für Südamerika ausgewertet, die 12.5 Mill. km² überdecken, d.h. 80 % der potentiell zur Nutzung geeigneten Fläche (ohne Wüsten, Tundren, Hochgebirge) (Tab. 1). Die natürliche und naturnahe Vegetation hat mit einer mittleren Rate von 9.7×10^3 km² pro Jahr abgenommen. 223 km² wurden im Mittel wieder aufgeforstet, vorwiegend in Brasilien und Argentinien. Die mittlere Netto-Freisetzung an Kohlenstoff betrug nach diesen Flächen überschlägig nach dem Osnabrücker Biosphären Modell ca. 0.1 Gt/a.

Die geringe Wiederbewaldungsrate läßt vermuten, daß der klassische Zyklus des Wanderhackbaus einer Dauernutzung gewichen ist. Untersuchungen im Zusammenhang mit ground truth Massnahmen haben gezeigt (ESSER 1984), daß meist eine Degeneration zu extensiv genutztem Weideland erfolgt. Dabei werden charakteristische Änderungen der Vegetationsparameter (Phytomasse, Bestandeshöhe, Blattflächenindex) und der Bodenparameter (Austauschkapazität, Tongehalt, organ. geb. Kohlenstoff, pH-Wert) durchlaufen (Abb. 1).

Literatur:

ESSER, G., 1985: Der Kohlenstoff-Haushalt der Biosphäre - Struktur und erste Ergebnisse des Osnabrücker Biosphären Modells. Veröff. Naturforsch. Ges. Emden von 1814, Neue Folge, Habilitationsschrift (im Druck).

ESSER, G., 1984: Natürliche und anthropogen beeinflusste Vegetation in Paraguay, *Phytocoenologia* 12, 305 - 320.

RICHARDS, J.F.; OLSON, J.S.; ROTT, R.M., 1983: Development of a data base for carbon dioxide releases resulting from conversion of land to agricultural uses. Inst. for Energy Analysis, Oak Ridge Ass. Univ. ORAU/IEA-82-10 (M), ORNL/TM-8801.

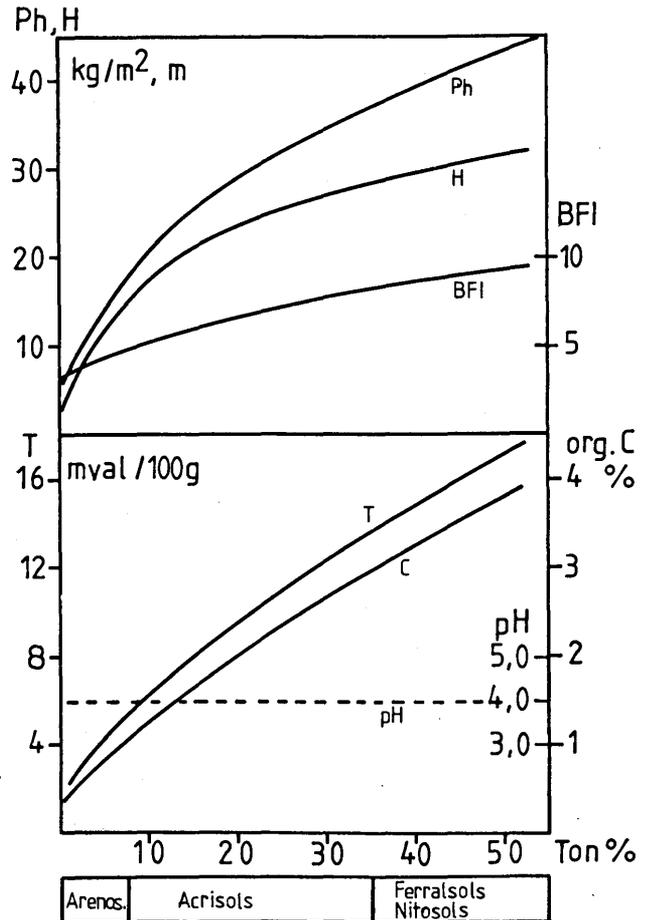


Abb. 1. Der Zusammenhang zwischen dem Tongehalt des Bodens und Eigenschaften des Bodens (Gesamtaustauschkapazität (T), organisch gebundener Kohlenstoff (C), pH-Wert (pH), gemessen im Oberboden, 0 - 12 cm) und der Vegetation (Phytomasse (Ph), Bestandeshöhe (H), Blattflächenindex (BFI)) entlang eines Bodengradienten in Ostparaguay (Daten nach ESSER 1984, unveröffentlicht).

Tab. 1. Ergebnisse der Auswertung von 934 Landsat-Szenen hinsichtlich der Flächenveränderungen der natürlichen und naturnahen Vegetation. Die Schätzung der dabei freigesetzten Kohlenstoff-Äquivalente erfolgte mit dem Osnabrücker Biosphären Modell (ESSER 1985). Spalte (6) gibt eine Schätzung aufgrund statistischer Daten.

LAND	FLÄCHENÄNDERUNG (KM ² /A)			ausgew. Fläche (%)	gesch. Phytomasse (t/a)	RICHARDS ET AL. 1983 Mittel 1958-78 (km ² /a)
	Abnahme (1)	Zunahme (2)	Bilanz (3)			
BRASILNIEN	6889	200	6689	76 %	80 x 10 ⁶ C	7780
ARGENTINIEN	1533	17	1516	85 %	12 "	1880
PARAGUAY	791	0,4	790	80 %	9,5 "	227
VENEZUELA	360	3	357	65 %	3 "	960
BOLIVIEN	76	0	76	40 %	1 "	713
CHILE	69	3	66	90 %	0,3 "	104
KOLUMBIEN	3	0	3	30 %	0,02 "	280
PERU	0	0	0	34 %	-	649
EKUADOR	0	0	0	6 %	-	187
URUGUAY	0	0	0	95 %	-	- 48
SÜDAMERIKA	9720	223	9497	72 %	106 x 10 ⁶	12660

KANALISIERUNG DER ATMOSPHERISCHEN STRÖMUNG DURCH TÄLER

Franz Fiedler und Stefan Emeis

Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Universität / Kernforschungszentrum Karlsruhe
Kaiserstr. 12, 7500 Karlsruhe 1

1 EINLEITUNG

Es gehört seit langem zum allgemeinen Erfahrungsschatz der Meteorologie, daß Windgeschwindigkeit und Windrichtung erheblich von der Bodengestalt beeinflusst werden. Aus diesem Grunde ist es besonders schwierig, in einem von Bergen und Tälern durchsetzten Gebiet repräsentative Werte der Luftströmung angeben zu können.

Andererseits zeigen die klimatologischen Beobachtungen, daß insbesondere die Variationsbreite der Windrichtungen in Tälern sehr stark eingeengt ist und damit bei einer viel größeren Strömungsvielfalt im synoptischen Skalenbereich zu einer beträchtlichen Reduzierung der Strömungsmuster führt. Wenn diese Strömungsmuster einmal als Funktion der großräumigen Anströmung bestimmt sind, ist eine Vorhersage sogar einfacher und genauer durchführbar als über homogenem Gelände. Ein Beispiel für diese Vorgehensweise haben Groß und Wippermann 1981 anhand der Beobachtungen an der Beobachtungsstation Mannheim geliefert.

Obwohl die Phänomene anhand von Beobachtungen mehr und mehr herausgearbeitet werden können, bleibt jedoch noch ein beträchtlicher Nachholbedarf für das Verständnis der Phänomene zu erledigen.

Die Beobachtungen aus dem Experiment MESOKLIP (Fiedler und Prenosil, 1980) im Oberrheingraben haben deutlich gezeigt, daß bei westlicher Anströmung innerhalb des Oberrheingrabens stets eine südliche, bei östlicher Anströmung stets eine nördliche Strömung herrscht. Welcher Mechanismus dafür verantwortlich ist, konnte bisher noch nicht ein-

deutig geklärt werden.

In engen und tiefen Taleinschnitten kann aufgrund von zahlreichen vorliegenden Beobachtungen ein solches Strömungsmuster nicht bestätigt werden. Ab einer kritischen, zur Talachse senkrechten Anströmungsgeschwindigkeit, stellt sich bei dieser Talform eine das ganze Tal ausfüllende Rotorströmung ein, deren Rotationsachse parallel zur Talachse liegt.

Mit dieser Arbeit soll aufgrund von numerischen Simulationen mit einem zweidimensionalen mesoskaligen Modell ein Beitrag zur Frage geleistet werden, bei welchen Geländedimensionen der Übergang von einer talparallelen Kanalisierung zu einer Rotationsströmung zu erwarten ist.

2 NUMERISCHE MODELLSIMULATIONEN

Das für diese Untersuchungen benutzte Simulationsmodell ist bei Dorwarth (1985) beschrieben. Es handelt sich dabei um ein nicht-hydrostatisches Modell, das von der Filterbedingung $\nabla \cdot \bar{v} = 0$ Gebrauch macht und die Orographie über eine Koordinatentransformation als untere Randbedingung berücksichtigt.

Um den Übergang vom Kanalisierungseffekt zu einem Rotorsystem zu erfassen, sind Simulationen für Täler mit verschiedenen Breiten- und Höhenverhältnissen durchgeführt worden.

In den Abb. 1 - 3 sind für drei Fälle mit unterschiedlichen Talbreiten (20 km, 10 km, 1 km) und für die Taltiefe 600 m die zugehörigen Simulationsergebnisse wiedergegeben. Der Talabhang ist bei allen drei Fällen 3 km lang. Die thermische Schichtung der freien Atmosphäre wurde mit 3 K km^{-1} angenommen. Als Antrieb für die Strömung wurde ein senkrecht

zum Tal gerichteter geostrophischer Wind von 8.5 ms^{-1} vorgegeben.

3 ERGEBNISSE

Als wesentliches Merkmal der Simulationen ist die kräftige Kanalisierung bei Vorgabe eines breiten Tals ($B = 20 \text{ km}$) anzusehen. Dieses Verhalten ist mit der beobachteten Strömung im Oberrheingraben vergleichbar (Fiedler, 1983). Bereits bei einer Talbreite von 10 km beschränkt sich die Kanalisierung auf die stromabwärts gerichtete Halbseite des Tales. Je schmaler das Tal wird, desto stärker werden die Reibungskräfte für das Strömungsmuster bestimmend. Bei einer Breite der Talsohle von 1 km stellt sich bereits ein Rotor ein mit einer Gegenströmung am Boden. Die Strömung in Talrichtung ist in diesem Fall gegenüber den breiteren Tälern beträchtlich zurückgegangen. Sie erreicht jedoch immer noch ein Maximum von 3 ms^{-1} in etwa 300 m über Grund im Bereich der rechten (stromabwärts gelegenen) Talhälfte.

Solange die Reibungskräfte nicht zur allein dominierenden Kraft in einem Tal werden, bildet sich eine talparallele Strömung aus, die proportional zum Druckgradienten entlang des Tales ist. Für die Geschwindigkeit in Talrichtung läßt sich folgende Beziehung angeben.

$$v(z) = -\frac{1}{\rho_0 f} \frac{\Delta p}{\Delta y} \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{N}$$

(z_0 = Rauigkeit, $N = 4.5$)

Aus Beobachtungen konnte diese Beziehung bereits bestätigt werden. Eine weitergehende Betrachtung muß allerdings verstärkt auf den Einfluß der Schichtung eingehen.

4 DANKSAGUNG: Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

5 LITERATUR

DORWARTH, G.: Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer Geländeformen. Diss. Univ. Karlsruhe, 1985.

FIEDLER, F., T. Prenosil: Das MESOKLIP-Experiment. Wiss. Ber. Met. Inst. Karlsruhe Nr. 1, 1980.

FIEDLER, F.: Einige Charakteristika der Strömung im Oberrheingraben. Wiss. Ber. Met. Inst. Karlsruhe Nr. 4, 1983.

WIPPERMANN, F., G. Gross: On the construction of orographically influenced wind roses for given distributions of large-scale wind. Beitr. Phys. Atm. 54, 1981.

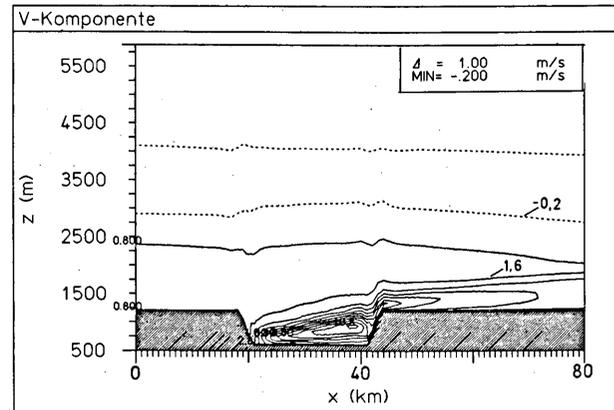


Abb. 1: Talparalleler Wind, $B = 20 \text{ km}$

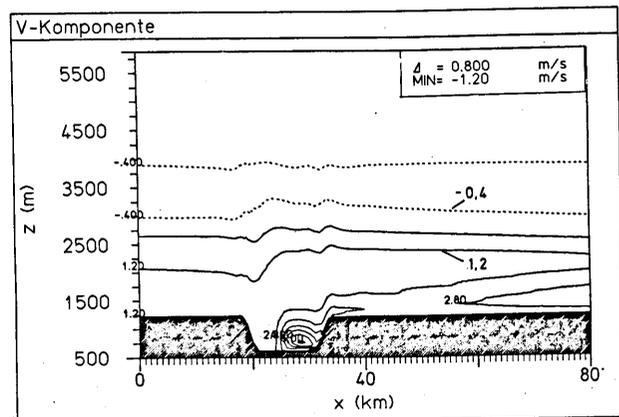


Abb. 2: Talparalleler Wind, $B = 10 \text{ km}$

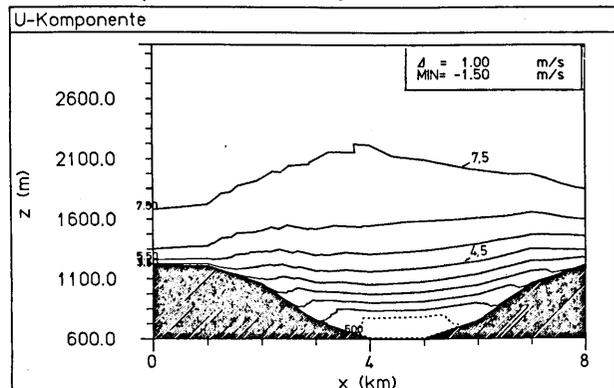


Abb. 3: Rotorwindfeld im Tal, $B = 1 \text{ km}$

VERÄNDERUNG DES LOKALKLIMAS DURCH ABHOLZUNGEN

- EIN NUMERISCHES SIMULATIONSEXPERIMENT -

Günter Groß

Institut für Meteorologie, Technische Hochschule Darmstadt

In den letzten Jahren wurden eine Reihe von Simulationsmodellen für den Mesoscale Gamma entwickelt und deren Leistungsfähigkeit unter Beweis gestellt. Alle mehrdimensionalen Modelle dieser Art berücksichtigen den Bewuchs der Erdoberfläche nur über eine charakteristische Rauheitslänge (Ausnahme: YAMADA, 1985).

Bei einer solchen Vorgehensweise ergeben sich für große Bestandshöhen (z.B. Wald) nicht mehr tolerierbare Differenzen zwischen Modellergebnissen und Beobachtungen.

Aus diesem Grunde wird in dem Simulationsmodell FITNAH (Modellbeschreibung ohne Bewuchs z.B. GROSS, 1985) der Bewuchs in geeigneter Art und Weise berücksichtigt. So erfolgt eine Erweiterung der Bewegungsgleichung um den Term

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = - c_d b(z) u_i |u_i| .$$

c_d ist ein Widerstandskoeffizient für den Canopy und $b(z)$ die Blattflächendichte in m^2/m^3 . Natürlich muß auch die Gleichung für die turbulente kinetische Energie und vor allem der erste Hauptsatz der Thermodynamik in entsprechender Weise verändert werden.

Mit dem so erweiterten Modell FITNAH soll untersucht werden, welche Veränderungen des Lokalklimas großflächige Abholzungen nach sich ziehen können.

Zu diesem Zweck werden zwei numerische Experimente durchgeführt, wobei die Strömungs- und Temperaturverhältnisse in einem schmalen Odenwaldtal, einmal mit und einmal ohne Wald, berechnet werden. Als Topographie wird diejenige des stark bewaldeten Finkenbachtals südwestlich von Beerfelden ausgewählt. Für dieses Gebiet liegen langjährige Temperaturmessungen vor (SCHNELLE, 1972), die zu einer Überprüfung der Ergebnisse für die Simulation mit Wald herangezogen werden können. Die Lage der Meßstationen sind in der Abbildung 1 gekennzeichnet.

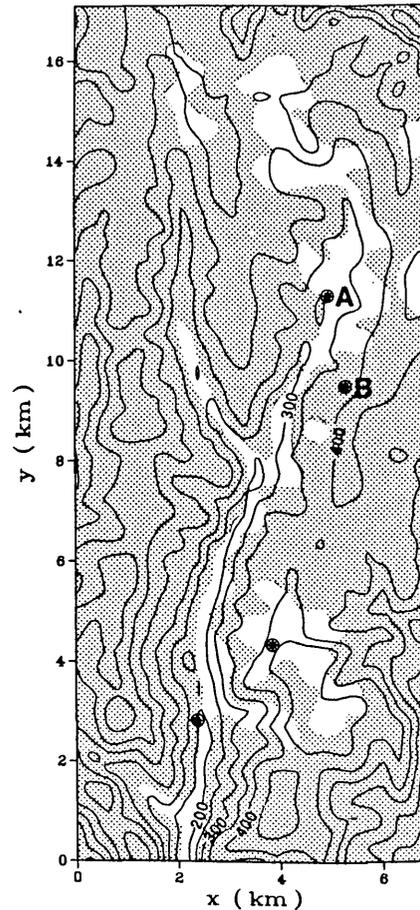


Abb.1 Topographie des Finkenbachtals
(▨ Wald, ⊙ Meßstationen)

In der gleichen Darstellung sind die bewaldeten Flächen mit Schraffur hervorgehoben. Es handelt sich dabei zu 80% um einen Nadelholzbestand mit einer mittleren Baumhöhe von ca 20 m.

Die dreidimensionalen instationären Rechnungen werden für eine windstille (großräumig) wolkenlose Winternacht durchgeführt.

Die horizontale Gitterweite wird mit 300 m festgelegt, während der vertikale Gitterabstand variabel ist. Die untersten 20 m der Atmosphäre werden mit 6 Rechenflächen aufgelöst, wobei

die erste in ca 2.5 m über Grund liegt. Da diese engen Gitterweiten einen sehr kleinen Zeitschritt von 2-4 s erfordern, können hier nur die Ergebnisse nach einer Stunde Realzeit präsentiert werden. In Kürze liegen aber auch die Resultate zu späteren Zeitpunkten vor

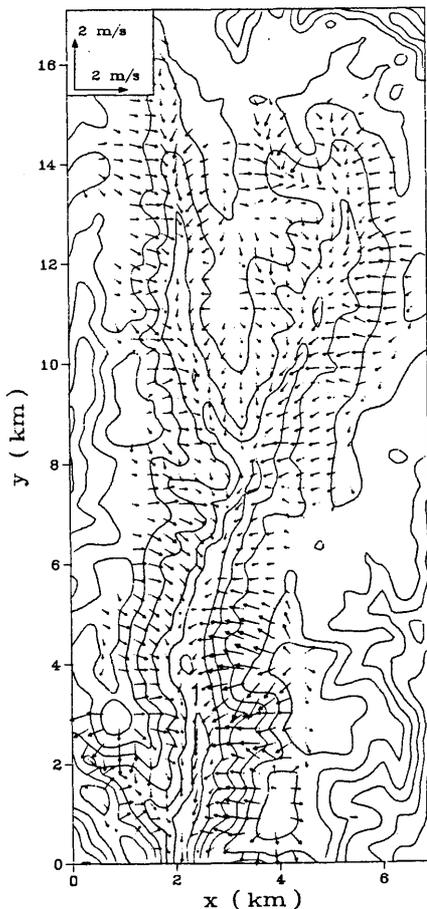


Abb.2 Horizontalgeschwindigkeit in ca. 2.5 m über Grund.

Das Strömungsfeld in ca 2.5 m über Grund für die Simulation mit Wald ist in der Abbildung 2 mit Vektorpfeilen dargestellt. Man erkennt ein abfließen der kalten Luft von den Hängen und die Ausbildung eines Bergwindes. Die Geschwindigkeiten in den bewaldeten Gebieten sind viel kleiner als über freien Flächen.

Aufgrund der stabilen Schichtung ist es am Talboden kälter als an den unbewaldeten Hangzonen. Die Temperaturdifferenz zwischen den Punkten A und B (siehe Abb. 1) wird zu dieser Zeit mit -0.9°C berechnet, während als Wintermittelwert -1.4°C beobachtet werden.

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Resultaten der Simulation nach vollständiger Abholzung so stellt man fest, daß im Falle ohne Wald die Windgeschwindigkeit größer ist (Abb. 3a), die bodennahe Temperatur niedriger wird (Abb. 3b) und damit die Frostgefährdung der tiefer gelegenen Geländeteile zunimmt.

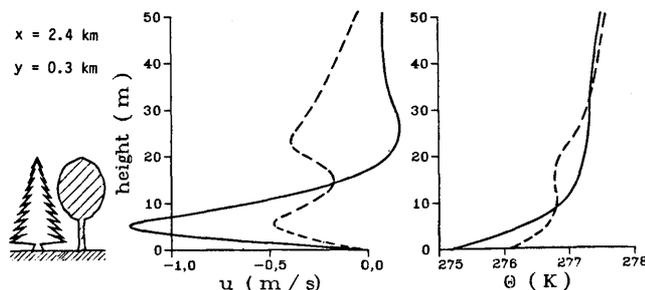


Abb.3a Vertikalprofil der Horizontalgeschwindigkeit (links)
Abb.3b Vertikalprofil der potentiellen Temperatur (rechts)
(— ohne Wald, --- mit Wald)

Literatur:

GROSS, G.: Numerische Simulation nächtlicher Kaltluftabflüsse und Tiefsttemperaturen in einem Moselseitental. Meteorol. Rdsch. 38 (1985), S. 161-171.

SCHNELLE, F.: Lokalklimatische Studie im Odenwald. Ber. des DWD Nr.128 (1972).

YAMADA, T.: Numerical Simulations of the Night 2 Data of the 1980 ASCOT Experiments in the California Geysers Area. Arch.Met.Geoph.Biocl.,Ser.A 34 (1985), S. 223-247.

MICROCOMPUTER-EINSATZ BEI DER SEGELFLUGWETTERBERATUNG

Dietrich Heimann
Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt
Oberpfaffenhofen
Institut für Physik der Atmosphäre
D-8031 Weßling, BRD

1. EINLEITUNG

Die Segelflugwetterberatung besteht im mitteleuropäischen Raum im wesentlichen aus der Prognose des Tagesgangs der konvektiven Aktivität. Hierfür mußte sich die dezentrale meteorologische Beratung auf Segelflugplätzen bislang mangels Zugang zu zentraler EDV überwiegend auf konventionelle Methoden, wie graphische Konstruktionen im thermodynamischen Diagrammpapier, stützen. Mittlererweile gestatten aber preiswerte und leicht zu transportierende Microcomputer auch den Einsatz moderner numerischer Methoden, die die Möglichkeiten der graphischen Konstruktion bei weitem übertreffen.

2. KONZEPTION

Die konvektiven Prozesse in der Atmosphäre sind abhängig von der zeitlich und räumlich variierenden Schichtung (Vertikalprofile von Temperatur und Feuchte) und vom ebenfalls zeit- und ortsabhängigen Energieeintrag in die Atmosphäre. Letzterer wird von der Jahres- und Tageszeit, von meteorologischen Faktoren (z.B. Abschirmung durch hohe Wolken) und von Standortparametern (geographische Breite, Meereshöhe, Oberflächenbeschaffenheit) bestimmt.

Speziell für den Einsatz auf Microcomputern der unteren Leistungsklasse (hier: *Apple II* System) wurde ein modulartiges Programmsystem entwickelt. Mit ihm lassen sich in aufeinanderfolgenden Schritten die Änderung der vertikalen Struktur von Temperatur und Feuchte aufgrund

1. großräumiger Advektion,
2. adiabatische Aufheizung (Tagesgang),
3. konvektiver Fluktuation

abschätzen. Der Punkt 2 ergibt ein über den konvektiven Zeitscale gemitteltes, adiabatisches Temperaturprofil, während Punkt 3 ein einzelnes Konvektionsereignis (Thermikblase, Cumuluswolke) beschreibt.

3. ABLAUF DER PROGNOSE

3.1 Großräumige Advektion

Das Programmmodul TEMPROG übernimmt 00 UTC-Vertikalprofile (Temperatur und Taupunkt) von ca. 3 bis 6 Stationen in Vertikalstufen von 250 m, sowie den Wind in 1000 m Stufen und interpoliert sie auf die Koordinaten

des gewünschten Zielgebiets. Die Änderung dieser Profile durch großräumige Advektion wird durch die Berechnung horizontaler, vom Zielgebiet ausgehender Rückwärtstrajektorien bestimmt. Die Prognose erstreckt sich auf maximal 24 Stunden. Infolge der angenommenen Stationarität des Strömungsfeldes und dem Verzicht auf Vertikaladvektion läßt sich die großräumige Temperatur- und Feuchteänderung allenfalls trendmäßig ermitteln.

3.2 Aufheizung (Tagesgang)

Im Programm KONPRO1 werden auf Basis der im Programm TEMPROG prognostizierten Vertikalprofile der Temperatur und des Taupunktes die bodennahe Temperatur und die Höhe der Aufheischicht im zeitlichen Abstand von einer Stunde zwischen Sonnenauf- und untergang bestimmt. Das dazu verwendete Verfahren geht auf GOLD (1933) zurück. Für jede Stunde nach Sonnenaufgang wird ein Energieäquivalent angegeben. Es handelt sich um eine Tabelle von jahres- und tageszeitabhängigen Werten der Druckdifferenz Δp , die die Masse der Luft angibt, die von Sonnenaufgang an, ausgehend von einer isothermen Schichtung isobar auf eine adiabatische Schichtung erwärmt wird.

Die Δp -Werte werden in Energiewerte umgerechnet und ggf. reduziert, wenn Abschirmungen wahrscheinlich sind (Schwellwert der Taupunktdifferenz im Vertikalprofil). Hinzu kommt noch ein standortabhängiger Faktor, der für feuchte Zielgebiete kleiner, für gebirgige Ziele größer als eins ist.

In KONPRO1 werden stündlich die Adiabaten bestimmt, die zu den jeweiligen von TEMPROG übernommenen Temperaturprofilen energiemäßig den Abstand haben, der den zugehörigen Δp -Werten entspricht.

3.3 Konvektive Fluktuation (Thermikblase)

Das Programm KONPRO2 ist ein 1 1/2 dimensionales, dynamisches Konvektionsmodell, das das Verhalten eines Luftpakets (Thermikblase) simuliert, dessen virtuelle Temperatur in Bodennähe gegenüber seiner Umgebung um 1.2 K erhöht wurde und das somit einen Auftrieb erfährt. Die Konvektionssimulation kann zu jedem Zeitpunkt erfolgen, für den im Programm KONPRO1 die Aufheizung berechnet wurde.

KONPRO2 ist eine abgemagerte Version des Modells von OGURA und TAKAHASHI (1971). Es berechnet die Vertikalgeschwindigkeit, die Temperatur und das Mischungsverhältnis von Wasserdampf und Wolkentröpfchen zeitabhängig in-

Dr. Gerd Heßler
Abt. Maritime Meteorologie
Institut für Meereskunde, Kiel

1 EINLEITUNG

Im Rahmen des Küstenexperimentes PUKK 1981 wurden Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über dem Wattenmeer gemessen. Im Bereich der Nordseeküste stellt das Wattenmeer ein mehrere Kilometer breites Übergangsfeld zwischen dem Festland und der freien See dar, in dem sich die thermischen und dynamischen Eigenschaften des Untergrundes gezeitenperiodisch verändern. Es ist somit zu untersuchen, welche tidenbedingten Variationen in den Meßreihen und in den hieraus abgeleiteten Parametern für die bodennahe atmosphärische Grenzschicht auftreten. Die hieraus resultierenden Schwankungen der turbulenten Flüsse können somit zu einer Modifizierung der zeitlichen Abläufe wie auch der räumlichen Strukturen küstengebundener mesoskaliger Prozesse führen.

2 MESSUNGEN

Die Messungen auf dem Watt erfolgten mit Hilfe eines absenkbaren Dreibeines, das auf Meßposition $\varphi = 53^{\circ} 44' 18''$ N und $\lambda = 8^{\circ} 23' 30''$ E im Bereich einer flachen Senke aufgestellt wurde und an dem Profile der Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte, sowie in je einer Höhe die kurzweilige Einstrahlung, die Windrichtung und ferner die Wassertemperatur als 4 Minuten Mittelwerte über den Meßzeitraum vom 25.9.-9.10.1981 registriert wurden. Die mit dem Datensatz

durchgeführten Untersuchungen können nur den Charakter einer Fallstudie haben, da die dominierende halbtägige Gezeit während der ca. 14-tägigen Meßphase nur einen Zyklus durchläuft und die statistische Absicherung daher nicht befriedigend ist.

3 UNTERSUCHUNGEN

Zur Erfassung der Einflüsse des Wattenmeeres auf die bodennahen meteorologischen Felder wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

- welche Veränderungen ergeben sich für die turbulenten Flüsse gegenüber der freien See?
- Können die lokalen Effekte im Wattengebiet ggf. parametrisiert werden?

4 ERGEBNISSE

Ein Schwerpunkt der Auswertung bildete zunächst die Untersuchung tidenbedingter Variationen des turbulenten Impulsaustausches. Aus den in fünf Meßniveaus vorliegenden Windregistrierungen wurden die Rauigkeitslänge, die Schubspannungsgeschwindigkeit und der turbulente Transportkoeffizient für die verschiedenen Phasen der Gezeit abgeschätzt. Bezogen auf eine Referenzhöhe von 10 Metern lagen die Variationen des Transportkoeffizienten zwischen $3 \cdot 10^{-3}$ bei Niedrigwasser und $1.3 \cdot 10^{-3}$ bei Hochwasser, während die Rauigkeitslänge

von $1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ bei trockengefallenem Watt auf Werte von $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ nach Einsetzen der Flut abnimmt. Die Schubspannung zeigt gleichfalls gezeitenabhängige Variationen. Die Analysen ergeben somit für die Grenzschichtparameter des turbulenten Impulses bei Hochwasser eine befriedigende Übereinstimmung mit den für die freie See angenommenen Werten, während bei Niedrigwasser signifikante Änderungen eintreten.

numerischen Modellrechnung untersucht.

Da meteorologische Daten aus dem Wattengebiet vielfach nur während begrenzter Meßkampagnen zur Verfügung stehen, wurde ferner versucht, die turbulenten Flüsse über dem Watt regressiv aus den Messungen synoptischer Stationen wie FS Elbe 1 zu ermitteln. Unter Berücksichtigung der Gezeitenabhängigkeit des Transportkoeffizienten konnte der Impulsfluß über dem Watt abgeschätzt und mit den Werten am FS Elbe 1 verglichen werden. Die Regressionsanalysen wurden wiederum für verschiedene Phasen der Gezeit berechnet und zeigen, daß der Impulsfluß über dem küstennahen Watt bei dominant ablandigen Winden und Hochwasser gegenüber FS Elbe 1 reduziert ist, während bei Niedrigwasser aufgrund größerer Rauigkeit über dem Watt maximaler Impulsfluß auftritt.

5 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Für den Meßzeitraum konnte gezeigt werden, daß im Wattbereich tidenbedingte Veränderungen in der bodennahen Grenzschicht gegenüber der freien See auftreten und die turbulenten Flüsse hierdurch modifiziert werden. Die Beeinflussung mesoskaliger küstengebundener Phänomene durch diese Prozesse wird zur Zeit im Rahmen einer

ANSTIEG DES STAUBMASSENGEHALTS DER LUFT IN HAMBURG

U. Kaminski, P. Winkler

Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium Hamburg

1 EINLEITUNG

Die Staubemissionen in der BRD sanken von 6,5 Mio t im Jahre 1954 auf weniger als 1 Mio t bis heute (Biedenkopf 1985). Die Emissionsminderung wurde einerseits durch Verbesserung der Produktionstechnik, im wesentlichen aber durch Weiterentwicklung der Abscheidetechnik erreicht.

Trotz dieses rückläufigen Trends wird am Meteorologischen Observatorium Hamburg seit Beginn der Registrierung (1975) eine Zunahme der Staubmassenkonzentration beobachtet.

2 MESSUNG UND AUSWERTUNG

Die Messung der Staubmasse erfolgt nach einem radiometrischen Verfahren (bis April 1983 mit FH62A, danach mit FH62I). Mit dem Verfahren werden im wesentlichen die Partikel $< 5 \mu\text{m}$ Radius erfaßt. Die Meßreihe wird laufend mittels Filtersammler überwacht, dessen Filter ausgewogen werden.

Trendentwicklungen in Meßreihen sind nicht immer eindeutig, da ihnen saisonale, vor allem aber durch wechselnde Häufigkeit einzelner Wetterlagen bedingte Schwankungen aufgeprägt sind. Um bei der Trenduntersuchung der Staubmasse die meteorologisch verursachten Variationen zu eliminieren, wurde folgendes Verfahren gewählt: Für Sommer- (01.04.-30.09.) und Winterhalbjahre (01.10.-31.03.) getrennt wurden für 9 Windrichtungssektoren von 40° Breite mittlere Staubmassenkonzentrationen berechnet. Diese Mittelwerte wurden dann mit der mittleren Häufigkeit der Windrichtung aus einem Sektor (über den Gesamtzeitraum) bewichtet und daraus der Halbjahresmittelwert der Staubmassenkonzentration bestimmt:

$$M_{\text{met}} = \frac{\sum_{i=1}^9 m_i h_i}{h}$$

M_{met} : Mittelwert der Staubmassenkonzentration für mittlere meteorologische Verhältnisse; m_i : Mittelwert der Staubmassenkonzentration für Windrichtungssektor i ; h_i : mittlere Häufigkeit der Windrichtung im Sektor i in allen Halbjahren; h : Gesamthäufigkeit aller Windrichtungen.

Abbildung 1 zeigt den zeitlichen Verlauf der so um die meteorologisch bedingte Variabilität bereinigten Staubmassenkonzentration

(Kurve a). Es ergibt sich eine Zunahme der Staubmasse von $33 \mu\text{g}/\text{m}^3$ (1976) auf etwa $60 \mu\text{g}/\text{m}^3$ (1985). Auch die Betrachtung von Überschreitungshäufigkeiten bestimmter Schwellwerte zeigt, daß die Zahl der Fälle mit mehr als z.B. $80 \mu\text{g}/\text{m}^3$ Aerosolmasse im Tagesmittel von ca. 10 Fällen pro Jahr (1976) auf etwa 80 Fälle pro Jahr (1984) angestiegen ist.

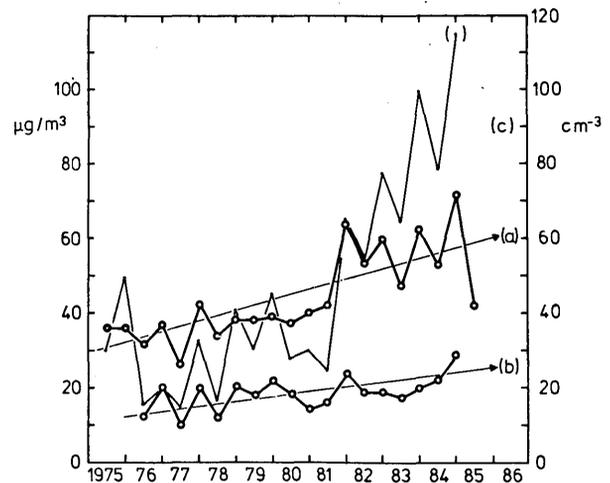


Abb. 1
Zeitlicher Verlauf der Staubmassenkonzentration (a), der wasserlöslichen Substanz (b) und der Anzahldichte der Partikel $> 0,15 \mu\text{m}$ (c).

Ein ähnlich steigender Trend läßt sich auch in weiteren Meßreihen, nämlich der Anzahldichte großer Aerosolpartikel ($r > 0,15 \mu\text{m}$), gemessen mit Royco-Partikelzähler (Kurve c) und in der löslichen Substanz von Aerosolpartikeln ($r > 0,1 \mu\text{m}$), gesammelt mit einem Impaktor, nachweisen (Kurve b).

3 DISKUSSION

Der parallele Anstieg von großen Partikeln und Staubmasse bedeutet, daß insbesondere die feine Fraktion des Aerosols zunimmt. Diese Partikel haben vom Standpunkt der Luftreinhaltung die wichtigste Bedeutung, da sie mit 5-10 Tagen die längste Verweilzeit in der Atmosphäre haben (Jaenicke 1980). Wegen der relativ langen Lebensdauer der Partikel ist der Konzentrationsanstieg offensichtlich nicht auf den lokalen Einfluß der Großstadt zurückzuführen, sondern als großräumig anzusehen. Eine Ana-

lyse mittels Trajektorien zeigt, daß für Luftmassen, die von Industriegebieten wie z.B. Sachsen, Schlesien oder Ruhrgebiet nach Hamburg verfrachtet werden die Staubmasse am stärksten gestiegen ist. Sogar für Gebiete wie die Nordsee ist ein Anstieg zu verzeichnen.

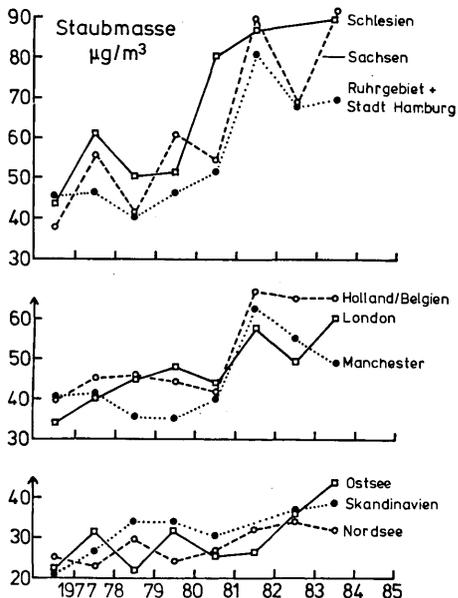


Abb. 2
Zeitlicher Verlauf der Staubmassenkonzentration für Trajektorienbahnen, die die genannten Gebiete überqueren.

Für den Anstieg der feinen Aerosolfraction können im wesentlichen folgende Prozesse verantwortlich gemacht werden:
Anstieg der Emissionen in dieser Partikelfraction und Partikelproduktion aus der Gasphase. Die heute in der Industrie zur Emissionsminderung eingesetzten Filteranlagen scheiden Feinstäube im Bereich 0,1-2,0 µm systembedingt nur unvollständig ab. Nach Güthner (1979) halten z.B. Elektrofilter selbst unter optimalen Betriebsbedingungen den Feinstaub oft nur zu 90% zurück. Bei Zyklon- und Naßabscheidern liegt der Abscheidegrad für Feinstaub noch darunter (Brauer 1985). Diese Erklärung ist aber nicht ausreichend, da ein Anstieg der Staubmasse nur durch eine Zunahme der Emittentenzahl begründet sein kann. Zugenommen haben von 1966-82 die Emissionen aus dem Kfz-Verkehr (SO₂ 43%, NO₂ 150%, Staub 100%) und Kleingewerbe sowie Hausbrand (NO₂ 10%, KW 100%) (Monatsberichte UBA).

Gase können in der Atmosphäre mit vorhandenen Aerosolpartikeln reagieren oder auch z. B. unter UV-Strahlung zur Partikelneubildung führen. Auf dieses weite Feld kann hier nur andeutungsweise eingegangen werden. Husar (1978) weist darauf hin, daß 20-50% des emittierten SO₂ zu Sulfatpartikeln umgewandelt wird mit einem Maximum im Radiusbereich 0,1-1,0 µm. Stickoxide werden,

wenn auch in geringerem Maß, in Nitrate umgewandelt, die sich ebenfalls ans Aerosol anlagern können. Durch den gefundenen Anstieg der wasserlöslichen Substanz im Aerosol sind diese Vorgänge im Prinzip bestätigt. Schließlich tragen auch Kohlenwasserstoffemissionen zur Partikelbildung bei, ähnlich der natürlichen Bildung von blauem Dunst über sommerlichen Getreidefeldern.

Die längere Lebensdauer der Aerosolpartikeln mag auch bewirken, daß im europäischen Raum emittierte Partikeln aus Richtungen zurücktransportiert werden, aus denen keine direkten Emissionen zu erwarten sind. Z.B. ein ursprünglich über England liegendes Hoch, das anschließend nach SE wandert, bewirkt zunächst einen Luftmassentransport zum Atlantik, dann einen Rücktransport aus nordwestlicher Richtung. Sowohl dieser Vorgang als auch die Gas-Partikel-Umwandlung können zur Erklärung für den Anstieg der Staubmassenkonzentration aus Richtung Nordsee herangezogen werden.

Ein Anstieg der Staubmasse kann aber auch in veränderten Witterungsverhältnissen begründet sein. Eine Abnahme der Regenmenge oder Zunahme der Trockenperioden würde z.B. die Staubmasse erhöhen, da weniger Staubpartikeln mit den Regentropfen ausgewaschen werden und durch den Wind zusätzlich Staubpartikeln aufgewirbelt werden. Als weiterer Mechanismus wäre auch eine Zunahme der Winderosion denkbar, die ihren Ursprung in veränderter Bebauung bzw. in veränderter landwirtschaftlicher Nutzung hat.

Es kann hier noch nicht entschieden werden, welcher der genannten Prozesse überwiegt.

LITERATUR

- Biedenkopf, G.: Staub 45 (1985), S. 397-401.
 Brauer, H.: Staub 45 (1985), S. 402-408.
 Güthner, G.: Staub 39 (1979), S. 470.
 Husar, R.B. et. al.: Atmospheric Environment 12 (1978), p. 4.
 Jaenicke, R.: J. Aerosol Sci. 11 (1980), pp. 577-588.
 UBA: Monatsberichte aus dem Meßnetz, 6(1983), 9 (1983), 10 (1984).

NUMERISCHE SIMULATION VON PHOTOSMOG IN EINEM DYNAMISCH-KINETISCHEN
MODELL DER ATMOSPHERISCHEN GRENZSCHICHT

G. Kramm und F. Herbert

Institut für Meteorologie und Geophysik
Universität Frankfurt/M.

Mit fortschreitender Industrialisierung, Urbanisierung und Motorisierung tritt auch in Mitteleuropa während des Vorherrschens sommerlicher, strahlungsreicher Hochdruckwetterlagen immer häufiger Photosmog in der atmosphärischen Grenzschicht (ABL) auf. Als Anzeichen, die auf eine Photosmogsituation hinweisen, gelten insbesondere die gegenüber dem natürlichen Pegel stark erhöhten Ozonkonzentrationen in der verunreinigten ABL, die mit dem Beitrag natürlicher Quellen nicht erklärt werden können. Wesentliche Rollen spielen dabei die anthropogenen Stickstoff- und Kohlenwasserstoffemissionen. Während des Transports, der Diffusion und Deposition dieser sog. Primäremissionen entstehen besonders im Leebereich urbaner und industrieller Ballungsgebiete unter Einfluß der jahreszeitlich bedingten starken Sonnenstrahlung sog. Sekundäremissionen wie Ozon, Hydroxyl- und Peroxiradikale und Aldehyde, die ihrer überwiegend oxidierenden Eigenschaften wegen auch als Oxidantien bezeichnet werden. Die Wirkung dieser Schadstoffe auf den Menschen äußert sich in Form von Augen- und Schleimhautreizungen. Schäden an Pflanzen und Materialien können ebenfalls auf die Wirkung der Oxidantien zurückgeführt werden.

Um geeignete Strategien zur Minderung dieser Oxidantienbelastung in der ABL über urbanen und industriellen Regionen entwickeln zu können, wurden aerologische Photosmoguntersuchungen (z. B. NEUBER, 1984), Feldexperimente zur Spurengasdeposition (z. B. HÖFKEN, 1986) sowie Smogkammer- und Modelluntersuchungen zur Reaktionskinetik (z. B. SCHURATH et al., 1983) durchgeführt. Die Ergebnisse der aerologischen Untersuchungen und der Feldexperimente belegen jedoch in mannigfacher Weise, daß insbesondere die qualitative und quantitative Beschreibung der durch den Untergrund (Vegetation und Erdboden) stark modifizierten atmosphärisch-dynamischen und chemischen Wechselbeziehungen aus wissenschaftlicher Sicht noch sehr große Lücken aufweist. Der Versuch, diese Lücken allein mit umfassenden Meßprogrammen schließen zu wollen, ist nicht erfolgversprechend, da schon zur Klärung von Detailproblemen wie etwa der Bestimmung von Depositionsraten reaktionsträger Spurengase ein sehr großer meßtechnischer Aufwand erforderlich ist. Obwohl zum Teil neue Schwierigkeiten hinzukommen, können mit dem zusätzlichen Einsatz numerischer Simulationsmodelle im wissenschaftlichen Verständnis der mit Luftverschmutzungsproblemen zusammenhängenden relevanten physikalischen und chemischen Prozesse erhebliche Fortschritte erzielt werden.

Im Rahmen numerischer Untersuchungen zur Photosmogbildung wurde daher ein 1-dimensionales meteorologisch-photochemisches ABL-Modell entwickelt, mit dem insbesondere der turbulente Vertikaltransport und die molekular-turbulente Deposition reaktiver Spurengase in Abhängigkeit zeitlich variierender Photolyseraten sowie interner und externer Bedingungen untersucht werden soll.

Das ABL-Modell entspricht weitgehend der Modellkonzeption von SASAMORI (1970). In Erweiterung zu dessen Version verwenden wir eine Vielzahl von Spurengasbilanzgleichungen der Struktur

$$\frac{\partial}{\partial t} c_i = - \frac{\partial}{\partial z} F_{c,i} + \sigma_i(c_1, \dots, c_p) \quad (1)$$

c_i = i-te Konzentration, $i=1, \dots, p$

$F_{c,i}$ ist der vertikale Massenfluß der i-ten Spurengaskomponente und $\sigma_i(c_1, \dots, c_p)$ deren Produktions- bzw. Abbauraten, die i. a. eine Funktion aller beteiligter Spurengase (z. Zt. $p = 27$) ist. Die Berechnung dieser Raten basiert im wesentlichen auf dem Reaktionsmechanismus von FALLS und SEINFELD (1978). Zusätzlich behandeln wir die homogenen Reaktionen des Schwefeldioxids mit Hydroxyl- und Peroxiradikalen sowie Ozon. Im Modell werden die chemischen Umsetzungen durch Reaktionsgleichungen 1. und 2. Ordnung dargestellt.

Gleichung (1) wird mit der "splitting-up"-Methode (z. B. McRAE et al., 1982) gelöst. Auf diese Weise können die diffusiven und chemischen Prozeßanteile separat behandelt werden. Zur Lösung der Diffusionsgleichung verwenden wir das CRANK-NICHOLSON-Verfahren. Der chemische Anteil, der einem "steifen" System gewöhnlicher Differentialgleichungen entspricht, wird mit dem GEARSchen Algorithmus DIFSUB (GEAR, 1971) berechnet.

Zur Parametrisierung der turbulenten Flüsse im Sinne einer Schließung 1. Ordnung verwenden wir ebenfalls sog. Fluß-Gradient-Beziehungen, wobei die von SASAMORI benutzten Eddy-Diffusionskoeffizienten durch die Ansätze nach HERBERT und KRAMM (1985) ersetzt werden. Die sich daraus ergebenden Änderungen werden bei der Berechnung der Vertikalprofile von Wind, pot. Temperatur und spez. Feuchte in der PRANDTL-Schicht (constant flux layer) berücksichtigt. Die Vertikalprofile und die turbulenten Flüsse der Spurengase werden auch in der PRANDTL-Schicht nach Gl. (1) bestimmt.

Der Wärme- und Massentransport im molekular-turbulenten Bereich der PRANDTL-Schicht (viscous sublayer) wird ebenfalls in geänderter Form behandelt. An Stelle der SASAMORI'schen Beziehungen verwenden wir als Schließungsbedingungen sog. "sublayer"-STANTON-Zahlen nach OWEN und THOMSON (1963).

Die Randbedingungen an der Modellobergrenze werden vorgegeben. Zur Bestimmung der Randbedingungen an der Grenzfläche "Erde-Atmosphäre" verwenden wir Energie- und Massenflußbilanzen der Form

Energie- und Feuchteflüsse:

$$F_1(S) = R_K + R_L - \epsilon \sigma T_G^4 - H_{a,g} + H_{s,g} = 0 \quad (2)$$

$$F_2(S) = Q_{s,v} + Q_{s,l} - Q_a = 0 \quad (3)$$

Spurengasflüsse:

$$F_{s,i} - F_{c,i} = 0 \quad (4)$$

R_K und R_L sind die vom Boden absorbierten solaren und thermischen Strahlungsanteile, $H_{a,g} = H_a + LQ_a$ und $H_{s,g} = H_s + LQ_{s,v}$ die Flüsse von sensibler und latenter Wärme sowie Q_a und $Q_{s,v}$ die Wasserdampf Flüsse in der Atmosphäre (Index a) und im Erdboden (Index s). $Q_{s,l}$ ist der Wasserfluß im Erdboden, σ die STEFAN-BOLTZMANN-Konstante, ϵ das Emissionsvermögen, L die Verdampfungswärme und $F_{s,i}$ der Sorptionsfluß des i-ten Spurengases. An Hand der Gleichungen (2) und (3) können die Oberflächentemperatur T_G und der volumetrische Flüssigwassergehalt η_G an der Oberfläche simultan berechnet werden, wobei folgende Iterationsvorschrift verwendet wird:

$$s^{(n+1)} = s^{(n)} - DF(s^{(n)})^{-1} F(s^{(n)}) \quad (5)$$

$$s = \begin{matrix} T_G \\ \eta_G \end{matrix}, \quad F(s) = \begin{matrix} F_1(s) \\ F_2(s) \end{matrix}$$

$DF(s)$ ist die Funktionalmatrix und $DF(s)^{-1}$ die zugehörige inverse Matrix. Zur Berechnung der Sorptionsflüsse in Gl. (4) verwenden wir Pseudoreaktionen 1. Ordnung der Struktur

$$F_{s,i} = -v_i c_{s,i} \quad (6)$$

worin v_i die sog. Sorptionsgeschwindigkeit und $c_{s,i}$ die Konzentration des i-ten Spurengases an der Oberfläche ist.

Die Strahlungsflüsse und deren Divergenzen werden mit dem Strahlungsmodell nach ZDUNKOWSKI et al. (1981) ermittelt. An Hand der Ergebnisse des solaren Spektralbereichs werden auch die Photolyseraten bestimmt, wobei wir Parametrisierungsansätze nach SCHURATH et al. (1983) verwenden.

Der meteorologische Teil des ABL-Modells wurde im wesentlichen an Hand der 5. Beobachtungsperiode des "Great Plains Turbulence Project" getestet. Im Vergleich zu SASAMORI ergaben sich etwas geringere Differenzen zwischen den gemessenen und den berechneten Werten. Die Verifikation des gesamten ABL-Modells scheidet bis jetzt daran, daß geeignete Vertikalprofile von Wind, Temperatur und Feuchte sowie Spurengase nicht zur Verfügung stehen.

Für die Förderung dieser Arbeit im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 73 "Atmosphärische Spurenstoffe" (Projekt F9) möchten wir der Deutschen Forschungsgemeinschaft unseren Dank aussprechen.

LITERATUR

- FALLS, A. H.; SEINFELD, J. H.: Continued development of a kinetic mechanism for photochemical smog. Environ. Sci. Technol. 12 (1978) Nr. 13, S. 1398 - 1406.
- GEAR, C. W.: DIFSUB for solution of ordinary differential equations. Comm ACM 14 (1971) Nr. 3, S. 185 - 190.
- HERBERT, F.; KRAMM, G.: Trockene Deposition reaktionsträger Substanzen, beschrieben mit einem diagnostischen Simulationsmodell der bodennahen Luftschicht. In: BECKER, K. H.; LÖBEL, J. (Ed.): Atmosphärische Spurenstoffe und ihr physikalisch-chemisches Verhalten. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag 1985
- HÖFKEN, K. H.: Persönliche Mitteilungen
- MORAE, G. J.; GOODIN, W. R.; SEINFELD, J. H.: Numerical solution of the atmospheric diffusion equation for chemically reacting flows. J. Comp. Phys. 45 (1982), S. 1 - 42.
- NEUBER, E.: Untersuchungen zur Oxidantienbildung in der verunreinigten Troposphäre. Berichte d. Inst. f. Meteor. u. Geophys. d. Uni. Frankfurt a. M. (1984), Nr. 54
- OWEN, P. R.; THOMSON, W. R.: Heat transfer across rough surfaces. J. Fluid Mech. 15 (1963), S. 321 - 334.
- SASAMORI, T.: A numerical study of atmospheric and soil boundary layers. J. Atmos. Sci. 27 (1970), S. 1122 - 1137.
- SCHURATH, U.; HENRICH, K.; LIPPMANN, H.; WENDLER, W.: Untersuchungen zur Entwicklung eines chemischen Reaktionsmodells atmosphärischer Spurengas-Umsetzungen. Umweltforschungsplan des Bundesministers des Innern, Forschungsbericht 81-104 02 511/02 (1983)
- ZDUNKOWSKI, W.; PANHANS, W.; WELCH, R.; KORB, G.: A radiation scheme for circulation and climate models. Beitr. Phys. Atmos. 55 (1982), S. 215 - 237.

TEST OF A SIMPLE CLOUD MODEL WITH PRECIPITATION

L. Levkov, D. Eppel

Forschungszentrum Geesthacht

Postfach 1160

D-2054 Geesthacht

The hypothesis which guides this work is that the location and intensity of a convective cloud will be dictated by the larger mesoscale disturbance. If this is true it should be possible to use the mesoscale variables as the basis for parameterization of the effects of convection and thus allow some feedback between scales of motion. Cumulus parameterization schemes may be divided into two main classes: 1) convective adjustment, and 2) cloud-model schemes. The scheme considered here belongs to the second type. There, the interaction of subgrid-scale penetrative convection with the mesoscale environment is described by a model of the clouds themselves. For numerical testing the cloud parameterization is incorporated into a three-dimensional hydrostatic mesoscale model.

Most of the test conditions of the scheme follow BENISTON (1984), abbreviated B, since one of the purposes of this study is to investigate the sensitivity of a mesoscale model to variations in the parameterization of the convection.

The numerical model B solves large-scale prognostic equations for momentum, heat, humidity (including cloud liquid water and rainwater), which are linked together by an equation of state and a continuity equation. For mass conservation the anelastic approximation is used. In addition to conserving rainwater within the solution domain we consider precipitation reaching the ground thus incorporating the rainfall process, one of the important factors in the life cycle of

any cloud. Therefore, questions concerning the interaction of large-scale forcing and the instantaneous rainfall rate can be answered.

The cloud base vertical velocity, which is one of the important variables in other cloud parameterizations is constant and determined by a diagnostic relation containing the convective velocity scale (DEARDORFF, 1974) and the height of the boundary layer. In the present study convection is described by a diagnostic equation providing a height dependent convective velocity inside the cloud. For comparison with a data set from the KonTur experiment the updraft is initialized by assuming a vertical velocity at cloud base proportional to DEARDORFF's convective velocity scale. The factor of proportionality is to be determined by taking into account the fractional coverage of cumulus clouds and the presence of clouds with different convective strengths (KUO, 1974). Both of these variabilities cannot be resolved in the mesoscale model. Estimates from BRÜMMER ET AL. (1986) suggest a value of one tenth for the proportionality factor.

Simulations show that the proposed scheme is well capable to describe the developing, mature, and decaying stage of cumulus clouds; the original cloud cells distributed throughout the solution domain gradually disappear, and liquid water content, rainwater, and rainfall rate become smaller. Figure 1 shows the redistribution of clouds during the time evolution of the mesoscale

system. Data from KonTur experiment are investigated more closely for a day during which a considerable number of cloud cells and precipitations have been observed. In spite of the strong sensitivity of the meso-scale model to change in the cloud variables qualitative agreements in the time development of the convection situation are found.

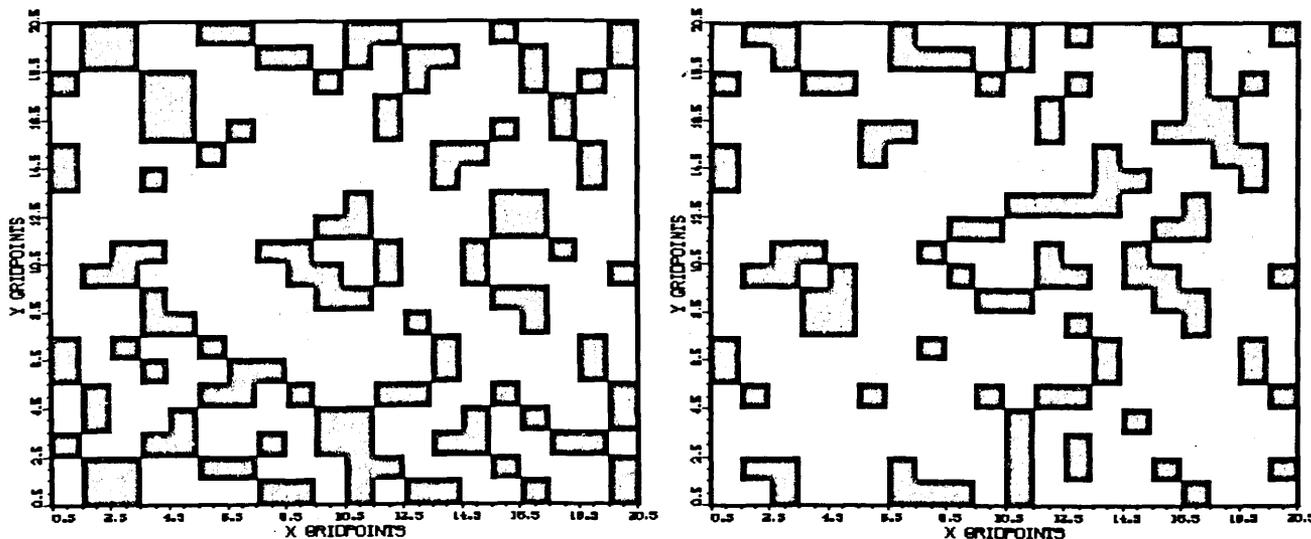


Fig. 1: a) Cloud cover after 3 hours.

b) Cloud cover after 12 hours.

Black areas represent regions of positive cloud water at first model level above cloud base.

BENISTON, M.:

A numerical study of atmospheric mesoscale cellular convection.

Dyn. Atmos. Oceans 8 (1984), pp. 223-242.

BRÜMMER, B.; FISCHER, T.; ZANK, S.:

Aircraft Observations of Open Cellular Structures During KonTur.

Preprint (1986).

DEARDORFF, J.W.:

Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer.

Boundary Layer Meteorology 7 (1974), pp. 81-106.

KUO, H.L.:

Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow.

J. Atmos. Sci., 31 (1974), pp. 1232-1240.

ENTWICKLUNG VON WIRBELROLLEN BEI KALTLUFTAUSBRÜCHEN ÜBER DEM MEER
EINE NUMERISCHE FALLSTUDIE

Siegfried Raasch

Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover

1. EINLEITUNG

Satellitenbilder zeigen im Bereich von Kaltluftausbrüchen aus polaren Breiten häufig deutlich ausgeprägte Wolkenstraßen, die mit Wirbelrollen verbunden sind, deren Achsen horizontal in Richtung des mittleren Grenzschichtwindes verlaufen. Für das Entstehen solcher Wirbelrollen kann eine dynamische oder thermische Instabilität der Grundströmung verantwortlich sein. Mit Hilfe eines zweidimensionalen numerischen Rechenmodells (ohne Berücksichtigung der Feuchte) wurden zum einen der Einfluß von Inversionen auf die Wirbelentwicklung untersucht und zum anderen in einer Fallstudie Modellergebnisse mit Meßdaten von WALTER & OVERLAND (1984) verglichen, die diese bei Messungen eines Kaltluftausbruchs über der Bering-See gewonnen hatten. Eine genaue Beschreibung des Modells findet man bei RAASCH (1984).

2. EINFLUSS VON INVERSIONEN AUF WIRBEL-
ENTWICKLUNGEN

Da der Einfluß einer Inversion auf die Wirbelrollenentwicklung in bisherigen Stabilitätsanalysen noch wenig untersucht worden ist, wurden einige Modellläufe für die Wachstumsphase der Wirbel durchgeführt und ihre Wachstumsraten σ bestimmt (s. Abb.1, dort normiert mit der Wachstumsrate bei neutral geschichteter Atmosphäre σ_m). An der Ordinate in Abb.1 ist das Verhältnis von Wendepunkthöhe z_p zu Inversionshöhe z_i aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt

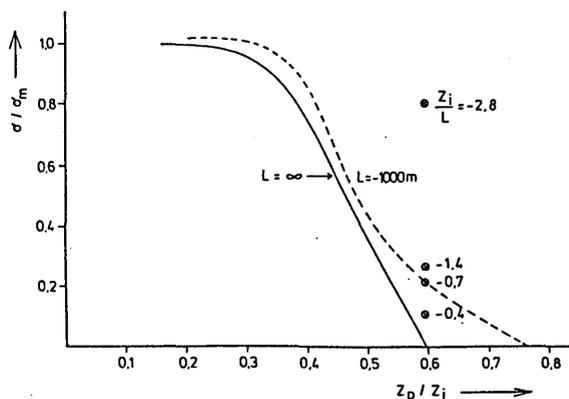


Abb. 1

das Ergebnis für eine neutral geschichtete Atmosphäre unterhalb der Inversion, die gestrichelte Linie für einen zusätzlichen, kleinen, aufwärtsgerichteten Oberflächenwärmestrom, der durch die Monin-Obukhov-Länge L ausgedrückt ist. Man erkennt, daß durch Absenken der Inversionshöhe die rein dynamisch bedingte Wirbelentwicklung gebremst wird und unterhalb einer bestimmten Höhe ganz zum Erliegen kommt, was durch die rückstellenden Kräfte der stabilen Schichtung gegenüber den Anfangsstörungen erklärt werden kann. Ein vorhandener Wärmestrom kann allerdings diesen Kräften entgegenwirken, indem er zusätzlich thermische Instabilität induziert. Dies erkennt man auch an den eingezeichneten Kreuzen, die Wachstumsraten für Situationen darstellen, bei denen das Verhältnis z_p/z_i festgehalten und der Oberflächenwärmestrom langsam erhöht wurde. Ohne Heizung vom Boden aus wäre es in diesen Fällen zu keiner Wirbelentwicklung gekommen.

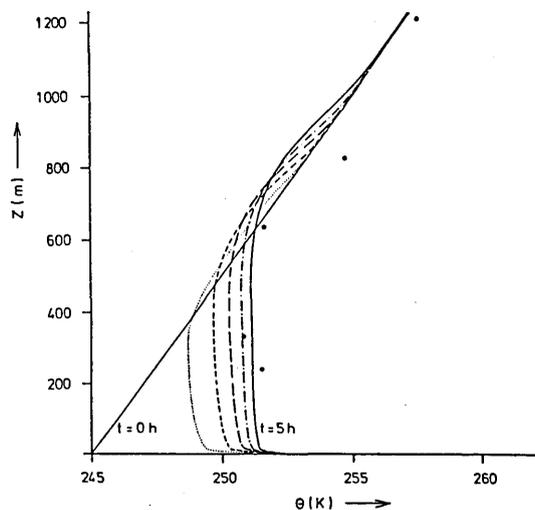


Abb. 2

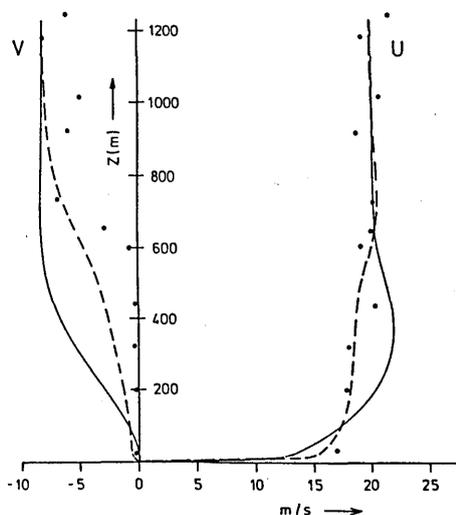


Abb. 3

3. FALLSTUDIE EINES KALTLUFTAUSBRUCHS ÜBER MEER

Die Messungen von WALTER & OVERLAND (eingezeichnete Punkte in den Wind- und Temperaturprofilen von Abb.2 und 3) zeigen, daß der Wendepunkt der v-Komponente und die Inversionsgrenze ungefähr auf einer Höhe liegen, so daß man auch hier davon ausgehen kann, daß die thermische Instabilität mit an der Wirbelentwicklung beteiligt ist. Die Ausgangslage im Modell war eine stabil geschichtete Grenzschicht über dem Land (durchgezogene Linien in Abb.2 und 3, die horizontal gemittelte Vertikalprofile darstellen) bei der zu Beginn die Oberflächentemperatur entsprechend der Temperaturdifferenz Land-See um 7.5 K erhöht wurde. Im Verlauf der Rechnung erfolgte dann deswegen ein Anheben der Inversionsuntergrenze bis auf 600 m (Abb.2, Linien sind in Stundenabständen gezeichnet). Der ursprünglich bei 200 m liegende Wendepunkt wurde ebenso nach oben verschoben und lag nach 5 Stunden (gestrichelte Linie in Abb.3) in Übereinstimmung mit den Beobachtungen in einer vergleichbaren Höhe. Die Wirbelentwicklung setzte nach 2 Stunden Simulationszeit (entsprechend 110 km Kü-

stenabstand) ein und lieferte Wirbel mit Wellenlängen von 2 km im Vergleich zu Flugzeugmessungen von 1.7 km. Rechnungen von MASON (1985) zu KONTUR-Messungen zeigen ähnliche Resultate. Da in diesem Fall das Verhältnis $z_p/z_i \approx 1$ ist, ergibt sich unter anderem wegen der Ergebnisse des vorigen Absatzes, daß die Wirbelrollen nicht allein durch dynamische Instabilität bedingt sein können.

4. LITERATUR

- MASON, P.J.: A numerical study of cloud streets in the planetary boundary layer. *Boundary Layer Meteorol.* 32 (1985), S. 281 - 304.
- RAASCH, S.: Numerische Simulation der Entwicklung und Struktur horizontaler Wirbelrollen in der atmosphärischen Grenzschicht. Diplomarbeit, Inst. f. Meteorologie & Klimatologie, Universität Hannover, 1984.
- WALTER, B.A.; OVERLAND, J.E.: Observations of longitudinal rolls in near neutral atmosphere. *Mon.Wea.Rev.* 112 (1984), S. 200 - 208.

G. H. Ruppertsberg

DFVLR, Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen, 8031 Weßling

Luminance thresholds concerning signal lights in the atmosphere usually add up from the measured luminance difference thresholds and background luminance. In contrast, in chromatical luminance thresholds one has to add up the measured chromatical luminance difference thresholds and path luminance. Required intensities of signal lights calculated by ALLARD's law are valid only up to viewing angles of 0.5' or adaptation luminances of 0.01 cdm^{-2} .

1. SCHWELLENWERTE FÜR DIE ERKENNBARKEIT VON FARBIGEM SIGNALLICHT IN DER ATMOSHÄRE.

Sichtweiten in der Atmosphäre werden fast immer mit Hilfe von Schwellenwerten errechnet, die im Labor gemessen worden sind. Bei der sog. Auflichtmethode (GERDES 1982) wird auf ein z. B. tageslichtähnliches künstliches Umfeld mit der Leuchtdichte L_U ein kleineres Testzeichen definierter Farbart projiziert und der Schwellenwert $\delta L'_a$ oder $\delta L'_t$ als die zusätzliche Leuchtdichte ermittelt, bei der das Testzeichen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit wahrgenommen bzw. der Farbe nach erkannt wird. Die achromatischen Schwellenwerte von mit L_U farbgleichen Testzeichen nennen wir hier $\delta L'_w$. Bei der sog. Durchlichtmethode (Gerdes 1982) 348) werden die $\delta L'$

im Umfeld wie oben zu einer Infeldleuchtdichte nahe Null addiert.

Sichtweiten in der Atmosphäre, bei denen die Farbe keine Rolle spielt, werden mit der Schwellenleuchtdichte $L'_{w\pm} = L_U \pm \delta L'_w$ (Bild 1) oder dem Kontrastschwellenwert $C' = \delta L'_w / L_U$ errechnet. L_U ist die Fernleuchtdichte des Umfeldes. Gehört jedoch das Erkennen der Farbe zur Sichtaufgabe, so ist die Schwellenleuchtdichte $L'_c = L^*_1 + \delta L'_c$ (RUPPERSBERG 1985). L^*_1 ist die Leuchtdichte des Luftlichts vor dem Sichtziel; $\delta L'_c$ ist zwischen den Schwellenwerten der Auflichtmethode und der Durchlichtmethode zu interpolieren, näherungsweise gelten die Ersteren.

Im Beispiel von Bild 1 sieht man das Leuchten-

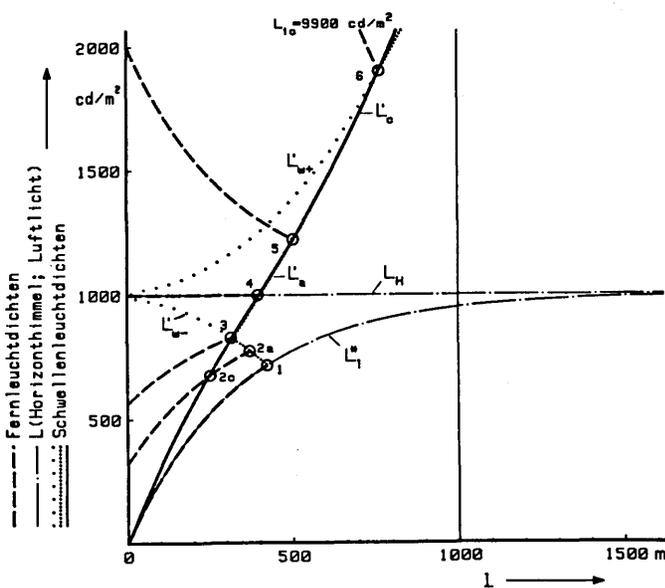


Bild 1: Schwellenleuchtdichte L' in Abhängigkeit vom Abstand l für eine rote Signalleuchte mit 17,5 cm \varnothing bei starkem Dunst ($V_M=1000$ m) und hellem Horizont Himmel als Umfeld ($L = L_H = 1000 \text{ cdm}^{-2}$). Der (gestrichelte) u H Verlauf der Fernleuchtdichte hängt von der Nahleuchtdichte (bei $L=0$) ab. In den Schnittpunkten O ist l gleich der Sichtweite.

gehäuse (mit der Lichtaustrittsfläche durchmessergleich angenommen) bis zum Abstand 420 m, wenn die Lampe ausgeschaltet ist (Kurve 1; Tab. 1). Dreht man die Nahleuchtdichte auf 320 cdm⁻² auf (Kurve 2), so erkennt man die rote Farbe bis zu 250 m, das Gehäuse nimmt man aber noch bis 370 m wahr. Kurve 4 zeigt, daß es bei der Farberkennung unzweckmäßig ist, mit dem Leuchtdichtekontrast zu rechnen, denn er ist, wie auch der Kontrastschwellenwert $C' = (\delta L'_c + L'_1 - L'_u) / L'_u$, in diesem Fall Null.

Tabelle 1: Sichtweiten aus Bild 1.

Schnittpunkt 0 Nr.	Nahleuchtd. L_{i0} / cdm^{-2}	Sichtweite / m	
		ohne Farberkennung	mit Farberkennung
1	0	420	0
2a,c	320	370	250
3	560	≈310	310
4	1000	≈390	390
5	2000	≈500	500
6	9900	≈760	760

Bei Nahleuchtdichten zwischen 560 cdm⁻² und 9900 cdm⁻² (zwischen den Kurven 3 und 6) erscheint und verschwindet das Signallicht erkennbar rot. Erst bei noch größeren Nahleuchtdichten ist das Licht weiter wahrnehmbar als seine rote Farbe.

2. GRENZEN DER ALLARD-NÄHERUNGSFORMEL FÜR DIE TRAGWEITE VON SIGNALLICHT.

Die Sichtweite (Tragweite) von Signallicht wird üblicherweise mit der ALLARD-Näherungsformel und der Schwellenbeleuchtungsstärke $E' = \pi \Omega_0 L' \sin^2 \alpha / 2$ errechnet. Bekanntlich wird dabei das Luftlicht zwischen Leuchte und Beobachter vernachlässigt. Tabelle 2 zeigt, daß der Fehler nur bei Sehwinkeln α unter etwa 0,5 Bogenminuten oder Leuchtdichten des objektnahen Horizonts unter etwa 0,01 cdm⁻² zu vernachlässigen ist. Bei den größeren Sehwinkeln, mit denen man es heute in allen Ver-

kehrszweigen zu tun hat, und am Tage werden die erforderlichen Lichtstärken aber zu groß oder viel zu groß errechnet (RUPPERSBERG 1985).

Tabelle 2: Korrekturfaktoren f für erforderliche Nahlichtstärken eines roten Signallichtes nach der ALLARD-Näherungsformel (t =Tragweite; V_M =Meteorol. Sichtweite).

Korrekturfaktoren f für $t/V_M = \begin{cases} 3,0 \\ 1,0 \\ 0,1 \end{cases}$			
Sehwinkel L_u cdm ⁻²	0,1	1	10
	0,1	1,00 1,00 1,00	0,96 0,96 0,99
1	1,00 1,00 1,00	0,86 0,87 0,94	0,10 0,11 0,32
10	1,00 1,00 1,00	0,72 0,73 0,86	0,050 0,052 0,16
100	1,00 1,00 1,00	0,55 0,56 0,78	0,029 0,030 0,11
1000	1,00 1,00 1,00	0,37 0,38 0,74	0,017 0,018 0,079

- GERDES, H. R. Voraussetzungen für das Erkennen farbiger Lichtzeichen. *Ortung und Navigation* 3 (1983), S. 297-348.
- RUPPERSBERG, G.H.: Die Sichtbarkeit von Signallicht unter dem Einfluß der Atmosphäre. DFVLR-FB 85-63.

Klaus-Peter Schickel

DFVLR, Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen, 8031 Weßling

Die Vorhersage von vereisenden Wolken ist für Meteorologen noch immer schwierig. Deshalb führt die DFVLR seit 1982 experimentelle Flüge in vereisenden Wolken durch. Bei Wetterlagen, in denen vereisende neben nicht vereisenden Wolken bestehen, lassen sich die nicht vereisenden Wolkenpartien von den vereisenden Wolken in den Satellitenbildern des fernen Infrarot meistens unterscheiden. Diese Aussage wird durch SCHICKEL und UWIRA (1985) sowie durch die zwei Bildpaare vom 7.12.82 (Bild 1 und 2) und vom 8.12.82 (Bild 4 und 5) untermauert. Die Bilder 1 und 2 zeigen identische Bildausschnitte des NOAA-B-Satelliten vom selben Umlauf. Das Bild 1 wurde im nahen Infrarot ($0.725-1.1 \mu\text{m}$) erzeugt, Bild 2 im fernen Infrarot ($10.5-11.5 \mu\text{m}$). Die Bilder 4 und 5 wurden auf die gleiche Weise angefertigt.

Subjektiv stellt man fest, daß die beflogenen Wolken in den Bildern des fernen Infrarot stärker strukturiert sind als diejenigen im nahen Infrarot. Die nichtvereisenden Wolken erscheinen wärmer als sie in Wirklichkeit sind (Temperaturmessungen mit dem Flugzeug). Der Grund für das Verhalten ist folgender. Die nicht vereisenden Wolken haben eine geringere Partikeldichte als die vereisenden. Bei den vereisenden Wolken kommt die thermische Strahlung, die den Satelliten erreicht, aus der Wolkenoberfläche. Dagegen ist die Strahlung aus dem Gebiet der nicht vereisenden Wolken ein Gemisch, bestehend aus der Strahlung der Wolkenoberfläche und darunter liegender, wärmerer Schichten.

Als Beweis für die Dichteunterschiede zwischen vereisenden und nicht vereisenden Wolken dienen die Bilder 3 und 6. Sie beinhalten mitt-

lere Tröpfchenverteilungen, welche vom Flugzeug aus mit Knollenbergapparaten gemessen und registriert wurden. Jeweils die rechte Kurve zeigt das Mittel über die Tröpfchenverteilungen aus der vereisenden Wolkenpassage, die linke aus der nicht vereisenden. Als typische Unterschiede der beiden Kurven ist zu erkennen, daß

- 1) die vereisenden Wolken über mehr Partikel pro Volumeneinheit verfügen und, daß
- 2) die vereisenden Wolken Partikelgrößenverteilungen aufweisen, die ein zweites Maximum im Bereich von $100 \mu\text{m}$ Radius zeigen. (Die Wolkenelemente letzterer Größenordnung können auch Eisteilchen sein. Die Knollenbergapparate lassen eine Unterscheidung nach Eis und Wasser nicht zu.)

Ebenfalls weist HOFFMANN (1985) mit seiner Arbeit auf Differenzen in der Partikeldichte zwischen beiden Wolkenarten hin.

Künftig soll dieser Sachverhalt mit Strahlungsmodellen überprüft werden. Ebenso ist vielleicht zu hoffen, daß sich aus dem Befund ein brauchbares Now Casting für Vereisungswolken entwickeln läßt.

HOFFMANN, H.E.: Die Bestimmung atmosphärischer Parameter mit einer Rückstreu-sonde vom Flugzeug aus. DFVLR-FB 85-61, 1985.

SCHICKEL, K.P.; Vergleichende Flugmessungen der Vereisungsparameter des Propellerflugzeuges Do 28 D2 der Erprobungsstelle 61 der Bundeswehr und des Strahlflugzeuges Falcon 20 E der DFVLR in stratiformen Wolken. DFVLR-FB 85-16, 1985.

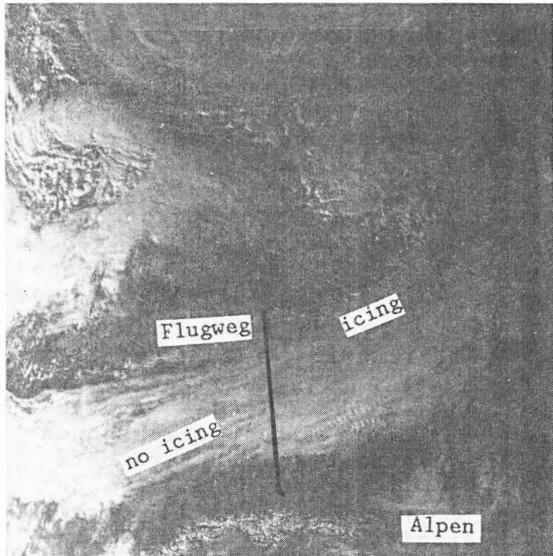


Bild 1: Nahes Infrarot 7.12.1982

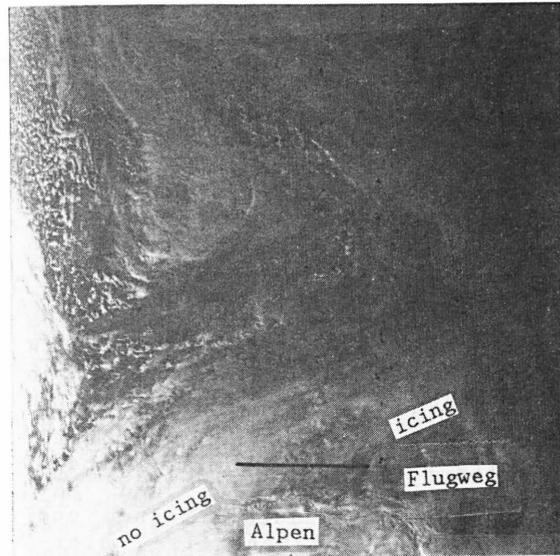


Bild 4: Nahes Infrarot 8.12.1982

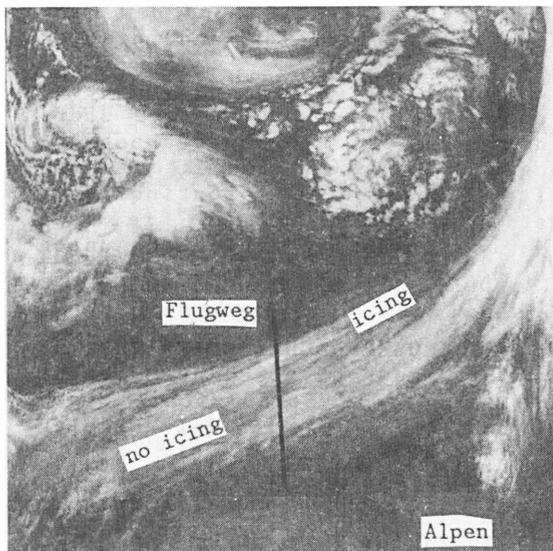


Bild 2: Fernes Infrarot 7.12.1982

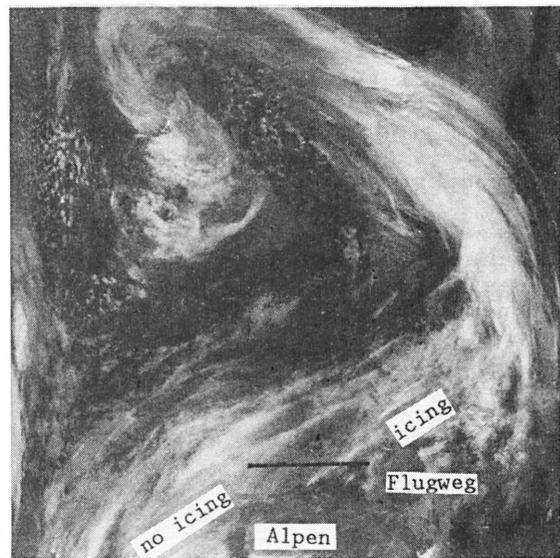


Bild 5: Fernes Infrarot 8.12.1982

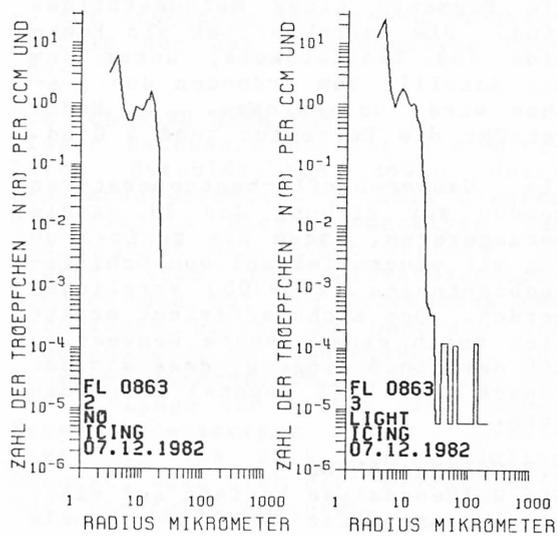


Bild 3: Tröpfchenverteilungen 8.12.1982

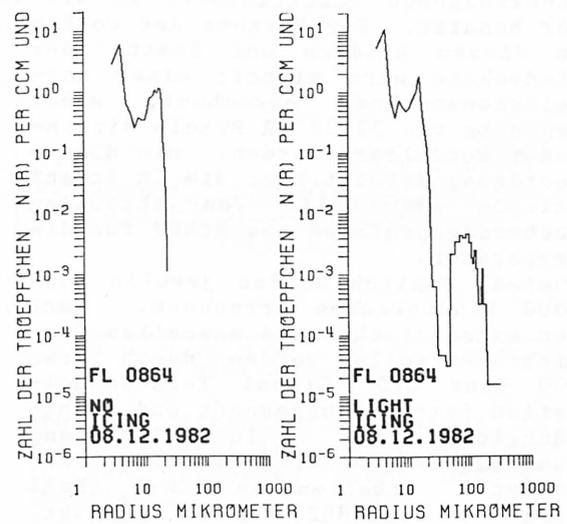


Bild 6: Tröpfchenverteilungen 8.12.1982

J. Schmetz, V. Gärtner, B. Mason und O. Turpeinen

European Space Operations Centre (ESOC),
Robert-Bosch-Str. 5, 6100 Darmstadt.

1 EINLEITUNG

Am European Space Operations Centre werden operationell aus den 3 Kanälen (VIS: 0.4-1.1 μm , WV: 5.7-7.1 μm , IR: 10.5-12.5 μm) des Satelliten METEOSAT-2 meteorologische Produkte abgeleitet. Die Produkte werden vollautomatisch erstellt und anschliessend einer automatischen und manuellen Qualitätskontrolle unterzogen. Die Bearbeitung erfolgt nahezu in Echtzeit, um die Produkte als Eingangsdaten für die numerischen Vorhersagemodelle zur Verfügung zu stellen. Generell werden die Produkte für Segmente von 32x32 IR Pixels und innerhalb des 55 grd Kreises um den Subsatellitenpunkt erstellt.

Die Produkte werden archiviert und bieten sich für klimatologische Studien, zur Ableitung anderer physikalischer Parameter (z.B. Strahlungsbilanzen), sowie zur Verifizierung von numerischen Zirkulationsmodellen an.

Im folgenden werden die am ESOC abgeleiteten METEOSAT-Produkte kurz vorgestellt, und es werden einige Hinweise zu weiteren Nutzungsmöglichkeiten gegeben.

2 METEOROLOGISCHE PRODUKTE

2.1 WINDVEKTOREN

Zur Windbestimmung werden aufeinanderfolgende rektifizierte IR Bilder benutzt. Der Versatz der Wolken in diesen Bildern und damit der Windvektor wird mittels einer Korrelationsmethode berechnet, wobei Segmente von 32x32 IR Pixeln miteinander korreliert werden. Die Höhenzuordnung erfolgt über die IR Strahlendichte mit Hilfe von aktuellen Vorhersageprofilen des ECMWF für die Temperatur.

Zweimal täglich werden jeweils rund 1000 Windvektoren errechnet. Nach der automatischen und manuellen Qualitätskontrolle werden davon etwa 700 über GTS (Global Telecommunication System) ausgesandt und hauptsächlich zur Initialisierung numerischer Vorhersagemodelle verwendet. Arbeiten am ECMWF (Kallberg et al., 1982) haben gezeigt,

dass die Satellitenwinde insbesondere in den Tropen und in der südlichen Hemisphäre einen positiven Einfluss auf Analyse und Vorhersage haben. Ein Problem in den Windvektoren aus Satellitenbeobachtungen ist die systematische Unterschätzung der Windgeschwindigkeit in der oberen Troposphäre um 2 bis 4 m/s im Monatsmittel im Vergleich mit Radiosonden. Hier sind weitere Arbeiten über den Zusammenhang zwischen dem Auftreten und dem Versatz der Wolken einerseits und dem tatsächlichen Windfeld andererseits notwendig.

Die Windvektoren in der unteren Troposphäre zeigen eine gute Übereinstimmung mit Radiosondenbeobachtungen. Da diese Windvektoren für weite Ozeangebiete routinemässig bestimmt werden, bieten sie sich als gute Ergänzung zu Beobachtungen des Bodenwindfeldes z.B. von ERS-1 an.

2.2 WASSEROBERFLÄCHENTEMPERATUR

Die Wasseroberflächentemperatur wird aus der IR Strahlendichte zweimal täglich für die wolkenfreien Gebiete abgeleitet. Die Atmosphärenkorrektur wird aus den aktuellen Feuchte- und Temperaturprofilen der ECMWF-Vorhersage berechnet. Abb. 1 zeigt ein Beispiel für Korrekturen wie sie typisch für die Segmente eines Meteosatbildes sind. Die Korrektur ist als Funktion des Zenitwinkels, unter dem der Satellit vom Erdboden aus gesehen wird, aufgetragen. Im Nadir beträgt die Korrektur rund 5 Grad.

Die Wasseroberflächentemperaturen werden zur Eichung des IR Kanals herangezogen, indem sie zweimal am Tag mit einer Vielzahl von Schiffsbeobachtungen (250-300) verglichen werden. Der Eichkoeffizient ergibt sich durch eine lineare Regression mit der Randbedingung, dass sie den 'Space Count' (5 counts) schneiden muss.

2.3 WOLKENANALYSE

Die Wolkenanalyse basiert auf einer Histogrammanalyse der drei Kanäle

und liefert bis zu 3 Wolkenniveaus pro Segment. Angegeben werden die Temperatur der Wolkenschicht und der Bedeckungsgrad. Die Höhenzuordnung semitransparenter Wolken wird mit Hilfe des Wasserdampfkanals korrigiert (z.B. Bowen und Saunders, 1984). Es wird keine Korrektur für eine mögliche Überlappung verschiedener Wolkenschichten gemacht. Zur Zeit werden Wolken in Satellitenbildern benutzt (z.B. vom DWD), um manuell vertikale Feuchteprofile für Vorhersagemodelle abzuschätzen. Die Wolkenanalyse der METEOSAT-Bilder könnte zur Objektivierung und Automatisierung dieser Methode dienen.

2.4 WOLKENHÖHEN

Die Wolkenhöhenverteilung wird mit einer räumlichen Auflösung von 4x4 IR Pixeln und in Intervallen von 1.5 km zwischen 3 km und 12 km Höhe bestimmt und in analoger Form über WEFAX verbreitet.

2.5 FEUCHTE DER OBEREN TROPOSPHÄRE

Die Feuchte der oberen Troposphäre wird aus der Strahldichtemessung im Wasserdampfkanal berechnet, wobei wiederum die Temperaturprofile des ECMWF-Vorhersagemodells als Zusatzdaten benutzt werden. Wie oben erwähnt liegt eine wichtige Anwendung des 6.3 μm - Kanals in der Höhenkorrektur semitransparenter Wolken. Zweimal am Tag wird der Wasserdampfkanal durch Vergleich der Feuchtwerte mit entsprechenden Radiosondenbeobachtungen geeicht. Wir glauben, dass dieses Produkt bei der Initialisierung numerischer Modelle Verwendung finden könnte, da die Feuchte in der oberen Troposphäre über die Strahlungsabkühlung und auch über die Konvektionsschemata die Zirkulation und natürlich die Niederschlagsvorhersage beeinflussen kann. Insbesondere könnte es zur Ergänzung der groben Feuchteprofile aus der Wolkenanalyse dienen.

2.6 CLIMATE DATA SET

Dieser Datensatz enthält die mittleren Strahldichten sowie deren Standardabweichung für alle Cluster die mittels Histogrammanalyse für ein Segment abgeleitet wurden. Er bietet sich für klimatologische Studien und für die Berechnung der Strahlungsbilanz am Oberrand der Atmosphäre (z.B. Gube, 1982) an. Mehrere Autoren (z.B. Geleyn et al, 1982, und Slingo und Ritter, 1985) haben Satellitenmessungen zur Verifizierung von Zirkulationsmodellen benutzt, wozu sich der 'Climate Data Set' ebenfalls anbietet.

Aufgrund der Reduktion des Datenumfanges wird dabei die Verarbeitung längerer Zeitreihen wesentlich erleichtert.

2.7 PRECIPITATION INDEX

Der Index steht in direkter Beziehung zum konvektiven Niederschlag (Arkin, 1979). Die IR Strahlungstemperaturen von Wolken werden dabei in verschiedene Klassen (d.h. Höhenklassen) eingeteilt, und es wird angenommen, dass die Höhe der Konvektion proportional zum Niederschlag ist. Zusätzlich wird der Wasserdampf der oberen Troposphäre als Indikator für die Effizienz der regnenden Wolke benutzt. Der Index wird als Mittel über 5 Tage bestimmt, wobei auch der mittlere Tagesgang über die 5 Tage abgespeichert wird.

Bodenmessungen sind notwendig, um Parametrisierungen für die Umrechnung des 'Precipitation Index' in Niederschlagsraten zu finden.

REFERENCES

- Arkin, P., 1979; Mon. Wea. Rev., 107, 1382 - 1387
 Bowen, R. und R. Saunders, 1984; ESA-Journal, 8, 123-131
 Geleyn, J.F., A. Hense und H.J. Preuss 1982; Beitr. Phys. Atmos., 55, 253-286
 Gube, M., 1982; J. Appl. Meteorol., 21, 1907-1921
 Kalberg, P., S. Uppala, N. Gustafsson und J. Pailleux, 1982; ECMWF Technical Report No. 34, 58 pp.
 Slingo, J. und B. Ritter, 1985; ECMWF Technical Report No. 46, 46 pp.

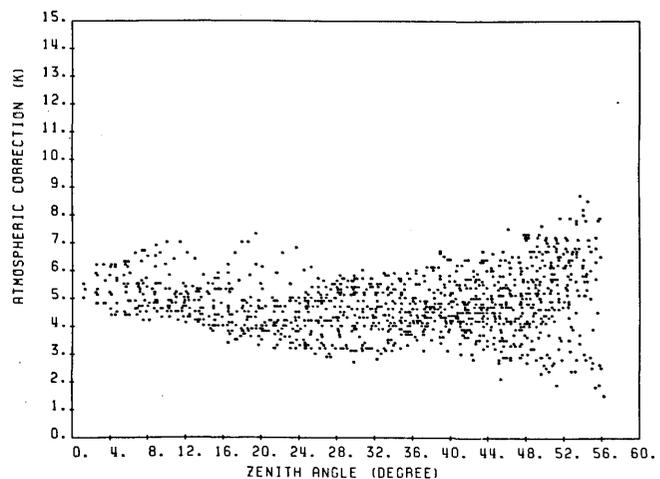


Abb.1: Atmosphärenkorrektur für die Temperatur der Wasseroberfläche in den Segmenten eines Meteosat IR-Bildes.

F. Somieski und H. Mannstein

DFVLR - Institut für Physik der Atmosphäre
D - 8031 Oberpfaffenhofen

ABSTRACT

Thermally generated mountain wind systems are important for the mesoscale climate of the alpine region. Model simulations for the horizontal scale of the Alps show the basic structure and its sensitivity to variations of surface parameters as roughness, albedo, evaporation. In a smaller scale mountain and valley winds in long valleys can be simulated realistically, if the surrounding mountains are ascending towards the centre of the mountain range. Aircraft data for model verification show surface temperatures as a function of terrain altitude and surface characteristics.

1 EINLEITUNG

Thermisch induzierte Gebirgswindzirkulationssysteme entstehen durch die unterschiedliche Höhenlage der tagesperiodisch erwärmten bzw. abgekühlten bodennahen Luftschichten. Sie sind besonders gut ausgeprägt bei wolkenarmen und synoptisch windschwachen Wetterlagen. Im Einzelfall sind der Grundzustand der Atmosphäre, aber auch die Eigenschaften der Bodenoberfläche und Vegetation, bestimmend. Teile dieser Windsysteme wurden z.B. bei dem Experiment MERKUR vermessen.

Zur Beschreibung der Zirkulation verwenden wir das hydrostatische Mesoscalemodell nach MAHRER und PIELKE (1977) in der modifizierten Version nach SOMIESKI (1984 und 1985). Ausgangszustand ist die Standardatmosphäre bei 50 % relativer Feuchte und Windstille zur Zeit der Tagundnachtgleiche.

2 SIMULATION IM GESAMTALPENSACLE

Rechnungen für ein Gebirge im Alpenscale ($\Delta x = 50 \text{ km}$) zeigen die prinzipielle Struktur der Zirkulation: in der Nacht Kaltluftabfluß in die Ebene, am Tag Einströmen ins Gebirge (Abb.1). Sensitivitätsuntersuchungen zeigen den Einfluß von Bodenoberflächeneigenschaften. Je nach Pa-

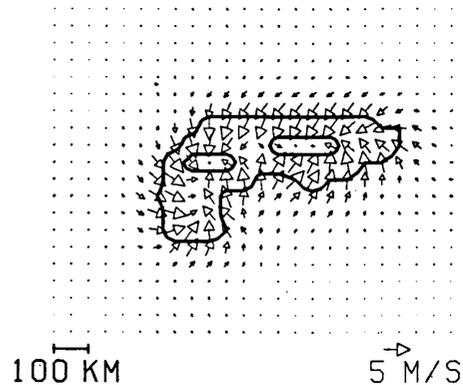


Abb.1: Horizontalwindfeld in 10 m Höhe um 15 Uhr, potentielle Verdunstung, $z_0 = 1 \text{ cm}$.

rameterwahl betragen die maximalen Geschwindigkeiten (in 10 m Höhe) 2 bis 8 m/s. Eine stark ausgeprägte Zirkulation wird begünstigt durch kleine Rauigkeit, kleine Albedo, geringe Verdunstung und hohe Stabilität. Obwohl das Strömungsfeld dem entspricht, was lokal (z.B. in den Gebirgstälern) beobachtet wird, erscheint der Gesamtmassenfluß wegen der Nichtberücksichtigung der Berg- und Talstruktur noch zu hoch.

3 SIMULATION VON BERG- UND TALWINDEN

Rechnungen für einen Gebirgstelausschnitt ($\Delta x = 3 \text{ km}$) mit einem idealisierten großen und langen Alpental zeigen, daß (bei nicht ansteigendem Talboden) sich bei konstanter Höhe des Gebirgsumlandes nur am Taleingang signifikante Talwinde einwickeln. Kräftige Tal- oder Bergwinde im gesamten Tal bilden sich nur dann aus, wenn das Gebirgsumland zum Gebirgszentrum hin ansteigt. Dies beruht primär auf der Wechselwirkung mit der Hangwindzirkulation, die bei zunehmender Taltiefe zum Gebirgszentrum hin für genügend große horizontale Druckgradienten ($\approx 1 \text{ hPa}/100 \text{ km}$) sorgt.

In Abb. 2 ist das bodennahe Windfeld um 15 Uhr für den Fall ohne Verdunstung, Albedo = 0.2, $z_0 = 0.1 \text{ m}$ dargestellt. Für Geländehöhen über 900 m NN wird $z_0 = 3 \text{ m}$ verwendet zur Parameterisierung

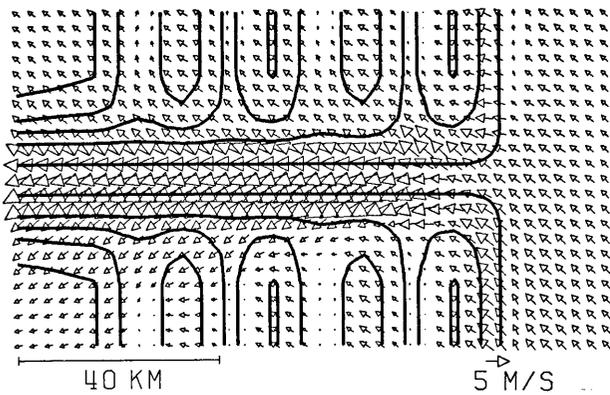


Abb.2: Horizontalwindfeld in 10 m Höhe um 15 Uhr. Die Höhe des Vorlandes (rechts) und der Talsohle beträgt 500 m, der Abstand der Orographieisolines 400 m.

im Gitter nicht auflösbarer kleinskaliger Strukturen der Seitentäler und Hänge. Nach Ausbildung der Hangwindssysteme setzt am späten Vormittag der Talwind ein, der auch am Boden gut ausgeprägt ist. Sein Intensitätsmaximum verlagert sich während des Nachmittags vom Talausgang taleinwärts, bedingt durch die Advektion kälterer Luft vom Vorland. Die Hangwindzirkulation in den Seitentälern wird am späten Nachmittag, vor allem in den Kammbereichen, zunehmend von der Gebirgswindzirkulation

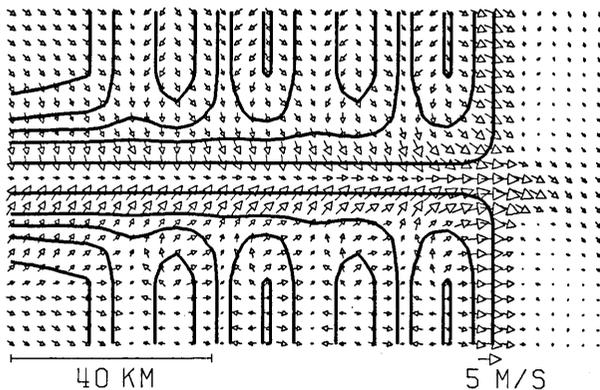


Abb.3: Horizontalwindfeld in 10 m Höhe um 3 Uhr

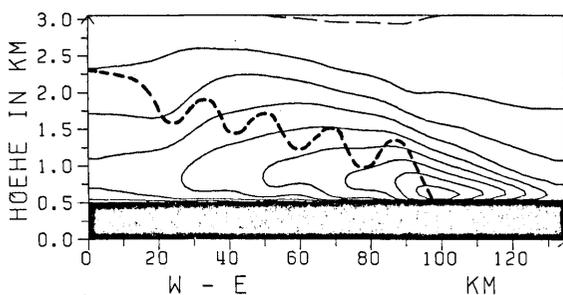


Abb.4: Talparallele Windgeschwindigkeitskomponente um 3 Uhr entlang der Talachse, Isolinienabstand 1 m/s. Die Höhe des Gebirgslandes ist dick gestrichelt.

(vom Vorland zum Gebirgszentrum) überlagert. Das Geschwindigkeitsmaximum des Talwindes liegt um 12 Uhr (15 Uhr) in 200 m über der Talsohle und beträgt 5.2 m/s (8 m/s) für den Fall ohne Verdunstung bzw. 3.2 m/s (6.5 m/s) bei potentieller Verdunstung.

In der Nacht (Abb. 3 und 4) ist der Bergwind am Talboden relativ schwach (1 bis 4 m/s) ausgeprägt. In höheren Schichten hingegen liegen die maximalen Geschwindigkeiten am Talende bei 3.5 m/s (400 m über Grund), die zur Talmündung auf über 8 m/s (150 m über Grund) zunehmen (Low-level-jet am Talausgang).

4 MODELLVERIFIZIERUNG DURCH FERNERKUNDUNG

Bei weiteren Untersuchungen sollen aus Flugzeug- und Satellitenmessungen Initialisierungs- und Verifizierungsdaten für Modellrechnungen gewonnen werden. Abb. 5 zeigt die Höhenabhängig-

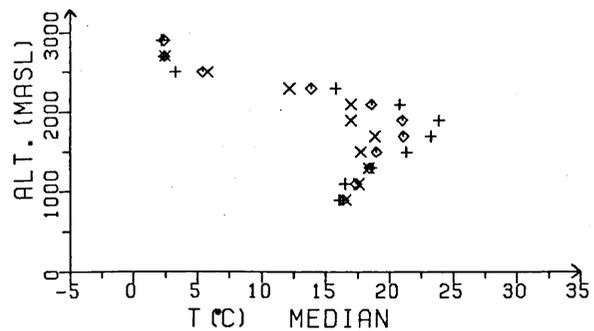


Abb.5: Oberflächentemperaturen im Bereich des Alpenhauptkammes am 12.09.85 um 13 Uhr, + = Südhänge, X = Nordhänge, ◇ = alle Werte

keit von Oberflächentemperaturen (radiometrische Messung mit Flugzeug): höchste Temperaturen im Bereich zwischen Waldgrenze und Schneegrenze wegen meist trockener Oberflächen, dabei große Temperaturunterschiede zwischen Nord- und Südhängen für diesen Höhenbereich.

Die Untersuchungen werden finanziell durch das Klimaprogramm des BMFT gefördert.

LITERATUR

- MAHRER, Y., Beitr. Phys. Atm., 50 (1977), 98-113.
 PIELKE, R.A.:
 SOMIESKI, F.: Mon. Wea. Rev., 112 (1984), 2293-2302.
 SOMIESKI, F.: IB 553 6/85, DFVLR, Oberpfaffenhofen (1985), 90 Seiten.

ANALYSE VON MESOSKALIGEN TEMPERATUR- UND TRÜBUNGSFELDERN

Thomas Viehoff

Institut für Meereskunde, Kiel

1 EINLEITUNG

Für die Analyse der kinematischen Strukturen in der Ozeandeckschicht bilden passive Fernerkundungsmethoden ein nützliches Hilfsmittel. Dabei kann die Kombination der Temperaturfernerkundung mit der Trübungsfernerkundung die Nachteile der Infrarotmessung in Bezug auf die Absorption des Meerwassers verringern, da im sichtbaren Spektralbereich Informationen aus dem Bereich der ersten Attenuationslänge gewonnen werden. Im offenen Ozean ist das Phytoplankton und dessen Abbauprodukte der entscheidende Faktor für den Grad der Ozeantrübung. So können aus dem Trübungsfeld auch Rückschlüsse auf biologische Prozesse gewonnen werden.

2 DATENVERARBEITUNG

Für den Bereich des Nordatlantik wurden Daten des AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) auf dem Satellit NOAA-7 sowie des CZCS (Coastal Zone Color Scanner) auf NIMBUS-7 analysiert. Die Ozeanoberflächentemperatur (SST) wird mit Hilfe der Infrarot (IR)-Kanäle des AVHRR bestimmt. Die Korrektur der atmosphärischen Absorption erfolgt nach dem Algorithmus von McClain (1984). Für die Trübungsbestimmung wird das Blau/Grün-Verhältnis (BG) verwendet, das sich aus dem Verhältnis der aufwärtsgerichteten Strahldichten bei

443 nm und 550 nm ergibt. Die Korrektur der atmosphärischen Streustrahlung sowie der Reflexion an der Ozeanoberfläche erfolgt hierbei auf der Basis der "clearest-pixel"-Methode nach Gordon et al. (1983). Die Datensätze beider Radiometer werden in Kartenprojektionen transformiert, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen.

3 ANALYSE

Die Verteilung der Helligkeitstemperatur des Kanals 4 (11 μm) des AVHRR sowie des Blau/Grün-Verhältnisses im Gebiet des nördlichen Neufundlandbeckens für den 19.7.1981 ist in Fig. 1 wiedergegeben. Der Nordatlantische Strom schwenkt in diesem Gebiet von seinem meridionalen Verlauf entlang des Schelfes in einen zonalen Verlauf längs 52°N nach Osten. Die Temperaturverteilung zeigt eine stufenförmig ausgebildete Subpolarfront, an der Mäander von ca. 140 km beobachtet werden. Im Blau/Grün-Verhältnis hingegen ist keine klare Frontalstruktur zu erkennen. Die großräumige Abnahme des BG-Verhältnisses von Süden über die Front hinweg nach Norden, die einer Zunahme der Phytoplanktonkonzentration entspricht, wird im Frontalbereich selbst aufgelöst. Es treten gebietsweise klare negative Korrelationen zwischen Temperatur und Blau/Grün-Verhältnis auf. Ein gleiches Ver-

halten von Temperatur und Attenuation im Bereich der Subpolarfront im Jahre 1983 wurde auch bei insitu Messungen festgestellt (Horch, 1985).

Es wurden 2-dimensionale Spektren einzelner Teilgebiete von 300 x 300 km berechnet. Der spektrale Abfall liegt bei den Spektren beider Felder zwischen -2 und -3, was mit anderen Beobachtungen in Übereinstimmung steht (SAUNDERS 1972, GOWER et al. 1980). Ein -3 Abfall steht im Einklang mit dem Konzept der zweidimensionalen geostrophischen Turbulenz, wobei angenommen wird, daß dieser Abfall in der Temperaturvarianz für Ozeangebiete mit starker Baroklinität gilt (CHARNEY 1971).

Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses Konzepts auf die Trübungsverteilung ist die Vernachlässigung der Wachstumsrate des Phytoplanktons auf die Horizontalverteilung der Biomasse.

LITERATUR:

CHARNEY, J..G.:

Geostrophic turbulence.
J. Atmos. Sci. 28 (1971)
1087-1095.

McCLAIN, E.P.:

Recent advances in multispectral sensing of ocean surface temperature from space. Proceeding of the URSI Commission F Symposium and workshop Sharesh, Israel (1984).

GORDON, H.R.; CLARK, D.K.;
BROWN, J.W.; BROWN, O.B.;
EVANS, R.H.; BROENKOW, W.W.:

Phytoplankton pigment concentrations in the Middle Atlantic Bight: Comparison of ship determinations and CZCS estimates.
Appl. Opt. 22 (1983), 20-36.

GOWER, J.F.R.; DENMAN, K.L.;
HOLYER, R.J.:

Phytoplankton patchiness indicates the fluctuation spectrum of mesoscale oceanic structure.
Nature 288 (1980), 157-159.

HORCH, A.:

persönliche Mitteilungen
(1985)

SAUNDERS, P.M.:

Space and time variability of temperature in the upper ocean. Deep Sea Research, 19 (1972), 467-480.

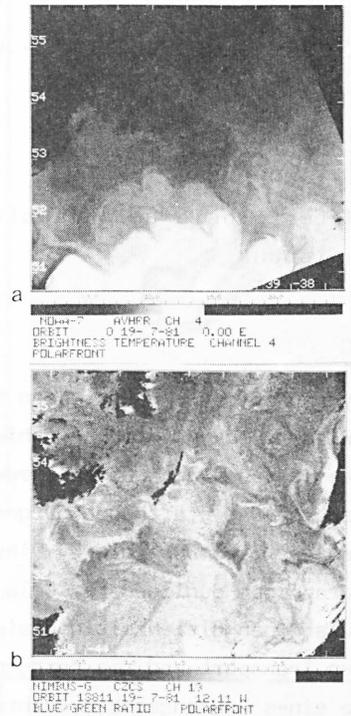


Fig. 1 Helligkeitstemperaturverteilung (a) sowie Blau/Grün-Verhältnis (b) für den 19.7.1981 im Gebiet von 53°N, 41°W.

OROGRAPHISCHE BEEINFLUSSUNG VON REGIONALEN STRÖMUNGSVERHÄLTNISSEN AM BEISPIEL DES NEUWIEDER BECKENS - NUMERISCHE SIMULATIONEN

Bernhard Vogel

Institut für Meteorologie und Klimaforschung,
Universität Karlsruhe

1 ZUSAMMENFASSUNG

Mit dem nichthydrostatischen numerischen Simulationsmodell FITNAH werden die Strömungsverhältnisse im Neuwieder Becken für unterschiedliche geostrophische Anströmungsrichtungen berechnet. Die Ergebnisse der Rechnungen werden an Hand von simulierten Trajektorien exemplarisch für einzelne Standorte und Starthöhen dargestellt. Sie zeigen die durch die Orographie bedingten Modifikationen des Strömungsfeldes. Diese Modifikationen sind in Bezug auf Ausbreitungsvorgänge in topographisch gegliedertem Gelände von besonderem Interesse.

Da bei den Simulationen gleichzeitig dreidimensionale Felder der Turbulenzgrößen anfallen, ist es möglich den Transport und die Verdünnung von Luftbeimengungen zu berechnen. Dies geschieht mit Hilfe eines Lagrangeschen Ausbreitungsmodells.

2 DAS SIMULATIONSMODELL

Das nichthydrostatische Simulationsmodell ermöglicht die Berechnung der Geschwindigkeitskomponenten u , v und w , der potentiellen Temperatur Θ , der spezifischen Feuchte s und des Stördruckes p' zeitabhängig in topographisch gegliedertem Gelände und zwar im regionalen Scale. Eine ausführliche Beschreibung des Simulationsmodells, welches an der Technischen Hochschule in Darmstadt entwickelt wurde, findet man bei GROSS (1984).

3 SIMULATIONSERGEBNISSE

Zu den wichtigsten meteorologischen Eingabegrößen, die das Simulationsmodell benötigt, zählt der geostrophische Wind, der für die Anwendungen auf das Neuwieder Becken als räumlich und zeitlich konstant angenommen wird. Die Richtung des geostrophischen Windes wird unter anderem so gewählt, daß im Neuwieder Becken ein sogenannter Gegenstrom auftritt.

Unter einem Gegenstrom ist die Tatsache zu verstehen, daß die Strömung in der bodennahen Luftschicht der geostrophischen Anströmung entgegen gerichtet ist bzw. daß der Winkel zwischen geostrophischem Wind und Bodenwind 90 Grad über-

schreitet.

Eine theoretische Erklärung dieses Effektes für ein in einer horizontalen Raumrichtung unendlich ausgedehntes Tal findet man bei WIPPERMANN (1984).

3.1 SIMULIERTE STRÖMUNGSVERHÄLTNISSE

Bei den im folgenden gezeigten Simulationsergebnissen beträgt der geostrophische Wind 5 m/s, die Anströmungsrichtung ist Nordost.

Folgende großräumige Schichtungsverhältnisse werden der Strömung aufgeprägt: $\partial\Theta/\partial z = 1.2$ K/100m unterhalb von 500 m über Grund und Standardatmosphäre oberhalb dieser Höhe.

Das Strömungsfeld ist exemplarisch an Hand von simulierten Trajektorien dargestellt, die an den Punkten A und B jeweils in Höhen von 10, 80 und 200 m über Grund gestartet werden (Abb. 1). Bei den am Punkt B gestarteten Trajektorien ist deutlich der Effekt des Gegenstromes zu erkennen. Die Trajektorie mit der Starthöhe 10 m über Grund verläuft zunächst auf einer Strecke von etwa 2 km entgegen der geostrophischen Anströmung, steigt dann an und wird in die Höhenströmung mit einbezogen.

3.2 SIMULIERTE KONZENTRATIONSVERTEILUNGEN

Unter Anwendung eines Lagrangeschen Ausbreitungsmodells (VOGEL, H. 1986) wird eine kontinuierliche Punktquelle, die sich am Punkt B in 50 m über Grund befindet, simuliert.

In das Ausbreitungsmodell geht das in Abbildung 1 gezeigte Strömungsfeld, sowie die dabei berechneten Verteilungen der potentiellen Temperatur und der turbulenten kinetischen Energie ein. Die Quellstärke beträgt 1 t/h.

In Abbildung 2 ist die Bodenkonzentration dargestellt, die Abbildung 3 zeigt einen Horizontalschnitt der Konzentration in 120 m über Grund. Die Lage des Quellortes ist in beiden Abbildungen mit einem Punkt gekennzeichnet. Der Abstand der Isolinien beträgt 0.05, 0.15, 0.25, 0.5, 1 dann jeweils 4 mg/m³.

Gut erkennbar ist die Ausbreitung der Luftbeimengung entgegen der geostrophischen Anströmung.

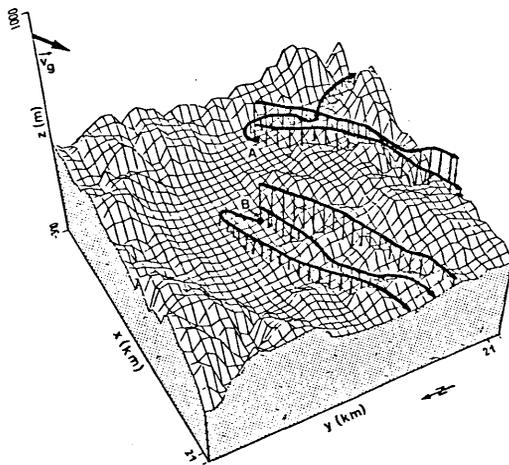


Abb. 1: Simulierte Trajektorien

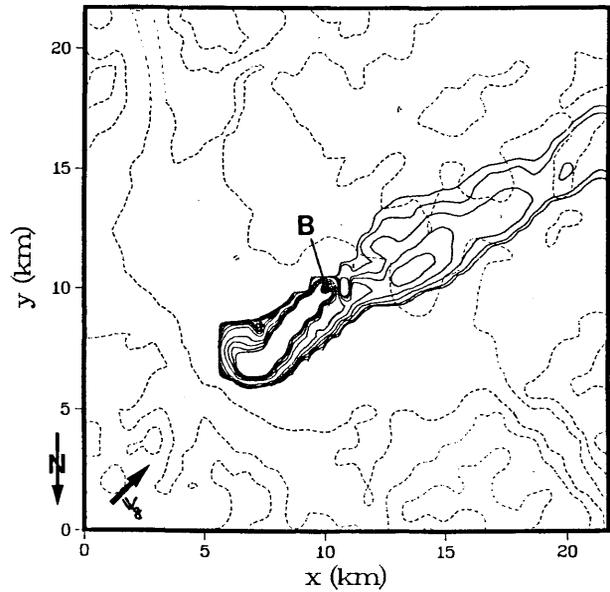


Abb. 2: Bodenkonzentrationsverteilung

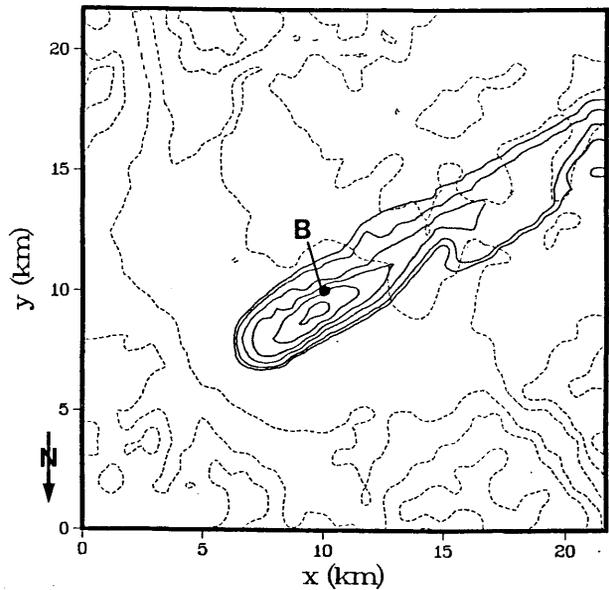


Abb. 3: Konzentrationsverteilung 120m über Grund

4 LITERATUR

- | | | |
|----------------|------|---|
| GROSS, G. | 1984 | Eine Erklärung des Phänomens Maloja-Schlange mittels numerischer Simulation
Dissertation, Inst.f.Met. TH Darmstadt |
| VOGEL, H. | 1986 | Persönliche Mitteilung |
| WIPPERMANN, F. | 1984 | Air flow over and in broad valleys: channeling and counter-current.
Beitr.Phys.Atm. 57, 92-105 |

VERLAUFE VON SODAR-ECHOS ALS KLIMATOLOGISCHE CHARAKTERISTIK DER GRENZSCHICHT

Jacek Walczewski

Institut für Meteorologie und Wasserwirtschaft, Krakau, Polen

Das akustische Radar - SODAR - bringt Informationen über den Verlauf des zurückgestreuten akustischen Signals, das atmosphärische Echo, im Koordinatensystem Zeit-Höhe. Die registrierten Signale haben verschiedene charakteristische Formen, derer vier Haupttypen unterschieden werden können /Abb.1/: /1/ die vertikalen /konvektiven/ Echos, /2/ die horizontalen Echos in Bodennähe /die Bodenschicht/, /3/ die hochliegenden horizontalen Echos bei Abwesenheit von unteren Schichten /die freie Inversionsschicht/, und /4/ die Strukturen ohne Echos. Diese Klassifikation kann für jede Stunde von Beobachtungen angewandt werden und kann für die Digitalisierung von Echogrammen dienen. Weiter wird für jede volle Stunde des Tages die Summe der beobachteten Typen /1-4/ berechnet und als Prozentzahl der gesamten Beobachtungsfälle im Monat /oder für das Jahr/ angegeben. Solche 24-Stunden-Verläufe für das Auftreten von Echotypen haben im Monats- bzw. Jahresdurchschnitt einen charakteristischen

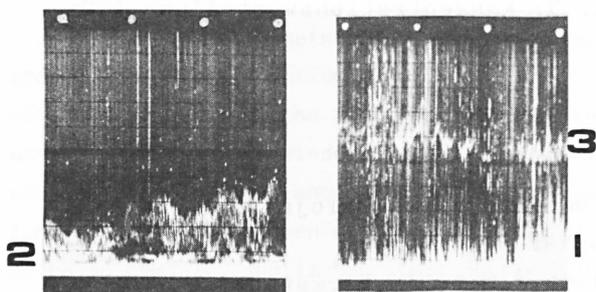


Abb.1. Formen der 3 charakteristischen SODAR-Echos. Vertikale Reichweite 800m, die Punkte am oberen Rand sind Stunden-Zeitmarken.

Gang: der Typ 1 kulminiert gegen Mittag, der Typ 2 - um Mitternacht, der Typ 3 - am Morgen, und der Typ 4 - abends. Diese Charakteristika treten auch in verschiedenen Klimazonen, wie Polen, Indien und Kanada auf. Abb.2 zeigt einen solchen Vorgang für das Jahr 1981, Krakau /WALCZEWSKI 1984, S.79/. Die Kurven wurden auf Grund von 314 24-Stunden Beobachtungen mittels des polnischen SAMOS-2 SODAR ermittelt. Die aufgezeichneten Grössen sind in folgender Weise definiert:

$$u_{xi} = (n_{xi}/n_{Ti}) \cdot 100$$

Darin sind: n_{xi} - die Zahl der beobachteten Echos von Typ "x" für die Stunde "i" während der analysierten Periode /Jahr 1981/; n_{Ti} - Beobachtungszahl.

$$u_{ni} = (n_{Ti}/n_k) \cdot 100$$

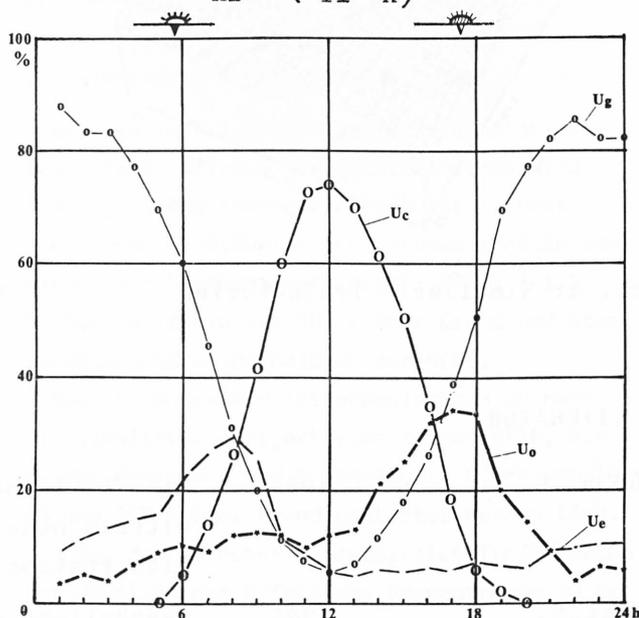


Abb.2. Tagesverläufe des Auftretens von 4 Haupttypen des SODAR-Echo im Jahre 1981 /Krakau/.

mit n_k - die Zahl von Tagen in analysierten Periode.

Der Verlauf vom Typ 1 $/u_c/$ stellt die Häufigkeit von konvektiven Prozessen in verschiedenen Tagesstunden dar. Für einen bestimmten Typ von SODAR ist die Spitzenhöhe der konvektiven Echos ein relatives Mass für die Konvektionsintensität und die Tiefe der Mischungsschicht. Zum Beispiel: die parallelen Beobachtungen mit 2 Geräten SAMOS-2 in Krakau und Zakopane im März 1982 haben gezeigt, dass die mittlere Höhe von konvektiven Echos um 12 GMT in Zakopane um 80% grösser als in Krakau war.

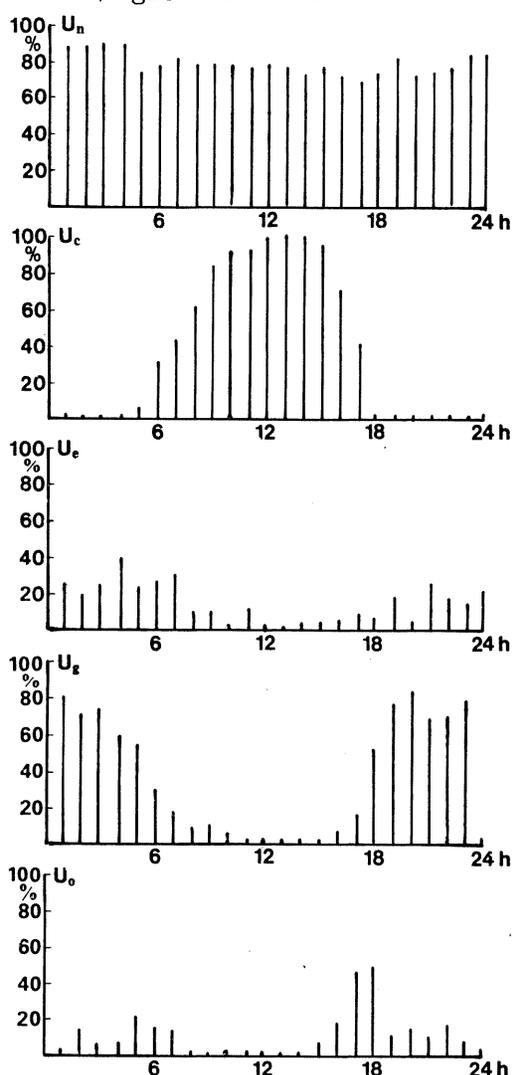


Abb.3. Tagesverläufe der SODAR-Beobachtungszahlen und Auftreten von 4 Echo-typen für einen Monat /April 1981, Krakau/.

Aus dem Verlauf des Auftretens der Typen 2 und 3 kann man auf die Dauer des Bestehens von Inversionsschichten Rückschlüsse ziehen. Auf solche Weise wurde die Häufigkeit des Auftretens von Inversionsschichten in Tageszeit in Krakau eingeschätzt /WALCZEWSKI 1984, S.77/. Die Typen von SODAR-Echos können auch in Kategorien von atmosphärischen Stabilitätsklassen interpretiert werden /SINGAL et al. 1985/. Das führt zur Konstruktion von empirischen Modellen, die zur Ermittlung der Probabilität des Auftretens verschiedener Stabilitätsklassen in Abhängigkeit von Tages- und Jahreszeit dienen.

Die Katalogen der Tagesverläufe von 4 SODAR-Echotypen für einzelne Monate bilden daher eine neue Art von klimatologischer Charakteristik, die in verschiedener Weise benutzt werden kann. Die Abb.3 zeigt die Form einer Monatskarte aus dem SODAR-Daten Katalog für Krakau. Die Grössen "u" sind für den Monat in ähnlicher Weise wie für das Jahr berechnet. Akustische Sondierungen in Krakau werden ab 1980 durchgeführt.

Literatur:

SINGAL, S.P.; Stability studies with the help of acoustic sounding. *Atm. Envir.* 19 /1985/ Nr.2, S. 221 - 228.

AGGARWAL, S.K.;
PAHWA, D.R.;
GERA, B.S.:

WALCZEWSKI, J.: **Charakterystyka warstw granicznej atmosfery nad Krakowem w oparciu o wyniki sondażu akustycznego.** *Mat. Badawcze IMGW. Ser. Meteorologia,* Nr.10, Warszawa 1984.

ZUR VARIABILITÄT VON MEERES-OBERFLÄCHENTEMPERATUREN

Karl-Heinz Weber

Meteorologisches Institut der Universität Bonn
Auf dem Hügel 20
5300 Bonn 1

1 EINLEITUNG

Die Auswertung maritim-meteorologischer Datenmaterials gewinnt heute auf zwei Gebieten immer mehr an Bedeutung: Anomalien der Temperatur der Meeresoberfläche (Tw) müssen, wegen des gegenüber der Atmosphäre längeren "Gedächtnisses" des Ozeans, bei der Betrachtung jahreszeitlicher Witterungsanomalien berücksichtigt werden. Andererseits ist bei der Frage innerhalb von 50-100 Jahren evt. zu erwartender anthropogener Klimaschwankungen die Kenntnis der natürlichen Variabilität des Klimasystems auf dieser Zeitskala wichtig, ebenso die Verifikation der von Klimamodellen ermittelten Klimaänderung etwa bei vorgegebener CO₂-Zunahme. Hier genügen die an Landstationen gewonnenen Temperaturreihen für eine globale Aussage nicht, da ja die Ozeane gut 70% der Erdoberfläche bedecken.

2 MARITIME DATEN

Maritim-meteorologische Routinebeobachtungen von Schiffen liegen seit Mitte des letzten Jahrhunderts vor. Im HSSTD-Projekt (Historical Sea Surface Temperature Data) der WMO wurden die Einzelbeobachtungen für alle Ozeane erstmals in Gebieten zusammengefaßt, deren Größe sich nach der Datendichte richtete. Sie umfassen den Zeitraum 1860-1960. Ein neuer globaler Datensatz ist COADS (Comprehensive Ocean Atmosphere Data Set). Hier sind die Monatsmittel in 2x2-Grad Feldern für den Zeitraum 1854-1979 gegeben. Allerdings ist bis zu den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts die Beobachtungsdichte noch sehr gering, und auch während der Weltkriege liegen im Atlantik nur in wenigen Gebieten Daten vor.

3 LANGZEITLICHES VERHALTEN VON WASSER- UND LUFTTEMPERATUR IM ATLANTIK

Die Abbildung 1a zeigt Anomalien der Jahresmittel von Wasser- (Tw) und Lufttemperatur (Tl) in einem Gebiet südwestlich von Irland in 46-50° N; daraus gebildete Pentadenmittel sind in Abb. 1b dargestellt. Die Verhältnis-

se in einem Gebiet des zentralen äquatorialen Atlantik (0-6N) zeigt Abb. 2. Die Anomalien beziehen sich jeweils auf das Mittel des Gesamtzeitraumes 1885-1979. Die Schwankungen von Tw und Tl von Jahr zu Jahr verlaufen durchaus parallel. Im Nordatlantik ist die Streuung der Jahresmittel erwartungsgemäß höher als im tropischen Atlantik (für Tw 0.56K gegenüber 0.37k). Die auffälligsten Merkmale der Zeitreihen sind:

- Eine deutliche Abnahme von Tw und Tl um 1900, am stärksten im Nordatlantik ausgeprägt: im Vergleich der Pentaden 1896-1900 und 1901-1905 betrug hier die Abnahme von Tw 0.66K; sie ist bezüglich der Streuung der Einzeljahre zu mehr als 95% signifikant. Eine Auswertung der HSST-Daten zeigt diese Abkühlung auch in anderen Gebieten des Nordatlantiks, allerdings nicht im zentralen subtropischen Atlantik.

- Ein Anstieg von Tw und Tl ab 1920 bis in die 50er Jahre: Vergleicht man jeweils die 15-jährigen Zeiträume 1901-15 und 1946-60 so beträgt die Zunahme von Tw im Nordatlantik +0.78k im Äquatorfeld +0.70K; sie ist in beiden Fällen hochsignifikant. Die HSST-Daten zeigen diesen Anstieg in unterschiedlichem Ausmaß auch im übrigen Atlantik zwischen 0 und 50 N, ebenso im tropischen Indischen Ozean.

4 SYSTEMATISCHE FEHLER AUFGRUND WECHSELNDER MEßMETHODEN

Die Realität des Anstiegs von Tw ist u.a. von BARNETT (1984) bezweifelt worden, unter Hinweis auf einen Übergang von "Pütz-" zu Kühlwassermessungen, möglicherweise schon in den 20er Jahren beginnend. Eine "Korrektur" der quasi-globalen Wassertemperaturreihe ergibt nach FOLLAND und KATES (1984) aber immer noch eine Erwärmung um 0.6K von 1911-20 zu 1951-60. Abb. 1 und 2 zeigen den Anstieg bis 1939 auch in der Lufttemperatur. Allerdings ändert sich danach sprunghaft die Differenz Tw-Tl um mehrere Zehntel Grad. HÖFLICH (1974) vermutet als Grund den Wechsel in der Messung von Tl (vor dem 2. Weltkrieg in Thermometerhütten, danach mittels Schleuderpsychrometer). Tatsächlich ergab eine Auswertung von Einzelbeobachtung-

en im tropischen Indischen Ozean eine Abnahme des mittleren Tagesganges der Lufttemperatur von 1.5K in 1922-38 auf 1.0K in 1958-67. Dies deutet auf eine Reduktion des Meßfehlers gegenüber den alten Tl-Messungen hin, die aufgrund mangelhafter Ventilation als systematisch zu hoch anzusehen sind.

5 SCHLUßBEMERKUNGEN

Ähnlich wie nordhemisphärische Lufttemperaturen an Landstationen (JONES, WIGLEY, KELLY 1982), zeigen auch die Wassertemperaturen eine Erwärmung von 0.5-0.8 K/50a im Atlantik der tropischen und mittleren Breiten, die nach FOLLAND und KATES (1984) quasi-global ist. Das Maximum in den 50er Jahren ist aber offenbar gegenüber den Landtemperaturen um 10-15 Jahre verschoben. Der parallele Anstieg von Tw und Tl im Zeitraum 1920-39 spricht für dessen Realität. Eine abrupte Änderung von Tw-Tl nach 1945 kann z.T. durch verbesserte Lufttemperaturmessungen erklärt werden. Da diese Differenz wesentlichen Einfluß auf den Energieaustausch Ozean-Atmosphäre hat, ist seine möglichst genaue Kenntnis wünschenswert. Abschätzungen von Wärmeflüssen aus Routinebeobachtungen vor dem 2. Weltkrieg sind daher kaum möglich.

LITERATUR:

BARNETT, T.P.: Long-Term Trends In Surface Temperatures Over The Ocean. Mon.Wea.Rev., Vol.112, 1984, 303-312

FOLLAND, C. und F.KATES: Changes In Decadally Averaged Sea Surface Temperature Over The World 1861-1980. in: Milankovitch and Climate, Part 2, D. Reidel Publishing Company, 1984, 721-727

HÖFLICH, O.: The Seasonal And Secular Variations Of The Meteorological Parameters On Both Sides Of The ITCZ In The Atlantic Ocean. in: GATE Report No. 2, Part VI, 1974, WMO

JONES, P.D., WIGLEY, T.M.L., KELLY, P.M. : Variations In Surface Air Temperatures: Part 1, Northern Hemisphere, 1881-1981. Mon.Wea.Rev., Vol.110, 1982, 59-70

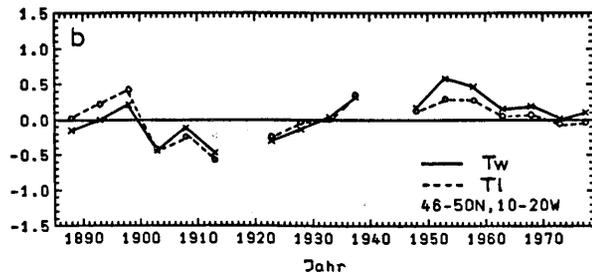
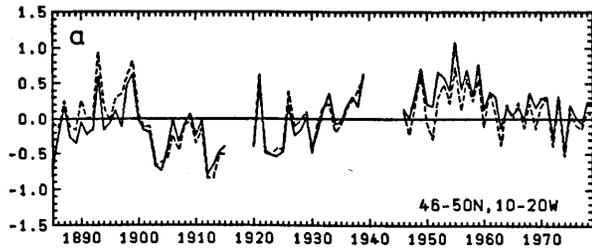


Abb. 1: Jahresmittel (a) und Pentadenmittel (b) als Anomalien des Zeitraums 1885-1979 für Wasser- (Tw) und Lufttemperatur (Tl) in Grad K im nordöstlichen Atlantik (46-50° N, 10-20° W); Daten: COADS

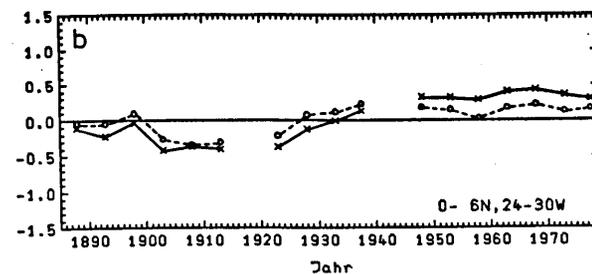
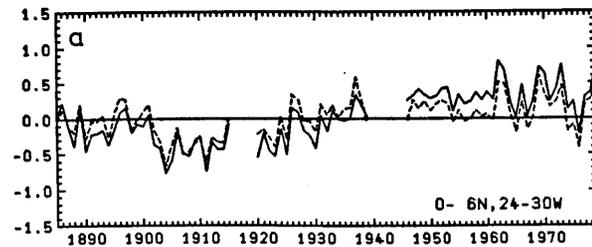


Abb. 2a,b: wie Abb. 1; hier für das Gebiet 0-6° N, 24-30° W

EINE STATISTIK DER MIT NÄCHTLICHEN GRENZSCHICHTSTRAHLSTRÖMEN VERBUNDENEN WINDSCHERUNG IN NORDDEUTSCHLAND

K.-P. Wittich, J. Hartmann, R. Roth

Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover
(Sonderforschungsbereich 212 "Sicherheit im Luftverkehr")

1 EINLEITUNG

Flugzeuge sind vor allem bei Start und Landung Gefährdungen ausgesetzt, die zu einem nicht unwesentlichen Teil auf meteorologische Einflüsse zurückzuführen sind. Gedacht ist hier an frontengebundene Zirkulationssysteme, die mit extremen Vertikalwinden und Sichtminderungen durch Niederschläge verbunden sein können, an mit Feuchteadvektion oder Nebelbildung gekoppelte Strömungserscheinungen, an orographische Überströmungseffekte und an nächtliche Grenzschichtstrahlströme, die sich durch ein bis nach Sonnenaufgang persistentes bodennahe Windmaximum auszeichnen. Mit der Vermessung und Analyse derartiger flugsicherheitsrelevanter Strömungstypen beschäftigt sich das Teilprojekt "Meteorologie der planetaren Grenzschicht" des SFB 212 "Sicherheit im Luftverkehr". Dieser Sonderforschungsbereich (Sprecheruniversität: TU Braunschweig) untersucht Art und Häufigkeit von Belastungen, Fehlern und Gefahren, die aus der Umwelt, dem Wetter und den Bord- und Bodensystemen resultieren und flugsicherheitsgefährdend sind.

2 ANALYSE VON WINDSCHERUNGEN

Ein Teil der meteorologischen Untersuchungen bezieht sich auf die Anfertigung einer Scherwindstatistik, in die Windprofile aus 14 Nächten Eingang fanden. Diese Nächte waren durch die Ausbildung eines Grenzschichtstrahlstroms gekennzeichnet, dessen Windmaximum das 1.5-fache des geostrophischen Bodenwindes erreichte oder gar überschritt.

Die Messungen von Wind- und Temperaturprofilen, vertikal aufgelöst in 5m-Intervalle, fanden an 2 in der Norddeutschen Tiefebene gelegenen 300m hohen Funkübertragungsmasten nahe den Ortschaften Gartow und Sprakensehl statt. Die Mehrzahl der Datensätze stammt aus dem ESWIM (Ekman-Schicht-Windmaximum)-Projekt der Jahre 1978-1980. Insgesamt standen 316 durch thermische Stabilität geprägte Wind- und Temperaturprofile zur Verfügung, die in 6 aneinandergrenzende 25m-Schichten zwischen 30 und 205m

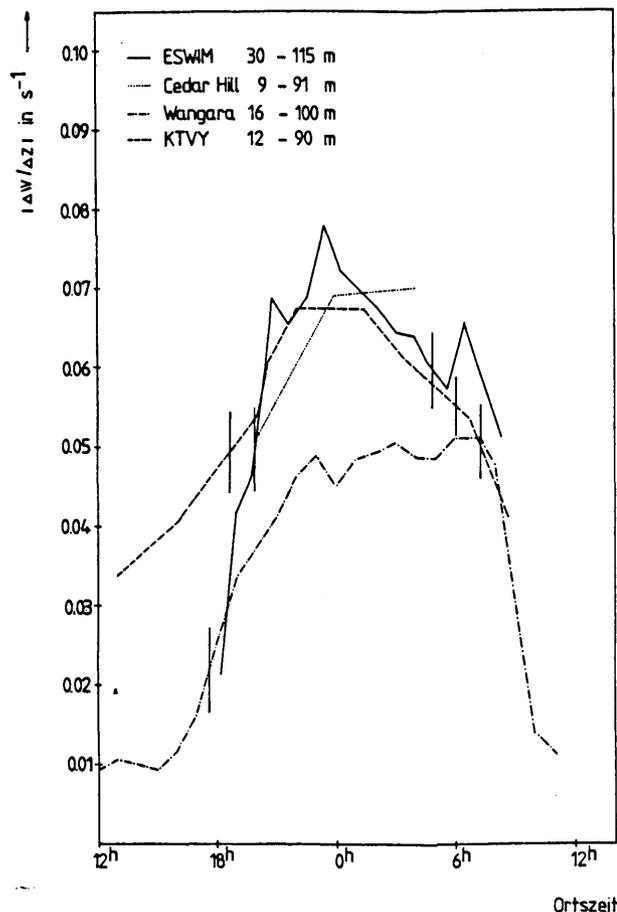


Abb. 1. Nächtlicher Gang der Scherung für verschiedene Meßorte. Die vertikalen Markierungen an den Kurven geben den Sonnenauf- u.-untergang an.

(30-55m, 60-85m, ..., 180-205m) unterteilt und deren mittlere Scherungen analysiert wurden. In Abb.1 ist der zeitliche Gang des Scherungsbetrages $|\Delta w/\Delta z|$ im Vergleich zu Literaturdaten (aus Heald and Mahrt, 1981) unter Angabe des jeweiligen Höhenintervalls, über den die Scherung ermittelt wurde, aufgetragen (die ESWIM-Scherungen sind aus einer Mittelung der 3 unteren Schichten bestimmt worden). Es zeigt sich, daß mit der nächtlichen Stabilisierung der bodennahen Atmosphäre und der Ausbildung eines Grenzschichtstrahlstroms erwartungsgemäß eine Zunahme der Windscherung einhergeht, so daß gegen Mitternacht ein Maximum von $0.075s^{-1}$, bezogen auf eine 85m mächtige Höhengschicht, erreicht wird. Ein sekundäres Maximum ist gegen Sonnenaufgang zu finden, und zwar zu einem Zeitpunkt, wo häufig eine kurzzeitige Beschleunigung des Windfeldes beobachtet wird.

Der Stabilitätseinfluß zeigt sich deutlicher, wenn die Windscherung als Funktion des potentiellen Temperaturgradienten analysiert wird. Zunehmende Gradienten bis zu einem Bereich von $0.04-0.06 K/m$ sind mit einer ansteigenden Scherung verbunden, wobei oberhalb dieser Grenze die Scherungen in einigen Höhenintervallen geringer werden, um sich einem Wert bei $0.05-0.07s^{-1}$ anzunähern. Offensichtlich kann die Scherung trotz zunehmender Stabilisierung nicht beliebig weit ansteigen.

Abb.2 zeigt den Zusammenhang zwischen der sich zeitlich ändernden kinetischen Energie und dem Scherungsbetrag. Stationarität ist mit geringen Scherungen verbunden, schnelle zeitliche Änderungen des Windfeldes dagegen mit hohen. Ein ähnliches Bild liefert die Abkühlungsrate, wenn sie gegen den Temperaturgradienten aufgetragen wird. Hohe Raten sind mit stärkeren positiven

Temperaturgradienten verbunden als geringe, was wiederum die Scherung in der oben beschriebenen Weise beeinflusst.

Weitere Analysen, etwa die der Wirkung des geostrophischen Windes auf die Scherung, sind bei Wittich et al., 1986 zu finden.

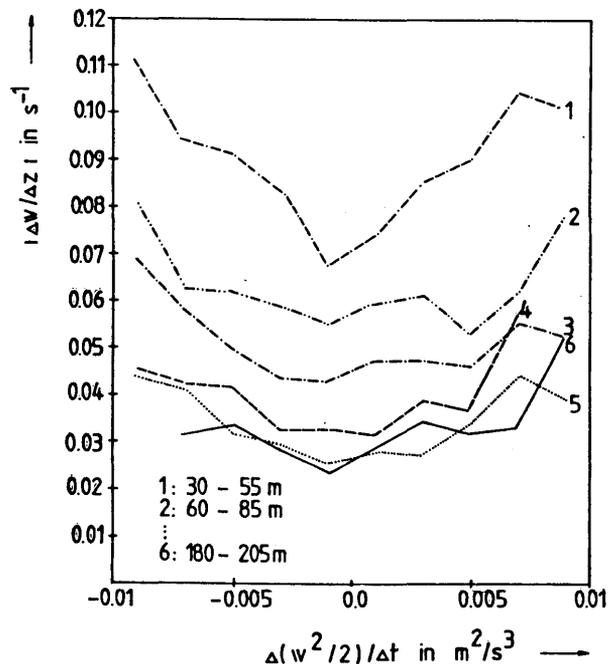


Abb.2 Scherungen als Funktion der zeitlichen Änderung der kinetischen Energie für 6 Höhenintervalle.

3 LITERATUR

- Heald, R.C., Mahrt, L.: The dependence of boundary-layer shear on diurnal variation of stability.- J. Appl. Meteor., 20, 859-876, 1981.
- Wittich, K.-P., Hartmann, J., Roth, R.: Analytical shear statistics based on nocturnal wind profiles. Eingereicht bei: J. Climate Appl. Meteor. 1986.

SATELLITENMESSUNGEN DER BEWÖLKUNG UND GLOBALSTRAHLUNG

FÜR EINE GLOBALE STATISTIK

E. Raschke, F. Diekmann, A. Gratzki, J. Jacobs, M. Rieland, H.J. Lutz

ZUSAMMENFASSUNG

Es ist jetzt möglich mit relativ geringem Aufwand aus den routinemäßig gewonnenen Satellitenbilddaten einige quantitative Angaben über die Bewölkung (Bedeckungsgrade, 2-3 Höhenstufen) und auch über die Globalstrahlung am Boden zu berechnen. Entsprechend reduzierte und auch gut geeichte Datensätze werden innerhalb des "International Satellite Cloud Climatology Project" (ISCCP) gesammelt. Auswerterroutinen wurden von verschiedenen Gruppen entwickelt. Die Unsicherheiten in der Übereinstimmung zwischen direkten Messungen und aus Satellitendaten abgeleiteten Werten der Globalstrahlung betragen bei Monatsmitteln der Tagessummen 4 - 8%.

EINLEITUNG

In der modernen Klimaforschung und auch für eine Vielfalt von Anwendungen werden genaue sowohl zeitlich wie auch räumlich möglichst hochaufgelöste Angaben über die Bewölkung in der Atmosphäre wie auch die Globalstrahlung benötigt. Stellvertretend seien nur zwei Nutzungsmöglichkeiten aufgeführt: Diagnosen von Klimafluktuationen, die sich in diesen Parametern abbilden, Verifikation der in Zirkulations- und Klimamodellen berechneten Felder (s. z.B.: ICGU-WMO). Die Datenfelder sollten möglichst die gesamte Erde überspannen.

Da diese Angaben nicht über die üblichen bodengebundenen Messungen und Beobachtungen in der gewünschten Dichte und Bedeckung

verfügbar sind, wurden in den vergangenen Jahren einige Methoden entwickelt, um sie mit möglichst einfachen Rechenverfahren aus den nunmehr ständig verfügbaren Bildern meteorologischer Satelliten abzuleiten. Für eine globale Statistik werden nunmehr seit Juli 1983 innerhalb des ISCCP geeignet reduzierte Datensätze zusammengestellt. In einem Poster stellen wir einige in Köln entwickelte Ansätze und deren Ergebnisse vor.

DAS ISCCP (INTERNATIONAL SATELLITE CLOUD CLIMATOLOGY PROJEKT)

Hauptanliegen dieses Vorhabens ist die Gewinnung von Angaben über den Bedeckungsgrad - evtl. auch aufgegliedert nach drei Höhenstufen - mit einer Gitterauflösung von ca. 250 x 250 km² und einer Zeitauflösung von 3 h aus den Bilddaten der derzeitigen meteorologischen Satelliten (Schiffer, Rossow, 1983). Dies ist das System aus derzeit 4 - 5 Satelliten auf geostationärer Umlaufbahn und 1 - 2 Satelliten der NOAA-Serie in polarem Umlauf. Um eine möglichst geringe Datenmenge auswerten zu müssen, deren Reduktion nur geringfügige Verluste an Informationen für die Zwecke und Auflösung dieses Projekts zulässt, erfolgt nach einigen Voruntersuchungen (u.a. Simmer, 1984) durch Mittelung individueller Bildelemente und sodann Auslese der Originaldaten eine Reduktion um ca. den Faktor 100. Die Basisdaten bestehen nahe dem Subsatellitenpunkt aus Bildelementen von ca. 5 km Durchmesser, die im Abstand von ca. 30 km abgetastet

sind. In Europa sind dies etwa 8 km Durchmesser und 50 km Abstand. Diese Auslese besorgen die Satellitenbetreiber seit dem 1. Juli 1983. Speziell gewonnene Datenproben aller Satelliten werden in einem Parallellauf miteinander verglichen, um eventuelle Empfindlichkeitsschwankungen zu entdecken. Die Routineauswertung soll beim Goddard-Institute for Space Studies der NASA in New York erfolgen.

WOLKENIDENTIFIKATION

In diesem Projekt stehen nur Messungen der Emission von Wärmestrahlung im Fenster bei etwa 11 μ m zur Verfügung. Tagsüber werden diese durch Daten reflektierter Solarstrahlung ergänzt. Die multispektralen (5 Bereiche) Daten der NOAA-Satelliten sollen nur über den Polargebieten, wo der Meßbereich geostationärer Satelliten endet, verwendet werden.

Demgemäß werden die IR-Daten über ca. 85% der Erdoberfläche (zwischen 60° nördlicher und südlicher Breite) Hauptinformationsträger sein. In ihnen bilden sich Wolken - soweit sie kühler als der wolkenfreie Erdboden sind - als kältere Gebiete ab. Die Erkennung von tiefer Inversionsbewölkung über Kontinenten im Winter ist hier noch ungeklärt. Im operationellen Algorithmus sollen während der Tageslichtzeit die Messungen der reflektierten Solarstrahlung zusätzlich herangezogen werden. Dabei besteht natürlich die Gefahr, daß in diesem Projekt bereits die Nacht- und Tagbewölkung ungleich genau erfaßt wird.

Es liegen noch keine Ergebnisse vor.

Jedoch erfolgten viele Vorstudien. U.a. haben wir uns auf die Bewölkung in den Polargebieten beschränkt. Dort erfolgt eine sinnvolle Unterstützung unter Ausnutzung der spektralen unterschiedlichen Reflexions- und Emissionsvermögen von Wolken, Schnee, Eis

und Wasser in den Kanälen der abbildenden Radiometer der NOAA-Satelliten. Zum Beispiel reflektieren Wasserwolken im Spektralbereich bei 3.7 μ m wesentlich intensiver als Eis- oder Schneeflächen.

Diese Kontrastverstärkung ermöglicht eine mehrparametrische Rechenanalyse von Satellitenbildern bezüglich der in ihnen erkennbaren Eis- und Wasserwolken.

GLOBALSTRAHLUNG AM BODEN

Die hohe inverse Korrelation zwischen dem Reflexions- und Transmissionsvermögen von Wolkenfeldern für solare Strahlung kann effektiv genutzt werden, um anhand der Satellitenfotos die den Erdboden erreichende Globalstrahlung zu berechnen. Ein in Köln entwickeltes Verfahren (Möser und Raschke, 1984) wurde auf Datenproben von den Satelliten Meteosat 2 (Juni 1983) und GMS (Juli 1983) angewandt, die dem reduzierten ISCCP-Datensatz entstammen. Monatliche Mittelwerte der Tagessummen der Globalstrahlung stimmen mit solchen von verschiedenen (ca. 50 je Datensatz) Meßstationen innerhalb einer Fehlerbreite von besser als 8% überein. Höhere Genauigkeiten können mit räumlich höchst aufgelösten Daten erzielt werden. Dieses Verfahren wird nunmehr als Routine beim Deutschen Wetterdienst genutzt.

ABSCHLUSS

Einzelergebnisse und die Auswerteverfahren werden in einem Poster vorgestellt.

LITERATUR

Schiffer, R.A.; Rossow, W.B.: The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP): The first project of the World Climate Research Program. Bull. Amer. Meteor. Soc. (1983), 64, 779-784

Simmer, C.: seine Doktorarbeit

ICSU-WMO: World Climate Research Programme,
First Implementation Plan WCRP-Publications
Series No. 5, WMO/TO-No. 80
(1985)

Möser, W.; Raschke, E.: Incident Solar
Radiation over Europe Estimated from
METEOSAT Data
J. Clim. Appl. Meteor. (1984) 23,
166-170

Autorenverzeichnis

- Adams, L. J. 172
 Adrian, G. 98
 Amtmann, R. 154
 Apel, U. -
 Arpe, K. 15
 Bach, W. 67, 86
 Backhaus, J. O. 147
 Barkmann, W. 141
 Baumüller, J. -
 Becker, P. 58
 Beckmann, A. 174
 Beheng, K. D. 56
 Behr, H. 178
 Behr, H. D. 176
 Behrendt, J. 182
 Behrens, A. -
 Belitz, H.-J. 62, 180
 Benesch, B. 182
 Biercamp, J. 74
 Birrong, W. 21
 Bissoli, P. 11
 Bruns, Th. 84
 Busen, R. 54
 Caesar, H. -
 Callies, U. 131
 Carius, D. 152
 Cehak, K. 4
 Chlond, A. 121
 Claußen, M. 50
 Cubasch, U. 92
 Czeplak, G. 52
 Detering, H. W. 96
 Diekmann, F. 224
 Doberitz, R. 94
 Doms, G. 56
 Eichhorn, J. 104
 Emeis, St. 44, 190
 Ennenga, U. 184
 Eppel, D. 36, 100, 202
 Essen, H.-H. 186
 Esser, G. 42, 188
 Etling, D. 96
 Fiedler, F. 44, 190
 Finger, J. E. 40
 Fischer, G. 76
 Fleer, H. 25
 Flohn, H. 5
 Forkel, R. 46
 Fortak, H. 110
 Fuchs, W. 164
 Gärtner, V. 210
 Geb, M. 170
 Glowienka-Hense, R. 5, 19
 Graßl, H. 64
 Gratzki, A. 224
 Gross, G. 108, 192
 Grossmann, S. 115
 Hänel, G. 54
 Haenel, H.-D. 156
 Hainbucher, D. -
 Hantel, M. 13, 34
 Hartmann, J. 222
 Hasse, L. 17, 184
 Hauf, T. 102
 Heimann, D. 194
 Heise, E. 78
 Hellmer, H. -
 Hense, A. 5, 135
 Herbert, F. 125, 200
 Heßler, G. 196
 Hiller, H. -
 Höller, H. 102
 Hoffmann, H.-E. 162
 Isemer, H.-J. 17
 Jacobs, H. 224
 Jochum, A. M. -
 Jung, H. J. 86
 Kaminski, U. 198
 Kapitza, H. 100
 Kellner, G. 60
 Kirk, E. 88
 Knottenberg, H. 29
 König, G. 158, 160
 Kottmeier, Chr. 62, 180
 Kramm, G. 200
 Lange, H.-J. 119
 Latif, M. 80
 Lautenschlager, M. 36
 Levkov, L. 202
 Lindemann, C. 170
 Lippert, A. 148
 Lohmeyer, A. 158
 Lohse, H. -
 Malcher, J. 23
 Malkowski, G. -
 Mannstein, H. 212
 Mason, B. 210
 Mayer, H. 154
 Meincke, J. 31
 Mengelkamp, H.-T. -
 Metz, W. 72
 Névir, P. 123
 Oeschger, H. 1
 Paulus, R. F. -
 Pengel, K. -
 Pietzner, B. 166
 Pistorius, H.-J. 168
 Pohlmann, T. -
 Quadfasel, D. 149
 Raasch, S. 204
 Raatz, W. E. 9
 Raschke, E. 29, 38, 224
 Rieland, M. 224
 Rockel, B. 38
 Roeckner, E. 90
 Roth, R. 162, 222
 Ruppertsberg, G. H. 206
 Ruprecht, E. 13
 Sardemann, G. -
 Sausen, R. 82
 Schatzmann, M. 158, 160
 Schickel, K.-P. 208
 Schlese, U. 88
 Schloß, R. 54
 Schmetz, J. 210
 Schmidt, H. 102
 Schneider, U. 25
 Schönwiese, Chr.-D. 7, 11
 Schrodin, R. 104
 Schumann, U. 102
 Siedler, G. 137
 Siewers, H. -
 Somieski, F. 212
 Speth, P. 13, 15
 Stahlmann, J. 145
 Storch, H. v. 88, 92, 94
 Stramma, L. 150
 Stuckenberg, H.-U. 62, 180
 Stuhlmann, R. 29
 Swaczina, H. -
 Tetzlaff, G. 172
 Thacker, W. C. 36
 Trautmann, Th. 106
 Turpeinen, O. 210
 Viehoff, Th. 214
 Vogel, B. 216
 Volkert, H. 102
 Wacker, U. 133
 Walczewski, J. 218
 Wamser, Chr. 60
 Wamser, M. 96, 156
 Weber, K.-H. 5, 220
 Wehry, W. 170
 Weingärtner, H. 27
 Wendling, P. 40
 Wenzel, M. 143
 Wiegner, M. 29
 Willeke, H. -
 Winkler, P. 198
 Wippermann, F. 108
 Wittich, K.-P. 222
 Wollenweber, F. 48
 Zdunkowski, W. 46, 104,
 106
 Zhao, G. 38