

# **Wissenschaftliche Mitteilungen**

ISBN 3-9804089-0-6

Die Entwicklung des Arbeitsgebietes Physik der Hochatmosphäre  
am Geophysikalischen Observatorium Collm  
R. Schminder

Linear Barotropic Simulation of Atmospheric Low-Frequency Variability  
W. Metz

Mesoscale Simulation of a Heavy Snowfall Event over the Baltic Sea  
Using an Improved Cloud Parameterization Scheme  
R. Devantier, A. Raabe

On the Influence of grid resolution and land surface heterogeneity  
on hydrologically relevant quantities  
N. Mölders, A. Raabe

The Calculation of a Wind Climatology of the Erzgebirge  
D. Hinneburg

Die Verteilung von Schadstoff durch rotierende Aufwinde in der konvektiven  
atmosphärischen Grenzschicht unter verschiedenen Turbulenzannahmen  
R. Cieszelski

Wirkung einer Folie auf den Wärmehaushalt eines Pflanzenbestandes mit  
und ohne gleichzeitiger Frostschutzberegnung  
B.-R. Beckmann

Seegangmodellierung und Seegangsmessung vor der Halbinsel Zingst  
F. Riechmann

Zum Einsatz neuer Thermometerhütten  
S. Schienbein

Regionale Unterschiede im Auftreten von Eisablagerungen  
K. Arnold, A. Raabe, G. Tetzlaff



## Vorwort zum Band 1 von

### **"Wissenschaftliche Mitteilungen" des Instituts für Meteorologie und des Instituts für Troposphärenforschung e.V." in Fortsetzung der "Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der (Karl- Marx-) Universität Leipzig".**

Der Gründungsdirektor des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig, Prof. V. Bjerknes, formulierte als wissenschaftliches Ziel die Zusammenführung aller Erdwissenschaften. Seit dem Jahre 1913 spiegelte sich diese Zielvorgabe in den Arbeiten des Geophysikalischen Instituts und in seinen Veröffentlichungen wieder. Dem Hauptinteresse des Institutsgründers folgend war die ganz überwiegende Zahl der wissenschaftlichen Beiträge -und auch die überwiegende Zahl seiner Kollegen, Nachfolger und Mitarbeiter- durch die ganze, wechselvolle Geschichte des Geophysikalischen Instituts hindurch den Atmosphärenwissenschaften, der Meteorologie, zugeordnet. Allen Aktivitäten im Fach Meteorologie wurde im Zuge der dritten Hochschulreform der Deutschen Demokratischen Republik im Jahre 1968 zunächst ein formales Ende bereitet. In den Folgejahren bis zur Wende von 1989 wurden mangels exekutivem Durchgriff stehengebliebene Reste des Faches Meteorologie allmählich ausgeweitet und weiter entwickelt. So war es 1989 für Eingeweihte nicht völlig überraschend, daß alsbald ein Studiengang Meteorologie begonnen werden konnte. Es sei nicht verhehlt, daß auch diese Entwicklung natürlich der unverzagten Initiative Einzelner bedurfte, um die erheblichen Widerstände gegen die Wiederbegründung des Faches Meteorologie an der Universität Leipzig zu überwinden. Es mag daran erinnert werden, daß Studenten den Studiengang Meteorologie beginnen konnten, ohne daß es ministeriell "bestätigte" Stellenpläne, Raumpläne und Anderes formal Abgesichertes gab. Mittlerweile geht der Studiengang mit dem Jahr 1995 in das erste Jahr, in dem Studenten das Diplom im Fach Meteorologie erwerben werden. Vor allem im Laufe der letzten beiden Jahre hat sich der Studiengang Meteorologie an vielen Stellen -vor allem nicht nur innerhalb der Universität Leipzig- fest eingerichtet. Dafür sei allen Mitarbeitern ihres Instituts, aber auch zahlreichen anderen Helfern innerhalb und außerhalb der Universität Leipzig von ganzem Herzen gedankt.

Seit dem Neubeginn des Studienganges ist es gelungen, in Abstimmung mit den Kollegen im Fach Physik ein "**Institut für Meteorologie**" als Bestandteil der Fakultät für Physik und Geowissenschaften in der direkten Nachfolge des Geophysikalischen Instituts zu gründen. Ebenso ist die Gründung des **Instituts für Troposphärenforschung e.V. (ift)** im engen Kontext mit der universitären Meteorologie erfolgt. Es gibt eine Prüfungs- und Studienordnung für das Fach Meteorologie, die sich an die Prüfungsordnung des Faches Physik anlehnt. Die Stellenausstattung des Instituts für Meteorologie hat sich stabilisiert -wenngleich sie auch zu diesem Zeitpunkt noch nicht als abgeschlossen angesehen werden darf-, nachdem über längere Perioden eine nicht unerhebliche Zuordnungsunsicherheit herrschte. Die Mittelausstattung in der Grundausrüstung ist dem Institut für Meteorologie im Rahmen der Möglichkeiten der Fakultät für Physik und Geowissenschaften zugeordnet, wobei vor allem die ausbildungsnahe Geräteausstattung noch als defizitär bezeichnet werden muß. Der Bereich mit den schwierigsten und größten Problemen ist jedoch derjenige der Raumausrüstung -dort sind entsprechend einschlägiger Schlüsselzahlen nur etwa ein Drittel der benötigten Flächen vorhanden. Die Forschungsaktivitäten sind, sowohl was das Einwerben von sogenannten Drittmitteln als auch was die Präsentation der Forschungsergebnisse nach außen in Tagungsbeiträgen und Publikationen angeht, auf einem guten Weg. Als Ausdruck dieser Aktivitäten wird hiermit der erste Band der Veröffentlichungsreihe im Bereich Meteorologie vorgestellt.

Entsprechend dem jetzigen interdisziplinären Verständnis der Atmosphärenwissenschaften wird dieser Band zusammen mit dem *ift* herausgegeben. Um nun die weitere Entwicklung der Forschung im Bereich des Faches Meteorologie und den vorhandenen interdisziplinären Ansätzen zu fördern, ist es zwingend notwendig, in der überschaubaren Zukunft die Gerätegrundausrüstung mit Hilfe von konkreten Maßnahmen zu verstärken und zusätzliche Raumkapazität zu gewinnen. Dies wird v.a. durch die bereits vorgeplanten Neu- und Umbaumaßnahmen zur Ergänzung der sehr effektiven Restaurierung der historischen Altbausubstanz gelingen. Nur so kann die momentan wirksame Kappungsgrenze für Forschungsmittel überwunden werden.

Bei allen, auch den Autoren dieses Bandes, die zum Gelingen des Neuanfanges des Faches Meteorologie an der Universität Leipzig beigetragen haben, bedanke ich mich an dieser Stelle für ihre Arbeit und Unterstützung. Ich übergebe diesen ersten Band einer geneigten Leserschaft und hoffe, damit ein Forum für fruchtbare, wissenschaftliche Diskussionen eröffnet zu haben.

G. Tetzlaff

## **Inhaltsverzeichnis zum Band 1 von**

### **"Wissenschaftliche Mitteilungen" des Instituts für Meteorologie und des Instituts für Troposphärenforschung e.V."**

Seite

Die Entwicklung des Arbeitsgebietes Physik der Hochatmosphäre am Geophysikalischen Observatorium Collm (deutsch) R. Schminder	1
Linear Barotropic Simulation of Atmospheric Low-Frequency Variability W. Metz	22
Mesoscale Simulation of a Heavy Snowfall Event over the Baltic Sea Using an Improved Cloud Parameterization Scheme R. Devantier, A. Raabe	34
On the Influence of grid resolution and land surface heterogeneity on hydrologically relevant quantities N. Mölders, A. Raabe	47
The Calculation of a Wind Climatology of the Erzgebirge D. Hinneburg	64
Die Verteilung von Schadstoff durch rotierende Aufwinde in der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht unter verschiedenen Turbulenzannahmen R. Cieszelski	74
Wirkung einer Folie auf den Wärmehaushalt eines Pflanzenbestandes mit und ohne gleichzeitiger Frostschutzberechnung B.-R. Beckmann	87
Seegangmodellierung und Seegangsmessung vor der Halbinsel Zingst F. Riechmann	101
Zum Einsatz neuer Thermometerhütten S. Schienbein	110
Regionale Unterschiede im Auftreten von Eisablagerungen K. Arnold, A. Raabe, G. Tetzlaff	117

# Die Entwicklung des Arbeitsgebietes Physik der Hochatmosphäre am Geophysikalischen Observatorium Collm

Rudolf Schminder

## Zusammenfassung:

Am Geophysikalischen Observatorium Collm, das 1932 als experimentelle Basis des Geophysikalischen Institutes der Universität Leipzig für meteorologische, seismologische und geomagnetische Messungen von Professor LUDWIG WEICKMANN errichtet worden war, wurde 1956 in Vorbereitung des Internationalen Geophysikalischen Jahres (International Geophysical Year [IGY]) mit hochatmosphärischen Messungen begonnen. Seit 1959 liegt der Schwerpunkt auf Windmessungen im Höhenbereich der oberen Mesosphäre / unteren Thermosphäre (80 - 110 km).

Die Meß- und Auswertemethode wurde in den vergangenen Jahrzehnten aus sehr bescheidenen Anfängen heraus theoretisch und experimentell so entwickelt, daß derzeit eine vollautomatische komplexe Apparatur zur quasi-kontinuierlichen Windmessung in drei Referenzpunkten über Mitteleuropa (gegenseitige Entfernung 200 km) zur Verfügung steht, die die Momentanwerte des Windes nach Richtung und Geschwindigkeit mißt, die zugehörige Höhe feststellt, Mittelwerte bildet, Grund- und Gezeitenwind voneinander trennt und Höhen-Wind-Profile über vorgebbare Zeitabschnitte rechnet, aus denen letztendlich Höhen-Zeit-Schnitte der Windfeldparameter konstruiert werden können.

Die vorliegende Arbeit skizziert die einzelnen Etappen dieser Entwicklung, berichtet von Problemen und ihrer Lösung und gibt Beispiele von Windfeldanalysen aus dem Jahre 1992.

## Abstract:

The Collm Geophysical Observatory was founded by Professor L. WEICKMANN in 1932 as an experimental base of Leipzig University's Geophysical Institute for meteorological, seismological and geomagnetic observations. In 1956 as a preparation for the Internal Geophysical Year (IGY) we began with high-atmosphere measurements, and since 1959 wind measurements in the height range of the upper mesosphere / lower thermosphere (80 - 110 km) have been emphasized.

During the past decades the method of measuring and analysing was developed theoretically and experimentally from primitive starts so far, that at present a fully automatic and complex equipment with quasi-continuous measurements of the wind at three reference points within Central Europe (mutual distance 200 km) is available. These devices measure the instantaneous data of the wind according to direction and velocity, ascertain the corresponding height, calculate averages, separate the tidal wind components from the prevailing wind, and compute height-wind-profiles for adjustable periods of time, from which height-time cross section of the wind field parameters can be finally constructed.

The following paper outlines the particular stages of this development, informs about problems and their solution, and offers examples of wind field analyses for 1992.

## 1. Der Beginn

1953, einen Tag vor Heiligabend, hat LUDWIG WEICKMANN, der Direktor des Geophysikalischen Institutes der Universität Leipzig von 1923-45, noch einmal "sein" Observatorium besucht. "Ich danke allen, die für seine Pflege und Erhaltung in schweren Jahren so erfolgreich und mit Hingebung gearbeitet haben und wünsche dem Observatorium alles Gute für die Zukunft zum Besten des Volkes und der Wissenschaft" steht in unserem Gästebuch. Wir haben versucht, sein Vermächtnis zu erfüllen. Nach dem zweiten Weltkrieg mußten die wohlbegründeten Absichten aus den dreißiger Jahren, ein Geophysikalisches Observatorium mit allen nur möglichen Disziplinen der Meteorologie und Geophysik auszustatten, um den Studenten umfassende Bildungsmöglichkeiten zu bieten, fallengelassen werden. Die Spezialisierung mit der Forderung nach immer mehr Aufwand in personeller und materieller Hinsicht machte bei der unausweichlichen Notwendigkeit hinreichenden wissenschaftlichen Tiefgangs eine Beschränkung auf einige wenige Fachgebiete notwendig, wobei an eine modernere Ausstattung der beizubehaltenden Arbeitsrichtungen und an die Neueinrichtung aktueller Forschungsgebiete zu denken war. Routinemessungen aus den Aufgabenbereichen des Meteorologischen Dienstes mußten, falls sie keiner wissenschaftlichen Analyse dienten, eliminiert werden.

Dieses Konzept, ab 1955 mit der Übernahme des Direktorats des Geophysikalischen Institutes durch SCHNEIDER-CARIUS (Einzelvertrag vom 27.5.57, rückwirkend datiert auf den 1.1.55, Antritt Anfang 1956, verstorben 1959) von den Mitarbeitern des Geophysikalischen Observatoriums Collm (GOC) KOCH, ADLUNG und JUNGE in Vorschlag gebracht, führte später zu einem völligen Verzicht auf herkömmliche meteorologische Messungen, einer Hinführung der seismologischen Arbeiten auf einen zeitgemäßen Stand und zur Neuaufnahme von Arbeiten zur Physik der Hochatmosphäre. Die erdmagnetischen Registrierungen wurden als wertvolle Ergänzung zur Beurteilung einzelner Fragen aus dem Gebiet der Physik der Hochatmosphäre angesehen, aber auf dem vorgefundenen Niveau belassen.

Die von großem Engagement getragenen Anstrengungen, die Seismologie in Bahnen zu lenken, die unter der langjährigen Betreuung von TITTEL (seit 1978 zusammen mit WENDT) das GOC zu einer geachteten Forschungseinrichtung auf diesem Gebiet machen sollten, wurden durch mehrmonatige Gastaufenthalte von tschechischen Wissenschaftlern aus Prag (VANEK 1958, 1960, JANSKY 1964/65) sehr gefördert.

Die Arbeiten zur Physik der Hochatmosphäre begannen im Frühjahr 1956 unter dem Aspekt, zu Beginn des Internationalen Geophysikalischen Jahres (IGY) am 1.7.57 eine Mitwirkung auf einem Spezialgebiet zu garantieren, die den Möglichkeiten des GOC angemessen und von aktuellem wissenschaftlichem Interesse war. Da am Observatorium für Ionosphärenforschung in Kühlungsborn bereits seit Kriegsende (anfangs noch in Warnemünde) Absorptionsmessungen an Funkwellen im Langwellenbereich und ab 1954 auch funktechnische Windmessungen im Höhenbereich um 95 km sowie eine Reihe anderer Untersuchungen vornehmlich zur Erkennung von Sonneneruptionseffekten in der Hochatmosphäre (MÖGEL-DELLINGER-Effekte auf 6 MHz, Atmospheric-Registrierungen auf 27 kHz u.a.) liefen, lag es nahe, mit den Kollegen dieses Hauses engen Kontakt zu suchen. Bemühungen von ADLUNG in dieser Richtung führten zu einem ersten Besuch von LAUTER, dem Leiter des Observatoriums Kühlungsborn, am 19.11.55 am GOC.

Am 14.7.56 kam es zu einer Zusammenkunft am GOC, an der, neben SCHNEIDER-

CARIUS (Leipzig) und KOCH (Collm), LAUTER (Kühlungsborn), MRAZEK und TRISKA (Prag) teilnahmen. Es wurde beschlossen, unter dem Gesichtspunkt des Aufbaus eines längeren meridionalen Meßprofils, das später über Ungarn bis nach Bulgarien geführt wurde, Absorptionsmessungen auch am GOC durchzuführen und bis zum Beginn des IGY eine Pilotanlage für Windmessungen nach der KRAUTKRÄMER-MITRA-Methode einzurichten.

Der Anfang war erwartungsgemäß schwer, insbesondere gab es kaum geeignete Vorlagen. Die KRAUTKRÄMER-Methode war im wesentlichen im Kurzwellen(KW)-Bereich eingesetzt worden, und eigene Versuche zeigten sehr bald, daß das erstens in einen Höhenbereich führt (um 150 km und höher), der meteorologisch nicht mehr relevant war, zweitens in diesen Höhen die Mitführung des Tracers (freie Elektronen) mit dem Wind infolge des erdmagnetischen und auch elektrischer Felder nicht mehr in vollem Umfang gewährleistet war und drittens die Unterscheidung zwischen Wind und Wellen Probleme zu bereiten schien. Nach längeren Debatten über echte und unechte Probleme, die bereits die Conference on Physics of the Ionosphere im September 1954 im Cavendish Laboratory in Cambridge belasteten, wurde die damals D1-Methode genannte Meßmethode mehr und mehr in Frage gestellt. Es ist das Verdienst von SPRENGER (Kühlungsborn), das Augenmerk auf den Langwellen(LW oder LF [low frequency])-Bereich gelenkt zu haben, in dem Messungen im Bereich von 80-110 km Höhe zu erwarten waren, so daß sich eine Reihe von Schwierigkeiten a priori behoben. Das GOC hatte von Anfang an wegen unbestreitbarer Vorzüge für die manuellen Windmessungen eine photographische Fadingaufzeichnung gewählt, die später wegen des hohen personellen und materiellen Aufwandes einen heilsamen Zwang zur Automatisierung der Messungen darstellte. Das Verfahren verlangte die Installation eines Meßpunkte-Netzes (später bekamen solche Anlagen den Namen "array") mit etwa 300 Meter Gitterabstand. Das bedeutete hohe Kosten, die u.a. dazu verführten, die Einmessung im Gelände selbst vorzunehmen. Bei einer späteren Erweiterung des Netzes 1972 auf 7 Punkte mußten alle diese ersten Meßpunkte verlegt werden. Die damaligen Rechenmöglichkeiten verlangten zwingend eine Ausrichtung nach N und einen exakten Gitterabstand.

An allen Stellen, bis auf Kühlungsborn, waren Windmessungen dieser Art bisher als eine Art Labormessungen betrieben worden, mehr geeignet, ihre prinzipielle Brauchbarkeit zu zeigen als damit kontinuierliche Messungen durchzuführen. Meteorologische Fragestellungen, die zu ihrer Beantwortung lange Zeitreihen erfordert hätten, spielten bis auf eine Ausnahme noch keine Rolle. Diese Ausnahme bestand in der erstaunlich zeitigen Aufnahme von Versuchen, UKW-Sender (Frequenzen um 100 MHz) mit ihrer Rückstreuung der Wellen an der Unterseite starker Inversionen zu Messungen in der Troposphäre zu verwenden. Am GOC wurden diese Gedanken bereits 1960 mit einer Diplomarbeit (MERTA 1960) aufgegriffen. Mit eigenen Sendern betrieben, wurde das Verfahren sehr viel später mit dem Incoherent-Scatter in den MST-Radar-Anlagen genutzt (M = Mesosphäre, S = Stratosphäre, T = Troposphäre; VHF-Bereich um 50 MHz, UHF-Bereich um 500 MHz und darüber). Abgesehen von dieser Ausnahme liefen die Arbeiten unter dem Begriff Ionosphärenforschung und beachteten mehr die Eigenschaften des Tracers als die damit gegebene Abbildung. Windmessungen auf der Basis anderer Methoden (Ableitung aus tageszeitlichen erdmagnetischen Variationen, photographische Registrierungen der Versetzung von Meteorspuren, Schallausbreitungen) waren ebenfalls zu integral, auf einen zu kleinen Höhenbereich beschränkt, an ganz besondere Bedingungen gebunden (Leuchtende Nachtwolken) oder überhaupt nur als

Existenzbeweise zu verwenden. Die Einführung von funktechnischen Verfahren in bekannte, visuell angelegte Methoden (Meteorbeobachtungen), die Entwicklung wirklich geeigneter neuer funktechnischer Verfahren in nachgewiesener Erprobung und der Einsatz von Raketen, ab 1955 in großen Raketenprogrammen (Raketen-Granaten-Methode, Düpel, Dampf Wolken), besonders in den USA, stand noch bevor.

Der Einstieg in ein Programm mit dem Ziel der Durchführung täglicher (wenn auch noch äußerst lückenhafter) Messungen am 1.7.57 wurde realisiert, doch der Probleme wurden nicht weniger. Es galt, die Registriergeräte zu verbessern und die vorhandenen Ansätze für eine Theorie der Analyse zu entwickeln. Alle Geräte, von den Empfängern bis zu den damals benutzten Schleifenoszillographen, wurden zunehmend in eigener Werkstatt gebaut (RAAB, später MORSE, SCHÖNE), anfangs noch mit Unterstützung der Werkstatt des Geophysikalischen Institutes in der Stephanstraße in Leipzig (Alte Sternwarte; NEUBERT, BOHMANN). Nach zwei Jahren zeichneten sich erste Erfolge ab, die im wesentlichen mit dem Auffinden einer brauchbaren Meßstrecke (272 kHz, Sender Topolna bei Brünn) zu tun hatten. Das D1-Verfahren, das noch zu beschreiben sein wird, zeichnet sich u.a. durch die Möglichkeit aus, vorhandene Rundfunksender im Langwellenbereich zu nutzen und damit den Investitionsaufwand auf die Empfangsseite zu beschränken. Die Leitung der Arbeiten hatte ADLUNG, unterstützt im Hinblick auf die Ausarbeitung der Auswerteverfahren von dem Hilfsassistenten KAUTZLEBEN.

## 2. Eine wichtige Entscheidung

Der Verfasser, der 1956 KAUTZLEBEN als Hilfsassistent und 1959 ADLUNG als Assistent ablöste, fand eine wenig zuverlässige Apparatur und so wenige Unterlagen vor, die eine realistische Abschätzung der Chancen der Fortführung der Arbeiten hätten ermöglichen können, daß der Entschluß nahe lag, anderen Forschungsrichtungen den Vorzug zu geben. Es bestand die Absicht, Höhenstrahlungsmessungen auf der Basis der gerade aufgekommenen Neutronenmonitore (mit  $^{10}\text{BF}_3$ -Rohren in Lagen mit Koinzidenzschaltung zur Richtungsabschätzung) vorzunehmen. Eine Zusammenkunft mit MESSERSCHMIDT in Halle im Herbst 1959, zu der sich der Verfasser die Unterstützung von SCHNEIDER-CARIUS gesichert hatte, führte zu der klaren Erkenntnis, daß MESSERSCHMIDT nicht die Absicht hatte, aus dem Forschungsetat für Höhenstrahlungsmessungen, den er gleichzeitig verwaltete und nutzte, auch nur eine Mark abzugeben. So schien es daher geraten, die angefangenen Arbeiten auf dem Gebiet der hochatmosphärischen Windmessungen zielsuchend fortzusetzen. Den Ausschlag hatte wohl letztendlich BERG (Köln) mit einem Kolloquiumsvortrag in Leipzig über die von ihm schon sehr weit vorangedachten Entwicklungen (zu deren Realisierung er größtenteils nicht mehr gekommen ist) und der Kontakt mit FAUST (Offenbach) gegeben.

Der von dem Betroffenen damals sicher als schmerzlich empfundene Umstand, daß 1960 in Leipzig im Fach Meteorologie nicht immatrikuliert wurde und es daher für einen gebürtigen Leipziger kaum eine Alternative zum Warten gab, sollte sich später als einer der glücklichen Zufälle erweisen, die die Arbeiten an einem Observatorium dann über Jahrzehnte prägen können. Er führte im Sommer 1960 den Abiturienten DIERK KÜRSCHNER als Praktikanten an das Observatorium. Sein sofort sichtbares Interesse, gepaart mit guten Schulkenntnissen und Erfahrungen in der Radiobasterei, die damals das Feld war, auf dem sich heute die Computer-Freaks tummeln, ließen ihn sehr schnell Zugang zu unseren Arbeiten finden und führte dazu, daß die Verbindung auch während des sich von 1961-66 anschließenden Physik-Studiums an der Universität Leipzig nicht

abriß. Seine Diplomarbeit befaßte sich bereits mit dem Aufbau einer ersten Vorstufe für die heute vollständige Automatisierung unserer Messungen, die 1972 in origineller Weise in der Dissertation ausgebaut und deren Entwicklung bis zum heutigen Tage entsprechend der ständig erweiterten Möglichkeiten insbesondere der elektronischen Datenverarbeitung fortgesetzt wurde. Rückblickend kann man sagen, daß die Zusammenarbeit des Verfassers mit KÜRSCHNER zu einer vollendeten Symbiose in der wissenschaftlichen Arbeit geführt hat, wie sie über mehr als drei Jahrzehnte einem so kleinen "winning team" nur selten zu Teil wird.

### 3. Die Meß- und Auswertemethode

Das Prinzip der hochatmosphärischen Windmessungen beruht auf einer Idee, die ursprünglich von RATCLIFFE und PAWSEY 1933 geäußert, 1935 von PAWSEY konkretisiert und zu Beginn des Krieges von KRAUTKRÄMER in Buschbell bei Köln offenbar erstmalig systematisch in die Praxis umgesetzt wurde, vermutlich nicht ganz ohne die Absicht, die als kriegswichtig eingestuft (und nur 1943 in einem verschollenen Bericht der Zentrale für das wissenschaftliche Berichtswesen der Luftfahrtforschung nachweisbaren) Arbeiten zu nutzen, um einen kleinen Mitarbeiterstamm vor dem Fronteinsatz zu bewahren. Sowjetische Kriegsgefangenschaft und zu späte Veröffentlichung 1950 führten zum Verlust der Priorität, so daß die Methode heute besonders im angelsächsischen Schrifttum mit dem Namen MITRA verknüpft wird, dessen Arbeit 1949 erschien. Sie fußte auf Entwicklungen, die unmittelbar nach dem Krieg in England 1947 auf Anregung von RATCLIFFE in Cambridge wieder aufgenommen worden waren. Gleichzeitig hatte BRIGGS 1950 im selben Hause die elegante Theorie der "full correlation analysis" für die Interpretation der Messungen zu entwickeln begonnen und wenig später (1955) PHILLIPS die erste brauchbare Automatisierungsvariante vorgeschlagen.

Wir wollen an dieser Stelle auf allzu spezifische Details verzichten und die Methode in Form einer Analogie erläutern: Ein Beobachter, der bei sonnigem Wetter auf einem Berggipfel den Wolkenzug beobachtet, kann im Vorland die Wolkenschatten über Wiesen und Felder wandern sehen. Stellt man (minimal) drei Personen so im Vorland auf, daß sie nicht gerade in einer Linie stehen, so läßt sich aus den Zeitdifferenzen zwischen den Durchgängen der Schattengrenzen durch diese Beobachtungspunkte, die die Personen mit zu einem festen Zeitpunkt gestarteten Stoppuhren erfassen könnten, bei Kenntnis der Geometrie des Meßdreiecks der Schatten- und damit auch der Wolkenzug nach Richtung und Geschwindigkeit bestimmen. Nimmt man an, daß sich die Wolken mit dem Wind bewegen und Form und Größe während der Zeit, in der ihre Schatten auf der Erdoberfläche zur Messung benutzt werden, nicht wesentlich verformen, so ist die Luftbewegung abschätzbar. Natürlich können nur solche Wolken zur Messung verwendet werden, deren Schatten alle Meßpunkte des Dreiecks erreichen, und es ist vorstellbar, daß die Messungen mit Wolken, die im horizontalen Querschnitt der Kreisform nahekommen, die geringsten Schwierigkeiten machen werden.

In unserem Fall sind die Sonne durch Sender (einen oder mehrere), die Wasserwolken durch Elektronenwolken, die Schatten auf der Erdoberfläche durch Feldstärkemuster, Amplitudenmuster genannt und gebildet aus dem im Referenzpunkt reflektierten Signal, und die Beobachter durch Funkempfänger ersetzt. Die Elektronenwolken gehören zu einer Strukturierung des hochatmosphärischen Plasmas, von der meist nur die herausgehobenen Schichten (E-Schicht [KENNELLY-HEAVISIDE-Schicht], F-Schicht [AP-

PLETON-Schicht]) bekannt sind. Wir haben für die Elektronendichte  $N$  ungeachtet dessen, daß  $N$  im wesentlichen eine Funktion der Höhe  $h$  und der Zeit  $t$  ist, in jedem Niveau mit kleinräumiger Variabilität zu rechnen, die letztendlich zu einer rauen Reflexionsfläche führt.

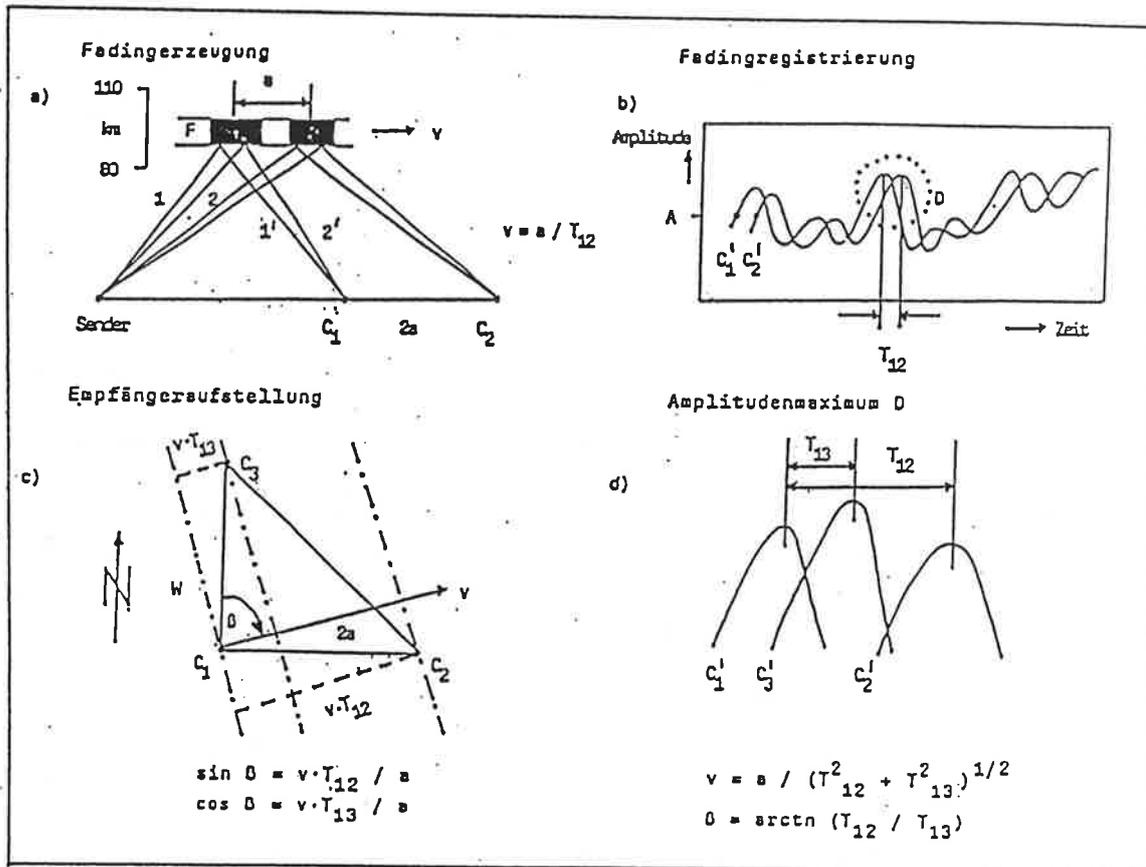


Abb. 1: Zur Erläuterung des "closely-spaced-receiver"-Meßverfahrens und der "similar-fades"-Auswertemethode für LW-Windmessungen in der Hochatmosphäre.

Betrachten wir in Abb. 1a einen von dem Sender S ausgehenden primären Funkstrahl 1, so wird die Reflexion an der rauen Unterseite der ersten schwarz markierten Struktur zur Bildung eines ganzen Bündels von Sekundärstrahlen führen, deren Phasen und Amplituden völlig zufällig verteilt sind. Ein Strahl (1') aus diesem Bündel erreiche den Empfänger in C<sub>1</sub>. Für einen zweiten Primärstrahl 2 gelte dasselbe. Die erste schwarz markierte Struktur ist gerade so groß gezeichnet, daß alle von ihr reflektierten Primärstrahlen noch einen Sekundärstrahl zum Meßpunkt C<sub>1</sub> schicken können. Wir haben nicht die Bündel, wohl aber die beiden Sekundärstrahlen 1' und 2' in Abb. 1a eingetragen. Viele solche Sekundärstrahlen, die alle untereinander interferenzfähig sind, überlagern sich zu einer Resultierenden, die in Abb. 1b auf der Kurve C<sub>1</sub> durch einen Punkt in der Höhe A auf der Ordinate markiert ist.

In der Zeichenebene mit dem Wind mitbewegte in der Fläche F nachfolgende Strukturen werden zu anderen Resultierenden, größeren, kleineren oder auch gleichen, führen, und somit am Empfängerausgang des Punktes C<sub>1</sub> eine Spannungsvariation entstehen lassen, die wir in Abb. 1b in der Kurve C<sub>1</sub> wiedergegeben haben. Man nennt diese Variation

ein Fading, und der zugrundeliegende Prozeß ist einer von vielen Prozessen, die zu einem Fading führen können.

Nimmt man nun an, daß sich die betrachtete, als schwarzer Block gezeichnete Elektronendichtestruktur unverformt mit der Geschwindigkeit  $v$  über die Strecke  $a$  bewegt (Abb. 1a), so wird nach einer Zeit  $T_{12} = a/v$  dasselbe Fading am Meßpunkt  $C_2$  ablaufen und das Aussehen von  $C'_2$  in Abb. 1b haben.

Weht der Wind nicht gerade zufällig in Richtung der Punkte  $C_1C_2$ , so benötigt man eine 3-Punkt-Aufstellung nach Abb. 1c. Nimmt man an, daß sich das Amplitudenmaximum  $D$  aus Abb. 1b über die Empfangsanordnung  $C_1C_2C_3$  bewegt, so lassen sich die zur Berechnung von Windrichtung  $\beta$  und Windgeschwindigkeit  $v$  benötigten Zeitdifferenzen  $T_{12}$  und  $T_{13}$  aus Abb. 1d gewinnen.

Damit ist das Grundschema der sogenannten "closely spaced receiver"-Aufstellung bei Auswertung nach der "similar fades"-Methode skizziert. Eine nähere Untersuchung der Verhältnisse hat, so einfach das Prinzip auch scheinen mag, eine Vielzahl von Problemen ans Licht gebracht, die, heute vielfach gelöst oder vergessen, zu ihrer Zeit als philosophische Kategorien gehandelt wurden. Drei Überlegungen drängen sich auf: Die Bewegung der Ladungsträgerdichtestrukturen über die Strecke  $a$  in Abb. 1a kann kaum ohne eine Verformung verlaufen. Für die Verformung müßte schon die Turbulenz sorgen, die zu einer Streuung der über ein gewisses Mittelungsintervall aufgenommenen Zeitdifferenzen und somit auch zu einem Verlust der Identität der in Abb. 1b nur als zeitverschoben angesehenen Fadingabläufe  $C'_1$  und  $C'_2$  führen sollte. Das bringt uns unmittelbar zu der Überlegung, daß man zur Gewinnung von Geschwindigkeitsmittelwerten  $\underline{v}$  nicht von den mittleren Zeitdifferenzenwerten  $\underline{T}$  ausgehen darf. Im Extremfall völliger Turbulenz und vernachlässigbarer Translation ergäbe sich nämlich aus  $\Sigma T = 0$  ein  $v = a/\underline{T} = \infty$  anstelle von  $v = 0$ , ein sehr ungewolltes Ergebnis und dabei, wie aus der Literatur hervorgeht, gar nicht so offensichtlich, wie man annehmen möchte.

Nun liegt aber natürlich die Schlußfolgerung nahe, daß in dem Verlust an Identität zwischen den Fadingverläufen  $C'_1$ ,  $C'_2$  und  $C'_3$  eine Information über die Turbulenz steckt, und daß der Zugang dazu über einen Wert  $v' = a/\underline{T}$  zu finden sein sollte, wenn man den singulären Punkt  $\Sigma T = 0$  ausschließt. Tatsächlich haben Untersuchungen gezeigt, daß man eine Größe  $v_c = v \sqrt{((v'/v) - 1)}$  gewinnen kann, meist als "chaotic velocity" bezeichnet, die nach nicht ganz einheitlicher Auffassung der Turbulenz proportional sein müßte. Auf jeden Fall ist bei  $v' = v$  das  $v_c = 0$ . Wir benutzen das  $v_c$  als Gewichtungsfaktor für die Bewertung der gemessenen  $v$  bei weiterführenden Analysen. Das zweite Problem betrifft die Voraussetzung der Orthogonalität von Wellenfront und Windrichtung in Abb. 1c. Sie ist nur bei völlig isotropen Amplitudenmustern gegeben. Bei in der Regel anzunehmender Anisotropie der Amplitudenmuster (hier spielt das Erdmagnetfeld eine Rolle; in niederen Breiten ist die Verzerrung in meridionaler Richtung so groß, daß man mitunter nur die Zonalkomponente des Windes befriedigend messen konnte) ergeben sich von  $90^\circ$  abweichende Winkel  $\delta$  und die gemessene Windgeschwindigkeit  $v$  wird um den Wert  $v(1 - \cos \delta)$  zu klein. PÜTTER hat 1955 auf der schon genannten Konferenz in Cambridge Gedanken über eine mögliche Abhilfe vorgetragen und damit einem vermutlich so gar nicht existierenden Sachverhalt seinen Namen gegeben: Wenn die nacheinander über die Empfängeraufstellung hinwegziehenden, durch Ellipsen anzunähernden Amplitudenmuster alle eine verschiedene Orientierung hätten, so würden alle gemessenen Windvektoren  $v_p$  auf dem Kreisumfang über der wahren Windgeschwindigkeit  $v$  als Durchmesser liegen (PÜTTER-Kreis). Bei Gleich-

verteilung der Winkel (das schließt eigentlich schon die Richtwirkung des Erdmagnetfeldes aus) ergäbe sich  $v = 3v_p/2$ , bei Verteilung nach einem Exponentialgesetz, etwa nach  $\exp(-tg^2\delta)$ , würde  $v = 2v_p$ . Ein Ausgleich der Einzelmessungen nach einem Kreisumfang brächte dann die Lösung. Da das praktisch besonders in der Vor-Computerzeit beträchtliche Schwierigkeiten gemacht hätte, hat PÜTTER noch gezeigt, daß ein Ausgleich der einzelnen Zeitvektoren  $T$  nach einer Geraden denselben Zweck erfüllt. In der Praxis und auch nach unseren Analysen mit einem umfangreichen Datenmaterial, gerechnet mit der noch zu besprechenden vollständigen Korrelationsanalyse auf dem ZRA1 des Organisations- und Rechenzentrums der Universität Leipzig in den sechziger Jahren, (1979 haben wir dann den ersten eigenen Rechner installiert, 1986 begann für uns das Zeitalter der Mikroelektronik) hat sich gezeigt, daß die elongierten Amplitudenmuster eine ziemlich enge Richtungsverteilung aufweisen, so daß für den Ausgleich nur ein sehr geringes Umfangstück des Kreises zur Verfügung stünde. Immerhin haben beide Probleme dazu geführt, Analyseverfahren zu beachten, die über die bloße Zeitdifferenzenablesung an Extremwerten der Fadingverläufe hinausgehen.

Das dritte Problem ist von etwas anderer Natur. Messungen der vorgestellten Art lassen ohne zusätzliche Kenntnisse prinzipiell nicht zwischen Windbewegungen und Wellen unterscheiden. Um bei dem bereits benutzten Analogon zu bleiben: Der Betrachter auf dem Berggipfel kann nicht unterscheiden, ob die beobachtete Bewegung der Halme an der Oberfläche eines Kornfeldes von Wellenbewegungen herrührt, deren Ursache unbekannt sein könnte, oder ob sich das Feld über die Unterlage bewegt. Die Entscheidung wird durch zusätzliches Wissen über die Natur eines Kornfeldes geliefert. Im vorliegenden Fall könnte die Entscheidung aus einer feststellbaren Dispersion kommen. Läßt sich eine Dispersion, also eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit  $v$  von der Fadingperiode finden, dann spräche das zumindest für Wellenanteile. Diesem Gedanken ist eine Zeitlang, ausgehend von Arbeiten von JONES & MAUDE, intensiv nachgegangen worden, und natürlich wurde auch eine Dispersion gefunden. Später konnte dann an Hand von Modellrechnungen mit den nunmehr zur Verfügung stehenden Rechenmöglichkeiten gezeigt werden, daß sich die gefundene scheinbare Dispersion durch eine Änderung der Windgeschwindigkeit  $v$  während des Mittelungszeitraumes zwanglos erklären läßt. Heute ist das kein Thema mehr: Wellenbewegungen werden besser aus Zeitdifferenzen in den Windvariationen an drei oder mehr Reflexionspunkten der eingesetzten Sender abgeleitet, und sie dürften immer dann existieren, wenn sich auch tatsächlich eine Phasengeschwindigkeit und eine Ausbreitungsrichtung bestimmen läßt. Windvariationen auf einer einzelnen Meßstrecke, auch wenn sie in den erwarteten Periodenbereich fallen, unbesehen als interne Schwerewellen zu interpretieren, ist unzulässig!

Die ersten beiden Probleme (Verformung des Amplitudenmusters und Schiefe der Wellenfront) lassen sich durch ein Verfahren lösen, das unter dem oben genannten Namen "vollständige Korrelationsanalyse" ([temporal] full correlation analysis) bekanntgeworden ist. Es bestimmt die erforderlichen mittleren Zeitdifferenzen  $\underline{T}$  nicht aus der Betrachtung individueller Fadingextrema, sondern aus der Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktionen zwischen je zwei Fadingverläufen über ein vorgegebenes Integrationsintervall. Die Kreuzkorrelationsfunktion entsteht aus der Berechnung von Kreuzkorrelationskoeffizienten unter fortlaufender Verschiebung beispielsweise der Funktion  $C_2$  gegen die Funktion  $C_1$ , aus Bild 1b auf einem festen Zeitraster. Das Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion liefert dann ersichtlich das gesuchte  $\underline{T}$ . Unter Zuhilfenahme der ebenso berechenbaren Autokorrelationsfunktionen aller Fadingregistrierungen (die

theoretisch bei völlig stochastischem Fading identisch sein sollten, in der Praxis aber unterschiedlich sind und gemittelt werden müssen), lassen sich dann tatsächlich der wahre Windvektor über die Tangente an das elliptische Amplitudenmuster (die sogenannte Korrelationsellipse) und zusätzlich die "chaotic velocity"  $v_c$  ableiten. Darüberhinaus kann man Angaben über die Orientierung der Korrelationsellipse und die Größen ihrer beiden Achsen machen. Voraussetzung ist, daß für den Außenrand der Ellipse ein bestimmter Wert der Autokorrelationsfunktion vorgegeben wird. Meist wird 0.5 oder  $e^{-0.5} = 0.61$  benutzt. Die erhaltenen Strukturparameter beziehen sich dann auf die Ladungsträgerdichtestrukturen im Reflexionsniveau. Ihre Interpretation läuft, um wieder in unserem Bilde des Beobachters auf dem Berggipfel zu bleiben, auf die Beantwortung der Frage hinaus, welche Stelle am Berghang man wählen sollte, um seine Grundfläche zu bestimmen. Ein zu hoch gelegter Ansatz schneidet nur die Kuppe ab, ein zu tiefer bezieht dagegen das Umland mit ein.

Später ist die Methode um die "spatial full correlation analysis" ergänzt worden. Hier wird die Ableitung der Windbewegung und der Strukturgrößen nicht aus der zeitlichen Analyse vieler über die Empfangsanlage wandernder Amplitudenmuster, sondern durch gleichzeitige Ausmessung eines Amplitudenmusters in einem großflächigen Array zu zwei eng benachbarten Zeitpunkten vorgenommen. Das Verfahren bietet theoretisch einige Vorteile, ist aber im LW-Bereich auf Grund des hohen Flächenbedarfes nicht einsetzbar und auch im KW-Bereich bis auf Ausnahmen kaum benutzt worden.

Die Alternative Korrelationsanalyse - "similar fade"- Methode hat in der Folgezeit teilweise heftige Debatten ausgelöst, die, wenn man BURKE (persönliche Mitteilung) glauben darf, um 1970 bis zu Publikationsverweigerungen führten. Sie litten offenbar etwas an der Unterstellung, daß die damals infolge unabdingbaren Computereinsatzes nicht von allen Einrichtungen anwendbare Korrelationsanalyse als das non plus ultra und die "similar fades"- Methode als das Mittel des armen Mannes galt, wobei alle anderen Argumente in den Bereich der Fabel vom Fuchs und den Weintrauben verwiesen wurden. Tatsächlich gibt es durchaus Gesichtspunkte, die neben der unbestritten sehr viel größeren Einfachheit und Robustheit die "similar fades"- Methode vorteilhaft erscheinen lassen, insbesondere im Hinblick auf die Heraushebung des winderzeugten Fadings, die bei der Korrelationsanalyse beispielsweise im Langwellenbereich eine schwer zu handhabende Filtertechnik (mathematische oder technische Filter) notwendig macht, da sonst das langperiodische Fading anderer Entstehung (Polarisationsfading u.ä.) das Ergebnis dominiert. Inzwischen ist die Frage der Rechenmöglichkeiten schon lange kein Gesichtspunkt mehr und die Wahl der Methode wird durch andere Faktoren bestimmt. Eine Rolle spielt beispielsweise, daß die Bestimmung der Strukturparameter ganz in den Hintergrund getreten ist. Unabdingbar wird die Korrelationsanalyse aber dann, wenn aus der komplexen Autokorrelationsfunktion eine Ableitung der sonst unzugänglichen vertikalen Windkomponente angestrebt wird. Eine Ausweitung des Verfahrens in dieser Richtung wird am Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn (HOFFMANN 1991) vorbereitet. Am Observatorium Collm wird die "similar fades"- Methode in einer speziellen Form verwendet, die eine vollständige Automatisierung bis hin zur Bildschirmwiedergabe der momentanen Höhen-Wind-Verteilung zuläßt.

#### 4. Die Meßanlage am Observatorium Collm

1972 wurde das 1956 aufgebaute Meßdreieck auf 7 Punkte erweitert, in einer Form (Abb. 2, Lageplan GOC mit Array N-V-W-M-B-E-C), die eine Reihe verschieden großer Dreiecke zu bilden gestattet. Das war insofern von Bedeutung, als der Meßpunkt-Abstand stets ein Kompromiß ist zwischen der Forderung nach großem Abstand zur

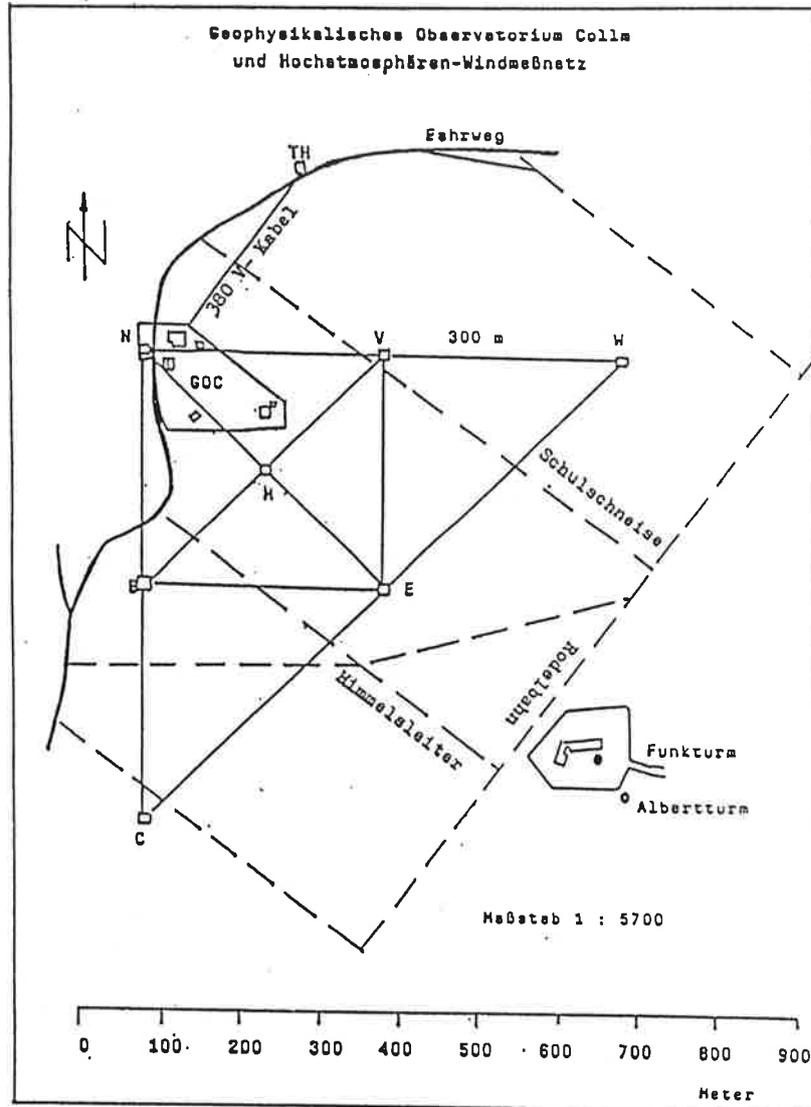


Abb. 2 : Lageplan des Geophysikalischen Observatoriums Collm (GOC)

Vergrößerung der Zeitdifferenzen mit dem Ziel sicherer Bestimmung und Verringerung des relativen Fehlers und der Bewahrung hinreichender Ähnlichkeit der Fadingverläufe, die bei zu großem Abstand infolge der Verformung der Ladungsträgerdichtestrukturen im Reflexionsniveau irgendwann verloren geht. Außerdem muß verständlicherweise die Größe der Zeitdifferenzen deutlich unter der Fadingrate bleiben, und die Fadingrate hängt wiederum von der Arbeitsfrequenz ab. Eine optimale Meßanlage sollte daher wechselnden Anforderungen genügen und ein breites Testfeld offenhalten. Wir finden diese Überlegung auch bei den großen MST-Radar-Anlagen wieder, die, falls mit einem

Modus gefahren, der der hier betrachteten "closely spaced receiver" - Methode entspricht, in diesem Punkt besonders große Variationsmöglichkeiten bieten.

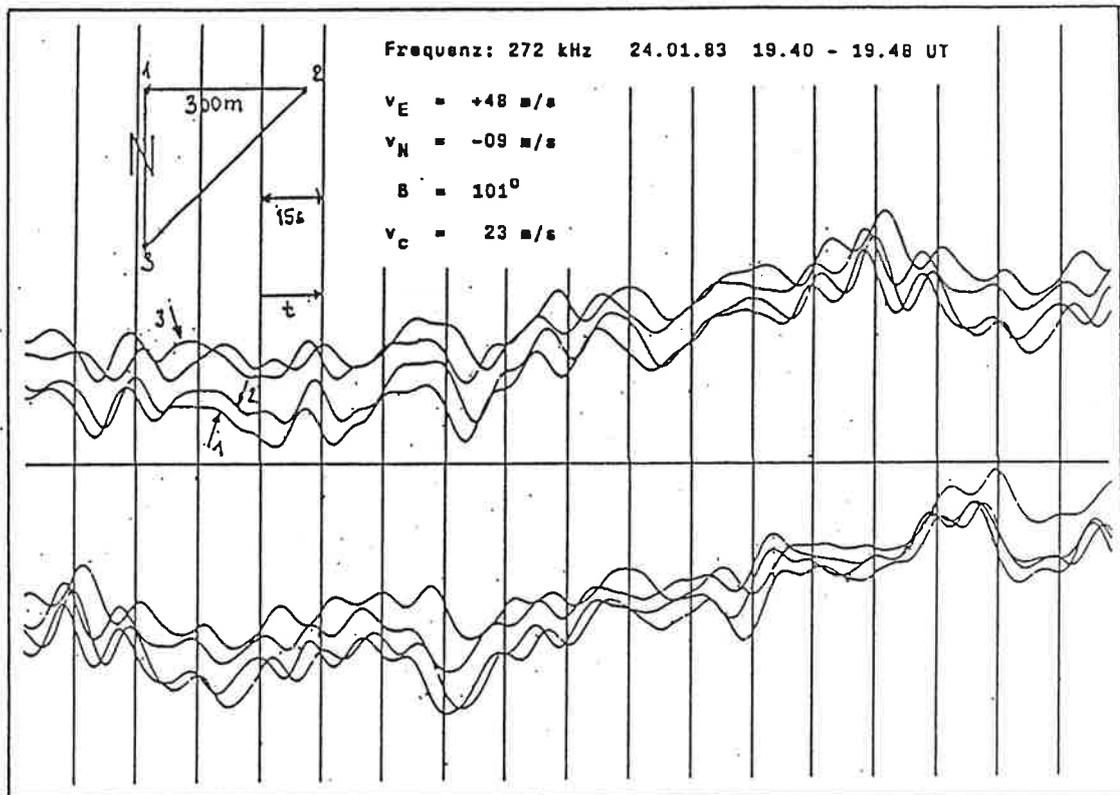


Abb. 3: Beispiel einer Fadingregistrierung auf 272 kHz über 400 km (Sender Topolna, Tschechische Republik) mit Angabe der abgeleiteten Windfeldparameter.

Am GOC werden derzeit Messungen auf 177 kHz (Standort: Zehlendorf bei Berlin; Entfernung: 170 km), 225 kHz (Standort: Plock an der Weichsel; Entfernung 460 km) und 270 kHz (Standort: Topolna bei Brünn; Entfernung: 400 km) durchgeführt. Fadingregistrierungen der eingangs beschriebenen Art dienen nur noch Kontrollzwecken. Abb. 3 zeigt einen Ausschnitt einer solchen Registrierung auf 272 kHz (die Frequenzen der LW-Sender wurden in den achtziger Jahren um 2 kHz vermindert) mit insgesamt vier Fadingsspuren, wobei die vierte zu einem zur Sicherheit mitregistrierten vierten Meßpunkt gehört. Eingetragen sind die berechneten Mittelwerte für die zonale ( $v_E$ ) und meridionale ( $v_N$ ) Geschwindigkeitskomponente für das Halbstundenintervall, aus dem die Abbildung nur einen Ausschnitt von etwa 9 Minuten zeigt, die Azimutrichtung  $B$ , in die die Bewegung geht ("Driftrichtung"), und das bereits erwähnte  $v_C$ .

Dieses Registrierungsverfahren, als Standardverfahren für auch nur annähernd kontinuierliche Messungen unter meteorologischen Gesichtspunkten viel zu aufwendig, wurde bereits 1973 mit der Inbetriebnahme einer voll einsatzfähigen automatischen Anlage verlassen. Das führte unmittelbar zu einer eindrucksvollen Reduzierung des Arbeitsaufwandes und zu einer Steigerung der Meßdichte in einen Bereich hinein, der zum ersten Mal die Messungen aus dem Stadium von Stichpunktmessungen herausführte. In der Folgezeit wurde etwa alle 5 Jahre ein wesentlicher Durchbruch in Richtung auf Automatisierung und Einsatz rechen technischer Hilfsmittel (1979 mit der Aufstellung von zwei C8505-

Trommelspeicherrechnern, 1986 mit den ersten Kleincomputern und 1990 mit 386-PC) erreicht. Heute sorgt im aktuellen Meßbetrieb eine komplexe automatische Meßanlage am Zentralpunkt N (Abb. 2) nach einem geeigneten Signaldebugging für eine elektronische Differenzierung der Eingangsspannungen und die Feststellung der Zeitdifferenzen zwischen jeweils zwei Fadingverläufen an Hand der Maxima und Minima, die Nulldurchgänge im differenzierten Signal liefern. Von entscheidender Bedeutung war die Realisierung eines Algorithmus', der korrespondierende Extrema in den Fadingverläufen erkennt und im Sinne der Windfadinganalyse nicht interpretierbare Fadingintervalle unterdrückt. Dieser zentrale Baustein der Anlage ist über Jahre verbessert und den Erfordernissen immer besser angepaßt worden.

Die Wertetripel, bestehend aus den beiden über eine vorgebbare Integrationszeit gemittelten horizontalen Geschwindigkeitskomponenten und der Höhe, werden auf einen Monitor gegeben, der während des täglichen Meßzeitraumes von 12 - 12 Uhr das Bild des mittleren Tagesganges langsam aufbaut, und außerdem über einen Drucker ausgegeben und auf Diskette abgespeichert. Am Ende des festgelegten Tageszeitraumes wird eine Reihe von Analysen angeschlossen, die sich mit den Meßwerten eines Tages durchführen lassen und diesen charakterisieren können. Das auf Diskette gespeicherte Datenmaterial steht dann später zu Monatsanalysen und weiterführenden Untersuchungen zur Verfügung.

Das Problem der Messung der zu jedem Windwert zuzuordnenden Reflexionshöhe als Bezugshöhe bot besondere Schwierigkeiten. Da wir mit Fremdsendern arbeiten, kamen die bekannten Methoden aus der Ionosondentechnik, Frequenzsweepverfahren wie bei den partiellen Reflexionen oder interferometrische Verfahren wie bei den Radarmeteor-messungen nicht in Frage. Ein Phasenvergleich zwischen Raum- und Bodenwelle des Trägers, wie er aus Phasen-Höhen-Messungen (v. COSSART 1976) geläufig ist, schied wegen der Notwendigkeit, zur absoluten Höhenbestimmung zwei Sender unter eng begrenzten Bedingungen benutzen zu müssen, aus. Selbst Höhenänderungsmessungen mit einem Sender, die zeitweise versucht worden waren, erwiesen sich wegen der fehlenden Möglichkeit, die Phasendurchläufe (Wellenlänge um 2 km) exakt zu zählen, als unbrauchbar. Als Ausweg erwies sich 1981 eine Idee von KÜRSCHNER, einen engen Frequenzbereich aus dem gut belegten Modulationsspektrum bei 1.8 kHz zu verwenden. Man kommt damit auf eine fiktive Wellenlänge von fast 170 km und bleibt bei Höhenänderungen mit Sicherheit innerhalb einer Phasenlänge. Die nicht einfache Realisierung dieser Überlegung, die bei einer gewünschten Genauigkeit von 1 km Höhenauflösung eine Messung der Phasenwinkeldifferenz auf 3° verlangt, bildete dann ab dem Beginn der achtziger Jahre die Grundlage zur Berechnung von Höhen-Wind-Profilen mit allen daraus erwachsenen Konsequenzen.

Ignoriert man die Änderungen der Reflexionshöhe über den tageszeitlichen Meßzeitraum und ordnet man den Windwerten eine mittlere Höhe zu, die in der Mehrzahl der Fälle im Höhenbereich von 90-100 km liegt, so läßt sich mit einer einfachen Regressionsanalyse der in erster Linie nur jahreszeitlich veränderliche Grundwind von den tagesperiodischen Windkomponenten trennen und dieser mittleren Höhe zuordnen. Das Verfahren gewinnt an Effizienz, wenn man Angaben über die Polarisation der Gezeitenwindanteile machen und dann beide horizontalen Windfeldkomponenten einem gemeinsamen Ausgleich unterziehen kann (Vektoranalyseverfahren). Tatsächlich darf man in mittleren Breiten im Rahmen der erzielbaren Meßgenauigkeit mit rechtszirkular polarisierten Tiden rechnen. Das so von KÜRSCHNER um 1983 entwickelte Vektoranalyseverfahren ist unseres Erachtens neu und unter gut bedachten Umständen sehr vorteilhaft.

Im Gegensatz zu den Windmessungen mit partiellen Reflexionen, bei denen man die Bezugshöhe aus einem Frequenzsweep mit Überlagerung von gesendetem und empfan- genem Signal (in Juliusruh beispielsweise mit 542 kHz/s) aktiv bestimmen kann, läßt die im LW-Bereich genutzte Totalreflexion keinen gezielten Zugriff auf eine bestimmte Rasterhöhe zu. Wir müssen zur Gewinnung von Höhenprofilen davon ausgehen, daß in einem Zeitraum, der eine Woche nicht unterschreiten sollte, infolge der Variabilität der Elektronendichteprofile alle im Intervall liegenden Höhen mit einer hinreichenden Wertebelegung angeboten werden. In Berücksichtigung dieser Umstände basieren unsere Höhen-Zeit-Schnitte der Windfeldparameter (zonales und meridionales Grundwindfeld, Phase und Amplitude des halbtägigen Gezeitenwindes) einschließlich der Aussagen über die ganztägige Gezeitenwindkomponente in der am dichtesten belegten Schwerpunkthöhe, auf Halbmonats-Höhen-Windprofilen. Dieses feste Zeitraster wird nur dann verlassen, wenn ersichtlich ist, daß jahreszeitliche Windfeldänderungen oder Windfeldstörungen in Zusammenhang mit etwa den SCHERHAGSchen winterlichen Stratosphärenwärmungen eine andere Intervallbildung sinnvoll erscheinen lassen.

Die Berechnung der Höhen-Wind-Profile erfolgt in der Regel nach dem Vektoranalyseverfahren als multiple Regressionsanalyse mit höhenabhängigen Koeffizienten, kontrolliert durch ständige Mitführung der Einzelkomponentenanalysen. Das Verfahren bietet auf modernen Rechenanlagen keinerlei Schwierigkeiten und beinhaltet im Kern die Lösung eines linearen Gleichungssystems aus  $2(p+1)(q+1)$  Gleichungen, wobei  $p$  die Anzahl der Harmonischen und  $q$  der Grad des Höhenausgleichs ist. Bei ganz- und halbtägiger Gezeitenwindkomponente, Einbeziehung der bekannten quasi-zweitägigen Variation und kubischem Höhenausgleich ergibt sich so ein System mit 32 Gleichungen, das im Winter für einen Halbmonat mit etwa 500-600 Halbstundenmittelwerten für das Höhe-Wind-Tripel durchgerechnet werden muß. Eine ausführliche Darstellung des Verfahrens findet sich in SCHMINDER & KÜRSCHNER (1990). Hier sei nur der Ansatz für die beiden horizontalen Windkomponenten  $v_z(t,h)$  und  $v_m(t,h)$  angegeben, wobei  $z$  der Index für die Zonalkomponente,  $m$  der Index für die Meridionalkomponente,  $h$  die Höhe,  $t$  die Zeit und  $\omega$  die Kreisfrequenz der Harmonischen (Gezeitenwindanteile) sind. Die  $a_{ok}$  beschreiben den Grundwind und die  $b_{jk}$  und  $c_{jk}$  die Gezeitenwindkomponenten:

$$v_z(t,h) = \sum a_{okz} h^k + \sum ( \sum b_{jk} h^k \sin \omega_j t + \sum c_{jk} h^k \cos \omega_j t )$$

$$v_m(t,h) = \sum a_{okm} h^k + \sum ( \sum b_{jk} h^k \cos \omega_j t - \sum c_{jk} h^k \sin \omega_j t )$$

Die zweite Summe jeder Zeile läuft von  $j = 1$  bis  $p$ , alle anderen Summen laufen von  $k = 0$  bis  $q$ . Der Vektoransatz wird darin ersichtlich, daß in den Gleichungen für die beiden horizontalen Windkomponenten dieselben Koeffizienten  $b_{jk}$  und  $c_{jk}$  vorkommen, nur mit verschiedenem Vorzeichen und anderer Zuordnung zu den Winkelfunktionen. Die Höhe  $h$  muß aus der direkt gemessenen "scheinbaren" Höhe  $h'$  durch einen halbempirischen Ansatz über die Retardierung des Signals im ionosphärischen Plasma gefunden werden. Wir wollen auf diese recht komplizierte Frage, die aus der Abweichung der Gruppengeschwindigkeit von der Phasengeschwindigkeit im Falle von Dispersion herrührt, nicht näher eingehen.

## 5. Ergebnisse

Seit 1990 wird versucht, den Höhenraum für die Höhen-Zeit-Schnitte zu erweitern und die zeitliche Belegung durch Meßwerte zu verbessern. Ideale Bedingungen bietet dazu die Einbeziehung der Winddaten aus partiellen Reflexionen am Observatorium Juliusruh des schon genannten Institutes für Atmosphärenphysik (IAP) an der Universität Rostock in Kühlungsborn, da die Messungen mit unserem LF-Windprofiler die Nachtzeit und den Höhenbereich von 80-110 km, die MF-Radarmessungen in Juliusruh dagegen die Tagesstunden und den Höhenbereich von 70-95 km umfassen, so daß eine zeitliche und räumliche Überlappung gegeben ist. Dazu kommt, daß auf Grund der traditionell sehr engen Zusammenarbeit mit dem IAP die Möglichkeit besteht, zur Bildung von Höhen-Wind-Profilen auf die anderenorts meist notwendige Aneinanderheftung separat gerechneter Profile mit allen daraus resultierenden Problemen der Anschlußstellen zu verzichten und das Gesamtmaterial einer gemeinsamen Regressionsanalyse mit einem Programm zu unterziehen. Ein Beispiel zeigen die Abb. 4(a-d) mit den Höhen-Zeit-Schnitten für 1992, wobei wegen der erwähnten Voraussetzung rechtszirkularer Polarisation für die halbtägige Tide nur die zonale Phase und Amplitude wiedergegeben werden muß: die meridionale Phase liegt 3 Stunden früher und die meridionale Amplitude ist von gleicher Größe wie die zonale. Die Phasenwerte in Abb. 4c geben den Zeitpunkt des Maximums der Bewegung nach E an. In den Abb. 4a und 4b wird die in der Meteorologie übliche Definition der Windrichtung benutzt, d.h., das Symbol E meint einen Ostwind, also einen aus Osten kommenden Wind. Es ist üblich, West- und Südwinde mit positivem Vorzeichen zu versehen.

Betrachten wir die Windverhältnisse im Höhenbereich von 70 km bis 110 km im Detail: Abb. 4a gibt den zonalen Grundwind wieder. Das Bild wird dominiert durch das sommerliche mesosphärische Ostwindssystem mit Geschwindigkeiten bis zu 45 m/s in 80 km Höhe und einer oberen Grenze bei etwa 92 km und dem darüberliegenden Westwindssystem. Die Änderungen in Windrichtung und Vorzeichen des vertikalen Gradienten in den Äquinoktien sind typisch für die Zirkulation in diesen Höhen. Das Hinaufreichen des sommerlichen Ostwindbereiches im Frühjahr bis in Höhen von annähernd 110 km Höhe ist in den einzelnen Jahren in der Regel besser ausgeprägt, als die mit der thermosphärischen Zirkulation verknüpfte Ostwindperiode im Herbst. In 100 km Höhe sieht der Beobachter den in früheren Jahren von vielen Autoren immer wieder hervorgehobenen Jahrgang des Windes mit Westwind im Sommer und Winter und meist sehr scharf begrenzten Ostwindperioden im Frühjahr und Herbst, wobei die vordere Flanke des herbstlichen Ostwindbandes eine bemerkenswert kalenderfeste Ausbildung aufweist.

Abb. 4b zeigt für den meridionalen Grundwind einen weitaus einfacheren vertikalen Aufbau. Im Sommer liegt die Grenze zwischen Südwind (unten) und Nordwind (oben) bei etwa 85 km, im Winter kann der Südwind, unterschiedlich in den einzelnen Jahren, bis über 100 km hinaufreichen. Die Geschwindigkeiten sind in derselben Höhe meist sehr viel geringer, als in der Zonalkomponente. Meridionale Windkomponenten sind besonders im Hinblick auf die Abschätzung der großräumigen Vertikalbewegung von Interesse. Die am GOC verwendete Meßmethode gestattet keine Bestimmungen von Vertikalbewegungen.

Abb. 4c liefert mit der zonalen Phasenposition der halbtägigen Gezeitenkomponente eine Darstellung, die mit den sehr schnellen Phasenänderungen in den Äquinoktien Zusammenhänge mit dem Temperaturfeld in der Anregungszone (Stratosphäre) deutlich

Zonal Winds  $v$  (m/s) from LF/MF Radars 1992

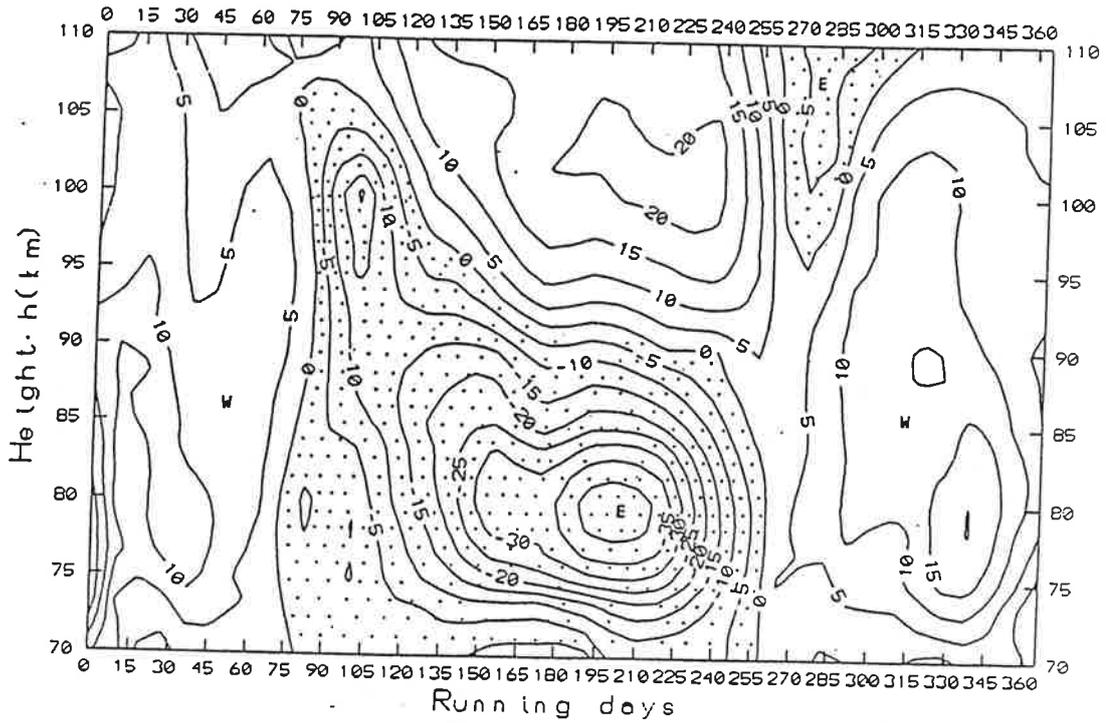


Abb. 4a: Höhen-Zeit-Schnitt für den zonalen Grundwind

Meridional Winds  $v$  (m/s) from LF/MF Radars 1992

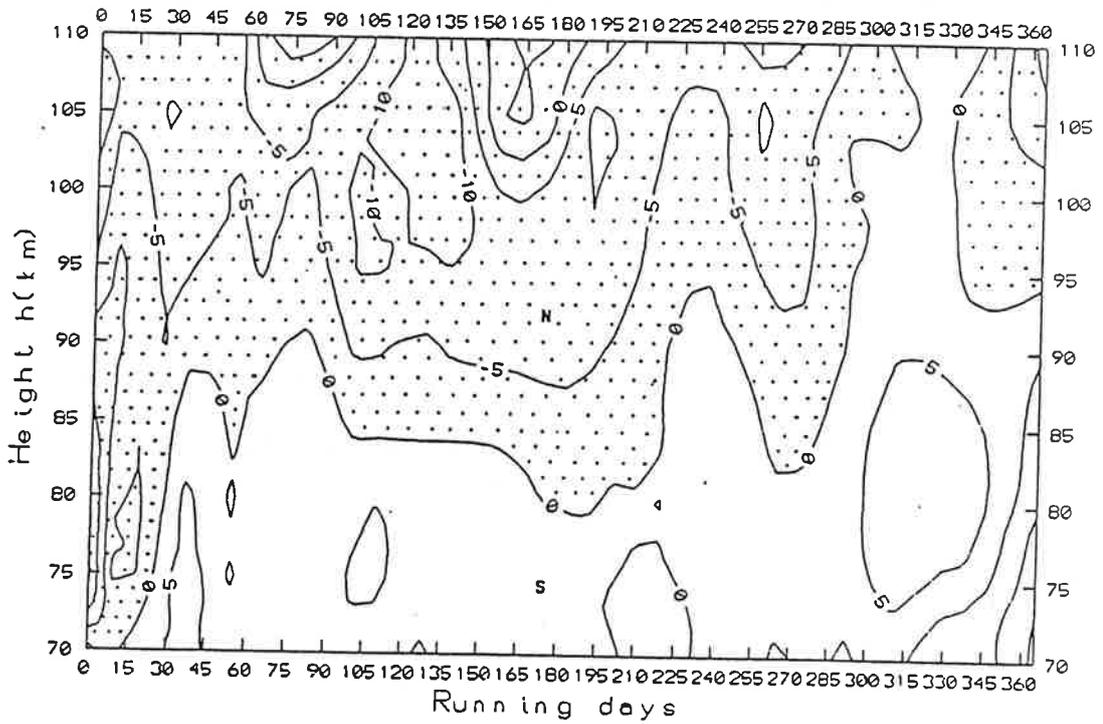


Abb. 4b: Höhen-Zeit-Schnitt für den meridionalen Grundwind

12h Tide (Phase, LMT) from LF/MF Radars 1992

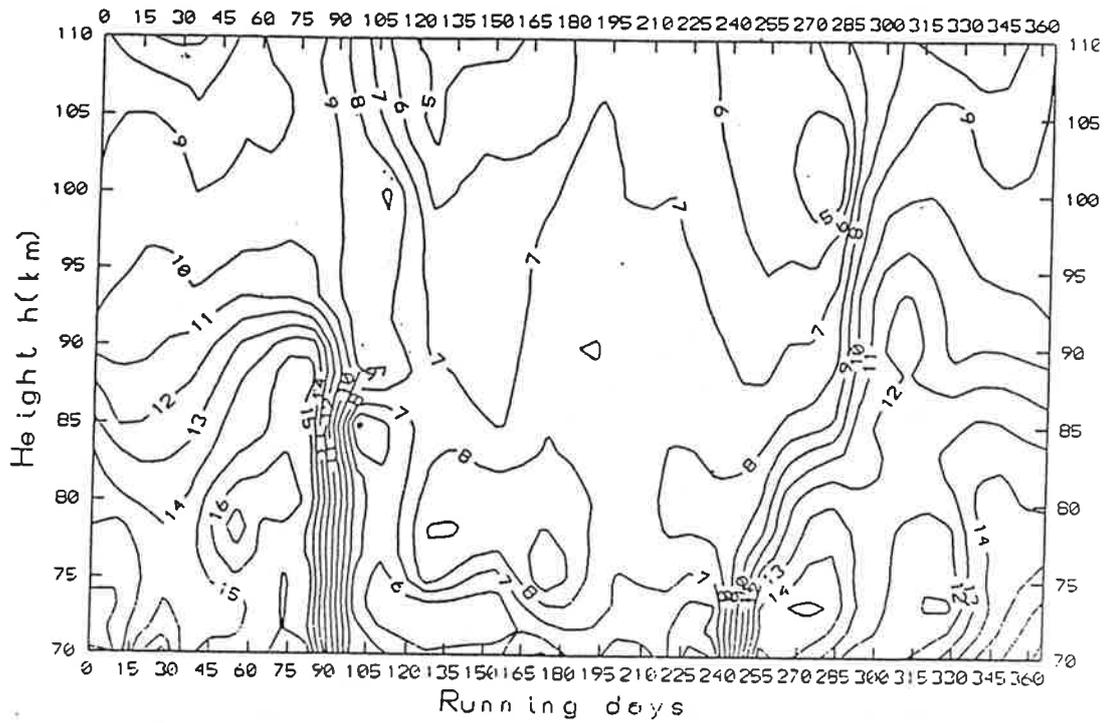


Abb. 4c: Höhen-Zeit-Schnitt für den Zeitpunkt des Maximums des ostwärts gerichteten halbtägigen Gezeitenwindes

12h Tide (Amplitude, m/s), LF/MF Radars 1992

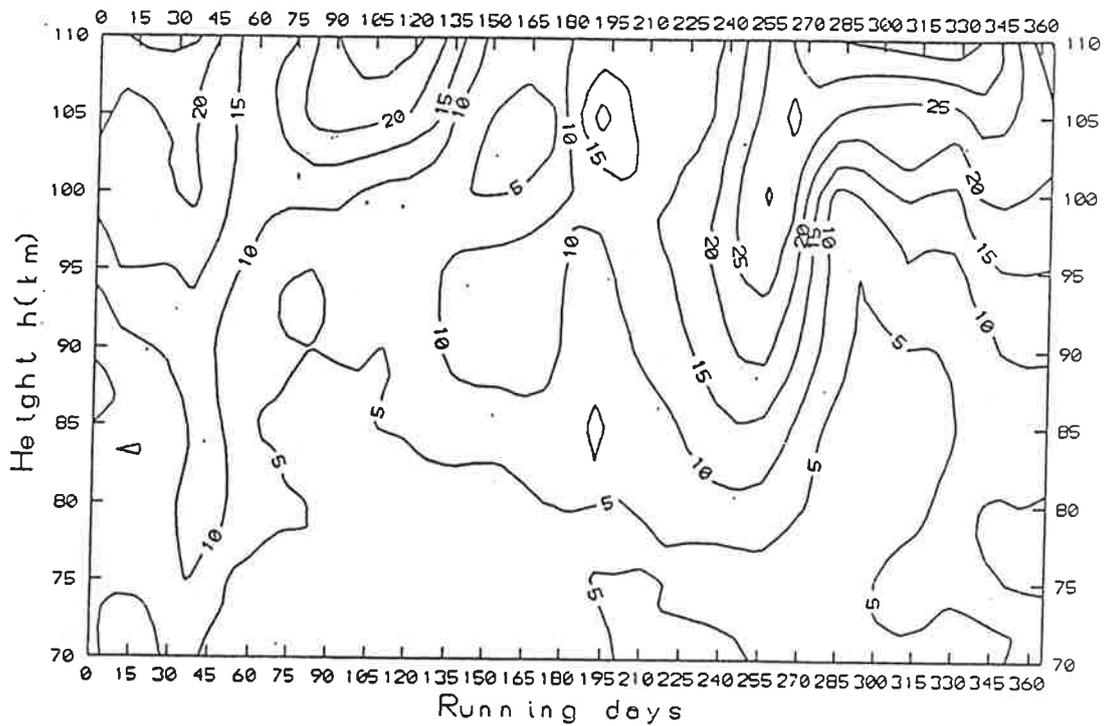


Abb. 4d: Höhen-Zeit-Schnitt für die zonale bzw. meridionale Amplitudenkomponente des halbtägigen Gezeitenwindes

macht. Aus der Phasenänderung mit der Höhe läßt sich die vertikale Wellenlänge abschätzen. Betrachtet man den rechten Bildrand, so erkennt man, daß das ostwärtige Maximum des halbtägigen Gezeitenwindes in 80 km Höhe bei 14 LMT und in 105 km Höhe bei 9 LMT liegt. Die vertikale Wellenlänge einer 12-Stunden-Welle beträgt demnach 60 km. Die Amplitude des halbtägigen Gezeitenwindes (Abb. 4d) steigt im Mittel mit der Höhe an und zeigt in festen Höhen ebenfalls charakteristische Jahressgänge.

Die Auswirkungen von Stratosphärenerwärmungen, die bei major events in unserem Höhenbereich in einer Umkehr der zonalen Grundwindrichtung und manchmal in der Vergrößerung der Amplitude des halbtägigen Gezeitenwindes (einschließlich von Phasenänderungen, die Sommerbedingungen simulieren) bestehen, können in dem Maßstab der Abb. 4 a-d nicht abgebildet werden. Dasselbe trifft auf die quasi-zweitägige Welle zu, die ihr Maximum vom 20. Juli bis 10. August jedes Jahres hat, teilweise aber über diesen Zeitraum auch hinaus geht. Ein zweites schwächeres Maximum dieser wohl ganzjährig vorhandenen Oscillation wird mitunter im Januar beobachtet. Bei der Separation von Grund- und Gezeitenwind bleibt dieser Anteil im Grundwind und führt dort, im Maßstab der Abbildungen ebenfalls nicht darstellbar, zu Tag-zu-Tag-Schwankungen der Grundwindgeschwindigkeiten. 1992 dauerte die Periode des Auftretens einer stärkeren 2-Tage-Welle vom 25.7. - 15.8., die Amplitude der rechtszirkular polarisierten Wellen betrug in 95 km Höhe im Mittel 10 m/s und das ostwärtige Maximum trat an den geradzahligten Julitagen gegen 10 LMT auf.

## 6. Ausblick

Die am GOC vervollkommnete D1-Methode in ihrer Anwendung im Langwellenbereich mit "closely spaced receiver"-Aufstellung und Auswertung nach einer modifizierten Form der "similar fades" - Methode zur Überwachung des Windfeldes an der Obergrenze des meteorologisch noch interessanten Höhenbereiches um 100 km zeichnet sich durch ein besonders gutes Verhältnis von Aufwand zu Nutzen aus. Das hat mehrere Gründe, die alle in dieselbe Richtung wirken: Das Verfahren kann auf fremde Sender zurückgreifen, die, regional unterschiedlich, in den entwickelten Ländern der alten Welt in hinreichender Dichte vorhanden sind und deren Erhalt und Unterhalt bisher von den Ländern garantiert worden ist. Der Investitionsaufwand ist, auch im Hinblick auf die in Anspruch genommene Fläche und die baulichen Anlagen, sehr gering. Das Verfahren selbst ist relativ einfach und in hohem Maße zuverlässig automatisierbar. Der Begriff "Automatisierung" ist freilich verführerisch und muß richtig interpretiert werden. Ein Observatorium ist keine Knotenstelle der TELEKOM, die gebaut, geprüft, in Betrieb genommen und in größeren Abständen einer Revision unterzogen wird. Ein Observatorium lebt von der ständigen Weiterentwicklung seiner Anlagen und der Schöpfung neuer Ideen zu ihrer Realisierung, wobei ständig zwischen Innovation und notwendiger Homogenität im Meßmaterial ein sehr schwierig zu findender Kompromiß zu suchen ist. Unter Automatisierung kann man nur die notwendige Rationalisierung momentan nach einem festen Algorithmus ablaufender Meßprozesse verstehen, und auch hier ist die Robustheit der einzelnen Teile insbesondere gegenüber Störeinflüssen von außen (Netzausfälle, Gewitterstörungen, Überhitzungen durch Kühlausfall etc.) unterschiedlich zu bewerten.

Die Ergebnisse gestatten in zunehmendem Maße eine Erweiterung unserer Kenntnisse über die Windfeldverhältnisse in der Hochatmosphäre und auf dieser Basis die Über-

wachung der Zirkulation und der Gezeitenwindssysteme im Hinblick auf jahreszeitliche Abläufe, die einen Durchgriff in die Strato- und Troposphäre vermuten lassen, auf Störungen im Zusammenhang mit einschneidenden Änderungen beispielsweise im Temperaturfeld und im meridionalen Temperaturgradienten der Stratosphäre während der bereits genannten winterlichen Erwärmungen, und auf die Ableitung von Trends, die sich aus langen Zeitreihen unter Eliminierung des Einflusses des Sonnenfleckenzyklus ergeben könnten.

Das Verfahren kann annähernd mit der Radarmeteorologie konkurrieren, sofern diese interferometrische Höhenbestimmungen einschließt und ist ihr im Hinblick auf die a priori gegebene Möglichkeit, beide horizontalen Windkomponenten in einem Raumvolumen zu messen, in der Regel überlegen (der Aufwand, zwei Radarmeteorologiestationen so aufzustellen, daß sich die beiden Antennenkeulen orthogonal im selben Raumvolumen treffen, ist nur einmal zeitweise in Frankreich getrieben worden). Der Vorteil der Methode mit partiellen Reflexionen liegt in der Möglichkeit, momentane Höhen-Windprofile zu messen oder doch Mittelwerte aus zeitlich sehr benachbarten Meßzyklen zu gewinnen und bei entsprechendem Aufwand die vertikale Windkomponente zu messen. Die Stärke der MST-Radar-Anlagen (meist DOPPLER-Frequenzmessungen in Kombination mit der closely-spaced-receiver-Methode) liegt bei ganz unvergleichlich größerem Aufwand bei Messungen in der unteren Atmosphäre, so daß für die meisten Anlagen die Bezeichnung ST-Radar der Sache näher käme, und in der relativ einfachen Messung der vertikalen Windkomponente. Interne atmosphärische Schwerewellen, eine besondere Domäne der MST-Anlagen, sind mit unserer Methode bis in den Periodenbereich um 10 Minuten zu verfolgen, sofern die Empfangsanlagen so positioniert werden können, daß ein Reflexionspunktedreieck in der Größenordnung von 25 km Kathetenlänge entsteht. Der Aufbau einer solchen Anlage mit den Meßstationen GOC, Volkssternwarte Eilenburg und Schulsternwarte Radebeul unter Verwendung des Senders 177 kHz wurde in den siebziger Jahren einmal in Erwägung gezogen, unter dem Aspekt der abzusehenden Notwendigkeit, bei den begrenzten Möglichkeiten dann alle Kapazität auf dieses Projekt konzentrieren zu müssen, aber wieder aufzugeben.

Das Gebiet der Dynamik der Hochatmosphäre ist eines der wenigen aus der Palette der Arbeitsrichtungen, die vor Jahrzehnten einmal unter der Fahne der "Ionosphärenphysik" vereinigt waren, das überlebt und mit der Zeit an Bedeutung gewonnen hat. Selbst die Zeit der Raketen- und Satelliteneuphorie, die viele Stationen mit ausschließlich bodengebundenen Messungen nicht überdauert haben, konnten wir unbehelligt und mit Erfolg zur Weiterentwicklung unserer Anlagen und Ausrüstungen nutzen. Die Renaissance bodengebundener Messungen in den achtziger Jahren, geboren aus der Notwendigkeit zu sparen und aus den gewachsenen Möglichkeiten des remote sensing, am eindrucksvollsten dokumentiert in der Zunahme der MST-Radar-Anlagen, ging erfreulicherweise von den großen Forschungsnationen aus, so daß dem Trend die Todesfalle des Armeleutegeruchs erspart blieb. Es ist anzunehmen, daß in der Zukunft Raumforschungsmethoden und bodengebundene Messungen optimal zusammengeführt werden können, wobei auch traditionelle Verfahren, z. B. Windbeobachtungen an Leuchtenden Nachtwolken, wie jüngste Veröffentlichungen beweisen (GADSDEN & TAYLOR 1994), immer noch ihren Platz in einem sehr vielstimmigen Konzert behalten haben. Für kommerzielle Nutzungen im Rahmen eines internationalen Netzes für eine künftige Meteorologie der Hochatmosphäre werden freilich nur eine kleinere Anzahl zur systematischen und zumindest quasikontinuierlichen Messung geeigneter Verfahren infrage kommen, unter denen sich für den Oberrand des meteorologisch noch relevanten Höhenbereiches um 100 km auch die D1-Methode im LW-Bereich befinden könnte.

### Literaturverzeichnis

Das folgende Literaturverzeichnis umfaßt aus einer bis zu den Anfängen zum Thema hochatmosphärische Dynamik zurückgehenden Kartei, die annähernd 8 000 Zitate enthält (davon etwa 100 mit Arbeiten unter Beteiligung von Autoren aus dem GOC) und demnächst in ALLEGRO-C 11.2 auf Diskette zur Verfügung stehen wird, nur einige ausgewählte Arbeiten zu den im Text genannten Namen.

- BERG,H.  
1955/56  
Ionosphärenwinde.  
Wiss. Z. Univ. Leipzig, Math.-Naturwiss.  
Reihe, Heft 1/2, 213 - 218.
- BRIGGS,B.H.  
PHILLIPS,G.J.  
SHINN,D.H.  
1950  
The analysis of observations on spaced receivers of the fading of radio signals.  
Proc. Phys. Soc. **B63**, 106 - 121.
- BURKE,M.J.  
1976  
Validity of three-station methods of determining ionospheric motions.  
J. atmos. terr. Phys. **38**, 553 - 559.
- COSSART,G.v.  
1976  
Ein Beitrag zur synoptischen Untersuchung der atmosphärischen Struktur in der Mesopausenregion aus indirekten Phasenmessungen.  
Inauguraldiss., AdW Berlin, 158 S.
- FAUST,H.  
1968  
Der Aufbau der Erdatmosphäre.  
Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 308 S.
- GADSDEN,M.  
TAYLOR,M.J.  
1994  
Anweisungen für die photographischen Aufnahmen der Leuchtenden Nachtwolken - 103 years on.  
J. atmos. terr. Phys. **56**, 447 - 459.
- HOFFMANN,P.  
1991  
Bestimmung des Windfeldes im Höhenbereich 70 bis 90 km nach Messungen partieller Reflexionen mit einem FM-CW Radar.  
Inauguraldiss., Univ. Leipzig, 100 S.
- JONES,D.  
MAUDE,A.D.  
1972  
Dispersive motions in the ionosphere.  
J. atmos. terr. Phys. **34**, 1241 - 1259.
- KRAUTKRÄMER,J.  
1950  
Über Wanderungserscheinungen rascher Feldstärkeschwankungen von Ionosphärenechoes.  
Archiv Elektr. Übertr. **4**, 133 - 138.

- KÜRSCHNER,D.  
1972  
Untersuchungen über eine neue Meßmethode zur automatischen digitalen Bestimmung ionosphärischer Driftparameter. Inauguraldiss., Univ. Leipzig, 92 S.
- KÜRSCHNER,D.  
1981  
Methodical aspects and new tests for determining the reflection height of sky waves in the long-wave range at oblique incidence using amplitude-modulated long-wave transmitters. Gerlands Beitr. Geophys. **90**, 285 - 294.
- KÜRSCHNER,D.  
1991  
Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen. Z. Meteorol. **41**, 262 - 266.
- MERTA,R.  
1960  
Troposphärische Driftmessungen mit ultrakurzen Wellen und ihre meteorologische Deutung. Diplomarbeit, Geophys. Inst. Univ. Leipzig, 52 S.
- MITRA,S.N.  
1949  
A radio method of measuring winds in the ionosphere. Proc. Inst. Electr. Engrs. **96/III**, 441 - 446.
- PHILLIPS,G.J.  
1955  
An apparatus for recording time-delays between radio fading characteristics. J. atmos. terr. Phys. **6**, 124 - 128.
- PÜTTER,P.St.  
1955  
Messung des Ionosphärenwindes aus der Wanderungsgeschwindigkeit eines Zustandes (z.B. Echo-Feldstärke) längs der Erdoberfläche. In: Rep. Phys. Soc., Conf. The Physics of the Ionosphere, Cavendish Lab., Cambridge, 191 - 201.
- PAWSEY,J.L.  
1935  
Further investigations of the amplitude variations of downcoming wireless waves. Proc. Cambr. Phil. Soc. **31**, 125 - 144.
- RATCLIFFE,J.A.  
PAWSEY,J.L.  
1933  
A study of the intensity variations of downcoming wireless waves. Proc. Cambridge Phil. Soc. **29**, 301 - 318.
- SCHERHAG,R.  
1952  
Die explosionsartigen Stratosphärenenerwärmungen des Spätwinters 1951/52. Ber. Dt. Wetterd. **6**, 51 - 63.
- SCHMINDER,R.  
KÜRSCHNER,D.  
1990  
Winds and tides in the upper mesopause region over Central Europe in 1988. Z. Meteorol. **40**, 316 - 321.

SPRENGER,K.  
1958

Ionosphären-driftmessungen im Langwellenbereich  
als Beitrag zum Problem der allgemeinen Zirkulation  
der Hochatmosphäre  
Z. Meteorol. 12, 211 - 218.

**Danksagung**

Diese Arbeit und die genannte ALLEGRO-Bibliographie zur Dynamik der Hochatmosphäre entstand mit Unterstützung durch eine Beihilfe im Rahmen des BMFT-Verbundprojektes 07KFT306 "Analyse, numerische Simulation und Vorhersage natürlicher und anthropogener Klimaveränderungen".

# Linear Barotropic Simulation of Atmospheric Low-Frequency Variability

Werner Metz

## Abstract

A steady-state barotropic model, linearized about a GCM-derived 500 hPa basic state, is driven by a sample of "observed" forcing fields. It turns out that the leading mode (LEOF) obtained from the sample of linear solutions matches well with the leading EOF of low-frequency atmospheric variability actually occurring in the GCM. The response of the linear model is analysed in terms of the singular modes of the model's linear operator. It is found that about 50 percent of the spatial variance of the LEOF can be explained in terms of the leading two singular modes. This finding is reflected also in the linear barotropic energy balance of the LEOF which shows that the mode is maintained through nearly equal contributions from i) the kinetic energy conversion of basic state kinetic energy (which is primarily due to the action of the singular modes) and ii) the forcing. The linear simulation of the GCM EOF fails if the linear model is linearized about a 300 hPa basic. This is explained by the fact that in this case the structure of the leading singular modes, which have a strong impact on the linear response, is much more dissimilar to the structure of the GCM EOF than in the 500 hPa case.

## Zusammenfassung

Ein stationäres barotropes Modell, das bezüglich eines (aus einem GCM Experiment abgeleiteten) 500 hPa Grundzustandes linearisiert ist, wird für einen Satz von "beobachteten" Antriebsfeldern gelöst. Dabei zeigt sich, daß die führende Mode der langperiodischen atmosphärischen Variabilität (EOF) im GCM Experiment durch das lineare Modell sehr gut simuliert wird. Weiterhin stellt sich heraus, daß hierfür die Antriebsfelder und die singulären Moden des linearen Modelloperators die gleiche Bedeutung besitzen. Auf die Wichtigkeit der Anwendung des Modells bezüglich des äquivalent-barotropen Niveaus wird hingewiesen.

## 1. Introduction

It is well known that the atmospheric low-frequency variability (at time scales greater than two weeks, say) is characterized by the existence of recurring, spatially organized and geographically fixed flow patterns and that only a handful of such patterns explain the by far largest part of the total variance of the atmospheric flow. In recent years, a number of possible mechanisms for the excitation and/or maintenance of these modes have been put forward, however, in this short note we are concerned only with internal dynamical mechanisms that rely on the barotropic energy transformation from the standing wave field to the low-frequency modes.

In an illuminating study Branstator (1990) forced a stationary linearized version of a GCM (with a wavy basic state) with a large sample of random forcing fields. When computing the (streamfunction) EOFs of these forced solutions he found that some of these EOFs were similar to the EOFs of the monthly mean fields as obtained from the original, nonlinear climate mode GCM run. He concluded that *"the geographical distribution of low-frequency variability is likely to occur chiefly as a result of influences of the large-scale stationary*

*waves. Spatially organized external forcing anomalies are not necessary to explain the preference of the atmosphere for these patterns".*

These conclusions were supported by Navarra (1993) who showed that the EOFs of a white noise forced linear stationary model are the Schmidt modes (called "singular modes" in the following) which can be obtained from a singular value decomposition (SVD) of the model's linear operator. Starting from the linearized barotropic vorticity equation, he examined the singular modes of an observed 300 hPa basic state (with the standing waves included) and found that the most important modes exhibited a characteristic teleconnection structure if an appropriate linear friction was used.

Following along these lines, Metz (1994, M94 in the following) investigated the sensitivity of these barotropic singular modes to changes in the basic state and found (using GCM derived data) that the pattern of the most important singular mode matches most favourably to the pattern of the leading low-frequency mode actually occurring in the GCM if an equivalent-barotropic basic state is used.

On the other hand, there is ample evidence (e.g. Lau 1988, Metz 1991, Branstator 1992) that the forcing (in terms of the barotropic vorticity equation) that is actually associated with observed or GCM-simulated low-frequency modes is highly organized and thus far from being white noise. That means, that for an "observed" forcing the exact association between the singular modes and the EOFs of the linear forced solutions breaks down. Nevertheless, the singular modes are excited also under such circumstances and it has been shown by M94 that a few of these modes provide a major contribution to the EOFs of linear forced solutions with a 300 hPa basic state. Unfortunately, in this case with the 300 hPa basic state, the most important singular modes were not similar to the actual GCM-EOFs and thus, the importance of the singular modes for the GCM low-frequency variability could not be established.

The purpose of the present note is to repeat the experiments of M94, but using an *equivalent-barotropic* basic state and the associated *equivalent-barotropic* forcing with the linear barotropic vorticity equation. As mentioned above, in this case the coincidence between the patterns of the leading singular mode and the leading actual GCM-EOF is much better, and thus, it will be interesting to examine the role of the singular modes under such circumstances.

The paper is organized as follows. The GCM experiment considered and the low-frequency variability simulated in this experiment is briefly discussed in section 2. In section 3, we describe the experiments with the linear forced model, where the 500 hPa level is used to approximate the equivalent-barotropic level, and the EOFs of the linear model solutions are evaluated. The leading EOF1 obtained from these experiments is then analysed in terms of the singular modes in section 4. A summary and conclusions are given in section 5.

## 2. Low-frequency variability in the GCM

Following M94 we investigate the variability in a GCM as a substitute for the observed atmospheric variability. This proceeding has the advantage that a large sample of dynamically

consistent data will be available for the analysis. The particular GCM experiment we consider is a 20 years integration (Roeckner et al. 1992) of the Hamburg version of the ECMWF T21 spectral model, performed to simulate present climate conditions. The effects of low-frequency variations of the boundary conditions are represented in terms of monthly varying, prescribed sea-surface temperatures (SSTs). From this GCM experiment we have retrieved daily global fields of vorticity and divergence at standard pressure levels in the form of complex spherical harmonics coefficients. Only the last 18 winters (DJF) of the experiments were analysed.

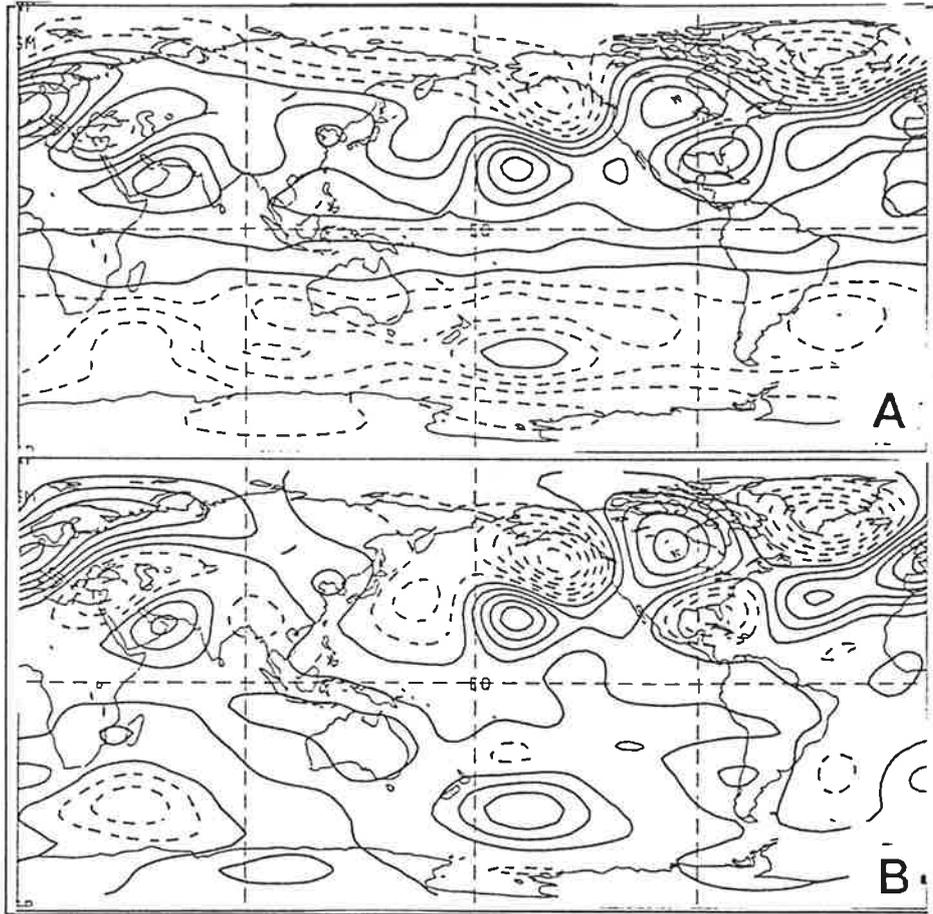


FIG. 1. The leading EOF1 of intraseasonal wintertime equivalent-barotropic vorticity variability for the GCM experiment. (a) The total streamfunction ( $\nabla^{-2}\xi$ ) and (b) the eddy ( $m>0$ ) streamfunction. Contour interval arbitrary, but identical for (a) and (b). Negative contours dashed. Redrawn from Metz (1994).

The low-frequency intraseasonal atmospheric variability of this GCM-experiment has been evaluated in M94 in terms of a principal component analysis of monthly mean fields (with the interannual variability removed) of the equivalent-barotropic relative vorticity  $\xi_{eq}$  (for definition cf. M94). The leading eigenmode of this principal component analysis explains 13.7 percent of the intraseasonal vorticity variance of the monthly mean GCM flow and has been associated by M94 with a distinct dynamical mode. The pattern (in terms of streamfunction) of the associated eigenvector<sup>1</sup> is displayed for convenience in Fig. 1a and the

<sup>1</sup>Performing the principal component analysis on streamfunction gives little change in the pattern structure but the first EOF explains now 39.2 percent of variance.

eddy pattern ( $m > 0$ ) in Fig. 1b. Please note that the Pacific-North American component of the eddy pattern is very reminiscent of the well-known PNA teleconnection of Wallace and Gutzler (1981). We shall consider these patterns (EOF1 in what follows) as a verification standard for the linear model experiments to be described in what follows.

### 3. A linear forced model

In this section we want to simulate the patterns of Fig. 1 using a linear model driven by a sample of GCM derived forcing fields and to evaluate then the EOFs of the resulting sample of linear solutions. In M94, it has been shown that the success of such a simulation depends strongly on the proper choice of the basic state (and, of course on the dissipation constants) and it has been suggested that an equivalent-barotropic basic state should be most appropriate for that purpose. In particular, this suggestion was based on the finding that the leading singular mode (to be defined in the next section) was much more similar to the EOF1 of the GCM experiment when the basic state was equivalent-barotropic than when it was evaluated at 300 hPa.

#### a. Model description

Our model is based on the linearized, steady-state vorticity equation. Decomposing all variables are into a basic state, a low-frequency (quasi-stationary) perturbation and a high-frequency deviation thereof, i.e.:

$$\xi = \xi_b + \tilde{\xi} + \xi', \quad \text{where } \overline{(\xi')} = 0 \quad (1)$$

and assuming stationarity for the low-frequency components, the linearized steady-state perturbation equation for the low-frequency components reads:

$$\nabla \cdot \tilde{v}(\xi_b + f) + \nabla \cdot v_b \tilde{\xi} + \alpha \tilde{\xi} + \gamma \nabla^4 \tilde{\xi} = - \nabla \cdot \widetilde{v' \xi'} - \nabla \cdot f \tilde{v}_\chi \quad (2)$$

Here,  $v = k \times \nabla \psi$  is always the rotational wind while  $v_\chi$  represents the divergent wind. In deriving (2) the vertical advection and twisting terms and the vorticity transport by the high-frequency *divergent* transients have been neglected and in the last term on the rhs the absolute vorticity has been replaced by  $f$ . Linear (Ekman) friction and biharmonic diffusion terms have been routinely added. Making the equivalent-barotropic assumption for the basic state and the low-frequency components and averaging (2) in the vertical yields the equivalent-barotropic version of (2). Associating  $v_b, \tilde{v}, \xi_b$  and  $\tilde{\xi}$  with their equivalent barotropic values, (2) can be solved for  $\tilde{\xi}$  provided the rhs:

$$\tilde{F} = - \frac{\kappa}{p_0} \int_0^{p_0} [\nabla \cdot \widetilde{v' \xi'} + \nabla \cdot f \tilde{v}_\chi] dp \quad (3)$$

is prescribed as a forcing term. In (3),  $\kappa$  is an empirical constant. The linear equation (2) with the rhs given by (3) should be applied at the equivalent-barotropic level. We approximate this

level by the 500 hPa level. Furthermore, the forcing (3) is approximated by evaluating the integrand at the 500 hPa level, too.

*b. Variability in the linear model*

The basic state  $\nu_b, \xi_b$  is evaluated using the (18 winter) mean 500 hPa vorticity of the GCM experiment and the forcing (3) is computed using daily 500 hPa data for each of the (54) winter months. Guided by the results of M94 we set the dissipation parameters in (2) as  $1/\alpha = 5.0$  days and  $\gamma = 2.0 \cdot 10^{16} \text{m}^4 \text{s}^{-1}$ . Using these 54 forcing fields the linear model is solved for a global domain on the sphere yielding a sample of 54 linear vorticity solutions. The dominant modes of variability of this sample are then evaluated in terms of a principal component analysis of the associated vorticity covariance matrix. To avoid confusion with the EOFs of the original GCM experiment, the eigenvectors obtained from the linear solutions are termed "LEOFs".

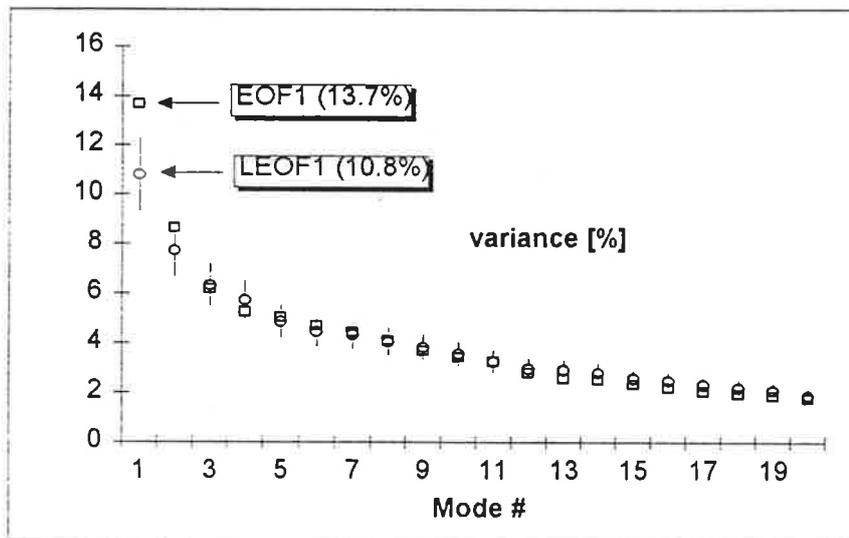


FIG. 2. The LEOF eigenvalue spectrum (only the 20 largest eigenvalues) and associated sample error bars (54 dofs). Also shown (open squares) are the eigenvalues obtained from the GCM experiment.

The LEOF eigenvalue spectrum obtained is displayed in Fig. 2. The LEOF1 explains 10.8 percent of the intraseasonal vorticity variance of the sample of forced solutions and the sampling error bars suggest that it can be associated with a distinct dynamical mode, too. Also shown in Fig. 2 is the EOF eigenvalue spectrum as obtained by M94 for the GCM experiment. The shapes of the two spectra are generally similar, however, the eigenvalue associated with EOF1 is larger than those associated with LEOF1. Leaving sampling effects out of consideration, this indicates (as one should expect) that the linear forced model represents only part of the physical mechanisms which co-operate to constitute the pronounced EOF1 mode in the GCM experiment.

The (streamfunction) pattern that is associated with the LEOF1 is illustrated in Fig. 3. It is evident that the linear model does a good job in recovering nearly every detail of the arching PNA-like main component of the EOF1. Outside of this component, particularly over the Atlantic-European sector, there is little similarity which leads to a correlation of 0.438 in terms of global vorticity between the two patterns of Fig. 1a and 3a.

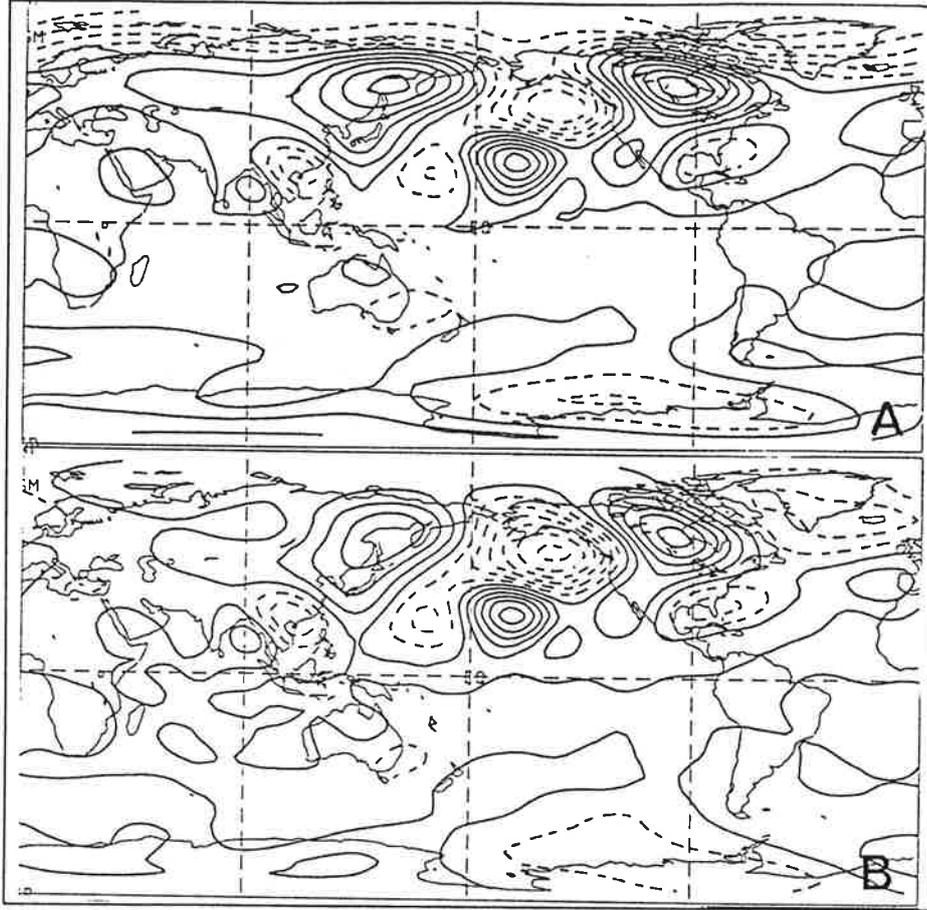


FIG. 3. As Fig. 1 but for the leading LEOF1 of the linear forced model.

c. *Energetics*

The (steady-state) kinetic energy balance for a LEOF may be written symbolically as

$$Ck_n + D_n + S_n = 0 \quad (4a)$$

where

$$\begin{aligned} \tilde{K}_n &= -\langle \tilde{\psi}_n \tilde{\xi}_n \rangle \\ Ck_n = C(K_b, \tilde{K}_n) &= \langle \tilde{\psi}_n [\nabla \cdot \tilde{v}_n (\xi_b + f) + \nabla \cdot v_b \tilde{\xi}_n] \rangle \\ D_n &= \langle \tilde{\psi}_n (\alpha + \gamma \nabla^4) \tilde{\xi}_n \rangle \\ S_n &= -\langle \tilde{\psi}_n \tilde{F}_n \rangle \end{aligned} \quad (4b)$$

are the kinetic energy of LEOF $n$ , the kinetic energy conversion from the basic state to the LEOF $n$ , the dissipation and the energy source due to the forcing. In (4b),  $\tilde{\Psi}_n$  and  $\tilde{\xi}_n$  denote the streamfunction and vorticity of an LEOF $n$  and  $\tilde{F}_n$  the associated forcing (computed as an residuum, cf. M94). The angle brackets represent a spatial mean over the whole globe.

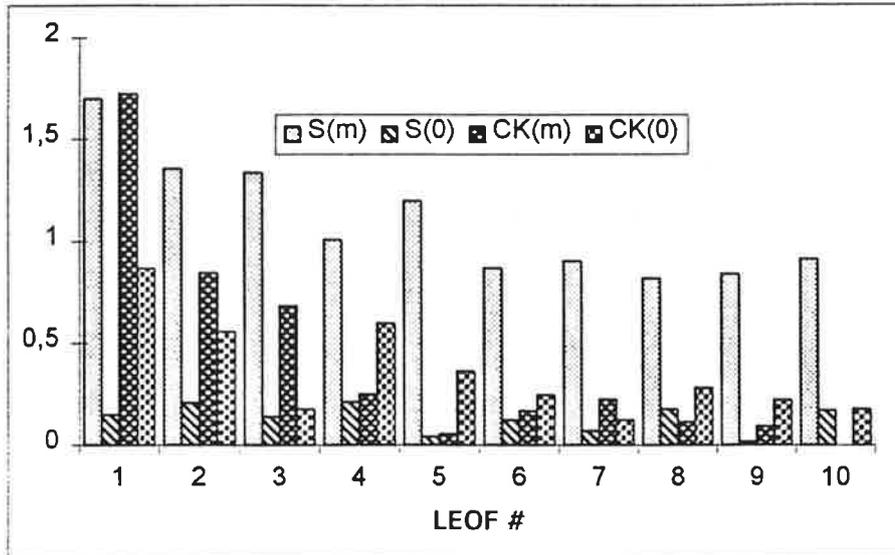


FIG. 4. The kinetic energy conversion  $Ck_n$  and the forcing energy source  $S_n$  as computed for the 10 leading LEOFs. Both terms are broken into their zonal mean ( $m = 0$ ) and eddy ( $m > 0$ ) components. Units are  $10^{-2} \text{ W/m}^2$ .

The kinetic energy conversion  $Ck_n$  and the energy source  $S_n$  are displayed in Fig. 4 for the first 10 LEOFs, where both terms were broken into their zonal mean ( $m = 0$ ) and eddy ( $m > 0$ ) parts. One finds that for LEOF1  $Ck_n(m > 0)$  and  $S_n(m > 0)$  are of the same magnitude and that the mode as a whole is dominated by an energy gain via  $Ck_n$ . This contribution via of  $Ck_n$  decreases with increasing mode number, making the energy source due to the forcing the dominating term already beyond LEOF2. The dissipation  $D_n$  (not shown) balances the sum of  $Ck_n$  and  $S_n$ . Thus, the energy supply from the basic state into the LEOFs is confined to a few leading LEOFs and we shall demonstrate in what follows that this mechanism is mainly realized in terms of a few singular modes.

#### 4. Analysis of the LEOFs in terms of singular modes

It was shown in M94 that the LEOFs associated with the sample of solutions of a linear forced model are strongly affected by the mathematical properties of the model's linear operator, which are manifested in terms of its right and left singular vectors. In M94 these singular vectors severely downgraded the skill of the forced linear model to simulate the main variability mode (EOF1) of the GCM experiment, when a 300 hPa basic state was used for the linearization of the model. In this section we want to evaluate the influence of these singular vectors on the LEOFs as obtained in the previous section, for a 500 hPa basic state.

##### a. Mathematics

After discretization (in terms of spherical harmonics) of the linear vorticity equation (2) the resulting coupled system of inhomogeneous equations may be written in matrix form as:

$$Ax = f, \quad (5)$$

where  $A$  is the (real) system matrix<sup>2</sup> which is in general quadratic but not symmetric,  $x$  the state vector (representing vorticity) and  $f$  the corresponding state vector for the forcing. The singular value decomposition (SVD) of  $A$  is:

$$A = U \Sigma V^T, \quad (6)$$

where  $U$  and  $V$  are orthogonal matrices, the columns of which are called the *left* and *right singular vectors*, and  $\Sigma$  is the diagonal matrix of the singular values  $\sigma_k$ . Using (6), (5) may be solved for  $x$  to yield:

$$x = V \Sigma^{-1} U^T f. \quad (7)$$

Thereby it is assumed that all singular value  $\sigma_k$  are non-zero, i.e. that the matrix  $A$  is *not* singular. Expanding the matrix multiplication in (7) yields an alternate form:

$$x = \sum_k v_k \sigma_k^{-1} (u_k^T f), \quad (8)$$

where  $k$  runs from 1 to  $n$  and  $n$  being the number of columns (rows) of  $A$  ( $n = 483$  for the truncation T21 used throughout in this study). (8) is the key equation for our problem which describes the impact of the right singular vectors on a linear forced solution  $x$ . It shows that some right singular vector  $v_k$  makes a large contribution to  $x$ , if i) the associated *singular value*  $\sigma_k$  is *small* and ii) the *scalar product* (inner product) between the associated *left singular vector*  $u_k$  and the forcing  $f$  is *large*. The pair of left and right singular vectors ( $u_k, v_k$ ) together with the associated singular value  $\sigma_k$  constitute a *singular mode*.

#### b. *Singular modes*

The SVD of the matrix  $A$  for the present 500 hPa basic state and the present setting of the dissipation parameters has been performed by M94. The matrix condition number  $OND = \sigma_{min}/\sigma_{max}$  which measures the "singularity" of  $A$  is  $7.8 \times 10^{-3}$  and thus of the same order than that obtained by M94 for the 300 hPa basic state.

---

<sup>2</sup>In the following formulas bold uppercase italics denote matrices and bold lowercase italics denote vectors.

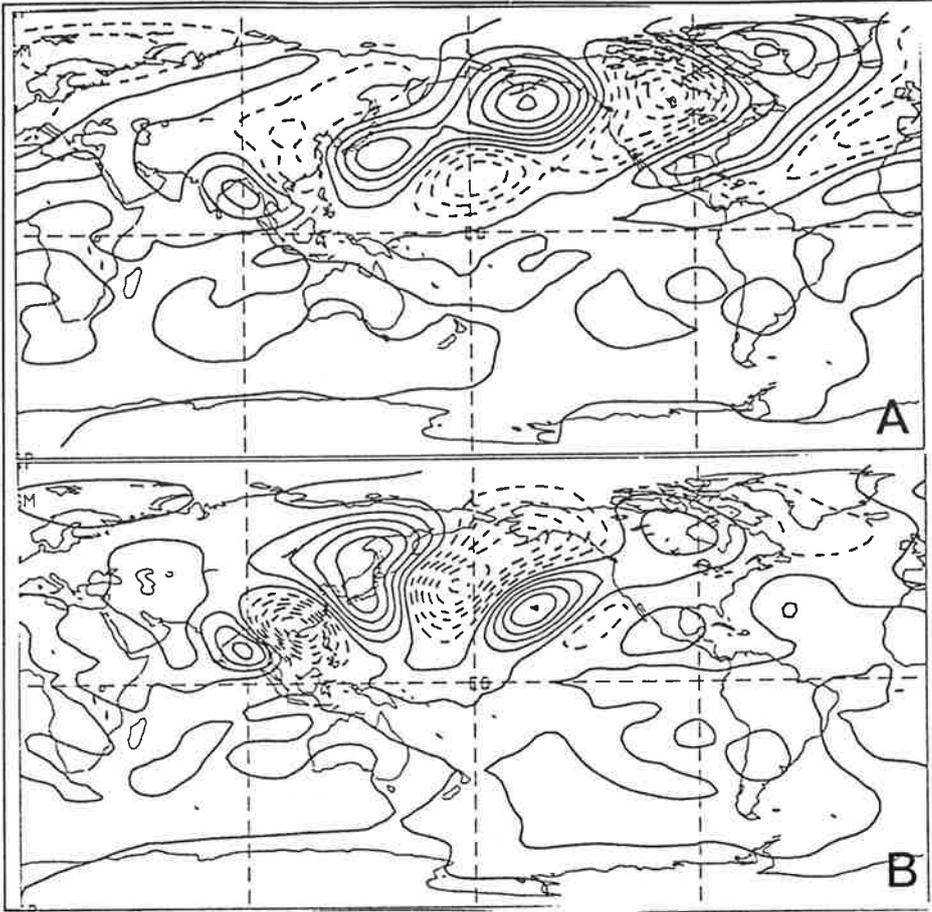


FIG. 5. The (streamfunction) patterns associated with the leading two right singular vectors. (a) Right singular vector  $v_1$  and (b) right singular vector  $v_2$ . Only the eddy components of the patterns are shown. Contour interval arbitrary.

As it is clear from (8) that those singular modes with the smallest singular values are potentially most easily excited, we display in Fig. 5 the (streamfunction) patterns of the two right singular vectors with the two smallest singular values, i.e.  $v_1$  and  $v_2$ . The total streamfunction (not shown) has a large zonal mean component (similar to that of M94, Fig. 12a) but the eddy component of  $v_1$  (Fig. 5a) exhibits a certain similarity with both the eddy structure of the LEOF1 (Fig. 3b) and that of the GCM experiment EOF1 (Fig. 1b). The eddy pattern of  $v_2$ , on the other hand, consists of an arching wave train over the Central and West Pacific and does not resemble the EOF1.

The contribution that each singular mode makes to the pattern of the LEOF1 can be easily computed on the basis of (8). As

$$(v_k^T x) = (v_k^T v_k) \sigma_k^{-1} (u_k^T f) \quad (9)$$

due to the orthogonality of the  $v_k$ 's, an explicit knowledge of the forcing associated with an LEOF is *not* necessary to evaluate the degree to which each right singular vector is excited.

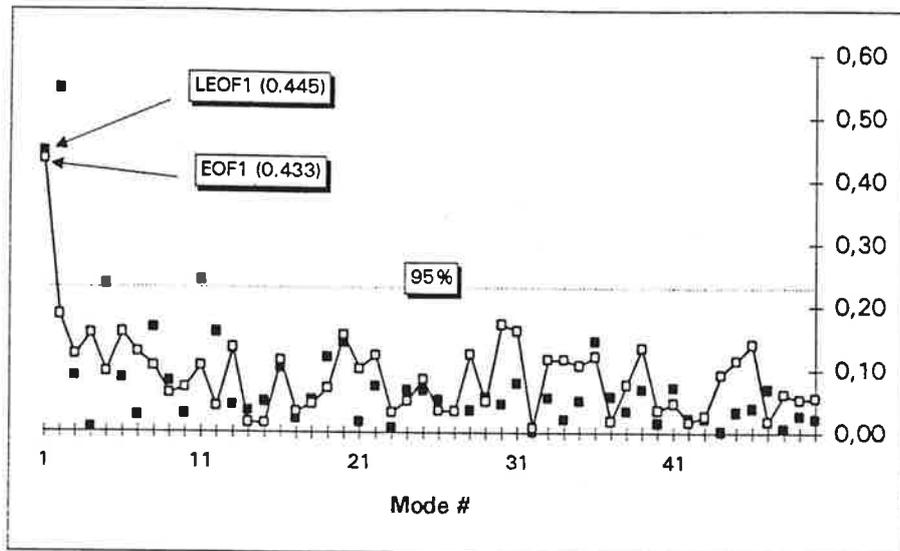


FIG. 6. The pattern correlation between the LEOF1 and the 50 leading right singular vectors (bold squares). Also shown (open squares) is the pattern correlation between the GCM experiment EOF1 and the singular vectors. The 95 percent significance limit for the pattern correlations is based on 70 *dofs*.

The pattern correlation (i.e. the *lhs* of (9) normalized by the corresponding spatial standard deviations) between the LEOF1 and the leading 50 right singular vectors is illustrated in Fig. 6. One can see that only the first two singular modes contribute significantly to the LEOF1. Taken together, these first two singular modes are able to explain about 50 percent of the spatial variance (in terms of global vorticity) of the LEOF1. By inspecting the patterns of the singular vectors (Fig. 5a,b) one recognizes that the action of  $v_2$  is to get the right position of the East-Pacific high-low dipole component of the LEOF1 pattern. Also shown in Fig. 6 is the pattern correlation between the right singular vectors and the EOF1 of the GCM experiment. The only significant correlation (0.433) is associated with  $v_1$  which means that about 19 percent of the EOF1 vorticity variance<sup>3</sup> can be explained by the linear mode.

Let us now examine how the excitation of the leading two singular modes takes place. For that purpose, we show in Fig. 7 the patterns of the two *left* singular vectors  $u_1$  and  $u_2$ . As discussed above, these patterns represent the (vorticity) forcings that optimally excite the respective right singular vectors. One finds, that  $u_1$  consists basically of two components, a strong large-scale pattern with an E-W dipole at high latitudes and a weaker small-scale wave train at tropical to subtropical latitudes over the south-east coast of Asia. The same components occur also for  $u_2$  but their relative magnitudes are reversed. Thus, one may speculate that the leading right singular vector  $v_1$  can be preferably excited by a high-latitude vorticity forcing, while the right singular vector  $v_2$  is preferably excited by a tropical or subtropical vorticity forcing. To verify this speculation, we display in Fig. 8 the spatial structure of the forcing  $\bar{F}_1$  that is associated with the LEOF1. One can see, that this forcing pattern consists primarily of two wave trains. One is extending from the subtropical Central-Pacific towards Alaska having its largest amplitudes at high latitudes. This forcing component should be able to excite  $v_1$ . The other component extends along the south-east Asian coast and can thus excite  $v_2$ . Moreover, we have verified that it are just these two regions where the 500

<sup>3</sup>Note, however, that these figures refer to global vorticity. If one compares the patterns in terms of eddy streamfunction the corresponding figures are 0.677 and 46 percent (cf. M94, Tab. 6)

hPa forcing exhibit local maxima of its intraseasonal standard deviation (not shown), and this explains the occurrence of the LEOF1 in the linear model.

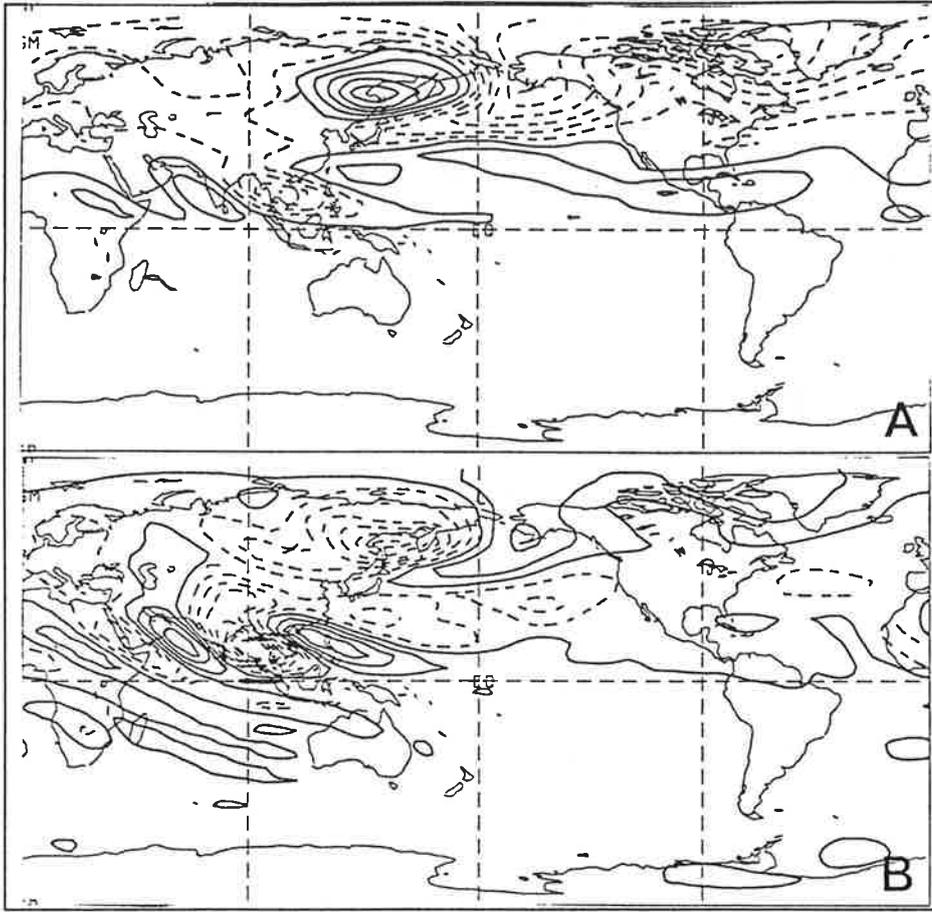


FIG. 7. The patterns (corresponding to a vorticity tendency) of the leading two left singular vectors. (a) Left singular vector  $u_1$  and (b) left singular vector  $u_2$ . Shown is the total pattern. Contour interval arbitrary.

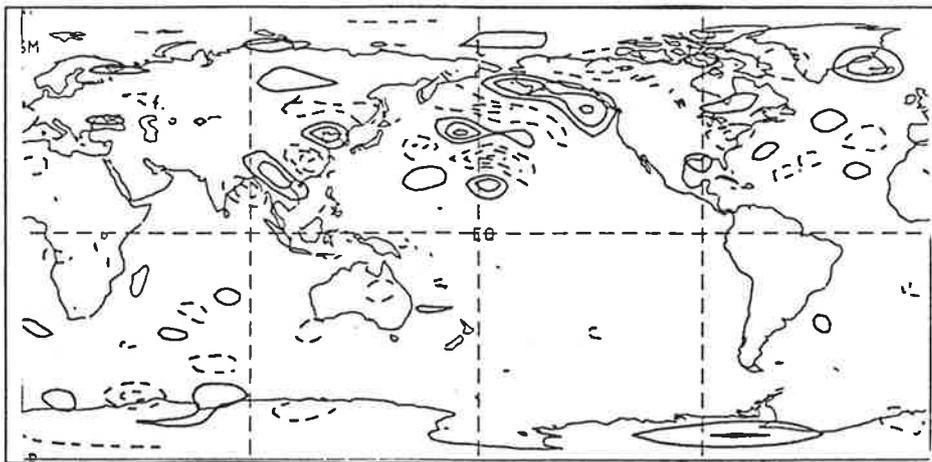


FIG. 8. The vorticity forcing pattern  $f_1$  (corresponding to a vorticity tendency) associated with the LEOF1 of Fig. 3a. Contour interval arbitrary.

## 5. Summary and conclusions

The results described above show that the leading mode (EOF1) of the intraseasonal low-frequency atmospheric variability (of a GCM experiment) is well simulated by the leading EOF (LEOF1) obtained from a sample of linear forced solutions of a steady-state barotropic model if both, the basic state and the vorticity forcing are derived under the equivalent-barotropic assumption (approximated by the 500 hPa level). On the other hand, it has been shown by M94 that this is not possible if the basic state and the vorticity forcing are derived using the 300 hPa level, instead.

This sensitivity of the skill of the linear model is attributed to the mathematical properties of the model's linear operator which are described in terms of its singular modes. In fact, for a reasonable values of the dissipation parameters, it is shown (in the present study and in M94) that the LEOF1 of the linear model solutions is always significantly influenced by a few of these singular modes. For example, about 50 (60) percent of the spatial vorticity variance of the LEOF1 can be explained by the first two (the first) right singular vectors for the 500 hPa (300 hPa) basic state. Thus, the success or failure of the linear model is likely related to the similarity or dissimilarity of the leading singular modes with the pattern to be simulated, i.e. the EOF1.

In a more physical context, the singular modes represent the way<sup>4</sup> how the barotropic kinetic energy conversion from the basic into the quasi-stationary perturbations (i.e.  $Ck_n$ ) is realized in the linear model and it is shown above (Fig. 4) that about 50 percent of the total kinetic energy input into the eddy component of the LEOF1 comes from this conversion. This finding agrees with results of other studies (e.g. Nakamura et al. 1987 or Branstator 1992) of the energy balance of observed low-frequency modes.

On the other hand, the other 50 percent of the energy input come from the forcing which means that in the linear model the two mechanisms are equally important. This suggests that the choice of an equivalent-barotropic basic state *alone* is not sufficient to guarantee the success of the linear model simulation (with a realistic, i.e. non-white noise forcing) but that this success is due to a delicate interplay between the forcing and the singular modes. This suggestion has been verified by repeating the experiment as described in section 3b using the same dissipation parameters but i) a 300 hPa basic state with the 500 hPa forcing (3) and ii) a 500 hPa basic state and the 300 hPa forcing of M94. In neither of these experiments the resulting LEOF1 (not shown) exhibited any significant pattern correlation with the GCM EOF1.

Finally, let us comment in the relevance of the linear singular modes for the excitation of the EOF1 in the nonlinear GCM experiment (or in the real atmosphere). It is clear that in the GCM experiment a number of additional mechanisms are acting. These include, for example, the low-frequency variability of boundary conditions (SST), baroclinic effects, nonlinearity and transience. Thus it is unlikely that one mechanism alone is responsible for the occurrence of the EOF1 but that some (or many) mechanisms are acting together. Nevertheless, as we have shown, the leading singular mode of the linear model projects significantly onto the

---

<sup>4</sup>Note, however, that by definition the singular modes represent not only the linear interaction between the basic state and the steady-state perturbation, but include also the dissipation effects.

EOF1 and explains about 19 percent of its spatial (vorticity) variance. This indicates that the linear mechanism discussed in this paper must be considered as an important factor acting in the nonlinear and transient GCM flow, too. Lastly, this finding emphasizes once more the necessity of a precise simulation of the standing wave field to obtain a correct simulation of the atmospheric low-frequency variability.

## Acknowledgments

The assistance of Drs. Uwe Harlander and Yorck von Detten of the Meteorologisches Institut der Universität München in processing some of the figures is gratefully acknowledged.

## References

- Branstator, G., 1990: Low-frequency patterns induced by stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 629-648.
- Branstator, G., 1992: The maintenance of low-frequency anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1924-1945.
- Lau, N.-C., 1988: Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation patterns. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2718-2743.
- Metz, W., 1991: Optimal relationship of large-scale flow patterns and the barotropic feedback due to high-frequency eddies. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1141-1159.
- Metz, W., 1994: Singular modes and low-frequency atmospheric variability. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1740-1753.
- Nakamura, H., M. Tanaka, and J.M. Wallace, 1987: Horizontal structure and energetics of northern hemisphere wintertime teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3377-3391.
- Navarra, A., 1993: A new set of orthogonal modes for linearized meteorological problems. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2569-2583.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtson, S. Brinkop, L. Dümenil, M. Esch, E. Kirk, F. Lunkeit, M. Ponater, B. Rockel, R. Sausen, U. Schlese, S. Schubert and M. Windelband, 1992: Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: Impact of model physics and resolution. Rept. no. 93, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, 172 pp., available on request.
- Wallace, J.M. and D.S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 785-812.

# Mesoscale Simulation of a Heavy Snowfall Event over the Baltic Sea Using an Improved Cloud Parameterization Scheme

R. Devantier and A. Raabe

## Abstract

To model clouds in the mesoscale a 3D nonhydrostatic numerical model - GESIMA - was used, with a new cloud scheme which includes a quasispectral treatment of 6 different bulk water species (water vapor, cloud water, rain, ice, snow, graupel). It allows to predict the distribution parameters since the number concentration and the mass mixing ratio were prognosed. So it is possible to vary the average particle masses (diameters) in time which gives more realistic results. According to measurements two different distribution functions (log-normal for rain and cloud water and Marshall-Palmer for solid water classes) were used to describe the different water species. The cloud model is tested in a simulation of a mesoscale snowfall event over the southern Baltic Sea.

## Zusammenfassung

Für die mesoskalige Simulation von Wolken wurde ein nichthydrostatisches numerisches 3D-Modell - GESIMA - benutzt, in dem ein neuer Wolkenmodul mit quasispektraler Behandlung 6 verschiedener Wolkenteilchenklassen (Wasserdampf, Wolkenwasser, Regen, Eis, Schnee, Graupel) implementiert wurde. Es erlaubt die Vorhersage der Verteilungsparameter, da sowohl die Teilchenzahlkonzentration als auch das Massenmischungsverhältnis prognostiziert werden. Damit ist es möglich auch die mittlere Masse (Durchmesser) einer Teilchensorte zeitlich zu variieren, was zu realistischeren Resultaten führt. In Übereinstimmung mit Messungen wurden 2 verschiedene Verteilungsfunktionen zur Beschreibung für die verschiedenen Teilchenklassen (log-normal für Wolkenwasser und Regen und Marshall-Palmer für Schnee und Graupel) benutzt. Das Wolkenmodell wurde in einer Simulation eines mesoskaligen Schneefallereignisses über der südwestlichen Ostsee getestet.

## 1 Introduction

The dynamics of the atmosphere could be strongly controlled by clouds (vice versa the opposite dependence is generally believed too). So it is reasonable that modeling of mesoscale effects in which clouds occur needs a realistic treatment of the cloud physics. To solve the microphysical equations in a 3D model it is necessary (because of computer limitations) to divide all the atmospheric water into a rather small number of different bulk water classes. The explicit treatment of microphysics is advantageous only for studies where the need of computer resources can be reduced by neglecting e.g. dimensions in space or by treating only the liquid or the solid phase of water. Because of some unsolved microphysical problems it is necessary to parameterize this processes (in agreement with measurements) and make the somewhat arbitrary division of the whole atmospheric water into different bulk water classes. But there are a lot of well tested explicit relations and theories that describe the reality in very good agreement

with measurements. These terms should be transformed from the microphysical point of view to the parameterized bulk water treatment as good as possible. The aim of this work is to present a cloud scheme where the parameters of two different distribution functions and withit the average particle masses are time dependent. To achieve this, the number concentration and the mass mixing ratio for every water class is proedicted. This so called quasispectral treatment was developed to some detail by various authors e.g. Srivastava (1978), Nickerson et al. (1986) and Levkov et al. (1992).

One of the important uncertainties in bulk models is the choise of a distribution function which has a great impact on the development of cloud properties. In agreement with experiments by Markovitz (1976), Feingold and Levin (1986) the log-normal (LN) distribution was used for cloud water (W) and rain (R) but the Marshall-Palmer (MP) distribution was choosen for snow (S) and graupel (G). Cloud ice (I) was treated monodisperse.

The purpose of this paper is to present a case study for the evaluation of the improved cloud scheme. This is done using the mesoscale dynamical model GESIMA in a snowfall event over the Baltic Sea.

## 2 The mesoscale model

The dynamical part of the model GESIMA is described in Kapitza and Eppel (1992) - only a brief summary is given here. The model is nonhydrostatic and includes the anelastic Boussinesq approximation of Ogura and Phillips (1962). The coordinate system is terrain following. The predicted model variables are the velocity components (u,v,w), the potential temperature ( $\Theta$ ) of dry air, and the number concentrations and mixing ratios of water species.

At the upper boundary the horizontal components of the wind vector are equal to the geostrophical wind while the vertical component vanishes. Temperature and humidity remain constant in time at their initial synoptic values.

The temperature of the seawater is fixed in time but the land temperature is calculated through surface energy and water balance equations.

The nonhydrostatic pressure is calculated using Neuman boundary conditions. The normal velocity component on the lateral boundaries is treated with an Orlanski radiation condition, while a first order extrapolation is used for the tangential velocity component, for potential temperature and humidity. There is also a first order extrapolation for the liquid and solid water species on the top, bottom and lateral boundaries.

## 3 Microphysical model description

ollowing the continuity equations for the mixing ratio  $q_x$  and number concentration  $N_x$  one has to specify all possible source/sink terms  $Q_{q_x}$  and  $Q_{N_x}$  in the cloud modul:

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = ADV(q_x) + DIF(q_x) + \frac{\partial}{\partial z}(q_x U_x) + Q_{q_x} \quad x \in \{V, W, R, I, S, G\} \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_x}{\partial t} = ADV(N_x) + DIF(N_x) + \frac{\partial}{\partial z}(N_x U_x) + Q_{N_x} \quad x \in \{W, R, I, S, G\} \quad (2)$$

(ADV: advection; DIF: turbulent diffusion; U: terminal fall speed ( $U_W = U_I = 0$ ), indizes: V: vapor, W: cloud water, R: rain, I: cloud ice, S: snow and G: graupel)

Not all processes will be described here in detail. With our formulation of the microphysical model we follow Lin et al. (1983), Cotton et al. (1986), Murakami (1990) and Levkov et al. (1992), but some new features are outlined in what follows.

Two different drop size distribution (DSD) functions are chosen. First, the log-normal function (LN):

$$n_{LN}(D_x) = \frac{N_x}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_x} D_x} \exp \left[ -\frac{\ln^2(D_x/D_{0x})}{2 \ln^2 \sigma_x} \right] \quad x \in [W, R] \quad (3)$$

is used for the rain- and cloudwater particles with the distribution parameters  $\sigma_x$ ,  $D_{0x}$  and  $N_x$  the total number concentration and  $D_x$  the droplet diameter. Second, the Marshall-Palmer function (MP) is chosen for snow and graupel:

$$n_{MP}(D_x) = n_{0x} e^{-\lambda_x D_x} \quad x \in [S, G] \quad (4)$$

with the two free distribution parameters  $n_{0x}$  and  $\lambda_x$ . Since the mixing ratio and the number concentration are predicted these quantities can be expressed as functions of the third and zero moments ( $I^{(3)}$  and  $I^{(0)}$ ) of the DSD where the n-th moment is defined as:

$$I^{(n)} = \int_0^{\infty} x^n f(x) dx \quad . \quad (5)$$

The number concentration is simply the zero moment, since the DSD is normalized:

$$N_x = I^{(0)} = \int_0^{\infty} n(D_x) dD_x \quad (6)$$

Using spherical particles of mass  $m_x = \rho_x \pi D_x^3 / 6$ , the mass mixing ratio  $q_x$  is obtained in multiplying the third moment by  $(\pi \rho_x) / (6 \bar{\rho})$ :

$$q_x = I^{(3)} \frac{\pi \rho_x}{6 \bar{\rho}} = \frac{\pi \rho_x}{6 \bar{\rho}} \int_0^{\infty} D_x^3 n(D_x) dD_x \quad (7)$$

The general solution for the n-th moment of the DSD for the LN and MP-distribution gives:

$$I_{LN}^{(n)} = N D_0^n \exp \left( \frac{n^2}{2} \ln^2 \sigma \right) \quad \text{and} \quad I_{MP}^{(n)} = \frac{\Gamma(n+1)}{\lambda^{n+1}} \quad (8)$$

Therefore it can be expressed for MP-distributed particles:

$$q_x = \frac{\Gamma(4) \pi \rho_x}{\lambda_x^4 6 \bar{\rho}} \quad \text{and} \quad N_x = n_{0x} \frac{\Gamma(1)}{\lambda_x} \quad (9)$$

which gives the two distribution parameters:

$$n_{0x} = N_x \lambda_x \quad \text{and} \quad \lambda_x = \left( \frac{\pi \rho_x N_x}{\bar{\rho} q_x} \right)^{1/3} \quad (10)$$

In the case of the LN-DSD the relation (6) together with (8) gives simply the identity of  $N_x = N_x$  without functional dependence of  $\sigma_x$  or  $D_{0x}$ . This means that only one of the remaining parameters  $\sigma_x$  or  $D_{0x}$  can be diagnosed. The system of equations is closed by assuming  $\sigma_x$  to be constant and only  $D_{0x}$  is computed. For the simulations performed here values of  $\ln \sigma_W = 0.28$  and  $\ln \sigma_R = 0.5$  (Nickerson et al., 1986) are chosen. So from (7) and (8) an expression for  $D_{0x}$  can be derived:

$$D_{0x} = \left( \frac{6 q_x \bar{\rho}}{N_x \exp[9/2 \ln^2 \sigma_x] \pi \rho_x} \right)^{1/3} \quad (11)$$

	W	R	I	S	G
$\bar{m}_{Min}$ [kg]	$6.54 \cdot 10^{-17}$	$2.68 \cdot 10^{-10}$	$4.19 \cdot 10^{-13}$	$3.52 \cdot 10^{-10}$	$8.38 \cdot 10^{-10}$
$\bar{m}_{Max}$ [kg]	$2.68 \cdot 10^{-10}$	$5.23 \cdot 10^{-4}$	$2.09 \cdot 10^{-9}$	$3.52 \cdot 10^{-4}$	$8.38 \cdot 10^{-4}$
$\bar{D}_{Min}$ [m]	$500 \cdot 10^{-9}$	$80 \cdot 10^{-6}$	$12 \cdot 10^{-6}$	$200 \cdot 10^{-6}$	$200 \cdot 10^{-6}$
$\bar{D}_{Max}$ [m]	$80 \cdot 10^{-6}$	$10 \cdot 10^{-3}$	$200 \cdot 10^{-6}$	$20 \cdot 10^{-3}$	$20 \cdot 10^{-3}$
distribution- parameter	$D_{0W}^{ini} : 10 \cdot 10^{-6}$	$D_{0R}^{ini} : 32.5 \cdot 10^{-6}$	-	$n_{0S}^{ini} : 32.5 \cdot 10^6$	$n_{0G}^{ini} : 1.1 \cdot 10^6$
	$\ln \sigma_W = 0.28$	$\ln \sigma_R = 0.5$	-	$\lambda_S^{ini} = 0.25$	$\lambda_G^{ini} = 0.6$
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	1000	500	84	200
a [m <sup>1-b</sup> /s]	-	842	700	17	124
b	-	0.8	1	0.5	0.64
u [m/s]	-	$aD^b \left(\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\right)^{1/2}$	$aD^b \left(\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\right)^{1/3}$	$aD^b \left(\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\right)^{1/2}$	$aD^b \left(\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\right)^{1/2}$

Table 1: Parameters of hydrometeors used in this work.

Values indicated by *ini* were set only at the beginning of the simulation afterwards they are variable in time.

Since spherical particles and a constant particle density are assumed the average mass ( $\bar{m}_x$ ) and the average diameter ( $\bar{D}_x$ ) of one particle can be diagnosed as:

$$\bar{m}_x = \frac{q_x \cdot \bar{\rho}}{N_x} \quad \text{and} \quad \bar{D}_x = \left( \frac{\bar{m}_x \cdot 6}{\pi \rho_x} \right)^{1/3} \quad (12)$$

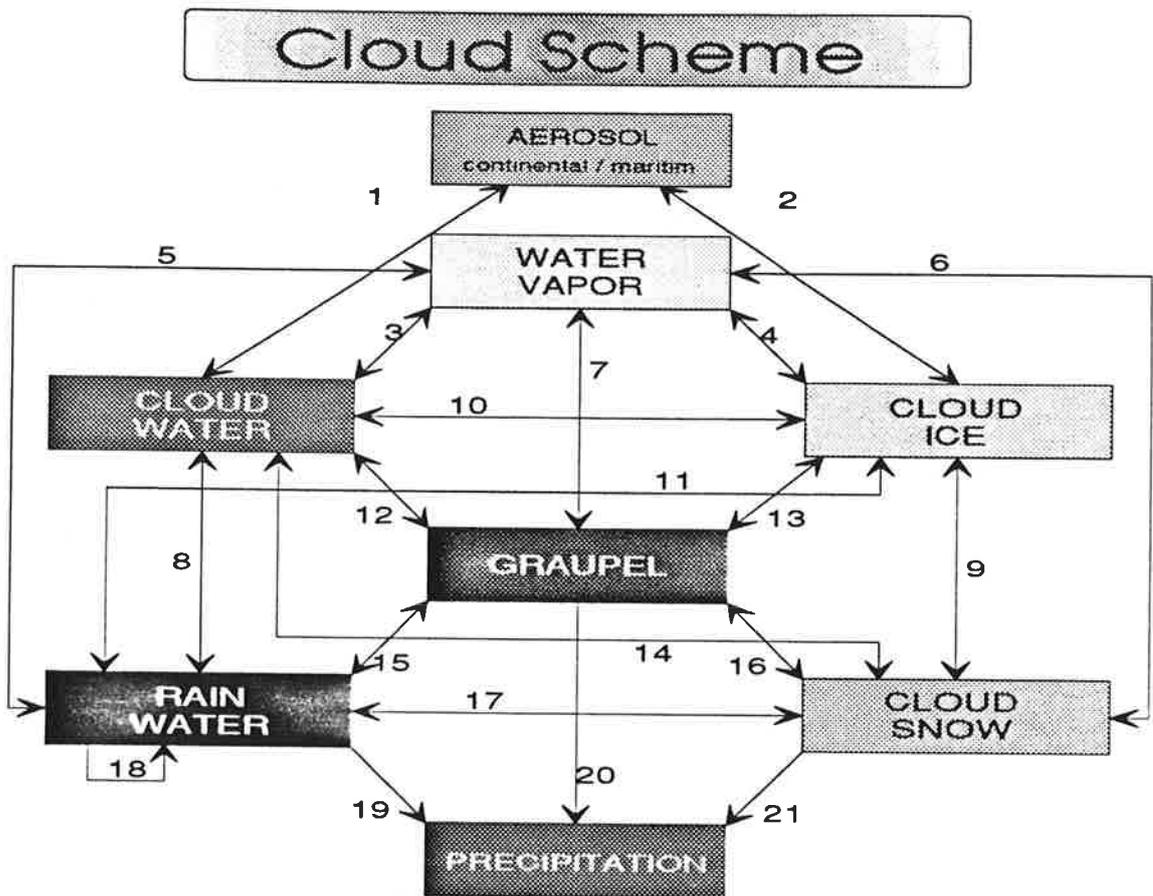
The terminal velocities of the particles will be described by the general approach:

$$u_x(D_x) = a_x D_x^{b_x} \left( \frac{\rho_0}{\bar{\rho}} \right)^{c_x} \quad (13)$$

Using (13) the *mass* weighted terminal velocity (Srivastava, 1978) for each class can be derived:

$$U_x = \frac{\int_0^{\infty} u_x(D_x) m_x(D_x) n_x(D_x) dD_x}{\int_0^{\infty} m_x(D_x) n_x(D_x) dD_x} \quad (14)$$

and also the *number* weighted terminal velocity for use in (2) is obtained setting  $m_x = 1$  in (14). The specific parameters for all hydrometeor classes are defined in Table 1 and a schematic summary of all included cloud processes is given in Figure 3. More details of the accretion processes, in particular the consequences of using different distribution functions are described in Devantier (1994).



**Included processes:** 1. nucleation of cloud drops from supersaturation (Graß and Levkov, 1984); 2. condensation/deposition nucleation of ice crystals from supersaturation (Meyers et al., 1992); contact nucleation of ice crystals from supersturation (Cotton et al., 1986); 3. condensation/evaporation of cloud drops (Nickerson et al., 1986); 4. deposition/sublimation of cloud ice (Cotton et al., 1986); 5. condensation/evaporation of rain (\*); 6. deposition/sublimation of cloud snow (Lin et al., 1983); 7. deposition/sublimation of graupel (Lin et al., 1983); 8. autoconversion of cloud water to rain; accretion of cloudwater-rain (Berry and Reinhardt, 1973 / Nickerson et al., 1986); 9. autoconversion of cloud ice to snow by collection/deposition (Murakami, 1990 / Pasarelli and Srivastava, 1979); accretion of ice-snow (Lin et al., 1983); 10. heterogeneous freezing of cloud water (\*); homogeneous freezing (melting) of cloud water (ice); 11. accretion ice-rain (\*); 12. accretion cloud water-graupel (\*); 13. accretion cloud ice-graupel (Lin et al., 1983); secondary ice production (Aleksic et al., 1989 and Cotton et al., 1986); 14. accretion cloud water-snow (\*); 15. accretion rain-graupel (wet/dry growth); freezing of rain (\*); melting of graupel (Lin et al., 1983); 16. accretion snow-graupel (Lin et al., 1983); conversion from snow to graupel (Murakami, 1990); 17. accretion rain-snow; freezing of rain (\*); melting of snow (Lin et al., 1983); 18. selfcollection of rain; (Berry and Reinhardt, 1973 / Nickerson et al., 1986); 19., 20., 21. fallout of rain, snow, graupel;

Processes indicated by (\*) were described by Devantier (1994) based on works as cited above, Pruppacher and Klett (1980), Mizuno (1990) and others.

Figure 1: Schematic diagram of the cloud modul with all included microphysical processes

## 4 Model runs

### 4.1 The mesoscale event

It is not easy to find a weather event which can be simulated with a mesoscale numerical model regardless of the large scale synoptic conditions. One of such phenomena is the land-sea breeze circulation which is often used for mesoscale simulations (e.g. Jacob, 1991). A detailed analysis of surface pressure maps in the region of the Baltic Sea has exhibited another rare mesoscale event - the so-called Baltic Heat Cyclone - which is described in detail by Tiesel (1984). In winter time such cyclones can be observed if very cold dry air flows from the arctic region or the Russian continent southwestward into the Baltic Sea. If this cold air is overlaying the warm water surface with warm temperatures, meteorological events can occur that are atypical for such high pressure situations. For example heavy snowfall was observed (Pike, 1990) for such weather conditions around January 11, 1987. The synoptic chart for this day (Fig. 2) shows a pool of extremely cold air over the relatively warm Baltic Sea.

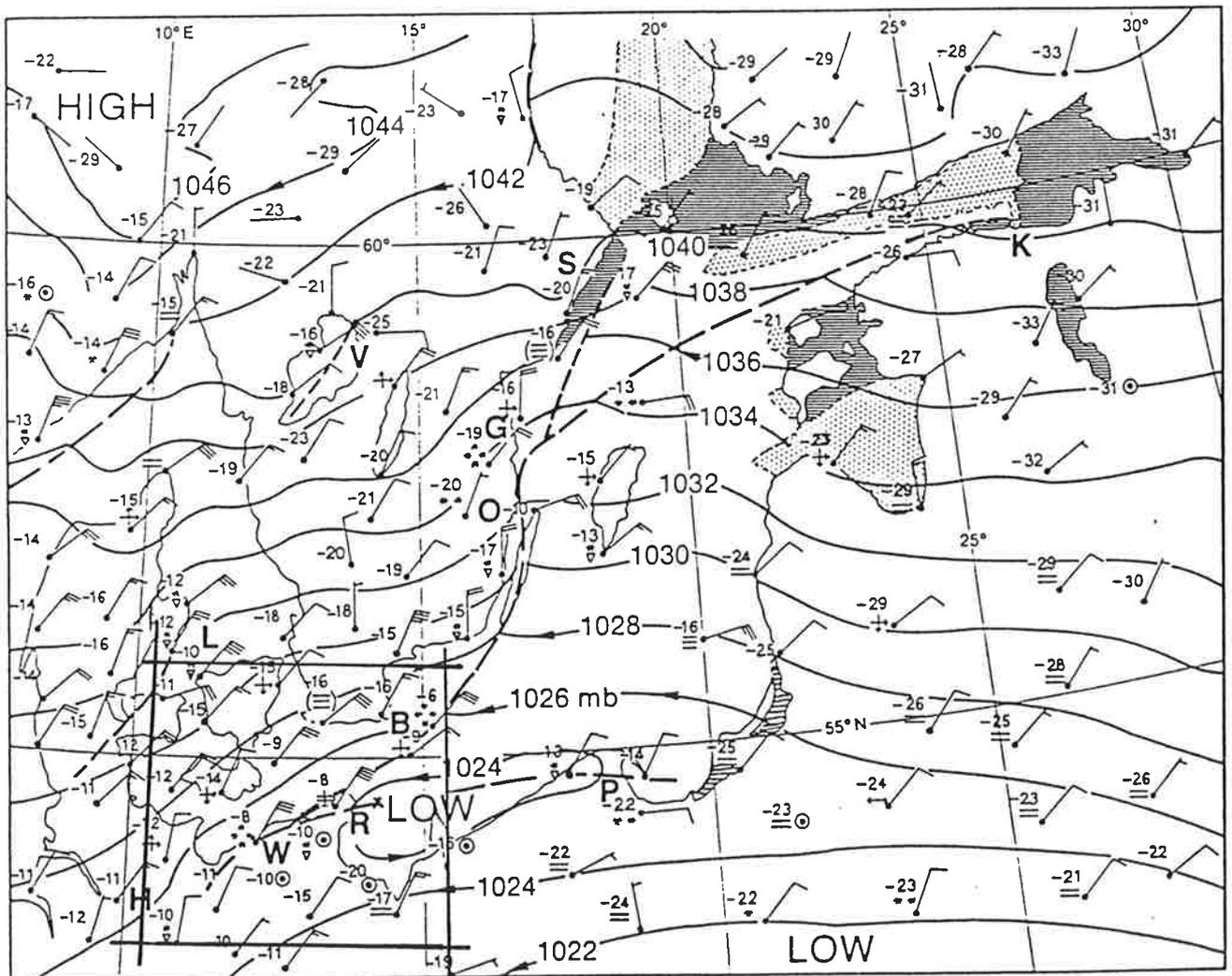


Figure 2: Surface synoptic chart at 1200 UTC on 11 January 1987, after Pike (1990). Heavy dashed lines indicate low-level convergence lines or coastal fronts. The marked square shows the model area.

As a result of this situation extremely heavy snowfall was observed over the German coast. If this snowfall event is primarily caused by mesoscale weather phenomena, it should be possible to model it by means of a mesoscale model (like GESIMA). Including the new cloud routine into GESIMA would be a fine example to test this model in comparison with observed snowfall rate and cloud patterns shown by Pike (1990).

## 4.2 The maximum precipitation rate during the observed snowfall event

A mesoscale model can simply be used in mesoscale simulations if lateral energy fluxes can be neglected. If it can be shown, that in the following example the observed precipitation rates are caused by mesoscale processes alone in the region used by the applied model, than the energy transfer can be described without synoptic data of greater scale.

Using the Magnus formula to calculate the specific humidity  $q$  (g/g):

$$q = \frac{3.79}{p} \cdot R \exp\left(\frac{19.83 \cdot \vartheta}{273 + \vartheta}\right) \quad (15)$$

( $R$ : relative humidity,  $p$ : air pressure,  $\vartheta$ : air temperature in °C) and controlling the stratification by the bulk-Richardson-number:

$$R_i = \frac{g}{T_0} \left( \frac{(\theta_z - \theta_0)z}{u_z^2} \right) \quad , \quad (16)$$

a simple bulk parameterization can be used to calculate the water vapor flux over the Baltic Sea:

$$E = \rho C_E (q_0 - q_z) u_z \quad (17)$$

Herein,  $\theta$  is the potential temperature ( $\theta = T(1000/p)^{0.286}$ ),  $u_z$  the wind speed,  $T$  the absolute temperature,  $\rho$  the air density,  $g$  the gravitational constant and the index  $z$  indicates the scale height of  $z = 10$  m whereas index 0 is used for bottom values.

Table 2 summarizes the parameters used to calculate the water vapor fluxes for two different situations, both with sea temperatures of 1°C. The first one for a temperature difference between air and water of 20 K, second for a difference of 10 K. Following Arya (1988) an enhanced transfer coefficient of latent heat  $C_E(R_i)$  is used for water vapor. Under near neutral conditions the equivalence between the heat transfer coefficient and the drag coefficient  $C_z$  is experimentally confirmed and over the Baltic Sea a value of  $C_z = 1.3 \cdot 10^{-3}$  was assumed (Brocks and Kruegermeyer, 1970).

The the snowfall distribution (Pike, 1990) for the time between 11 and 12 January shows two distinct snowfall regions. The first one is parallel to the German Baltic coast up to Hamburg and has an area of  $F_{NH} = 11500$  km<sup>2</sup> with a width of  $B_H = 40$  km. The observed average snowfall height is about 12 cm. The other one near Greifswald has an area of  $F_{NG} = 20000$  km<sup>2</sup> with a width of  $B_G = 90$  km normaly to the wind direction. In a period of 24 hours the observed average snowfall height was about 10 cm.

It is assumed that over the open sea in time  $t$  (=24 h) the water evaporates over an area of:

$$F_V = t \cdot u_z \cdot B - F_N \quad (18)$$

and is falling out as snow. In the area of  $F_{NH}$  or  $F_{NG}$  than the average snowfall height  $h_s$  can be calculated:

$$h_s = \frac{F_V}{F_N} \cdot \frac{E \cdot t}{\rho_S} \quad (19)$$

	air temp. $T = -19^{\circ}\text{C}$	air temp. $T = -9^{\circ}\text{C}$
potential temp. $\theta_z$ (K)	252	262
temp. of water surface $T_0$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	1	1
rel. humidity of air $R$ (%)	50	50
saturation specific humidity over water (at $1^{\circ}\text{C}$ ) $q_0$ (g/g)	$3.97 \cdot 10^{-3}$	$3.97 \cdot 10^{-3}$
saturation specific humidity at air temperature $q_z$ (g/g)	$8.38 \cdot 10^{-4}$	$1.88 \cdot 10^{-3}$
air density $\rho$ ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	1.39	1.34
Richardson number $R_i$	-0.068	-0.032
wind speed $u_z$ (m/s)	10	10
drag coefficient $C_z$ Arya (1988)	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
flux of water vapor $E$ ( $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$ )	$8.4 \cdot 10^{-5}$	$6.0 \cdot 10^{-5}$

Table 2: Parameters for estimation of snowfall under different conditions

air temp. ( $^{\circ}\text{C}$ )	-19		-9	
	Hamburg	Greifswald	Hamburg	Greifswald
area of evaporation $F_V$ ( $\text{km}^2$ )	23000	57000	23000	57000
area of precipitation $F_N$ ( $\text{km}^2$ )	11400	20000	11400	20000
estimated snow height $h_S$ (cm)	17	25	12	17
observed snow height (cm)	12	10	12	10

Table 3: Comparison of measured and estimated results of snowfall heights

with  $\rho_S = 84 \text{ kg}/\text{m}^3$ . Table 3 shows the maximum possible snowfall heights accumulated over 24 hours.

The calculated and the observed averaged snowfall heights are in good agreement. This could be considered as an argument for a mesoscale phenomenon since in the selected weather situation energy and humidity could be described without large scale transport processes. Consequently it is reasonable using a mesoscale model to describe the transfer of water and energy in this observed snowfall event.

### 4.3 Initialization

The model domain consists of  $49 \times 49$  horizontal points with a grid width of 5 km in each direction. The vertical direction is divided in 23 levels with a resolution from 40 m near bottom to 1 km around the top. In the levels where clouds exist the maximum distance is 250 m. As input serves the radio sounding of Copenhagen (Fig. 3) from 01/11/87, 0000 UTC. All variables are initially horizontally constant except for the

difference between land and water temperature with 256 K and 274 K respectively.

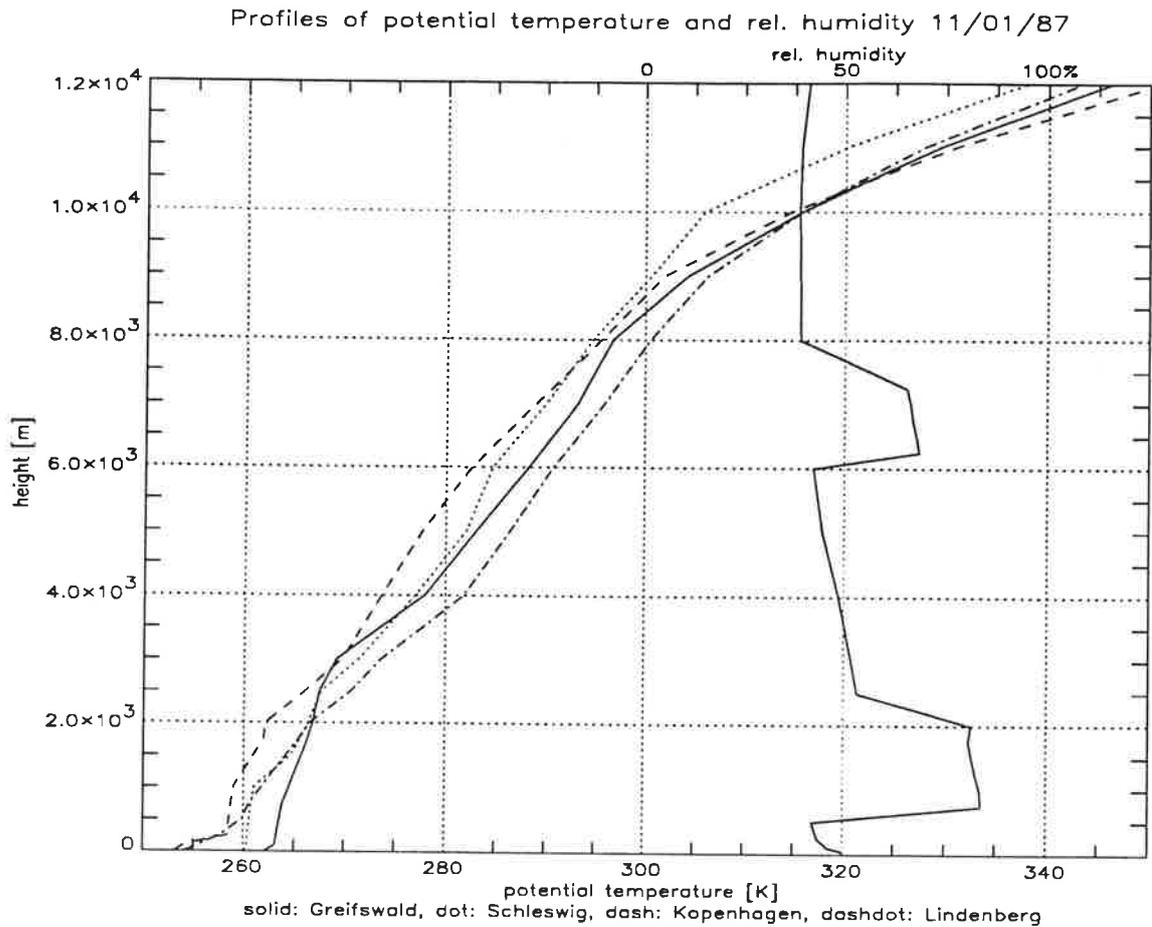


Figure 3: Radio soundings of different stations on 11 January 1987, 0000 UTC. The sounding from Kopenhagen serves as model input. The profil of rel. humidity was used for model initialization.

#### 4.4 Dynamical results

Figure 4 shows the horizontal wind vector in 40 m over ground after 16 hours of simulation time. Clearly two different convergence lines can be recognized along the coastlines of Germany, one eastwards of Rügen island and the other westwards. The cold wet maritim air meets the more dry and colder air above the land areas which stagnates due to enhanced bottom friction. Because of this discontinuity between the land and sea surfaces coastal fronts develop and the model shows good agreement compared with the synoptic situation (Figure 2). The modeled values of the area averaged wind speed compare well with different meteorological stations, e.g. Arkona (Rügen) with 20 m/s or Greifswald with nearly calm agree and reflect the high variability of wind speed over sea and land. The ideal horizontal wind pattern of a cyclone is disturbed by the strong overlaying background wind but in numerical case studies not discussed here (see Devantier, 1994) it could be shown that a small scale Baltic Heat Cyclone may develop over the Oder Bight if the geostrophic wind speed decreases.

#### 4.5 Comparison of simulated snowfall with measurements

The formation of clouds begins after 7 hours of simulation in heights above 750 m where the air reaches the saturation point at temperatures of about  $-20^{\circ}\text{C}$ . Because of the

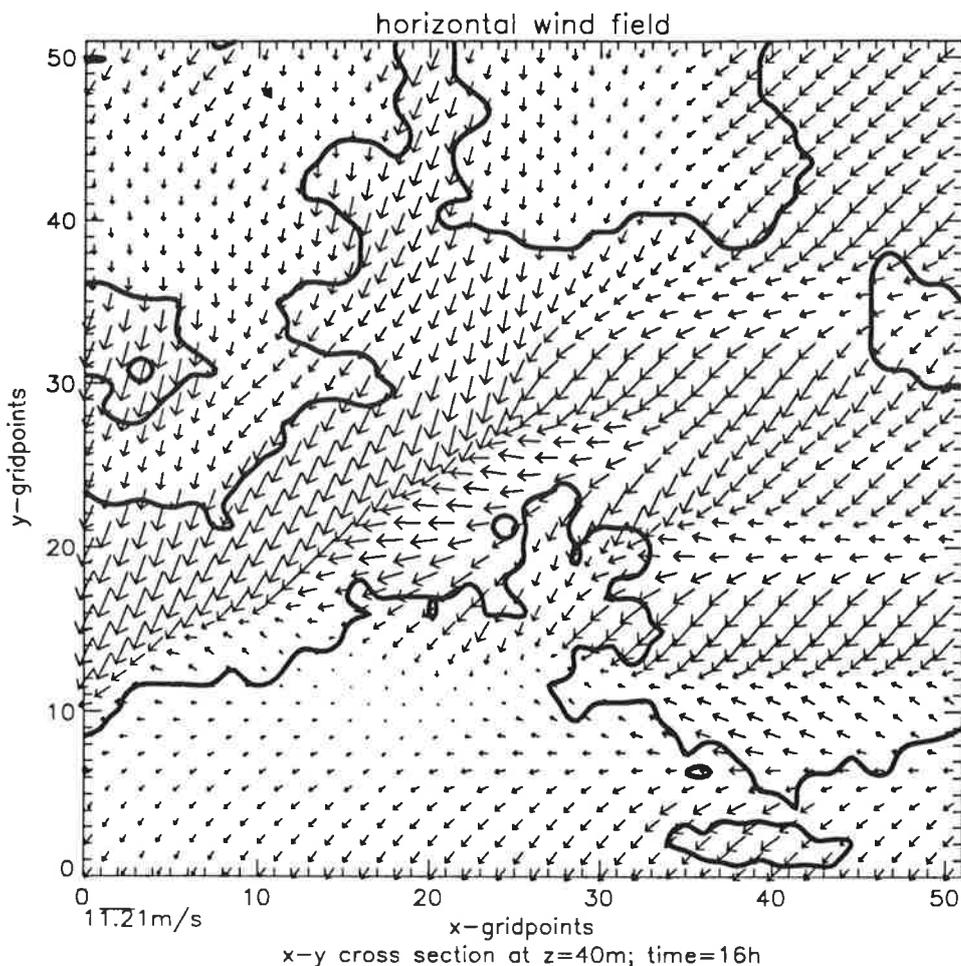


Figure 4: Horizontal wind field near ground after 16 hours simulation. Two convergence lines along the German coasts developed as a result of temperature contrasts of sea and land surface temperatures (about 15 K).

stable stratification of the atmosphere the convection diminishes in heights of about 1500 m which is very typical for such conditions of cold air outbreaks over the Baltic Sea (Tiesel, 1984). About 2 hours later the cloud contains considerable snow content which caused the following snow falls in the lowest model layers between 0...40 m.

To determine the snow fall rates the snow mass mixing ratios of the lowest model layer were integrated over 24 hours. Using the actual model parameters a snow mass mixing ratio of 0.1 g/kg corresponds to a snowfallrate of 7 mm/h. The result of the time integration of model output can be seen in Figure 5. Comparing this with the observed snowfall from Pike (1990) (Figure 6) one finds the the same pattern and an agreement of the average values (about 15 cm) as well as of the maximal values (about 60 cm) which differ no more than 30%.



## 5 Conclusions

In the simulation it was clearly shown that the dynamic behaviour was well described compared to observations. In particular coastal convergencies developed which are connected with the lifting of air following to the arising of clouds. Then the cloud modul gives values of snow and ice content in agreement with snowfall data. This indicates the potential value of the improved cloud scheme.

Since it was a first case study evaluating the cloud scheme further investigation will follow. For next model runs it is intended to validate the cloud modul using satellite picture analysis. A comparison of different cloud parameterizations schemes should allow to point out any mispredictions. Other aspects of cloud modeling as varying density and shape of solid hydrometeors and introduction of ice distribution functions are planned in future developments. To give more realistic results for longer time (in the order of some days) the model must be coupled to a large scale model by receiving more detailed input data.

*Acknowledgements* The authors thanks to make available the program GESIMA by Dr. H. Kapitza (GKSS Geesthacht) as well as for his very helpfull hints. We greatly acknowledge the support from Prof. E. Raschke (GKSS Geesthacht) and thank for his constructive comments. We also wish to thank Dr. L. Levkov (GKSS Geesthacht) for giving us the basement of the cloud modul and Dr. R. Tiesel (Warnemünde) for information concerning Baltic Heat Cyclones. Thanks are also to Mrs. U. Starke (Univ. Leipzig) for her computational support. This work was supported by Ministry of Science and Technology (BMFT) of Germany.

## References

- N.M. Aleksic, R.D. Farley, and H.D. Orville. A numerical cloud model study of the Hallet-Mossop ice multiplication process in strong convection. *Atm. Research*, **23**, 1-30, 1989.
- S.P. Arya. *Introduction to micrometeorology*. Acad. Press Geophys. Ser. 42, 1988.
- E.H. Berry and R.L. Reinhardt. Modeling of condensation and collection within clouds. *D.R.I. Phys. Sci. Pub.*, **16**, 1973.
- K. Brocks and L. Kruegermeyer. Die hydrodynamische Rauigkeit der Meeresoberfläche. Technical report, Ber. Inst. f. Meteorol. Univ. Hamburg 14, 1970.
- W.R. Cotton, G.J. Tripoli, R.M. Rauber, and E.A. Mulvihill. Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nuclation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 1658-1680, 1986.
- R. Devantier. Wolkenbildungsprozesse über der südwestlichen Ostsee - Anwendungen eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell. to be submitted as PhD-thesis at Univ. Leipzig, 1995.
- G. Feingold and Z. Levin. The lognormal fit to raindrop spectra from frontal convective clouds in Israel. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 1346-1363, 1986.
- H. Graßl and L. Levkov. A simple model allowing to investigate the activation process in water clouds. In *11 Int. Conf. atm. aer., cond. and ice nuclei*, Budapest, Hungary, 3-8 Sept. 1984.

- D. Jacob.** Numerische Simulation der Wolkenbildung in einer Land-Seewind-Zirkulation. Technical report, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht, GKSS 91/E/40, 1991.
- H. Kapitza and D.J. Eppel.** Non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **65**, 129–145, 1992.
- L. Levkov, B. Rockel, H. Kapitza, and E. Raschke.** 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **65**, 35–55, 1992.
- Y.L. Lin, R.D. Farley, and H.D. Orville.** Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1065–1092, 1983.
- A.H. Markovitz.** Raindrop size distribution expressions. *J. Appl. Meteor.*, **15**, 1029–1031, 1976.
- M.P. Meyers, P.J. DeMott, and W.R. Cotton.** New primary ice-nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteor.*, **31**, 708–721, 1992.
- H. Mizuno.** Parameterization of the accretion process between different precipitation elements. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 395–398, 1990.
- M. Murakami.** Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud. *J. Met. Soc. Japan*, **68**, 107–127, 1990.
- E.C. Nickerson, E. Richard, R. Rosset, and D.R. Smith.** The numerical simulation of clouds, rain and airflow over the Vosges and Black Forest Mountains: A meso- $\beta$  model with parameterized microphysics. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 398–414, 1986.
- Y. Ogura and N.A. Phillips.** Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 173–179, 1962.
- R.E. Pasarelli and R.C. Srivastava.** A new aspect of snowflake aggregation theory. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 484–493, 1979.
- W.S. Pike.** A heavy mesoscale snowfall event in northern Germany. *Meteorological Magazine*, **119**, 187–195, 1990.
- H.R. Pruppacher and J.D. Klett.** *Microphysics of clouds*. D. Reidel Publishing Company, 1980.
- R.C. Srivastava.** Parameterization of raindrop size distribution. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 108–117, 1978.
- R. Tiesel.** Die Wärmezyklonen der westlichen und mittleren Ostsee. *Z. Meteor.*, **34**, 354–365, 1984.

# On the influence of grid resolution and land surface heterogeneity on hydrologically relevant quantities

Nicole Mölders and Armin Raabe

## Zusammenfassung:

Numerische Experimente wurden durchgeführt, um den Einfluß von Gittermaschenweite und subskaliger Heterogenität auf die Vorhersage der am Wasserkreislauf beteiligten Größen zu untersuchen. Die Modellergebnisse zeigen, daß die Evapotranspiration, Bewölkung und der Niederschlag von der Gittermaschenweite und der Heterogenität beeinflusst werden. Es zeigte sich, daß bei Verwendung größerer Maschenweiten unter Einbezug der verschiedenen Landnutzungstypen innerhalb der Gittermasche die Oberflächenprozesse und Phänomene (z.B. Wärmeinseleffekt) realistischer beschrieben werden, als wenn nur ein Landnutzungstyp für das gesamte Gitterelement angenommen wird.

## Summary:

Numerical experiments were performed to investigate the influence of grid resolution and subgrid heterogeneity on the prediction of the quantities of the water cycle. The results were compared with each other and with those provided by a simulation using the same surface parameterization scheme but taking subgrid scale surface heterogeneity into account. The model results substantiate that the evapotranspiration, cloudiness and precipitation are affected by the grid resolution and the heterogeneity. It was found that increasing the grid size but including the heterogeneity describes more realistically the surface processes and phenomena (e.g., heat island effect) than assuming one land use type for the whole grid element.

## 1. Introduction

More than 3000 years ago King Salomon wrote 'All rivers run into the sea; yet the sea is not full; unto the place from whence the rivers come, thither they return again.' (Ecclesiastes 1:7) This describes the principle of the hydrological cycle. Recently, the interest in modeling the whole energy and water cycle grows (e.g., GEWEX, BALTEX). Within this framework hydrological models and meteorological models have to be coupled. Unfortunately, the horizontal grid resolution of meteorological models like the DM (Deutschland Modell which has a grid width of about 15 km x 15 km; e.g., Müller et al., 1986) or GESIMA (Geesthacht's Simulation Model of the Atmosphere; Kapitza and Eppel, 1992) is much coarser than that required by hydrological models. A grid element of DM, for instance, may even include a whole catchment area of a small river with all related surface processes. It is obvious, that for such a coupling the parameterization of the Earth's surface processes (e.g., evapotranspiration, soil moisture dynamics) may be particularly relevant. Firstly, the land surface strongly interacts with the atmosphere at all scales by exchange of momentum, heat, water vapor and water (e.g., precipitation, infiltration, runoff). Secondly, the runoff relevant rain which is also a key quantity in such a coupling can be regarded as the difference between the rain above the canopy minus the evapotranspiration and infiltration. Note that evapotranspiration includes evaporation of liquid water from rivers and lakes, bare soil, vegetative surfaces as well as transpiration from leaves of plants and sublimation from ice and snow surfaces. The soil and vegetation represent both a source and a sink of moisture. The evapotranspiration/ the fluxes of latent heat depend on soil wetness and friction velocity. Note that the flux of latent heat/ evapotranspiration is the common term in the water and energy balance.

Natural surfaces are usually heterogeneous over the resolvable scales considered in meteorological models. Therefore, the often used practise to use the dominant landuse type as

representative for the entire grid cell may fail to represent the surface forcing (Avisar and Pielke, 1989), because different land surfaces and slopes have different fluxes of momentum, moisture and heat due to differences in water availability, surface temperature, plant and soil parameters (Fig. 1). Moreover, these differences in water and energy fluxes may lead to different cloud and precipitation formation (Fig. 2). The subgrid scale surface heterogeneity in combination with the variability of precipitation over complex terrain may yield a large variation of evapotranspiration and, hence, runoff. Unfortunately, the possibility to increase the grid resolution of meteorological models in order to better represent the surface characteristics is limited due to computer performance and model parameterization limitations as well as due to the availability of land use data to initialise the model. Therefore, the exchanges of energy and water between the atmosphere and various typical biomes (agricultural areas, forest, mixed land-water coverage), in particular, the influence of subgrid scale spatial surface variability on the forecast of the hydrological quantities, are investigated on the basis of results provided by numerical experiments applying different grid resolutions and a scheme to consider subgrid variability. These studies have to be regarded as a first step to upscale which is necessary to couple mesoscale  $\beta$  meteorological models with hydrological models.

## 2. Description of the model and theoretical aspects

The non-hydrostatic meteorological model used in our study is GESIMA. Its dynamical part is based on the anelastic equations (Kapitza and Eppel, 1992). The representation of the soil /vegetation/atmosphere interaction follows Claussen et al. (1992). The surface parameterization incorporated in GESIMA assumes homogeneous land characteristics within a grid element. Twelve land use categories can be distinguished for which different plant and soil parameters are used. An improved version of the cloud parameterization developed by Jacob (1991) is applied to describe cloud and precipitation formation.

The model domain encompasses the troposphere over the mouth of the river Elbe and parts of the western Baltic Sea from the surface to about 11.5 km height with a horizontal extension of 130 km in the North-South and 200 km in the West-East direction. The vertical resolution varies from 20 m to 1 km with 8 levels below 2 km and 7 above that height. The 3-D-simulations have been initialised with profiles of wind, temperature and moisture of 26 April 1986 obtained from a 1-D-simulation which adjusts the vertical profiles of temperature and wind speed to homogeneous terrain. This day was chosen because precipitation and satellite data were available. At the beginning of the simulations the mixing ratios of cloud water, rainwater and ice were set equal to zero.

A grid cell typically encloses a region of several  $\text{km}^2$  wherein in nature large inhomogeneities of vegetation, soil type, soil wetness, slopes, urbanisation etc. may occur. The relationship between most surface properties and energy and water fluxes is usually non-linear. In order to represent heterogeneous land surfaces each grid area is divided into homogeneous patches according to the different land use types within that grid cell. Assuming that horizontal fluxes/advection between the different patches within a grid element are small as compared to the vertical fluxes, patches of the same type located at different places within the grid element can be regrouped together (e.g., Li and Avisar, 1994). Then fluxes are calculated for each land use type separately. The grid element averaged fluxes are given by (e.g., Avisar and Pielke, 1989):

$$F_j^k = \frac{\sum_{i=1}^n a_{i,j} F_j^k}{\sum_{i=1}^n a_{i,j}} \quad (1)$$

where  $F_j^k$  is the particular flux considered from the subgrid  $i$ th land use type in the  $j$ th grid box,  $a_{i,j}$  is the total area of the subgrid land use type  $i$ ,  $k$  indicates the different fluxes (fluxes of

sensible and latent heat, etc.) and  $n$  is the number of land use types. Note that this method neglects the occasionally observed effects from internal boundary layers (IBL; Raabe, 1983). This means, that the subgrid fluxes do not only vary because of the variable portion of land use type, but also because of the non homogeneous interaction between air stream and surface conditions. This effect can be simply demonstrated by the slowly adaption of a wind profile after a suddenly change in surface roughness, described about the development of an IBL. But it is the same problem for the fluxes of sensible and latent heat. If we use the conditions:

$$\begin{aligned} x \geq 0, z_0 = z_{01} & \quad u(z) = \frac{u_{*1}}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z}{z_{01}}\right) \\ x < 0, z_0 = z_{02} & \quad u(z) = \frac{u_{*2}}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z}{z_{02}}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

In the region  $x \geq 0$  in the height  $z = \delta$ , the variability of the flux of momentum,  $\tau_0 = u_*^2 \cdot \rho$ , must fulfil the following conditions:

$$Q = \frac{\tau_{02}}{\tau_{01}} = \left( \frac{1}{1 + \frac{M}{\ln(\delta/z_{01})}} \right)^2 \quad \text{with } M = \ln\left(\frac{z_{01}}{z_{02}}\right) \quad (3)$$

where  $\delta(x)$  is the development of the height of the IBL in the region  $x \geq 0$ , often parameterized as  $\delta = 0.3x^{0.5}$  (see Hupfer and Raabe, 1994). The consequence is that the relation  $Q$  is a function of the fetch  $x$  above the new underlying surface. In dependence of the averaged extent of an area  $F = (x_2 - x_1)^2$  the non homogeneous value is:

$$\overline{Q}_{NH} = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} Q(x) dx \quad (4)$$

and the homogeneous value is given by:

$$\overline{Q}_H = \frac{1}{x_{max} - x_1} \int_{x_1}^{x_{max}} Q(x) dx \quad (5)$$

The flux reduction ( $\overline{Q}_{NH}/\overline{Q}_H$ ) is exemplary demonstrated here for an air stream from a land surface to a water surface ( $z_{01} = 5$  cm,  $M = 6$ ,  $x_1 = 10$  m,  $x_{max} = 100$  km, (Fig. 3)).

The reduction of the fluxes calculated for the IBL-relation can also determined experimentally. Fig. 3 includes a parameterized relation of the variability of the fetch dependent averaged drag reduction ( $\overline{C}_{10}(x_2 - x_1)/C_{10H}$ ) by use of

$$\overline{C}_{10}(x_2 - x_1) = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_2}^{x_1} C_{10}(x) dx \quad (6)$$

with the experimentally determined nonhomogeneous value:

$$C_{10}(x) = (1.55 \cdot \ln(x) + 1.50) \cdot 10^{-4} \approx \tau_{02}(x) \quad 5m \leq x \leq 5000m \quad (7)$$

(typical for a land-water transition, Baltic Sea Coast, s. Hupfer and Raabe (1994)) and the homogeneous value of drag coefficient  $C_{10H} = 1.36 \cdot 10^{-3}$  (see Brocks and Krügermeyer, 1970) as a value for an open water surface (Baltic Sea). In case of a water area  $F=1 \text{ km}^2$  the drag coefficient about the water surface is reduced to 80% (experimental) or 70% (theoretical) of its homogeneous value (s. Fig. 3).

This effect and the regionally variable wind field (as a result of orography) superpose and the result is a non homogeneous distribution of fluxes (momentum, sensible and latent heat) above a seemingly homogeneous water surface (in that case). But nonhomogeneity shows such influences in all cases of transition between various land use types.

### 3. Preliminary results

In order to illustrate the sensitivity of the energy and water fluxes to surface heterogeneity several numerical experiments were performed with horizontal grid resolutions of 4 km x 4 km (HOM4) and 8 km x 8 km (HOM8), assuming homogeneous coverage of the grid area by the dominant land use type. Since in complex terrain the probability is higher than in smooth terrain that some areas are more exposed to receive precipitation than other areas, a variable grid resolution using also the assumption of homogeneous coverage for the entire grid cell was tested. As often practised in hydrological science, a fine grid resolution is used over complex topography and a coarse resolution over more or less flat and homogeneous terrain. Different variable grids with different decreasing/increasing grid mesh widths and different amounts of grid points were tested. In a last run, called HET8 hereafter, the contribution of each land use type was considered according to its area weight within the 8 km x 8 km grid box (see Eq. 1). All simulations were carried out using an averaged terrain height within the grid area and a time step of 10 s.

The main effects of the different grid resolution, which are caused by the use of different land use types, on the meteorological forcing are discussed exemplarily by comparison of the model results provided by HOM4 and HOM8. The effects of heterogeneity on the predicted hydrologically relevant quantities are illustrated by comparing the results of HET8 (which considers surface heterogeneity) with those of HOM4 and HOM8 (which both assume homogeneity within the grid element). To show the effect of subgrid heterogeneity the results of HET8 and HOM8 which both use the same grid width are compared with each other. The effectivity of the consideration of heterogeneity is evaluated by comparison of the results of HET8 and HOM4 where the latter uses a finer grid resolution.

#### 3.1 Comparison HOM8 and HOM4

##### 3.1.1 Water and energy fluxes

During night-time, the relatively small differences of surface energy fluxes, temperature, and moisture are mainly up to the differences in roughness. The higher roughness of a town, for instance, causes stronger turbulent mixing in the lower troposphere. Large differences in the fluxes occur in the water-meadows of the river Elbe and where a lot of smaller lakes and villages exist that are neglected by the coarser resolution. On contrary, during daytime the surface heat fluxes are very sensitive to the ability of the surface to evaporate or transpire water and, hence, to the land use type prevailing in the grid cell. At noon, for instance, the latent and sensible heat fluxes differ between the simulations as large as  $100 \text{ W m}^{-2}$ . The domain average latent heat fluxes are similar for HOM4 and HOM8 except in the late afternoon where the first delivers up to  $10 \text{ W m}^{-2}$  larger values. Above free water surfaces like the Baltic Sea the pre-

dicted fluxes of latent heat are similar and achieve values up to  $50 \text{ W m}^{-2}$  in the daytime. Over land surfaces the larger heterogeneity in HOM4 results in larger variations of water availability for evapotranspiration (e.g., soil wetness, small lakes) than in HOM8. Therefore, the variability of the turbulent fluxes of latent heat is larger for HOM4 than for HOM8. Differences occur especially near the coast, in the water-meadows of the Elbe and when lakes and their moister environment are no longer of subgrid scale (Fig. 4). Moreover, in general, differences occur for those areas where the land use type is represented by very strongly drying soil (e.g., *sand*, *town*) in one simulation and in the other by vegetation and soil types which nearly hold the soil moisture (e.g., *grassland*, *forest*) so that larger fluxes of latent heat can occur. The domain average of evapotranspiration is the larger the coarser the horizontal grid resolution is (Fig. 6). For HOM8 only small differences exist in the turbulent fluxes of sensible heat except over conurbation and the coast. On contrary, these fluxes vary stronger in HOM4. At day the fluxes of sensible heat are larger for HOM8. The domain average fluxes of sensible heat differ hardly between HOM4 and HOM8 except in the late afternoon where HOM8 yields  $10 \text{ W m}^{-2}$  larger values.

During night-time the domain average soil heat fluxes are similar for both simulations while during daytime they are larger (in the domain average up to  $20 \text{ W m}^{-2}$ ) and more variable for HOM4 than for HOM8. For the same reasons, already discussed in connection with the evapotranspiration, large differences in the soil heat fluxes predicted for the Hamburg area occur during daytime.

The predicted radiation fluxes are strongly affected by the differences in the calculated cloud distribution. The short-wave radiation fluxes are lower in cloudy regions for HOM4 than those obtained by HOM8. At day in most cases the net radiation fluxes are lower for the HOM8 simulation than for the HOM4 run. Then the largest differences (more than  $50 \text{ W m}^{-2}$ ) occur over the coastline and conurbation where the effect of the finer resolution is the largest. Table 1 shows the extreme values of the energy and water fluxes achieved by the different simulations.

### 3.1.2 Surface and air temperatures

As will be discussed later, the cloudiness predicted by HOM8 is larger than that obtained by HOM4. Therefore, the lower incoming radiation results in lower surface temperatures in HOM8 in these regions. Generally, in the cloudy regions the diurnal variation of the surface temperature is damped. During night-time the surface temperature predicted by the simulation with the finer resolution is usually lower than those obtained by HOM8 due to the larger cloudiness. At day the surface temperatures predicted for the Hamburg area, for instance, are about 10 K lower for HOM8 than for HOM4, because in HOM8 Hamburg is characterised by lower values of  $z_0$  and higher albedo. Due to the coarser resolution the dominant land use type for these grid boxes is *village* in HOM8 while in HOM4 also the land use type *town* is considered. Moreover, the horizontal extension of Hamburg is reduced in HOM8 because in the suburban areas the agriculture prevails and, hence, *agriculture* is chosen as the representative land use type. This fact also explains the larger evapotranspiration/latent heat fluxes in HOM8 than in HOM4 in this area (Fig. 4).

At noon the larger surface temperatures predicted by HOM4 lead to warmer temperatures in the atmospheric boundary layer (ABL), especially, above the conurbation (Fig. 5). During night-time, the cooling of the soil and vegetated surfaces creates almost the same atmospheric conditions for the first night (0 h to 6 h). In the second night (20 h to 0 h), the air temperatures predicted for the first kilometer above the Earth's surface are only slightly higher for HOM8 than for HOM4. Difference about more than 2 K may occur which may result from the differences in the predicted cloud fields. In the mid- and upper troposphere the discrepancies in the predicted temperatures (up to 0.5 K) are mainly due to differences in the release and consumption of heat caused by cloud formation and depletion processes as well as by differences in the radiative cooling due to the different cloudiness and, hence, different water path.

Throughout the whole troposphere the temperature distribution shows more structures and the minima and maxima are more exhibited in HOM4 than that obtained by the simulation with the coarser grid resolution.

### 3.1.3 Water vapor

The plant transpiration provides a supply of moisture which significantly increases the amount of water in the shallow ABL as is characterised by the profiles of water vapor mixing ratio (Fig. 5). Except over water and in the lee side regions of conurbation, evapotranspiration is larger for HOM8 than for HOM4 for which the former provides larger specific humidity values than the latter. Differences of more than 0.5 g/kg, 0.4 g/kg and 0.007 g/kg may occur near the surface, in 2 km height and in the upper troposphere, respectively. The differences in the mid and upper troposphere are mainly found in the cloudy regions and are caused by differences in vertical motions and phase transition processes as well as in the mass weighted saturation mixing ratios, i.e., differences in the cloud water and ice mixing ratios. After the onset of precipitation in both simulations the predicted fields of the water vapor are strongly altered by the enhanced water availability provided by both the evaporation of raindrops leaving the cloud and the increased evaporation from the wet soil. During and after the rainfall event the specific humidity distribution is strongly related to that of rainwater, precipitation and increased soil wetness for both runs.

### 3.1.4 Cloud- and precipitation formation processes

Obviously, the differences in moisture and air temperature lead to differences in the horizontal and vertical cloud extensions. The cloud tops, for instance, reach higher for HOM4 than for HOM8. At noon the cloud bases are found in higher levels for HOM8 than for HOM4 while during night-time they are found in approximately the same level. The cloud distribution is more differentiated for HOM4. Furthermore, some cloud fields provided by HOM8 are not predicted by HOM4 and vice versa. In contrast to HOM8, some cloudfree regions occur in the cloud bands predicted by HOM4. Large differences occur also in the vertical distribution of the mixing ratios of cloud water and ice. This may be attributed to differences in the vertical motions as well as to differences in the water vapor mixing ratios. For the finer grid resolution the probability that supersaturation and, hence, cloud water and ice formation occurs within a grid box, is larger. The cloud water mixing ratios are larger for HOM4 which also leads to differences in rainwater formation and, consequently, in rainwater mixing ratios. Ice and supercooled water coexist up to 4 km height for both simulations. During night-time in HOM4 and HOM8 rainwater is predicted above the eastern part of the model domain. In the lower troposphere the horizontal extension of rainwater fields is very similar to that of the ice mixing ratios for both simulations indicating that the rainwater is mainly formed via the ice phase. In HOM8 more rainwater is found at temperatures below 0°C than in HOM4. Rainwater occurs in higher levels in HOM8 than in HOM4. Large discrepancies in the distribution of the ice mixing ratios occur in the upper troposphere. The ice mixing ratios are often higher for HOM4 than for HOM8 with differences up to 0.4 g/kg. Due to the larger amounts of ice, ice crystals survive longer distances at temperatures warmer than 0° C in HOM4 than in HOM8.

### 3.1.5 Soil wetness

Before the onset of precipitation the soil wetness is usually larger for HOM4 due to the lower evapotranspiration. At the end of the simulation in HOM4 and HOM8 in some regions precipitation reaches the ground and, hence, the soil wetness increases rapidly. Where no rainfall was predicted the soil wetness decreases and reflects the wetness resulting from the locally land and soil conditions.

### 3.1.6 Comparison to 'expected reality'

The comparison of the results of HOM4 and HOM8 illustrates that coarse grids may significantly suppress regional phenomena like the heat island effect. Moreover, evaporation and precipitation may not be accurate enough to calculate the runoff relevant precipitation required by hydrological models if the grid is coarse. Note, that the data of the KNMI indicate that no precipitation was observed (see Mölders, 1993). The similarity of the domain average latent heat fluxes of HOM4 and HOM8 may indicate that the homogeneous parameterization on the average delivers too high fluxes of latent heat and, hence, too large evapotranspiration. For runoff studies this means that using a representative landuse type reduces runoff relevant rain and might lead to too low runoff.

### 3.2 Variable grid resolution

In a first attempt to get to a better representation of surface properties various variable grids were applied. The results given in Tab. 1 are obtained by a simulation, denoted as HOMV, for which the horizontal grid resolution increases versus the North and the East from a 1 km x 1 km to a 8.6 km x 8.6 km grid cell size. It was found that using variable grids may lead to numerical instabilities. Moreover, a variable grid is disadvantageous because the maximum possible time step is determined by the Courant criterion and, hence, by the smallest grid area. This means that the decrease of the computational effort can only be achieved by decreasing the amount of grid points. As expected, compared with the other simulations, HOMV leads to a larger variability in the water and energy fluxes in those regions where the grid resolution is finer. A more homogeneous distribution is obtained where the grid is coarser.

### 3.3 Comparison of HOM8 and HET8

#### 3.3.1 Water and energy fluxes

Differences in the water and energy fluxes predicted by HOM8 and HET8 occur especially in those regions where the area covered by the dominant land use type (which is the land use type applied in HOM8) is only slightly larger than the area covered by the next less prevailing land use type. This is the case, for instance, in the coastal and in the suburban areas. In those cases the other subgrid land use types which are considered in HET8 may strongly alter the energy and water fluxes predicted for the respective grid element. The effect is the largest if the differences in the soil and plant characteristics between the dominant and the subgrid scale land use types are large and/or if total percentage of the dominant land use type within the grid box is low.

Under the conditions of large surface heterogeneity the fields of the different components of the energy budget predicted by HET8 are much more structured than those of HOM8. In the late afternoon HET8 provides about  $100 \text{ W m}^{-2}$  and more lower domain average latent heat fluxes than HOM8, i.e., using the dominant landuse type results in about  $0.2 \text{ kg m}^{-2} \text{ h}^{-1}$  larger domain average evapotranspiration than obtained with consideration of the heterogeneity (Fig. 6). This may be attributed to the fact that in the heterogeneous parameterization also the subgrid land use types which evaporate less slip into the calculation. Note that the water surface temperatures which are assumed to be constant over the entire simulation period (*sea deeper than 10 m 4°C, sea less than 10 m deep 6°C, lake 10°C*) are much colder than the land surface temperatures of their environment. Although the colder water surfaces evaporate at their potential rate, they evaporate less than a warmer vegetated surface. This leads to lower mean latent heat fluxes for grid cells including both water and land surfaces. The colder water surface, however, may also contribute to a lower near surface mean air temperature value in such a grid cell leading to lower evaporation of the land surfaces. The land use type *agriculture* occurs most frequently within the model domain as well as in the grid cells and, hence, the characteristics of this land use type are used to determine water and energy fluxes in simulations where the dominant landuse type applied. Note that other authors

using other concepts to take the subgrid heterogeneity into account also found large differences between the latent heat fluxes obtained with the dominant landuse type and their respective method or with different degrees of heterogeneity (e.g., Seth et al., 1994; Chen and Avissar, 1994).

During night-time the domain average fluxes of sensible and latent heat are similar for both runs. At daytime the domain average fluxes of sensible heat are about  $100 \text{ W m}^{-2}$  larger for HET8 than for HOM8. Between 11 and 19 local time HET8 provides up to  $50 \text{ W m}^{-2}$  larger domain average short-wave radiation fluxes than HOM8. Since the long wave radiation fluxes are strongly affected by differences in the predicted cloud fields and surface temperatures, differences up to  $50 \text{ W m}^{-2}$  and more occur between HET8 and HOM8. During night-time HET8 provides  $20 \text{ W m}^{-2}$  larger values than HOM8 for the domain average soil heat fluxes. At day the opposite is true.

### 3.3.2 Surface and air temperatures

The surface temperature fields provided by HET8 reflect better the surface characteristics. This is mainly due to the fact that the subgrid scale land characteristics which heat stronger (e.g., *village, town*) or lower also contribute to the surface temperature. During day the surface temperatures in the Hamburg area, for instance, are up to 6 K larger for HET8 than for HOM8. The domain average surface temperature is larger for HET8 than for HOM8. Differences of 5 K and more occur in the afternoon between HET8 and HOM8. Note, that the water temperatures of lakes and rivers are not considered in the calculation of the mean land surface temperature in HET8. The water surface temperature is only used in the calculation of the energy budget. The differences in domain average surface temperatures are the smallest around sunrise and the largest in the early afternoon. During night-time the differences grow lower (up to 1 K). At day the stronger heating leads to stronger turbulent mixing and, hence, to a stronger heating of the ABL. At 2 km height these differences in air temperature nearly vanish (Fig. 5). During night-time about 2 K higher air temperature values are provided by HET8 than by HOM8.

### 3.3.3 Water vapor

In the ABL the water vapor mixing ratios are up to 1 g/kg larger for HOM8 due to the larger evapotranspiration. Above 2 km height the differences are small where both runs predict no clouds. The differences in the mid and upper troposphere are related to predicted cloudiness.

### 3.3.4 Cloud- and precipitation formation processes

The horizontal and vertical cloud distributions differ strongly. The cloud fields show more structures in HET8 than in HOM8. The cloudiness is less due to the lower water vapor availability in HET8. Therefore, in HOM8 the cloud bases are predicted in lower levels than in HET8. The cloud water mixing ratios also achieve larger values in HOM8 than in HET8. Liquid water exists up to 3 km and 4 km in HET8 and HOM8, respectively. In HOM8 larger ice mixing ratios are obtained than in HET8.

### 3.3.5 Soil wetness

The HET8 simulation predicts no precipitation at the ground wherefore soil wetness decreases. Generally, the domain averaged soil wetness is the lowest for HET8. The differences in soil wetness are the smallest around sunrise, where the differences in the energy and water fluxes are the lowest, and the largest in the early afternoon, when precipitation occurs in HOM8.

### 3.3.6 Comparison to 'expected reality'

From a grid scale statistical point of view it is much more important to predict the occurrence of latent and sensible heat fluxes within a grid element than to localise those fluxes within this grid area. Based on these findings we may expect that the consideration of subgrid heteroge-

neity allows to produce local phenomena like the moister troposphere above water-meadows or the warmer surface temperatures of towns even if the responsible surface properties are of subgrid scale.

### 3.4 Comparison of HOM4 and HET8

#### 3.4.1 Water and energy fluxes

The lower evapotranspiration predicted by HET8 (Fig. 4) yields lower values of specific humidity (Fig. 5), reduces cloudiness, increases the solar radiation reaching the ground, the net radiation at the surface, the surface temperature and the air temperature of the ABL (Fig. 5). In the domain average the net radiation fluxes are larger for HET8 than for HOM4 during night-time while the opposite is true around noon. Like for HOM4 and HOM8 the net radiation predicted by HOM4 and HET8 differs the largest in cloudy regions due to differences in cloudiness and water path. The long wave radiation fluxes only slightly differ between the simulations during night-time and in the early morning. Around noon the differences are larger. Between 11 and 19 local time HET8 provides up to  $100 \text{ W m}^{-2}$  larger domain average short-wave radiation fluxes than HOM4. The predicted short-wave radiation is more variable for HOM4 than for HET8 with differences of about more than  $50 \text{ W m}^{-2}$ , especially, in cloudy regions and above the Baltic Sea. In the night-time the domain average soil heat fluxes are similar for both simulations. The soil heat fluxes differ the strongest in the afternoon and are up to  $80 \text{ W m}^{-2}$  larger for HOM4 than for HET8.

#### 3.4.2 Surface and air temperatures

The domain average surface temperature is larger for HET8 than for HOM4. The differences in surface temperature are the smallest around sunrise and the largest in the early afternoon and decrease during night-time. In the prediction of the surface temperatures differences of up to 6 K and more occur between HOM4 and HET8. Although HET8 succeeds in predicting the stronger surface heating of the Hamburg area the effect on the air temperature is only slight. On contrary, as already mentioned, at noon HOM4 yields about 1 K warmer air temperatures for Hamburg than for the rural neighborhood (Fig. 5). The use of the dominant land use type may be responsible for this fact.

During day the temperatures predicted for the first model layers above the Earth's surface up to 500 m height or so are up to 1 K higher for HET8 than for HOM4 (Fig. 5) where the latter predicts the heat island effect of Hamburg by 2 K higher air temperatures. Over the Baltic Sea HOM4 predicts 1 K lower air temperatures than HET8 which is mainly due to the use of the prevailing land use type 1 (*sea deeper than 10 m*) in HOM4 which goes along with lower sea surface temperatures. Above 500 m height the predicted air temperatures differ slightly (Fig. 5).

#### 3.4.3 Water vapor

The water vapor mixing ratios strongly differ between HET8 and HOM4 (Fig. 5) especially in the first layers over urban areas (e.g., Hamburg) and water surfaces (e.g., Baltic Sea) as well as in the regions below and within the clouds due to differences in phase transition processes. In the ABL up to  $0.5 \text{ g/kg}$  larger values of specific humidity are predicted by HOM4 than by HET8. Below cloud base the predicted humidity fields are strongly related to those of the rainwater and ice mixing ratios due to evaporation and sublimation.

#### 3.4.4 Cloud- and precipitation formation processes

Generally, the fields of cloud water and ice mixing ratios are more structured for HOM4 than for HET8. The cloud bases are found in lower levels in HOM4 (in about 250 m height) than in HET8 (in about 750 m height) because the model atmosphere predicted by HOM4 is moister and colder than that obtained by HET8. The cloud tops reach higher in HOM4. Ice survives

longer distances after it felt through the level of melting in HOM4 than in HET8. The reasons are manifold. Firstly, the temperature below 1 km height is warmer in HET8 than in HOM4. Secondly, in the layers at temperatures colder than 0 °C HOM4 provides larger ice mixing ratios than HET8. Hence, the ice crystals fall at larger terminal velocities. Thirdly, the higher specific humidity in the layers below clouds achieves that less ice sublimates.

In HET8 the rainwater evaporates before reaching the ground while in HOM4 slight precipitation occurs in some regions during the second night. There are several reasons. Generally, more rainwater is formed in HOM4 than in HET8. Since the ice mixing ratios are larger in HOM4 more ice is available for melting. In HOM4 the larger availability of water vapor below 1 km height yields that less rainwater evaporates after leaving the cloud. The lower temperatures also contribute to less evaporation of raindrops. At temperatures colder than 0 °C hardly rainwater is formed in HET8 while large amounts of rainwater are present in HOM4 up to 2 km height, i.e., less rainwater is formed via autoconversion and accretion in HET8 than in HOM4.

#### 3.4.5 Soil wetness

As pointed out, slight precipitation is predicted for the HOM4 run but none for HET8 which leads to similar differences in the soil wetness and water vapor distribution as discussed above for HET8 and HOM8. Generally, the domain averaged soil wetness is the lowest for HET8.

#### 3.4.6 Comparison to 'expected reality'

Since HOM4 uses the dominant land use type of a 16 km<sup>2</sup> area we may expect that some effects may be overestimated, for instance, the heat island effect of Hamburg or the contributions to the energy and water cycle by lakes or the sea near the coast. Here further research is required.

### 4. Concluding remarks

Numerical experiments using different horizontal grid size, variable grid resolution and a scheme which considers subgrid heterogeneity have been performed in order to investigate the sensitivity of predicted water components to subgrid surface heterogeneity. It is substantiated by all of these numerical experiments that the micro climate close to the ground is strongly influenced by the surface characteristics, and, therefore by the grid resolution if only one representative value is used to calculate the water and energy fluxes. The effect of surface heterogeneity combined with the heterogeneity of precipitation over the surface results in differences of soil wetness, and is also mirrored in differences in the evapotranspiration.

Many features (e.g., heat island effect, soil wetness, surface temperature) simulated by the model using the finer grid resolution and the dominant land use type were also acceptably predicted by simulations using a coarser grid width but with consideration of the subgrid surface heterogeneity. The major deficiency of the use of a dominant land use type occurs when the grid area is very heterogeneous and the sizes of the different patches are small. The assumptions that the horizontal fluxes between the different land patches within a grid element and that the effects of internal boundary layers are small as compared to vertical fluxes and to the main flow over the terrain, have to be checked by field experiments. The large differences between the results of the domain average evaporation which have also been reported by other authors treating subgrid heterogeneity (e.g., Seth et al., 1994; Chen and Avissar, 1994) demand experiments for evaluation.

It was found that the use of the dominant land use type may lead to unrealistic precipitation due to too large evapotranspiration. As a consequence, this may affect runoff, especially in small basins. Therefore, for coupling meteorological and hydrological models the new implemented consideration of heterogeneity can serve to consider landscape heterogeneity and to improve the prediction of the runoff relevant precipitation.

The numerical experiments also showed that the variable grid resolution is not advantageous, especially, in respect to decreasing the computational efforts because the maximum possible time step depends on the finest grid cell although the coarser grid elements allow larger time steps.

The next step to determine better the runoff relevant rain will be the inclusion of interception on canopy which is currently under development and of an improved soil /vegetation/atmosphere transfer scheme (SVATS) into the model. An important point to investigate in the future is how to regionalize the heterogeneity of precipitation. Further research is needed to improve and evaluate the prediction of precipitation as well as of evapotranspiration wherefore data of a finer rain gauge and lysimeter network are required. Moreover, relationships for other discontinuities than water and land, e.g., for an air stream flowing from forest to grassland, town to agriculturally used land and some others have to be derived. In a further steps these relationships have to be considered in the model to reduce/enlarge the calculated separate fluxes according to the inhomogeneity. Note that such a treatment requires to know where within the grid element which surface inhomogeneities occur.

### Acknowledgements

This work is funded by the Ministry of Research and Technology (BMFT) of Germany within the framework of the water cycle project contract 521-4007-07 VWK 01. Mr. Jagusch provided the land use and topography data for which we should like to express our thanks. The authors wish to thank G. Kramm from the Fraunhofer Institut für Atmosphärische Umweltforschung, W. von Hoyningen-Huenc and G. Tetzlaff from the LIM Universität Leipzig for making important suggestions and valuable comments.

### References

- Avissar, R., Pielke, R.A.: A parameterization of heterogeneous land surface for atmospheric numerical models and its impact on regional meteorology. *Mon. Wea. Rev.* (1989) 117: 2113-2136.
- Brocks K., Krügermeyer, L.: Die hydrodynamische Rauigkeit der Meeresoberfläche. *Ber. Inst. f. Radiometeorol. u. marit. Meteorol. Hamburg* Nr. 14 (1970).
- Chen, F., Avissar, R.: Impact of land-surface moisture variability on local shallow convective cumulus and precipitation in large scale models, *J. Appl. Met.* (1994) 33: 1382-1401.
- Claussen, M., Eppel, D.P., Jacob, D., Kapitza, H., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T., Resch, E., Wermann, N.: Berechnung der Energieflußdichten an der Grenzfläche Atmosphäre-Erdboden. GKSS92/I/4, internal Report (1992).
- Hupfer, P. Raabe, A.: Meteorological transition between land and sea in the microscale, *Meteorol. Zeitschrift.* (1994) 100-103.
- Jacob, D.: Numerische Simulation der Wolkenbildung in einer Land-Seewind-Zirkulation. GKSS Bericht 91/E/40 (1991).
- Kapitza, H., Eppel, D.P.: The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests, *Contr. Phys. Atmos.* (1992) 65: 129-146.
- Li, B., Avissar, R.: The impact of spatial variability of land-surface characteristics on land-surface heat fluxes, *J. Clim.* (1994) 7: 527-537.
- Mölders, N.: Wolkenparametrisierung für ein Chemietransportmodell. *Mitt. Inst. f. Met. u. Geophys. Univ. Köln* (1993).
- Müller, E., Frühwald, D., Jacobsen, I., Link, A., Majewski, D., Schwirner, J.-U., Wacker, U.: Results and prospects of mesoscale modeling at the Deutscher Wetterdienst. Collection of papers presented at the WMO/TUGG NWP Symposium, Tokyo, 4-8 August 1986. (1986) 533-546.

Raabe, A.: On the relation between the drag coefficient and fetch above the sea in the case of off shore wind in the near-shore zone, *Z. Meteor.* (1983) 6: 363-367.

Seth, A., Giorgi, F., Dickinson, R.E.: Simulating fluxes from heterogeneous land surfaces: explicit subgrid method employing the biosphere-atmosphere transfer scheme (BATS), *J. Geophys. Res.* (1994) 99 D9: 18651-18667.

Tab. 1. Maximum and minimum fluxes ( $\text{W m}^{-2}$ ) and ground temperatures ( $^{\circ}\text{C}$ ) at noon as obtained by the numerical experiments.

Simulation	HOM4		HOM8		HOMV		HET8	
	Min./Max.							
Net radiation	-575 -149	-571 -354	-539 8	-565 -338				
Long wave rad.	250 341	256 341	248 335	255 336				
Short-wave rad.	211 608	412 604	18 608	416 604				
Soil heat flux	-574 -15	-570 -49	-540 -115	-561 -88				
Latent heat	1 310	2 303	-18 197	4 174				
Sensible heat	-5 217	-4 196	3 326	-4 232				
Ground temp.	6.7 25.8	6.7 25.4	6.7 24.7	6.7 24.4				

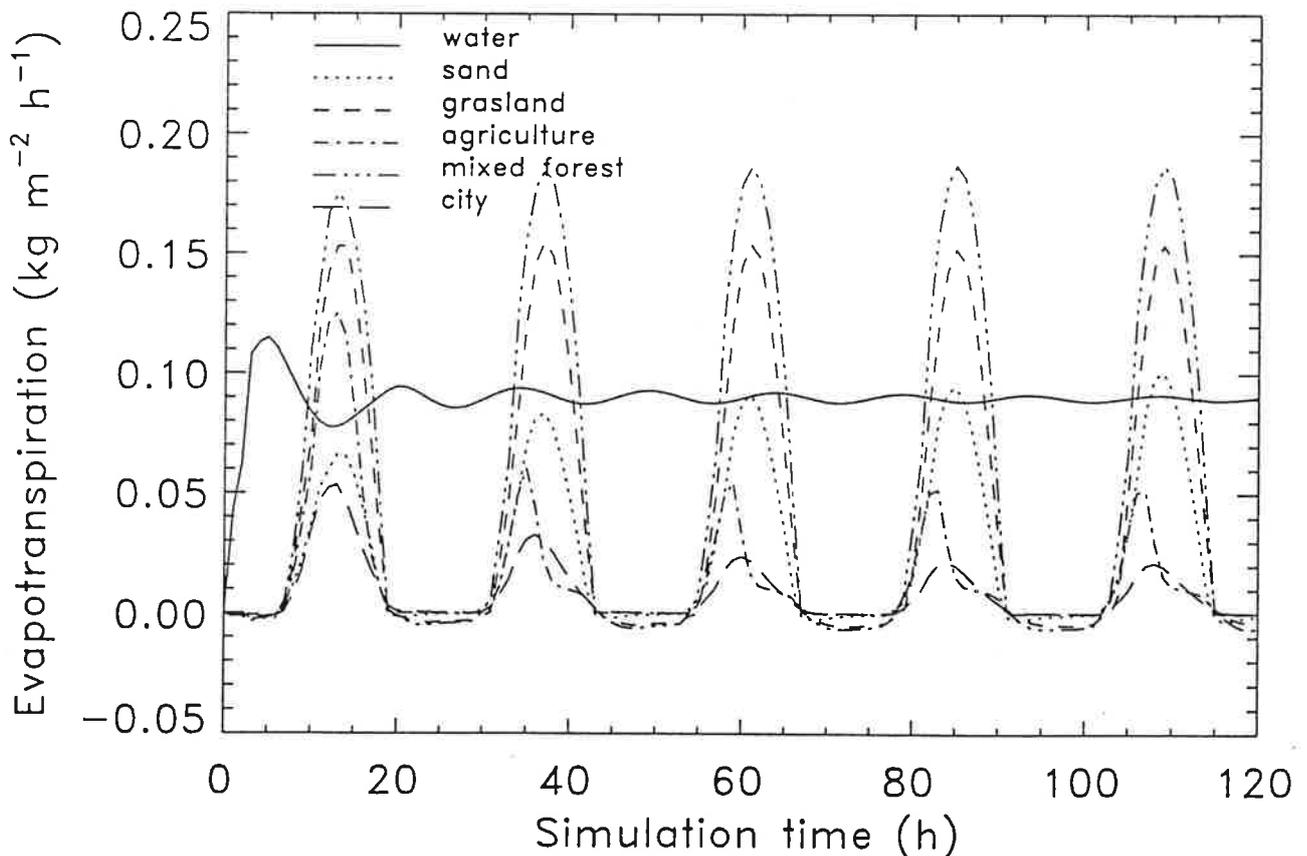


Fig. 1: Variation of evapotranspiration ( $\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ) over different surfaces. All simulations are initialised with the same meteorological profiles assuming spring time conditions in a cloudfree atmosphere.

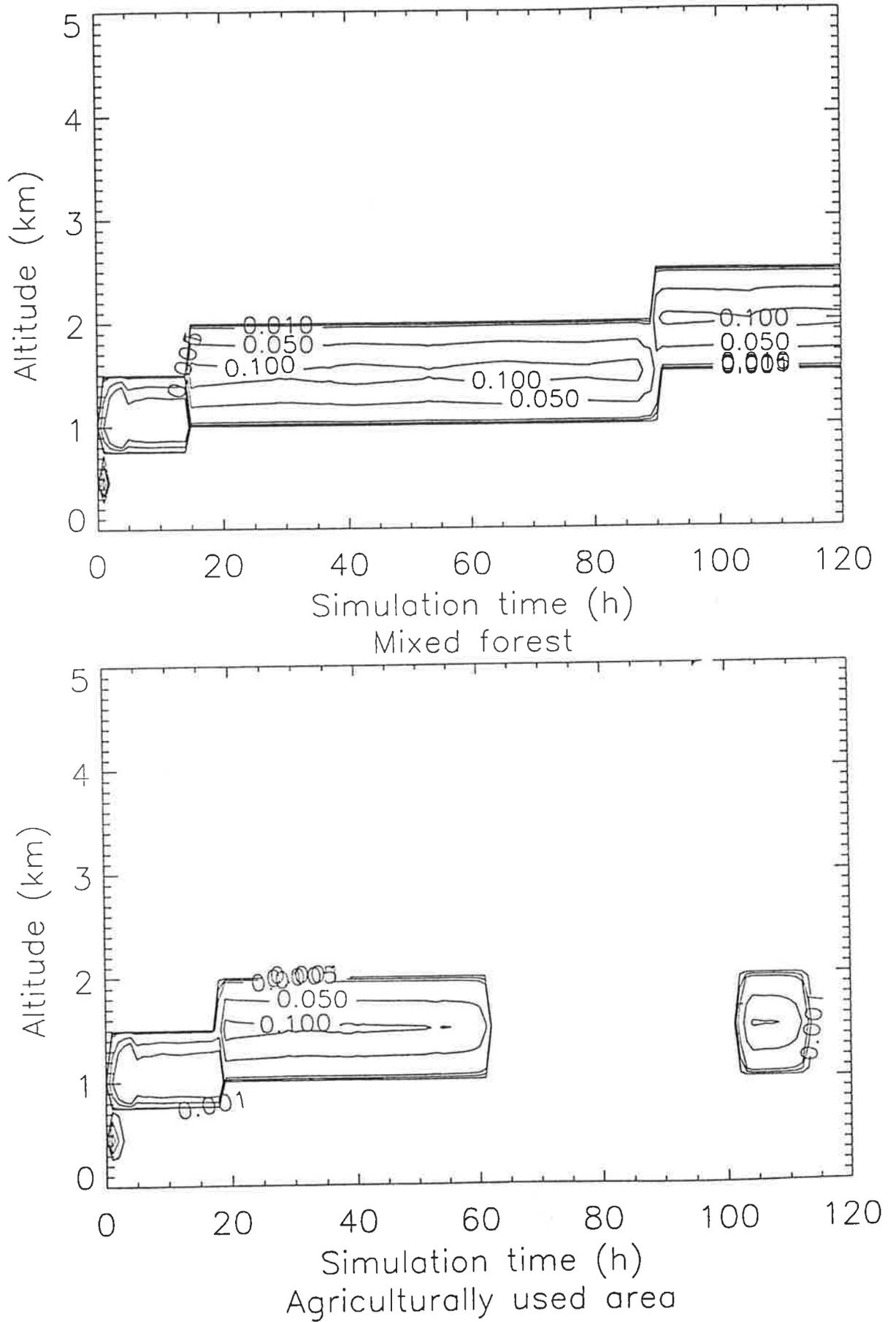


Fig. 2: Cloud water mixing ratios (g/kg) as predicted over a) forest and b) agriculturally used land.

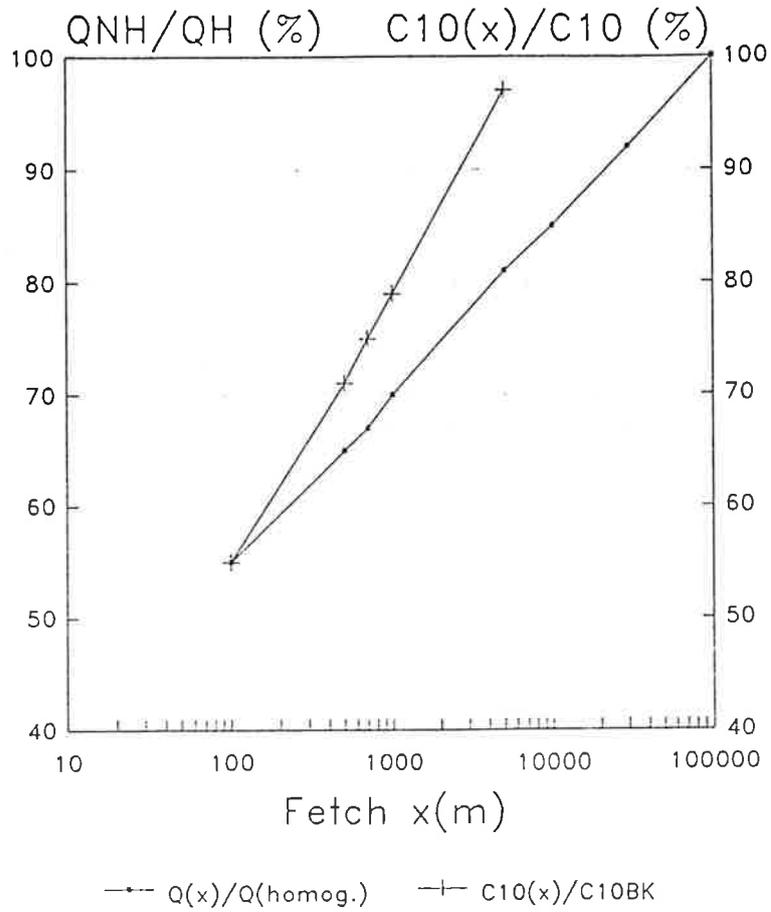
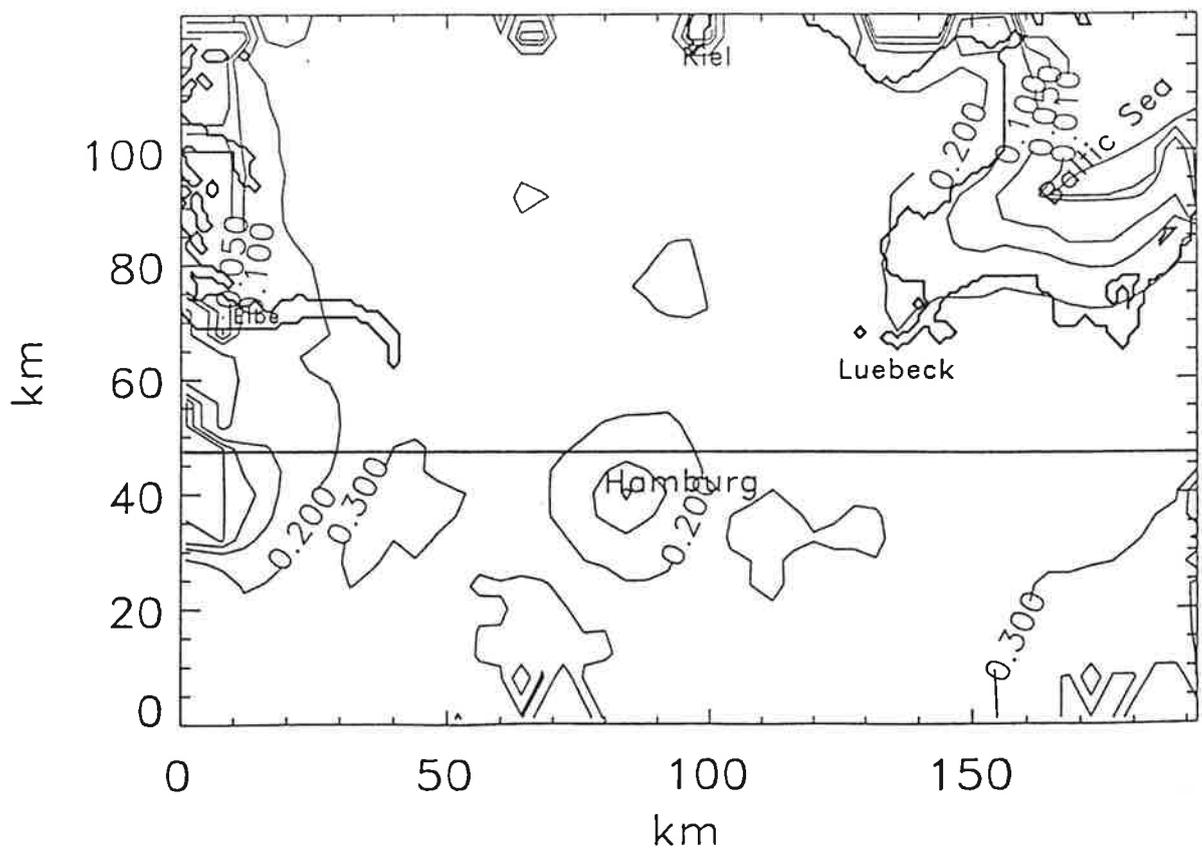


Fig. 3: Reduction of the required inhomogeneous bulk transfer coefficient in comparison to the homogeneous value for transition land-water.



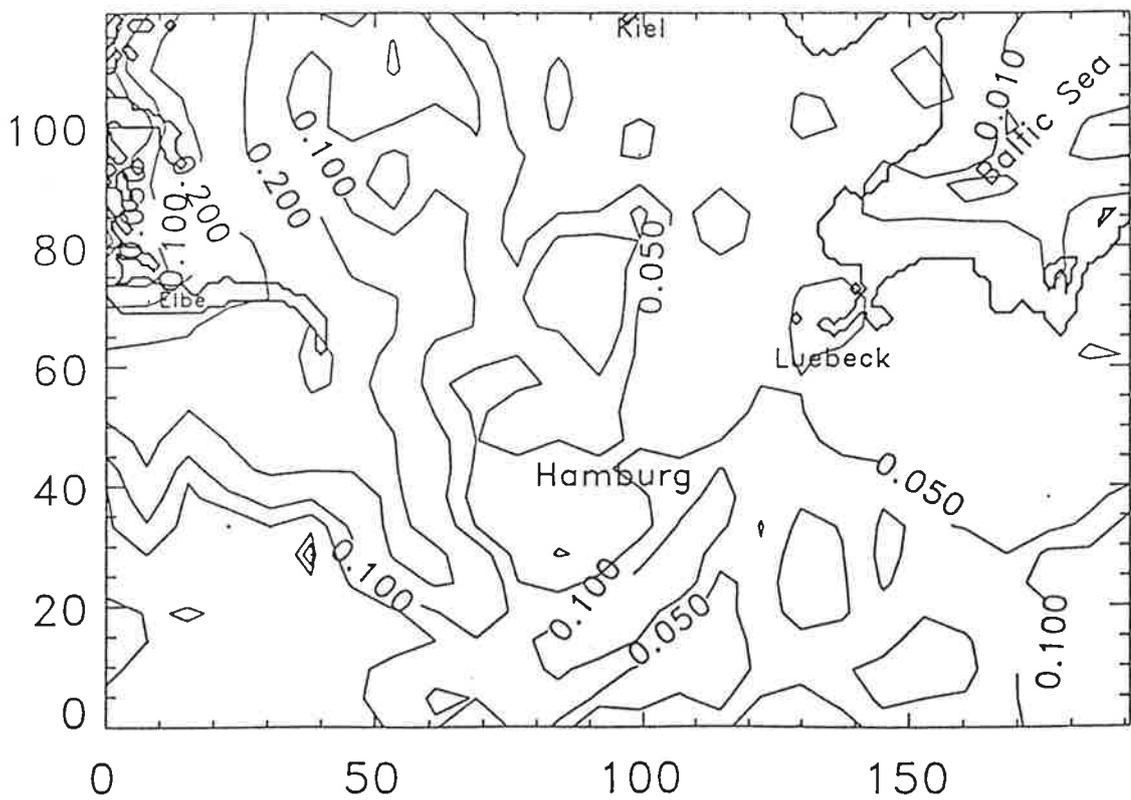
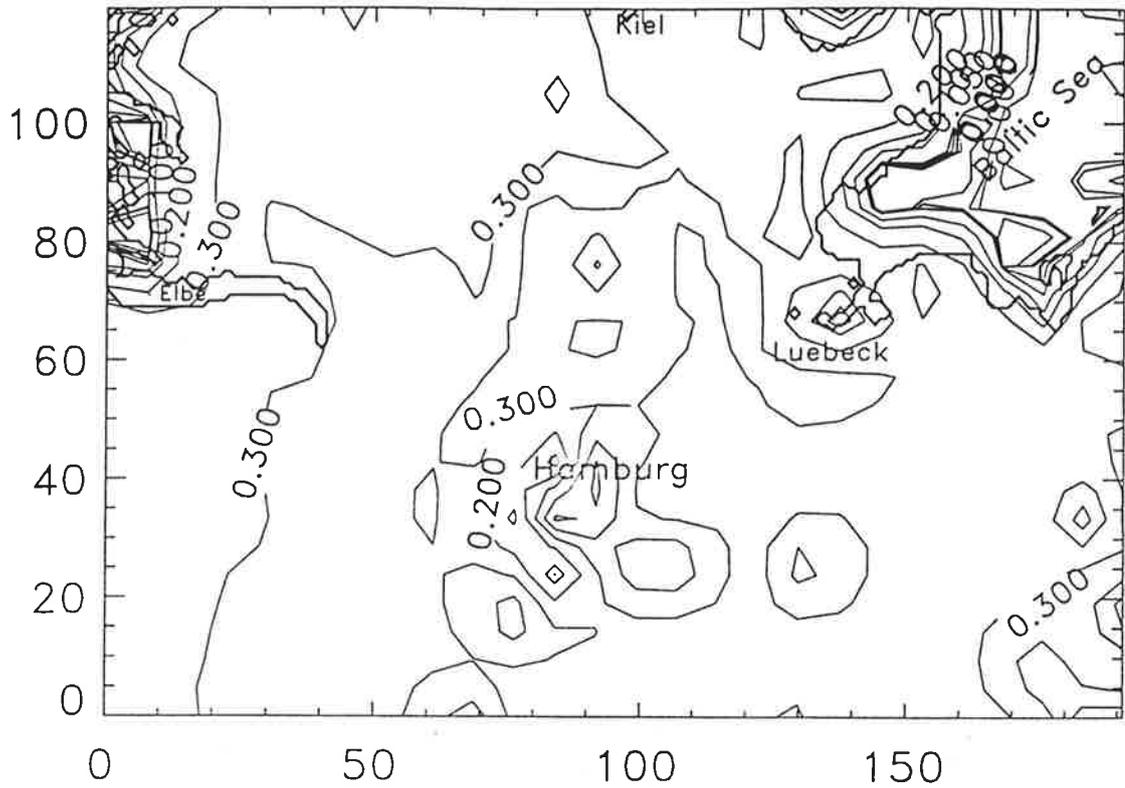
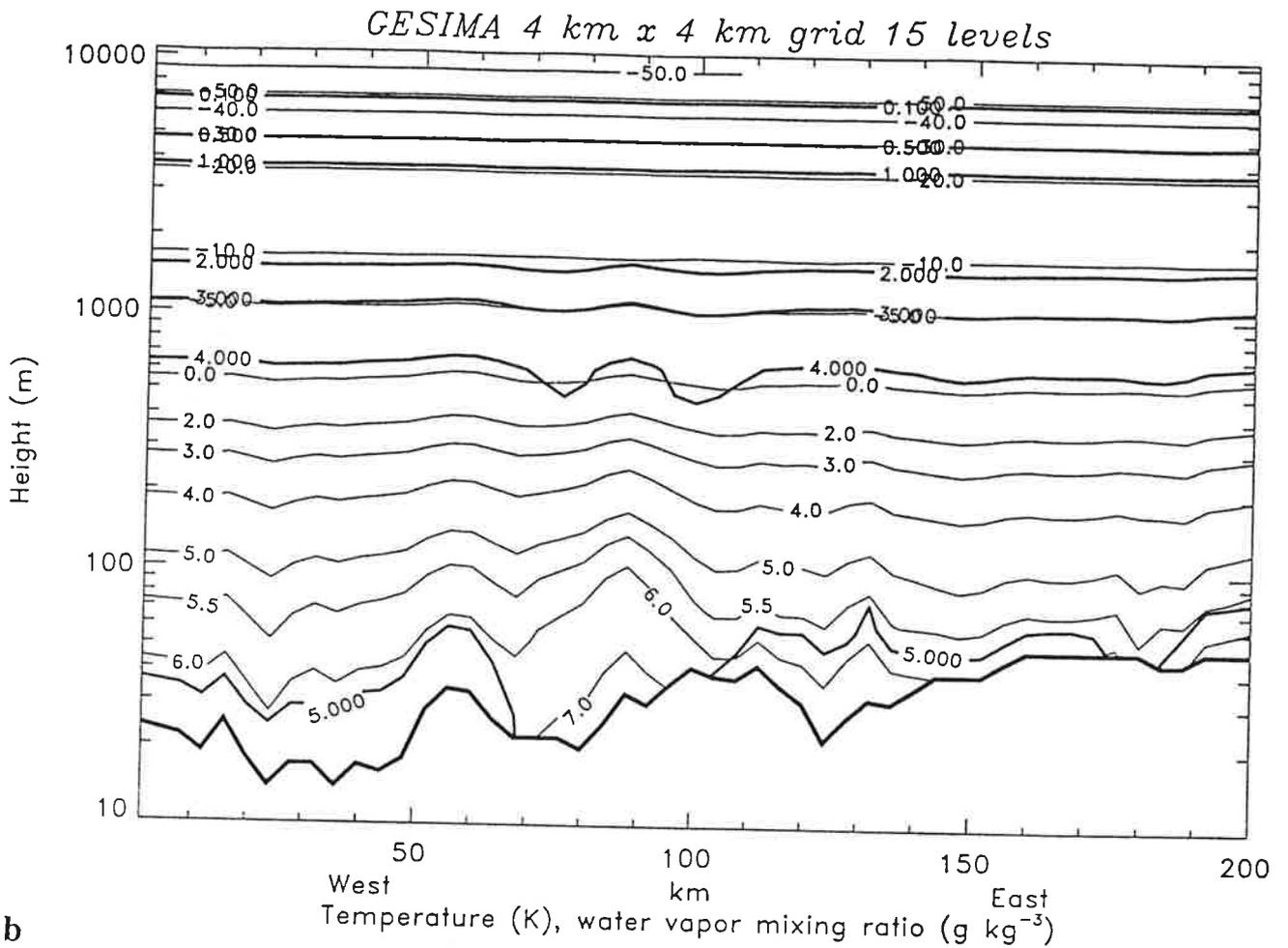
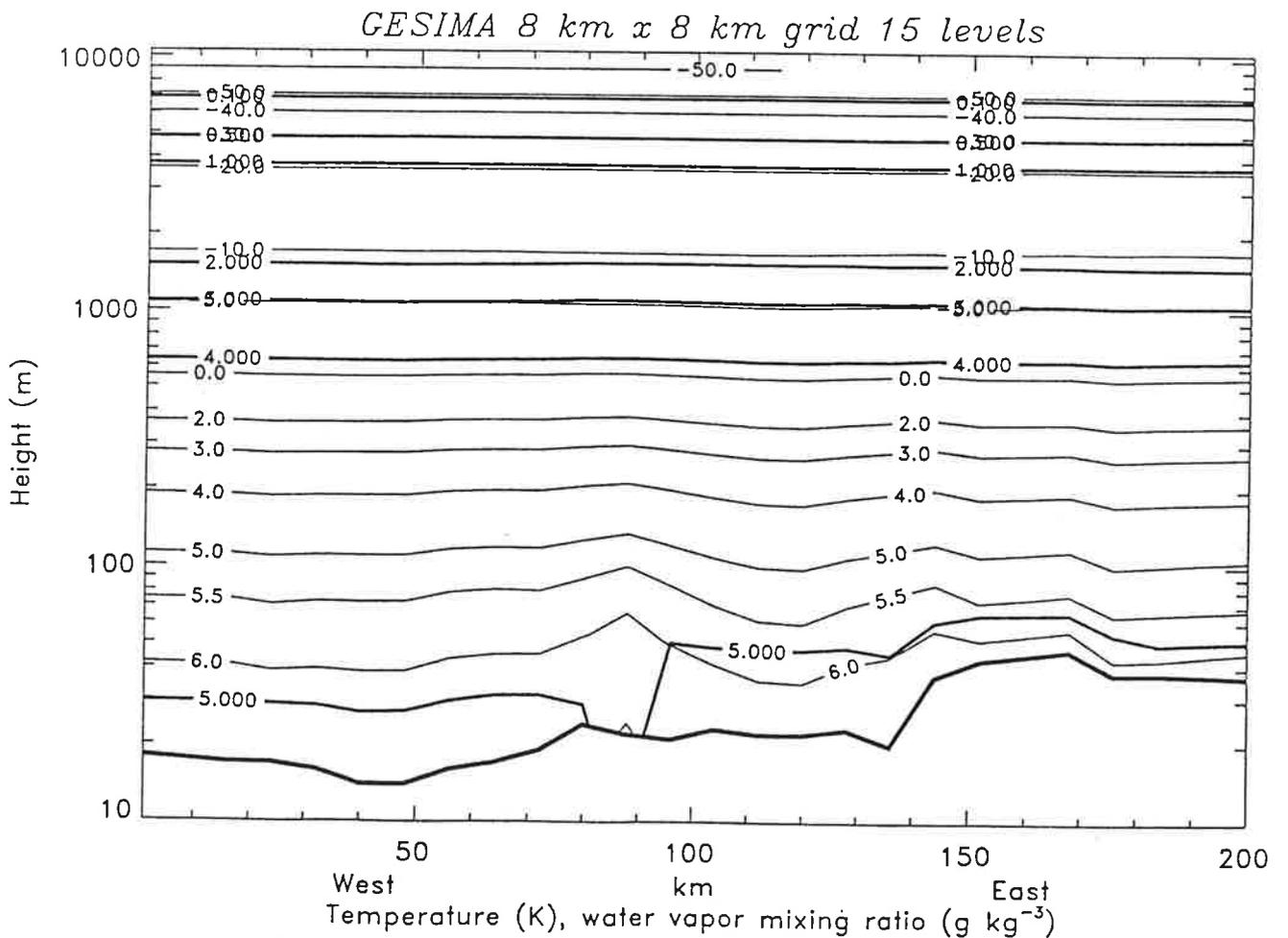


Fig. 4: Evapotranspiration ( $\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ) as provided for the 12th hour of simulation by a) HOM4, b) HOM8, and c) HET8. The fat line indicates the cross section shown in Fig. 5.

a



b



c

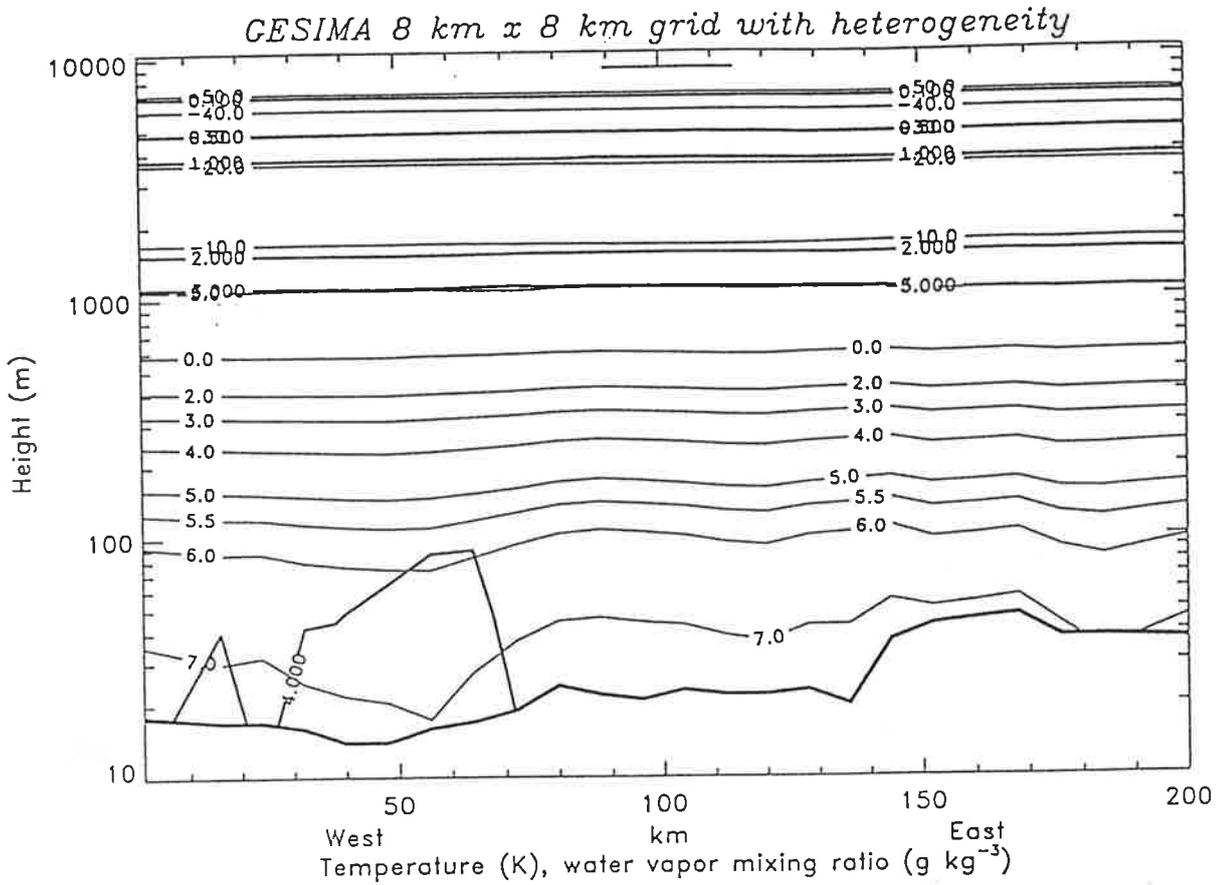


Fig. 5: West East cross section through the model domain as indicated in Fig. 4 for a) HOM4, b) HOM8 and c) HET8. The thin lines show the temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ). The fat lines show the specific humidity ( $\text{g/kg}$ ). Note that differences in the terrain height are due to the different horizontal grid resolution.

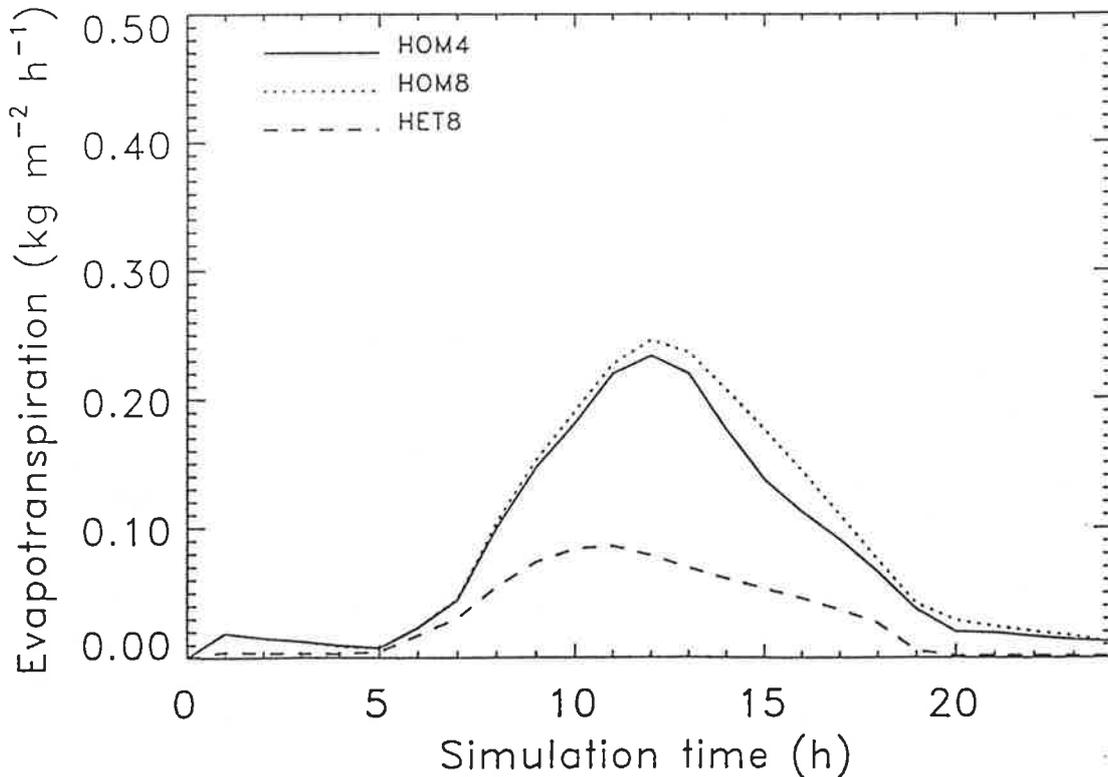


Fig. 6: Comparison of model domain area averages of the evapotranspiration ( $\text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$ ) obtained from HOM4, HOM8 and HET8 in the diurnal cycle.

# The Calculation of a Wind Climatology of the Erzgebirge

D. Hinneburg

## Zusammenfassung:

Ausgangspunkt für die Berechnung klimatologisch gemittelter Windgeschwindigkeiten ist die mesoskalige Simulation atmosphärischer Strömungsereignisse, die von der geostrophischen Windgeschwindigkeit gesteuert werden. Der geostrophische Wind wird in 8 Richtungssektoren und Betragsklassen zu je 5m/s eingeteilt, so daß für jeden Sektor bis zu 7 Simulationen auszuführen waren. Die Simulationen wurden mit dem nicht-hydrostatischen Modell GESIMA für eine adiabatisch geschichtete Atmosphäre durchgeführt. Die statistische Mittelung der berechneten Werte erfolgte mit Hilfe einer 10-jährigen Häufigkeitsverteilung des 850hPa-Windes der Radiosondenmessungen von Prag. Ein Vergleich mit den Beobachtungswerten einiger Bodenstationen ergibt Abweichungen bis zu 1m/s über höheren Bergen.

## Summary:

Starting from the classification of the geostrophic wind into 8 sectors each of them splitted up into 7 classes by 5m/s, simulations with the non-hydrostatic mesoscale atmospheric model GESIMA were performed assuming adiabatic stratification of the atmosphere for each class. The climatologically averaged wind velocities are obtained by the folding with a ten-years frequency distribution of the geostrophic wind measured by the radio sonde station of Prague. Wind velocities observed at some surface stations indicate, that the simulated values can deviate from them by up to 1m/s on high mountains.

## 1. Introduction

The wind climatology for an orographically strong structured terrain represents a whole set of climatological values at all local points. The relationship between the individual points is realized by the natural meteorological processes. The orographic structure both effects the actual wind and influences the annual frequency distribution. The statistical mean wind velocity on the mountain ridge can amount to values which exceed the wind outside by a factor up to 2 or more (Pleiss, 1951).

Although the meteorological observations in the Erzgebirge and its environment extend over a long period (Bruhns, 1866; Pollak, 1919; Reichsamt f. Wetterdienst, 1939; Pleiss, 1961; Flemming, 1981), they are restricted to only a few stations. However, with respect to the exploitation of wind energy a complete knowledge of the mean wind distribution is required.

Mesoscale models have succeeded in the application to these problems (Heimann, 1986; Theunert, 1986). The models are controlled by parameters, which can be extracted from statistical analyses of meteorological data (geostrophic velocity, temperature profile). Statistical averaging of the mesoscale model output in accordance with these parameters results in statistical mean values of the calculated data in the same local resolution as managed by the model.

The number of mesoscale model simulations required for a climatological study depends on the number and classification of parameters which specify different meteorological situations or episodes. In the present paper the problem of diversity is decided on behalf of a minimized number and complexity of simulations.

## 2. Model description

The calculations analysed in this paper are based on the application of the non-hydrostatic mesoscale atmospheric model GESIMA (Kapitza and Eppel, 1992; Eppel et al., 1992). The dynamical part comprises the 3-dimensional determination of local vectors of the wind velocity and of the temperature under the activity of geostrophic pressure, Coriolis force, turbulent diffusion and continuity of mass. The atmosphere is assumed to be incompressible, but thermally expansible. The geostrophic pressure is initialized by a uniform geostrophic velocity.

Additional processes as the thermally induced formation of a static-pressure gradient and diabatic processes caused by radiation and phase transition processes are considered as well as a variable system of boundary conditions. An optional fixing of conditions and properties at the inflow side of the simulation area to force stationarity of flow states is not possible in the model.

A 3-dimensional grid-box system is used. The lowest grid level is identical to the orographic surface and the others are found by interpolating between the lowest and the top level, which is situated strictly horizontal (eta-coordinates).

The model used has been modified in several aspects for the special application as follows. The orographic structures on the inflow sides extend to heights of 100m-600m. The vertical coordinate structure of the initial data set provided by a 1-dimensional simulation had to be adjusted in accord with the inflow side of the 3-dimensional model. An appropriate interpolation scheme was therefore inserted. The initialization of the surface temperatures was coupled with the initialized profile of atmospheric temperatures by means of an interpolation according to the surface heights. The two lowest layers were led strictly parallel to the surface and therefore excluded from the eta-coordinate system. Consequently, the variables are determined for heights of exactly 10m and 40m above ground, independently of the orographical altitude.

Moreover, several approximations relating to the treatment of temperature were made in the calculations in order to simplify the simulations and to reduce the calculation time. So the diurnal change of temperature and the effect of humidity are neglected with regard to the aim

of calculating the climatological average. The atmosphere is assumed to be adiabatically stratified, because the present paper emphasizes the larger wind velocities enforcing stronger mixing in the atmosphere. Eventual inconsistencies are corrected for by means of gauging with observed values (see next chapter).

In order to promote a direct comparison between the simulation results at different positions and to approach as close as possible the surface conditions at the locations of observation stations or potential places of wind energy users, a uniform (Wippermann and Gross, 1981) roughness parameter of 17cm was applied, which is characteristic for un-wooded land (Eppel et al., 1992; Pichler, 1986).

### 3. Simulations and statistical procedure

The simulation area extends over 150km in west-east and 90km in north-south direction and is situated in that way, that the axial ridge of the Erzgebirge forms the diagonal and the boundaries meet less complex terrain (Fig.1). The simulations use a step size of 3km and a base of 2km for averaging the orographic heights. The vertical grid structure is built up of 16 layers with thickness between 20m at bottom and 2km at the top of the atmosphere (10km), so that a practicable number of 50 x 30 x 16 mesh points is achieved. The individual simulations are controlled by the amount and direction of the geostrophic wind and reach their stationary states after 2-8 hours simulation time depending on the wind velocity and direction.

The numerical resolution (mesh size) of the simulations and of the topography inserted in the model is of large importance for the quality of local representativeness of the results. Since the simulation topography reflecting the mean real structure may cause local systematic deviations of the simulated from the observed results, the following procedure has been applied to the simulated velocities near the surface.

According to an elevatory formula (e.g. Oke, 1990) the velocities over hills increase by a term which is proportional to the slope  $H/L$  of the hill ( $H$ : height,  $L$ : basis length). The hill slopes were determined for the individual hills by analysing the difference between the real orography (with special regard to the hills) and the orographic field used in the model. The real surface appears as to be built up of the smooth simulation orography and a lot of conical hill-tops sitting upon the simulation surface. The constant of proportionality can be found by comparison with observed velocities. By means of this scheme the results of the 3-km simulations are corrected (not interpolated) for the topography with about 1 km grid resolution.

For the geostrophic velocities the wind statistics at a height of 850hPa of the radio sonde station of Prague was utilized. Figure 2 shows the statistics for the years 1984-93, where the velocities are classified by 1m/s (Jagusich, 1994). The number of simulations was reduced by selecting every 5m/s for the direct calculation and interpolating the simulation results between them. In contrast to Wippermann and Gross (1981), Heimann (1986), or Theunert (1986), no empirical relationships between geostrophic and surface velocities (Tetzlaff and Theunert, 1984; Theunert et al., 1989) were applied. The total number of simulations amounted to 41.

#### 4. Results

To satisfy the aim of this work, the comparison of the calculated with the observed wind velocities is realized on a statistical base for each sector of geostrophic wind direction. For six stations and the period 1991-92 the surface measurements were correlated with the observations at the geostrophic wind height of 850 hPa (Jagusch, 1994). The stations with their heights above ground are the following: Cheb/Eger (14m), Kadan/Kaaden (10m), Karlovy Vary/Karlsbad (12m), Milesovka/Donnersberg (23,5m), Prague (12m), and Usti/Auig (18m).

Corresponding to the observation period, the geostrophic wind statistics of the years 1991-92 has to be applied for folding the simulation results with the statistical frequencies. In general the actual topographical environment of an observation station cannot be reflected by the simulations and hence strong deviations may appear.

The ratios and the differences between simulated and observed velocities are specified for the six stations in Tables 1b and 1c, respectively. The geostrophic wind directions in Table 1 are arranged in the order of decreasing contribution to the statistical mean. The largest deviations appear for the stations Eger and Auig and may be referred to a strong non-isotropic behaviour of the surface wind velocities as indicated by the normalized ratios to the geostrophic values given in Table 1a. These ratios are found to be symptomatic for the differences between simulated and observed values.

The differences for the other stations noticed in Table 1b can also be explained partly. Because of the wooded western surrounding of the station Karlsbad, the wind from directions north-west to south-west is overestimated in the simulations by a factor consistent with the roughness difference. A reverse situation is met at the station Kaaden, that is surrounded in the northern directions by surface mines speeding up the wind. The values at the station Prague indicate a channeling of the wind in the direction south-west/north-east.

It is extracted, that many deviations of the calculated from the observed velocities can be attributed to the local topographical situation near the station, which is not included in the simulations nor in the correction procedure, and that the mean deviation of the simulated velocities does not exceed 0.5m/s. Considering an additional observed velocity value from the station on the Fichtelberg of about 8m/s (Grohmann, 1911; Pleiss, 1961; Meteorolog. Dienst d. DDR, 1983) compared to the simulated velocity of 6.7m/s, the wind over high mountains can differ from observation by about 1m/s.

Figure 3 presents as the final result the simulated mean wind velocity in a height of 40m above ground for the 10-years period 1984-93. The largest values appear over the highest and steepest regions and especially on the singular mountains. Connected regions of high velocity (greater than 5m/s) are found on the west and east ridge of the Erzgebirge and in the Bohemian middle mountains of Dppau to the north-east of Karlsbad and those to the south-west and to the east of Auig. Velocities of up to 9m/s occur only on single hills mostly within these regions.

In order to estimate the effect of a more realistic orography, a small number of simulations was performed with a reduced mesh size of 2km and without averaging the orography, which

required 75 x 45 x 16 points and a doubled run time. They show velocities that are on the mountains by about 1m/s larger than in the usual and uncorrected simulations formerly described. Diminishing further on the step size would continue the trend. This fact justifies the corrections, which fit the rougher simulations to the real slopes of the hills.

## 5. Conclusions

The comparison of the climatological data derived from observations with the results provided by model simulations substantiates that a climatological wind statistics can be derived by means of model results even for complex terrain within an accuracy of 1 m/s. This may be a first tool to separate between regions of different gain of wind energy. The sensitivity studies point out that the representation of the terrain heights is a key quantity in these studies. The simulation results may be improved without correction and gauging, if the data set of orography, the horizontal resolution, and the atmospheric stratification are adapted closer to the reality.

## References:

- Bruhns, C.: Resultate aus den meteorologischen Beobachtungen angestellt an mehreren Orten im Königreich Sachsen in den Jahren 1828 bis 1863 und an den zweiundzwanzig königl. sächsischen Stationen im Jahre 1864. 1. Jg., Leipzig (1866)
- Eppel, D.P.; Claussen, M.; Jacob, D.; Kapitza, H. et al.: GESIMA - Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre. Reports I-VI. GKSS 92/I/2 - GKSS 92/I/7 (intern), GKSS Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Geesthacht (1992)
- Flemming, G.: Zur Häufigkeit von südöstlichen Starkwinden am Erzgebirgskamm. Z. Meteorol. 31 (1981) 41
- Grohmann, E. (ed.): Das Klima im Königreich Sachsen. C. Heinrich, Dresden-N. (1911)
- Jagus, F.: Unpublished results (1994)
- Heimann, D.: Estimation of Regional Surface Layer Wind Field Characteristics Using a Three-Layer Mesoscale Model. Beitr. Phys. Atmosph. 59 (1986) 518-537
- Kapitza, H.; Eppel, D.P.: The Non-Hydrostatic Mesoscale Model GESIMA. Part I: Dynamical Equations and Tests. Beitr. Phys. Atmosph. 65 (1992) 129-145
- Meteorologischer Dienst der DDR (ed.): Klimadaten der Deutschen Demokratischen Republik - Ein Handbuch für die Praxis. Reihe B, Bd. 4 "Wind", Potsdam (1983)
- Oke, T.R.: Boundary Layer Climates. Second edition, Routledge London, New York (1990)

- Pichler, H.: Dynamik der Atmosphäre. Bibliograph. Inst. Mannheim/Wien/Zürich (1986)
- Pleiss, H.: Die Windverhältnisse in Sachsen. Abhandl. d. Meteorol. Dienstes d. DDR, Nr. 6 (1951)
- Pleiss, H.: Wetter und Klima des Fichtelberges. Abhandl. d. Meteorol. u. Hydrolog. Dienstes d. DDR, Nr. 62 (Bd. VIII) (1961)
- Pollak, L.W.: Ergebnisse der anemometrischen Aufzeichnungen des meteorologischen Observatoriums auf dem Donnersberge (Böhmen) in den Jahren 1905-10. Inst. f. kosm. Phys. d. deutschen Univ. in Prag, Prag (1919)
- Reichsamt für Wetterdienst (ed.): Klimakunde des Deutschen Reiches. Bd.II, Tabellen, Dietrich Reimer, Berlin (1939)
- Tetzlaff, G.; Theunert, S.: Meteorologische Messungen zur Standortwahl für Windenergieanlagen im Küstengebiet. Forschungsbericht BMFT T84,17, Eggenstein-Leopoldshafen (1984)
- Theunert, S.: Anwendung eines Mesoskalen-Modells zur Bestimmung des natürlichen Windenergieangebotes im deutschen Küstenbereich. Bericht Inst. Meteorol. Klimatol. Univ. Hannover, Hannover (1986)
- Theunert, S.; Tetzlaff, G.; Bufe, H.: Auswertung der Windmeßdaten von 6 Standorten in Norddeutschland. Bericht Inst. Meteorol. Klimatol. Univ. Hannover, Hannover (1989)
- Wippermann, F.; Gross, G.: On the Construction of Orographically Influenced Wind Roses for Given Distributions of the Large-Scale Wind. Beitr. Phys. Atmosph. 54 (1981) 492-501
- Adresse: Dr. D.Hinneburg, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie, Stephanstr. 3  
D-04103 Leipzig

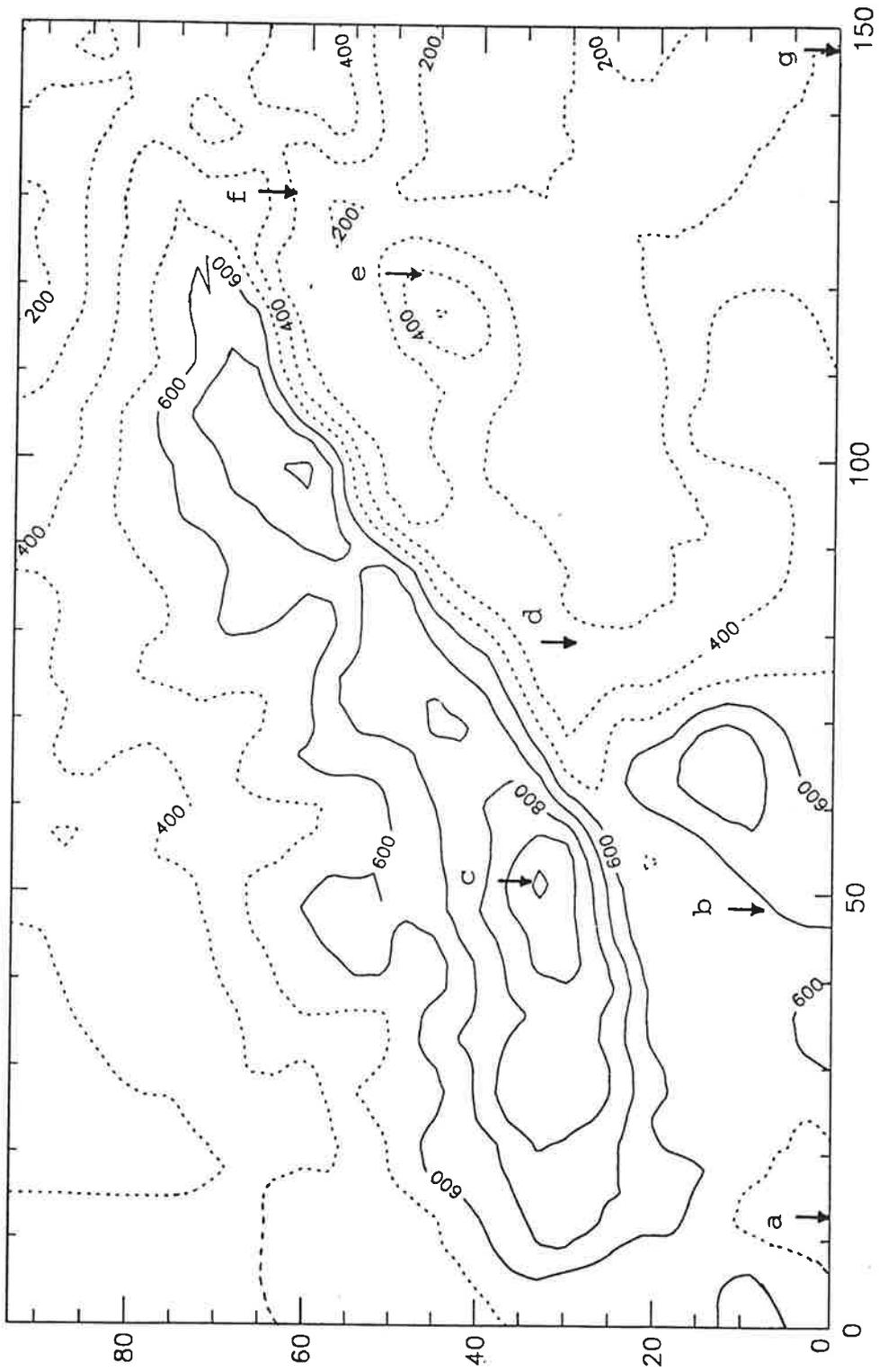


Fig.1: Orography of the surrounding of the Erzgebirge  
(mesh size 3km, basis length for averaging 2km)

a-Cheb            c-Fichtelberg    e-Milesovka    g-Prague  
b-Karl. Vary    d-Kadan        f-Usti

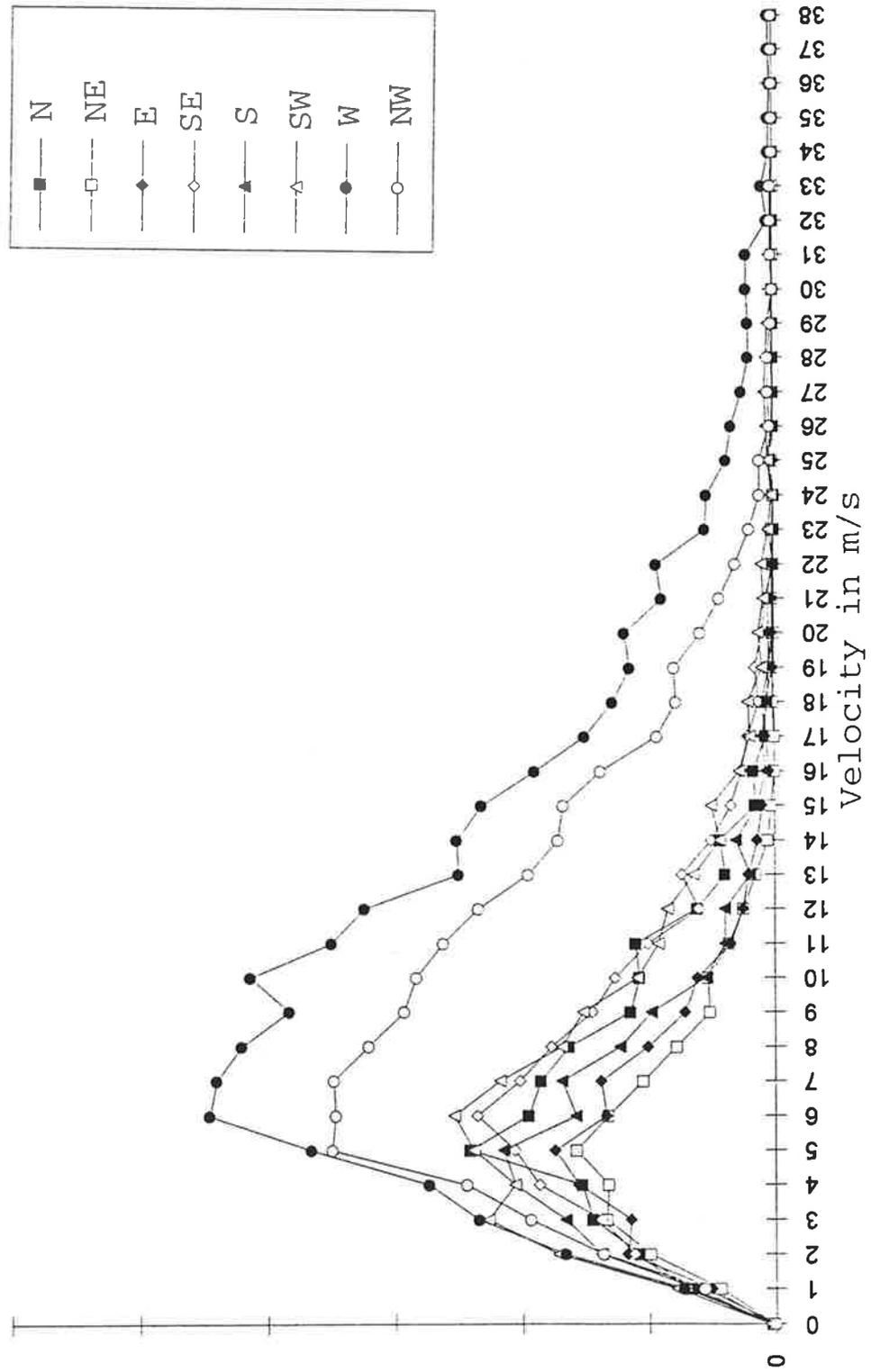


Fig.2: Frequency distribution of the wind velocity at 850hPa of the station Prague for 1984-93 (by F.Jagusch)

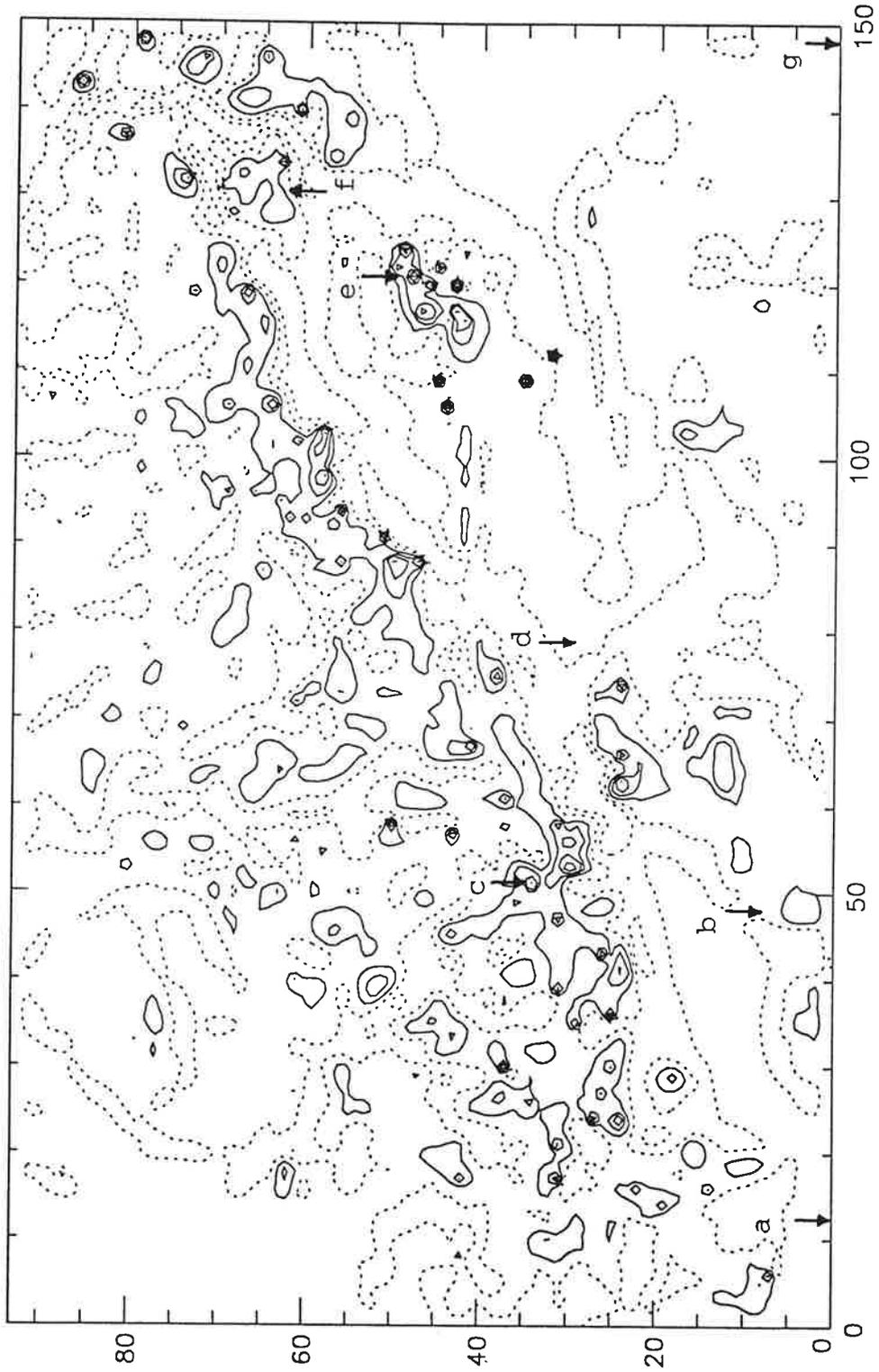


Fig.3: 10-Years mean velocity at 40m above ground

(... 4.0, 4.5 m/s;

— 5.0, 5.5, 6.0, 7.0, 8.0 m/s)

Locations see Fig. 1

	Cheb	Karl.	Kadan	Mil.	Usti	Prague
a) $(v(\text{obs.}) / v(\text{obs.}, \text{tot.})) / (v(\text{geostr.}) / v(\text{geostr.}, \text{tot.}))$						
W	0.94	0.91	0.93	0.88	0.79	0.98
NW	0.85	0.98	1.03	0.95	0.95	1.00
SW	1.31	1.02	0.94	1.08	1.02	1.08
SE	1.10	1.08	0.98	1.23	0.93	0.93
N	0.99	0.99	1.08	1.01	1.47	1.09
S	1.17	1.04	0.98	1.41	1.19	1.04
E	1.04	1.16	1.03	1.05	1.15	0.89
NE	1.16	1.26	1.27	1.01	1.69	1.10
Total	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
b) $v(\text{sim.}) / v(\text{obs.})$						
W	1.58	1.22	1.09	1.13	1.73	0.87
NW	1.65	1.12	0.89	1.03	1.22	0.94
SW	1.16	1.14	1.00	0.96	1.34	0.62
SE	1.48	1.07	1.06	0.94	1.51	0.97
N	1.58	1.15	0.88	1.01	0.88	0.80
S	1.37	1.13	1.02	0.83	1.20	0.87
E	1.53	0.97	0.96	1.00	1.19	0.98
NE	1.30	0.88	0.74	0.90	0.76	0.78
Total	1.50	1.12	0.98	1.02	1.32	0.84
c) $v(\text{sim.}) - v(\text{obs.})$ in m/s						
W	1.7	0.8	0.4	1.2	2.2	-0.7
NW	1.6	0.4	-0.5	0.3	0.7	-0.3
SW	0.5	0.4	0.0	-0.3	0.9	-1.5
SE	1.1	0.2	0.2	-0.5	1.2	-0.1
N	1.2	0.4	-0.4	0.1	-0.4	-0.8
S	0.7	0.3	0.0	-1.3	0.5	-0.4
E	1.1	-0.1	-0.1	0.0	0.5	-0.1
NE	0.6	-0.4	-0.8	-0.6	-0.9	-0.7
Total	1.3	0.4	0.1	0.2	1.0	-0.7

Table 1: Comparison between simulated and observed velocities

# Die Verteilung von Schadstoff durch rotierende Aufwinde in der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht unter verschiedenen Turbulenzannahmen

Rolf Cieszelski

## Zusammenfassung

Der Einfluß der Turbulenzstruktur rotierender Aufwinde auf die räumliche Schadstoffverteilung in der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht über Land wurde untersucht. Für die Simulation der Aufwinde wurde ein dreidimensionales nicht-hydrostatisches Gitterpunktsmodell verwendet. Die Simulationsergebnisse, die mit verschiedenen Turbulenzparametrisierungen erzielt wurden, zeigen, daß organisierte subskalige Turbulenz zu Änderungen der skaligen Schadstoffverteilungen führen kann. Die Energie- und Helizitätsflüsse zwischen skaligem und subskaligem Regime bei der jeweiligen Turbulenzparametrisierung werden verglichen und die Konsequenzen für die Naßphasenchemie werden diskutiert.

## Summary

The influence of the turbulence structure of rotating thermals on the spatial pollutant distributions in the convective boundary layer over land was examined. For the simulation of thermals, a threedimensional non-hydrostatic grid point model was used. Simulation results found with different turbulence parametrisations indicate that organized subgrid scale turbulence may lead to alterations of the resolved pollutant distributions. Energy- and helicity fluxes between the resolved and subgridscale regime of each turbulence parametrization are compared and the consequences on wet phase chemistry are discussed.

## 1 Einführung

Die instationäre konvektive Grenzschicht über Land bestimmt durch ihre Vertikalerstreckung und ihren Turbulenzzustand die Umwandlungsmöglichkeiten, die Diffusion und letztlich auch den Ferntransport anthropogener und natürlicher Schadstoffe. Bei schwachwindigem sommerlichen Hochdruckwetter ist die Entwicklung der Schichtung in der Grenzschicht über Land durch einen ausgeprägten Tagesgang gekennzeichnet. In der Nacht führen die Strahlungsprozesse zunächst zur Auskühlung der Grenzschicht 'von unten her' und so zur Ausbildung der Bodeninversionsschicht. Nach Sonnenaufgang wird zunächst die Bodeninversionsschicht aufgeheizt. Die sich dabei ausbildenden instabilen Temperaturschichtungen, die aus den Strahlungsprozessen resultieren, führen zu thermisch-hydrodynamischen Instabilitäten, deren Gesamterscheinung als 'Konvektion' bezeichnet wird.

Der horizontal gemittelte Nettoeffekt der Konvektion resultiert in einer zunehmenden Aufdickung der konvektiven Grenzschicht, die durch eine weitgehend vertikal einheitliche thermische Struktur gekennzeichnet ist. Am Vormittag wächst die Grenzschichtdicke und erreicht kurz nach Mittag ihre maximale Höhe.

Für die Beschreibung luftchemischer Prozesse und die Aerosolbildung ist die Kenntnis über die räumliche Struktur und die Konzentrationshöhe von Schadstoffverteilungen aufgrund a) der Quellenverteilungen als auch b) der Grenzschichtdynamik eine wesentliche Voraussetzung. In dieser Arbeit wird als ein Beitrag dazu die Stabilität rotierender Aufwinde in der konvektiven Grenzschicht gegenüber ihrer selbsterzeugten Turbulenzstruktur untersucht und der Einfluß auf deren Schadstoffverteilungen analysiert. Dazu wird die Grenzschicht im Vergleich zur Entwicklung eines einzelnen Aufwindes als stationär angesehen. Die Turbulenzstruktur wird durch Variationen der verwendeten Turbulenzmodellierung unterschieden, sowohl seitens des Variablensatzes als auch seitens der Anbindung an die skalige Strömung. Die häufig eingebrachte Turbulenzannahmen einer ungeordneten Zusatzbewegung wird dabei zum Teil fallen gelassen, um auch den Einfluß subskaliger Turbulenz mit Ordnungsstrukturen auf die Schadstoffverteilungen abschätzen zu können.

## 2 Das Aufwindmodell

Für die Zeitskala von ca.15-30 Minuten der Entwicklung singularer Aufwinde in einer sich aufbauenden konvektiven Grenzschicht wird angenommen, daß die Aufwindumgebung windstill,  $\vec{V}_\infty = 0$ , ohne Stördrucke, d.h.  $\pi_\infty = 0$  mit  $\pi$  als Exnerfunktion, stationär  $\partial\Phi_\infty/\partial t = 0$  und horizontal homogen ist ( $\Phi_\infty \stackrel{!}{=} \Phi_\infty(z)$ ), wobei  $\Phi_\infty$  die Umgebungsschichtung z.B. der virtuellen potentiellen Temperatur  $\theta_v$  bedeutet. Für den Aufwind wurde ein dreidimensionales und nicht-hydrostatisches Gitterpunktsmodell in Zylinderkoordinaten  $(r, \phi, z)$  angepaßt wie in [2] ausführlich beschrieben. Verwendet werden die anelastisch approximierten Boussinesq-Gleichungen für das skalige Regime:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \underbrace{-\nabla \cdot (\vec{V} \otimes \vec{V})}_{(1)} - \underbrace{\Theta_{v,o} \nabla \pi^*}_{(2)} + \underbrace{g \frac{\Theta_v}{\Theta_{v,o}} \vec{k}}_{(3)} - \underbrace{\nabla e}_{(4)} + \underbrace{\alpha \vec{\zeta} + \beta \Delta \vec{V} + \gamma \Delta \vec{\zeta}}_{(5)} + \underbrace{\sigma_{\vec{V}}}_{(6) \stackrel{!}{=} 0} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Theta_v}{\partial t} = \underbrace{-\nabla \cdot (\vec{V} \Theta_v)}_{(1)} + \underbrace{\beta \Delta \Theta_v}_{(2)} + \underbrace{\sigma_{\Theta_v}}_{(3) \stackrel{!}{=} 0}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \underbrace{-\nabla \cdot (\vec{V} m)}_{(1)} + \underbrace{\beta \Delta m}_{(2)} + \underbrace{\sigma_m}_{(3) \stackrel{!}{=} 0}, \quad (3)$$

und ein Turbulenzmodell für das subskalige Regime:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \underbrace{-\nabla \cdot (\vec{V} e)}_{(1)} - \underbrace{\vec{R} \cdot (\nabla \otimes \vec{V})}_{(2)} + \underbrace{\nabla \cdot [l_1 \sqrt{e} (2 \nabla e + \nabla \cdot \vec{R})]}_{(3)} - \underbrace{\frac{e^{\frac{3}{2}}}{l_3}}_{(4)} + \underbrace{\sigma_e}_{(5) \stackrel{!}{=} 0}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial h}{\partial t} = & \underbrace{-\nabla \cdot (\vec{V}h)}_{(1)} - \underbrace{2 \overset{\leftrightarrow}{\Sigma}^{as} \cdot (\nabla \otimes \vec{V}) - \overset{\leftrightarrow}{R} \cdot (\nabla \otimes \vec{\zeta})}_{(2)} + \dots \\
& + \underbrace{\nabla \cdot (e \cdot \vec{\zeta})}_{(3)} + \underbrace{\nabla \cdot [l_2 \sqrt{e} (\nabla h + 2 \nabla \cdot \overset{\leftrightarrow}{\Sigma}^{as})]}_{(4)} + \dots \\
& - \underbrace{\nabla \cdot [c_2 \sqrt{e} (\nabla e - \nabla \cdot \overset{\leftrightarrow}{R})]}_{(5)} - \underbrace{\frac{2\sqrt{e}h}{l_4}}_{(6)} + \underbrace{\sigma_h}_{(7)=0}. \tag{5}
\end{aligned}$$

Die Gleichungen für den massenspezifischen Impuls  $\vec{V}$  (1), für die virtuelle potentielle Temperatur  $\Theta_v$  (2) und für einen gasförmigen Schadstoff  $m$  (3), sowie die Gleichungen des subskaligen Regimes für die turbulente kinetische Energie TKE  $e =: 0.5 \overline{u'_i u'_i}$  (4) und die turbulente Helizität TH  $h =: \overline{u'_i \zeta'_i}$  (5) sind in [1,2,3] hergeleitet und diskutiert.  $u'_i$  und  $\zeta'_i$  sind die turbulenten Geschwindigkeits- und Vorticitykomponenten die bei der Reynoldsaufspaltung  $\tilde{\phi} = \phi + \phi'$  anfallen, mit  $\tilde{\phi}$  als Momentan-,  $\phi$  als mittlere und  $\phi'$  als turbulente Größe. Der Stördruck wird diagnostisch als Exner-Funktion  $\pi$  nach Kapitza et.al [4] bestimmt. Term (1) ist im Gleichungssystem (1-5) durchgängig der Advektionsterm, mit  $\otimes$  als Tensorprodukt. In der Impulsbilanz (1) enthalten ist die Druckgradientkraft (2), die Auftriebskraft (3) sowie die Parametrisierung für die Turbulenz nach Lautenschlager et.al [1], Terme (4)(5). Lautenschlager et.al haben eine neue Parametrisierung des Turbulenztermes  $-\nabla \cdot \overset{\leftrightarrow}{R}$  vorgeschlagen: anstelle des Reynoldstensors  $\overset{\leftrightarrow}{R}$  wird dabei die Reynoldstensor-divergenz  $-\nabla \cdot \overset{\leftrightarrow}{R} =: -\nabla \cdot (\overline{\vec{v}' \otimes \vec{v}'})$  parametrisiert. Diese wird aufgespalten in divergenz- und rotationsfreie Anteile. Term (4) ist der rotationsfreie grad-e Term, der bei Lösung einer prognostischen Gleichung für die turbulente kinetische Energie TKE  $e$  direkt bestimmt wird. Die Terme (5) entstammen einer Reihenentwicklung des Rotationsanteiles nach dem Wirbelvektor  $\vec{\zeta}$  als **neuer** Parametrisierungsansatz. Die Entwicklungskoeffizienten  $\alpha, \beta, \gamma$  wurden von Lautenschlager et.al [1] bestimmt zu:

$$\alpha = l_\alpha \frac{h}{\sqrt{e}}, \quad \beta = l_\beta \sqrt{e}, \quad \gamma = -l_\gamma^3 \frac{h}{\sqrt{e}}, \tag{6}$$

wobei  $l_i = c_i \mathcal{F}(\Delta)$  an das Modellgitter mittels  $\mathcal{F}(\Delta) = \min(\Delta x_i)$ ,  $i=1,3$  gebundene Längenskalen, bedeuten, die zur Einführung des Begriffes 'subskalige' Turbulenz geführt haben.  $c_i \in [0..1]$  bezeichnet einen Vorfaktor. In der Bilanzgleichung für die virtuelle potentielle Temperatur  $\Theta_v$  (2) und für den gasförmigen Schadstoff  $m$  (3) bezeichnen die Terme (2) jeweils den Diffusionsterm. In der Bilanz für die TKE  $e$  (5) bedeuten die Terme den Scherproduktionsterm (2), den Diffusionsterm (3) und den Dissipationsterm (4), Quellen- und Senken (5) bleiben unberücksichtigt. In der Bilanz für die TH  $h$  (6) bedeuten die Terme den Scherproduktionsterm (2) mit  $\overset{\leftrightarrow}{\Sigma} = 0.5(\overline{\vec{v}' \otimes \vec{\zeta}' - \vec{\zeta}' \otimes \vec{v}'})$  als antisymmetrischen Wirbelstromtensor, den Wirbel-TKE Quellterm (3), den Diffusionsterm für Wirbelflüsse (4) und den Diffusionsterm für Strömungsflüsse (5) und den Dissipationsterm (6). Auch in der Helizitätsbilanz sind weitere Quellterme nicht berücksichtigt. Ebenso wurde auf Bilanzen für subskalige Wärme- und Schadstoffschwankungen und

Flüsse verzichtet, um den primär skaligen Effekt der Dynamik nicht durch zuviel zusätzliche Parametrisierungsdetails zu verdecken. Eine konsistente Herleitung für Schließungen zweiter Ordnung findet man z.B. bei Schmitt [5].

## 2.1 Variation der Turbulenzmodellierungen

### TKEH-Modellierung

Wird das Gleichungssystem (4-5) an die skalige Strömung durch die Turbulenzparametrisierungsterme  $\alpha, \beta, \gamma$  und Gradient- $e$  nach [1] angebunden, so wird diese Turbulenzparametrisierung im Zweiskalenmodell (Gleichungssatz 1-5) als TKEH-Modellierung bezeichnet. Das subskalige Regime mit den Gleichungen (Glg. 4-5) stellt eine vereinfachte Schließung zweiter Ordnung dar, die speziell vorgeschlagen wurde für Strömungen mit spektral verteilter Helizität  $\widehat{H}(\vec{k}) \neq 0$  [1,2,3]. Die raum-zeitliche Helizität ist definiert als  $H =: \vec{V} \vec{\zeta}$  und ist kennzeichnend für dreidimensionale Strömungen. Die dynamische Bedeutung der Helizität liegt in dem potentiell höheren Organisationsgrad dreidimensionaler Strömungen, woraus eine stärkere Strukturstabilität der Strömung folgt. Beispielsweise sind Gewitter mit Rotation langlebiger, weitere Hinweise meteorologischer Relevanz sind in [1,2] zusammengetragen.

In [1,2] sind auch Argumente angeführt, weshalb die Spektralverteilung der Helizität im Ortsraum zu nichtverschwindender Helizität in beiden Spektralbereichen führt, d.h. bei skaliger Helizität  $H \neq 0$  folgt für die subskalige, turbulente Helizität  $h \neq 0$ .

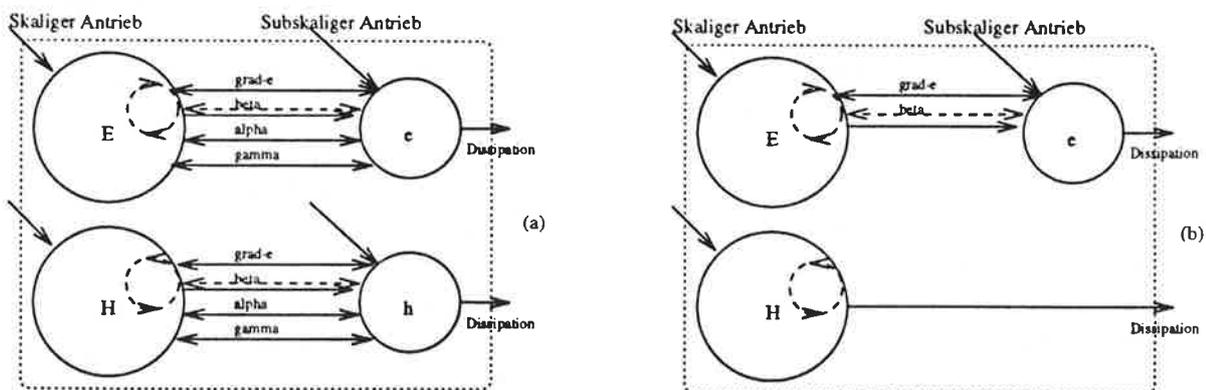


Abb.1: Skalige Flüsse kinetischer Energie und Helizität bei der TKEH (a) und TKE+ (b) -Turbulenzmodellierung; < -- > kennzeichnet den Informationsfluß zur Bestimmung der Diffusion.

Bei der TKEH Turbulenzmodellierung darf die subskalige Turbulenz **geordnete Strukturen** aufweisen, deren Intensität durch die turbulente kinetische Energie TKE  $e$  und deren Organisation durch die turbulente Helizität TH  $h$  charakterisiert wird. Als Folge dieses Ansatzes sind Energie- und Helizitätsflüsse zwischen beiden skalig getrennten Regimen zugelassen. Die Flüsse werden ausschließlich durch die Energie- und Helizitätserhaltung des Gesamtmodells begrenzt, wie in [2] gezeigt wurde. In Abb. 1a sind die berücksichtigten skaligen Flüsse skizziert. Ähnlich wie in einem sehr hoch auflösendem

Spektralmodell werden die skaligen Flüsse durch die interne Dynamik des Gesamtmodells berechnet.

### TKE+ Modellierung

Für Strömungen ohne Helizität, also ohne Gesamthelizität  $H_{tot} = H + h = 0$  und ohne turbulente Helizität  $h$ , folgt aus spektralen Betrachtungen letztlich  $\alpha\vec{\zeta} \rightarrow 0$ ,  $\gamma\Delta\vec{\zeta} \rightarrow 0$  in der Rotationsparametrisierung (5) in Glg.(1), womit sich der Turbulenzeinfluß in der Impulsbilanz (1) vereinfacht zu:

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = - \underbrace{\nabla \cdot (\vec{V} \otimes \vec{V})}_{(1)} - \underbrace{\Theta_{v,o} \nabla \pi^*}_{(2)} + \underbrace{g \frac{\Theta_v}{\Theta_{v,o}} \vec{k}}_{(3)} - \underbrace{\nabla e}_{(4)} + \underbrace{\beta \Delta \vec{V}}_{(5)} \quad (7)$$

Term (5) hat die Form eines Diffusionstermes, der zu diffusiven Energie- und Helizitätsflüssen **innerhalb** des skaligen Regimes und zur Dissipation führt. Die Helizitätsdiffusion und Dissipation ist in diesem Fall implizit durch die Energiediffusion und Dissipation gegeben. Wegen  $sign[\nabla e] = +1 \vee -1$  sind jedoch noch Energieflüsse in beide Richtungen zwischen den skaligen Systemen zugelassen. Abb.1b zeigt schematisch die berücksichtigten skaligen Energie- und Helizitätsflüsse.

### TKE Modellierung

Für  $\nabla e \rightarrow 0$ , d.h. der grad-e-Term in Glg.1 und Abb.1b entfällt zusätzlich, verbleibt nur noch der intraskalige Diffusionsfluß des skaligen Regimes und die Dissipation. Weder Energie noch Helizität können dem skaligen Regime aus dem Subskalaregime zurückgeführt werden. Diese TKE-Modellierung ist ein Vertreter der Klasse der Diffusionsmodellierungen: die Diffusionsstärke wird bei ihr durch den Diffusionskoeffizienten  $\beta$  gesteuert, der seinerseits aus der prognostischen TKE-Bilanz, Glg.4, bestimmt wird. Die TKEH Modellierung kann somit durch vereinfachende Zusatzannahmen auf die weit verbreitete TKE Modellierung zurückgeführt werden; damit lassen sich bisherige Modelle konsistent um die Bilanz der turbulenten Helizität erweitern. Unabhängig von dem Berechnungsverfahren ist bei Diffusionsmodellierungen der subskaligen Turbulenz ausschließlich der skalige Energiefluß immer zum subskaligen Regime gerichtet. Insofern besteht kein Unterschied zwischen Diffusionsmodellierungen 1.Ordnung, bei denen der Diffusionskoeffizient  $\beta$  aus mittleren Größen berechnet wird, oder vereinfachten Schießungen zweiter Ordnung wie der TKE Modellierung.

## 3 Simulationsergebnisse

### 3.1 Generische Struktur rotierender Aufwinde

Für die numerischen Experimente wurden Vertikalprofile der Temperatur und Feuchte wie in [2] beschrieben verwendet, die typisch sind für sommerliche mitteleuropäische Konvektionslagen. In [2] sind dazu auch Vergleiche zwischen Beobachtungen und verschiedenen

Modellen zur Aufwinddynamik, teilweise mit Wolkenbildung, angegeben. Für die hier behandelten Experimente blieb der Wasserkreislauf unberücksichtigt, um die grundlegenden dynamischen Zusammenhänge untersuchen zu können.

Am Ober- und Unterrand des Modellgebietes wurde freies Gleiten als Randbedingung gewählt. Am Außenrand werden bei Einströmbedingungen die Umgebungsbedingungen übernommen, ansonsten gelten Strahlungsbedingungen; weitere Details sind ebenfalls in [2] angegeben.

Abb.2a zeigt die Konfiguration des Aufwindmodells mit  $10 \times 10 \times 40$  Gitterpunkten und einem Modellradius von 1 km und einer Modellhöhe von 4 km zu Anbeginn der Rechnungen.

In den unteren Schichten bis 500 m Höhe ist eine schwach rotierende Strömung (max ca. 0.5 m/s) vorgegeben, der für 30 Sekunden eine Übertemperatur von 1 Grad von unten her aufgeprägt wird. In der untersten Schicht werden zusätzlich gasförmige Schadstoffe mit einer konstanten Konzentration von 10 Einheiten angenommen (nicht dargestellt).

Abb.2b und 2c zeigen die generische Lösungsstruktur für die nachfolgenden Simulationsfallbeispiele: die Rotationsströmung ist durch den thermischen Aufwind bis in die Inversionsschicht transportiert worden und der rotierende Aufwind hat sich horizontal zusammengezogen und vertikal gestreckt.

Mit dem Vergleich turbulenzbeeinflusster Schadstoffverteilungen im nächsten Abschnitt sollte untersucht werden, wie Beziehungen zwischen der Schadstoffverteilung und der subskaligen Turbulenz zustandekommen. Für die Beurteilung wurde die zeitliche Entwicklung der horizontal gemittelten dreidimensionalen Felder herangezogen, um die vorrangig vertikal verlaufenden zeitlichen Feldentwicklungen vergleichen zu können.

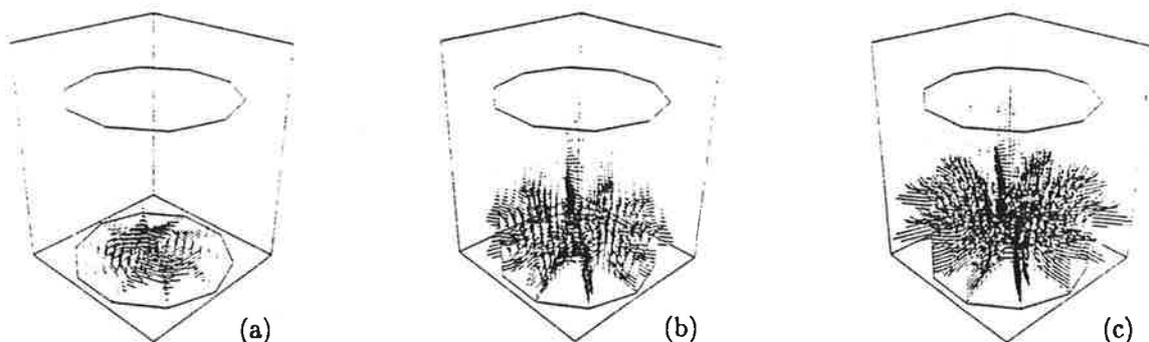


Abb.2: Vorgegebenes Strömungsfeld  $\vec{V}(\vec{x}, t_0)$  (a) und berechnete Strömungsfelder  $\vec{V}(\vec{x}, t)$  für  $t=5$  Minuten (b) und  $t=10$  Minuten (c).

Abb.3 a zeigt die generische zeitlich-vertikale Entwicklung des Vertikalwindfeldes  $V_z(t, z)$ . Für Referenzzwecke sind einzelne Entwicklungsabschnitte gekennzeichnet: In der Aufheizphase (I) startet der Aufwind zunächst seine Aufwärtsbewegung. In der Phase der freien Entwicklung (II) entwickelt sich das Zentrum maximaler Vertikalgeschwindigkeit bis zur maximalen Stärke und die Aufwindkappe dringt in die Inversionsschicht ein, welche die

konvektive Grenzschicht nach oben hin begrenzt. In der abschließenden quasi-stationären Endphase (III) schließlich adaptiert sich der rotierende Aufwind an die Randbedingungen und die Gesamtentwicklung des Modells. Der Übergang von (II) nach (III) wird nachfolgend als Referenzzeitpunkt verwendet und ist markiert.

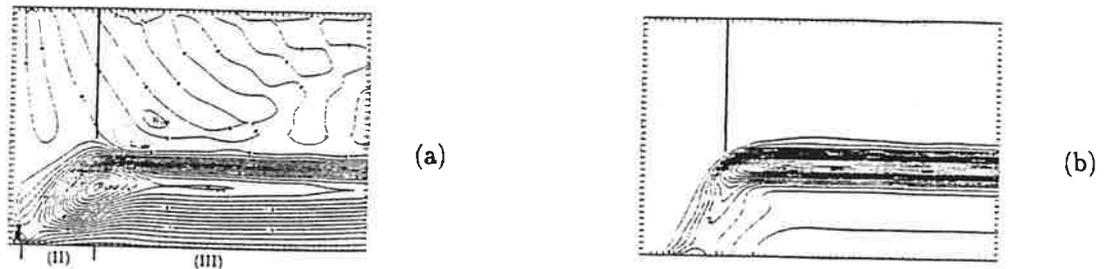


Abb.3 Entwicklung des Vertikalwindfeldes  $V_z(t,z)$  (a) und der turbulenten kinetischen Energie TKE,  $e$  (b). Die Zeitachsen reichen von 0-60,  $\Delta t=1$  Minuten, die Höhenachse von 0-4 km,  $\Delta z=0.1$  km. Isolinien mit negativen Werten: --.

Die Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie TKE  $e(z,t)$  in Abb.3b beginnt zeitlich verzögert nach der Aufwindentwicklung, in der quasi-stationären Endphase (III) findet sich die meiste TKE in der Inversionsschicht.

### 3.2 Simulation der Schadstoffverteilungen

#### TKE-Modellierung

Abb.4 zeigt u.a. die zeitliche Entwicklung der Rotation  $V_\phi(t,z)$  bei diffusiver Anbindung des TKE-Modells Glg. 4 an das skalige Strömungsregime Glg.1: am Ende des freien Aufstiegs des Aufwindeschlauches (Phase II) ist die Rotationsbewegung verschwunden  $V_\phi \rightarrow 0$ , die anfänglich vorgegebene skalige Helizität  $H = H_\phi + H_z = V_\phi \zeta_\phi + V_z \zeta_z$  mit den Lagekoordinaten  $r$  und  $z$  der Strömung ist dissipiert. Die anfänglich dreidimensional organisierte Strömung ist dann nur noch zweidimensional, d.h. nur  $r, z$  und  $V_r, V_z$  verbleiben als natürliche Koordinaten und Impulse. Die starke Dämpfung der Rotation  $V_\phi$  rührt her von dem zugrundeliegenden Bild der subskaligen Turbulenz: Ihre **Wirkung** wird per Definitionem gleichgestellt mit der des molekularem Chaos, bei dem jegliche Ordnungsstruktur und damit subskalige turbulente Helizität  $h \neq 0$  unzulässig ist.

Abb.4 zeigt u.a. die Schadstoffentwicklung  $m(t,z)$  für diese Modellsituation der skaligen Energie- und Helizitätsflüsse. Die sich anfänglich gleichmäßig entwickelnde vertikale Schadstoffverteilung  $[m(z)](t)$  wird verzögert, sobald die skalige Rotation  $V_\phi$  des Aufwindes zusammenbricht. Über die nichtlineare Wechselwirkung zwischen Vertikalwind und Rotationsströmung wird der dynamische Druck in seiner Vertikalausprägung empfindlich gestört (eine Diskussion hierzu findet sich in [2]), ebenso der horizontale Zusammenhalt des Aufwindes: der Aufwind verhält sich diffusiv. Während der quasi-stationären Phase

(III) wird dieser Einbruch in der Entwicklung der Schadstoffverteilung jedoch etwas wieder ausgeglichen. Das Maximum der Vertikalverteilung des Schadstoffes liegt innerhalb der Inversionsschicht aufgrund der thermisch induzierten Strömungsverzögerung, wenn man von dem bodennahen Quellgebiet absieht.

Abb.4 zeigt auch die Entwicklung der Advektionsstärke  $\nabla \cdot (\vec{V}m)(t,z)$  für die Schadstoffkonzentration: nach einer Zunahme in Bodennähe folgt eine Abschwächung, die bis zu Verlusten durch den Transport führen. Diese Entwicklung findet anschließend in allen Höhen statt.

### TKE+ Modellierung

Abb.4 zeigt auch die Entwicklung der Rotation  $V_\phi(t,z)$  bei der TKE+ Modellierung. Im Vergleich zur TKE-Modellierung bleibt die Rotation  $V_\phi(t,z)$  für ca. 2 Minuten länger am Ende der freien Aufstiegsphase erhalten (Referenzlinie), die Gesamtentwicklung zeigt jedoch nur in Details Unterschiede.

Abb.4 zeigt weiters die dazugehörige Schadstoffentwicklung  $m(t,z)$ . Im Vergleich zur TKE-Modellierung verläuft die Entwicklung glatter, eine Trendwende wie bei der TKE-Modellierung am Ende der Phase freien Aufsteigens (II) bleibt aus. In der quasi-stationären Endphase (III) findet sich mehr Schadstoff in der Inversionsschicht aber ebenfalls ohne Helizität,  $H_{tot} = H + h = 0$ .

Abb.4 zeigt erläuternd die Entwicklung der Advektionsstärke  $\nabla \cdot (\vec{V}m)(t,z)$  für die Schadstoffkonzentration. Im Vergleich zur TKE-Modellierung findet nach dem Transportaufbau eine geringere Abschwächung des Transportes statt, die letztlich zu weniger Schwächung der Schadstoffkonzentration durch Advektion führt.

### TKEH Modellierung

Abb.4 zeigt auch für diese Modellierung die Entwicklung der Rotation  $V_\phi(t,z)$  bei vollständiger Anbindung des TKEH-Turbulenzmodells Glg.4-5 an das skalige Strömungsregime Glg.1, wobei in beide Richtungen orientierte skalige Energie- und Helizitätsflüsse zugelassen sind. Zunächst fällt auf, daß die Rotation nahe des Erdbodens  $V_\phi(t,z \approx 0)$  länger erhalten bleibt als bei den TKE- und TKE+ Modellierungen, vergleiche in Abb.4. Die Rotation  $V_\phi(t,z \approx 0)$  löst sich erst kurz nach der freien Aufstiegsphase (s. Referenzlinie in Abb.4) vom Boden. Zumindest am Anfang der quasi-stationären Phase befindet sich der Aufwind weiterhin in Rotation,  $V_\phi \neq 0$ . Ähnlich wie bei den TKE- und TKE+ -Modellierungen zerfällt zwar die anfängliche Rotation  $V_\phi > 0$  dann anschließend ebenfalls; beim Eintritt des Aufwindschlauches in die Inversionsschicht jedoch bilden sich zusätzlich Gegendrehungen  $sign[V_\phi] \neq sign[V_\phi(t_0)]$  aus, die mit wechselnden Vorzeichen bis zum Ende des Simulationszeitraumes erhalten bleiben. Ebenso wird eine schwache Gegendrehung nach dem Ablösen des Rotationsfeldes vom Boden gebildet.

Abb.4 zeigt für diese Modellierung auch die Entwicklung der subskaligen turbulenten Helizität  $TH h(t,z)$ , die weder bei der TKE noch bei der TKE+ Modellierung zugelassen war. In der freien Aufstiegsphase (II) wird zunächst negative subskalige Helizität  $h$  gebildet. Am Ende der Phase (II) wird die negative subskalige Helizität  $h$  erhöht, da sich die Strömung durch Abtrieb in der Inversionsschicht verzögert, und die subskalige Helizität

$h$  wechselt gleichzeitig ihr Vorzeichen. Dieses Ereignis ist zeitgleich mit dem Übergang der skaligen Rotation  $V_\phi$  zur Gegendrehung. Am Ende der quasi-stationären Phase (III) verbleibt positive subskalige Helizität  $h > 0$  in der Inversionsschicht. Abb.4 zeigt auch die dazugehörige Schadstoffentwicklung  $m(t,z)$ , die ähnlich wie bei der TKE+ Modellierung glatter verläuft als im Falle der TKE Modellierung. Auch die Entwicklung des Advektionstermes (siehe Abb.4) verläuft ähnlich.

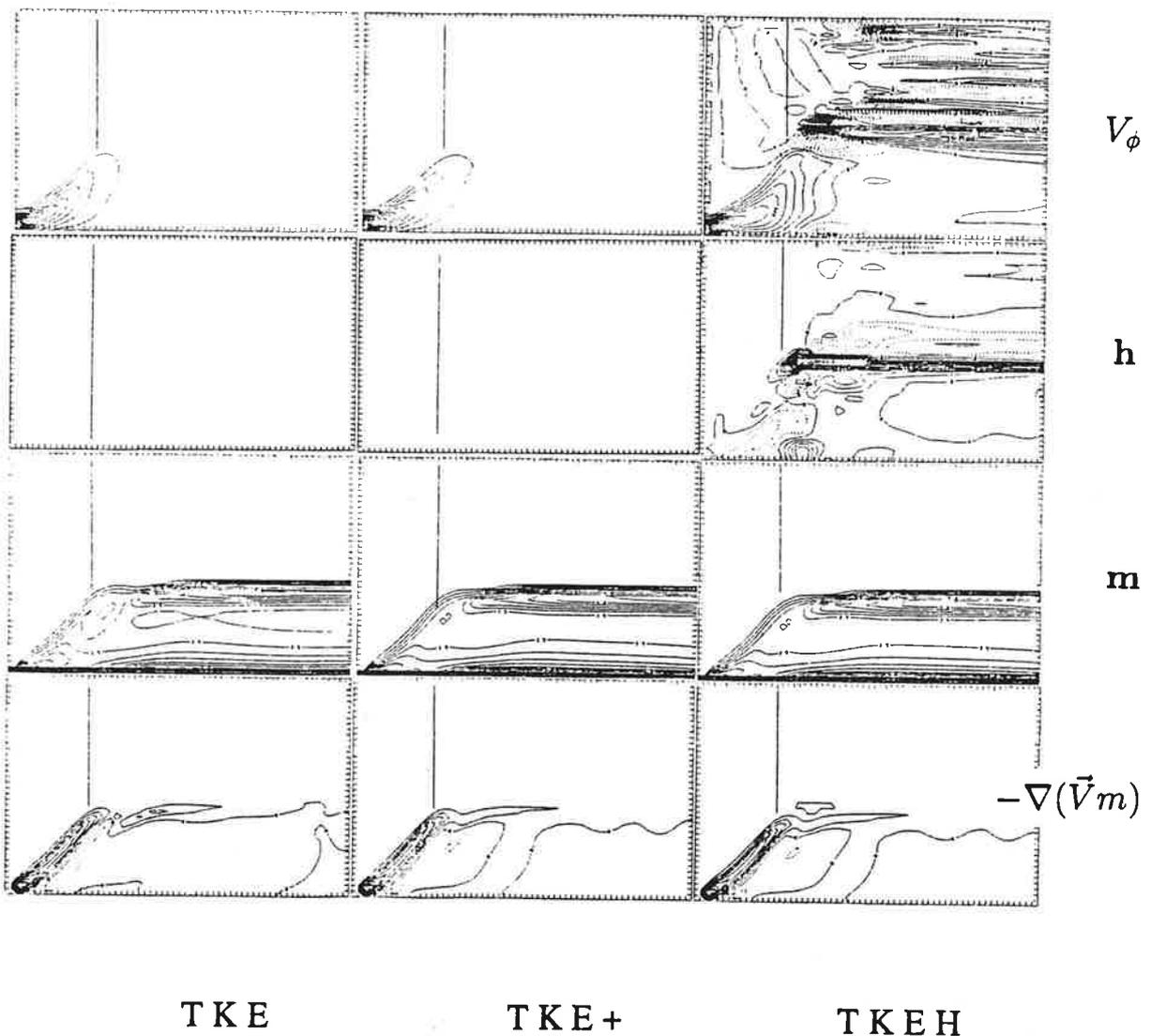


Abb.4: Entwicklungen (von oben nach unten) der Felder der Rotation  $V_\phi(t,z)$ , der turbulenten Helizität  $h(t,z)$ , der Schadstoffkonzentration  $m(t,z)$  und der Schadstoffadvektion  $[-\nabla(\vec{V}m)](t,z)$ , jeweils bei der TKE, TKE+ und TKEH-Modellierung. Die Zeitachsen reichen von 0-60,  $\Delta t=1$  Minuten, die Höhenachsen von 0-4 km,  $\Delta z=0.1$  km. Isolinien mit negativen Werten: --.

### 3.3 Diskussion

Die Simulationsergebnisse zeigen zwei Wirkungen der variierten Turbulenzmodellierungen auf die Schadstoffverteilung rotierender Aufwinde:

#### Die Änderung der Strömungsstruktur in der Inversion

wird festgestellt, wenn von der TKE+ zur TKEH Modellierung übergegangen wird. Bei der TKE- und TKE+ -Modellierung findet sich weder skalige Rotationsbewegung  $V_\phi$  und damit skalige Helizität  $H$ , noch subskalige turbulente Helizität  $h$  im Endstadium der Simulation.

Schmitt [5] hat bei Large-Eddy Simulationen festgestellt, daß die orographiebedingte Rotation in der simulierten konvektiven Grenzschicht nicht mit TKE-Turbulenzmodellierungen oder algebraischen Turbulenzmodellen (beide mit diffusiver Anbindung an das skalige Regime) widergegeben werden kann. Da die Aufwinde die Strömungsbereiche mit der höchsten Dichte kinetischer Energie innerhalb der konvektiven Grenzschicht sind, liegt die Vermutung nahe, daß dort auch die Hauptfehlerquelle liegt. Die Aufwinde konnten dabei nur durch wenige Gitterpunkte repräsentiert werden, vergleichsweise wie in dieser Arbeit. Bei den hier vorgestellten Rechnungen war hingegen die Rotation als Anfangsbedingung vorgegeben und konnte mit der TKEH-Modellierung wesentlich besser erhalten werden. Die Schadstoffkonzentration wird jedoch nicht direkt durch den Einschluß der Helizität in die Turbulenzmodellierung geändert- die Konzentrationswerte sind praktisch identisch mit denen der TKE+ -Modellierung. Demnach ist der wichtigere Effekt auf die Schadstoffkonzentration durch die antidiffusiven Energieflüsse und nicht durch die Helizitätsflüsse gegeben.

#### Die Erhöhung der Schadstoffkonzentration in der Inversion

wird- wie bereits betont- festgestellt, wenn von der diffusiven TKE-Modellierung übergegangen wird zur TKE+ Modellierung, bei der die Energieflüsse skalig in beide Richtungen zulässig sind. Die Organisation der Strömung, dh. die Helizität  $H_{tot} = H + h$  bleibt dabei bereits etwas länger aufrechterhalten. Die Änderung der Konzentration ist an die Entwicklung der Aufwindkappe gebunden, d.h. die Energieübergänge im Anfangsstadium der Aufwindentwicklung sind wichtig für die Entwicklung der skaligen Strömungsorganisation. Antidiffusive Flüsse der kinetischen Energie im unteren Bereich der Aufwinde wurde experimentell bereits von LeMone [6,7] bei Grenzschichtrollenaufwinden und von Cieszelski [8] bei Aufwinden in Grenzschichtrollen und Rayleigh-Benard Zellen nachgewiesen. Die skaligen Helizitätsflüsse bei atmosphärischer Konvektion sind hingegen experimentell noch nicht untersucht. Einen generellen Überblick der Wirkung von Helizität auf den passiven Transport hat Moffatt [9] gegeben und auch den Weg für die hier angegebenen meteorologisch-luftchemischen Anwendungen bei Gitterpunktsmodellen vorgezeichnet.

#### Abschätzung für reaktive Schadstoffe

Für kompliziertere Schadstoffszenarien z.B. mit vielen Flächen-, Punkt- und Linienquellen und reaktiven Substanzen sollen unter Rückgriff auf die gefundenen Simulationsergebnisse

einige Abschätzungen gewagt werden. Die Rotation  $V_\phi$  und die turbulente Helizität  $h$  führen z.B. zu stärkeren **strukturierten Mustern** des Rotationsfeld  $V_\phi$ . Man kann daher vermuten, daß die Durchmischung und die Reaktionsraten ebenso stärker strukturiert werden, zumindest solange keine Rückkopplung der Schadstoffdynamik auf die Strömungsdynamik besteht.

Der Einfluß der Rotation  $V_\phi$  und der turbulenten Helizität  $h$  auf die **subskaligen Reaktionsprozesse**, die hier nicht berücksichtigt waren, ist zumindest durch die dynamische Kopplung zwischen skaligem und subskaligem Regime bereits gegeben. Vermutlich werden auch die Felder subskaliger Größen durch den Einfluß subskaliger Energie- und Helizitätsflüsse stärker strukturiert.

## 4 Wolkenbedeckte Grenzschichten

Als Beispiel für eine kompliziertere meteorologische Situation als bei den vorgestellten numerischen Experimenten diene die Cumulus-bedeckte konvektive Grenzschicht unter Einschluß der Naßphasenchemie. Lelieveld und Crutzen [10] und Möller und Mauersberger [11] haben festgestellt, daß die  $O_3$ -Konzentration in 'schmutzigen' Wolken durch naßchemische Prozesse beeinflusst- d.h. erhöht als auch erniedrigt- werden können. Die Wolken nehmen in der Luftchemie die Rolle der Aktivitätszentren ein, vergleichbar wie die Aufwinde in der konvektiven Grenzschicht ohne Wasserkreislauf in der Strömungsdynamik. Nach den Untersuchungen von Haase-Straub et.al [12, Seite 211-217] z.B. ist die Cumulonimbuskonvektion sehr effektiv um Schadstoffe nahezu ohne Vermischung aus der Grenzschicht bis zur Tropopause zu transportieren.

Bei Grenzschichten mit Strato-Cumuluswolken besitzen die Wolken als Aktivitätszentren hingegen mehr Schichtungscharakter.

In jedem Fall kommt dem Austausch zwischen der Grenzschicht und der freien Troposphäre eine besondere Rolle zu, da die hydrodynamischen und luftchemischen Aktivitätszentren häufig an der Grenzschichtoberkante liegen, vergleichsweise wie im Falle des hier vorgestellten Szenarios mit 'trockener' Konvektion.

Die Abwendung von dem Bild der subskaligen Turbulenz als ungeordnete Zusatzbewegung, die lediglich die Diffusion bei den skaligen Prozesse erhöht, scheint nach den hier gefundenen Ergebnissen und den diskutierten Auswirkungen neben den hydrodynamischen Konsequenzen generell auch für die Luftchemie wichtig<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Für die Simulationsrechnungen wurde das IBM-Risc 6000 workstation cluster des IfT und der IBM Fortran compiler xlf verwendet. Der verwendete Code entsprach bis auf die Schadstoffbilanz der Beschreibung in [2]. Ein Teil der Ergebnisse wurde an der Katalanischen Politechnischen Universität Barcelona im Rahmen der Konferenz 'Air Pollution 94' vorgestellt.

## Quellennachweis

- [1] Lautenschlager, M., Eppel, D.E., Thacker, W.L., 1988: Subgrid Parametrization for flows with Helicity, *Contribution to Atmospheric Physics*, 61, 87-97.
- [2] Cieszelski, R., 1994: Turbulence modelling for flows with Helicity, IfT internal paper, 110 pages.
- [3] Cieszelski, R., 1994: Diffusion of Pollutants by helical vortices with subgrid turbulence, in: *Proceedings Air Pollution II, Volume 1: Computer Simulation*, 175-182. Computational Mechanics Publications, Wessex, GB.
- [4] Kapitza, H., Eppel, D.E., 1985: A 3-d Poisson Solver based on a conjugate gradient algorithm, GKSS External Report 85/E/23, 24 pages.
- [5] Schmidt, H., 1988: Grobstruktursimulation konvektiver Grenzschichten, Forschungsbericht FB 88-30, DFVLR Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt; gleichzeitig Doktorarbeit an der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilian Universität München.
- [6] LeMone, M.A., 1973: The Structure and Dynamics of Horizontal Roll Vortices in the Planetary Boundary Layer, *J. Atm. Sci.*, 30, No.6, 1077-1091.
- [7] LeMone, M.A., 1976: Modulation of Turbulence Energy by Longitudinal Rolls in an unstable Planetary Boundary Layer, *J. Atm. Sci.*, 33, 1308-1320.
- [8] Cieszelski, R. 1986: Zwei Fallstudien geordneter Konvektion anhand von Flugzeugmessungen während des Experiments KonTurs 1981, Diplomarbeit Met.Inst. Universität Hamburg, Eigenverlag.
- [9] Moffatt, H.K., 1983: Transport effects associated with turbulence with particular attention to the influence of helicity, *Rep. Prog. Phys.*, 46, 621-664.
- [10] Lelieveld, J., Crutzen, P.J., 1990: Influences of cloud photochemical processes on tropospheric ozone, *Nature* 343, 227-233.
- [11] Moeller, D., Acker, A., Wieprecht, W., Mauersberger, G. 1994: Heterogenous ozone destruction within clouds, in: *Proceedings Air Pollution II, Volume 2: Pollution Control and Monitoring*, 203-209. Computational Mechanics Publications, Wessex, GB.
- [12] Hase-Straub, S., Heimann, D. Hauf, T., Smith, R.K. (ed.), 1994: The squall line of 21 July 1992 in Switzerland and southern Germany- a documentation, DLR Forschungsbericht 94-18.

## Symbolverzeichnis

### Grundssymbole

$\alpha$	Erster Koeffizient der Rotationsparametrisierung
$\beta$	Zweiter Koeffizient der Rotationsparametrisierung
$c_2$	Reziproke Längenskala für Wirbelflüsse zweiter Ordnung
$c_i$	Vorfaktoren für Koeffizienten für Längenskalen
$\Delta$	Gitter Auflösung ( $\Delta\vec{x}, \Delta t$ )
$e$	(Gemittelte) turbulente kinetische Energie (TKE)
$E$	Kinetische Energie der mittleren Strömung
$E_{tot}$	Totale Kinetische Energie, $E_{tot} = E + e$
$\mathcal{F}$	Gitteranbindungsfunktion
$g$	Schwerkraftkonstante
$\gamma$	Dritter Koeffizient der Rotationsparametrisierung
$h$	(Gemittelte) turbulente Helizität
$H$	Helizitäts(-dichte) der mittleren Strömung
$H_{tot}$	Totale Helizität, $H_{tot} = H + h$
$\vec{k}$	Vertikaler Einheitsvektor
$l_i$	Längenskalen, $i = \alpha, \beta, \gamma, 1...4, c_2$
$m$	Konzentration eines beliebigen gasförmigen Schadstoffes
$\phi$	Tangentiale Koordinate der Zylinderkoordinaten
$\pi^*$	Druckanomalie $p^*$ in Form der Exner Funktion
$r$	Radiale Koordinate der Zylinderkoordinaten
$\vec{R}$	Reynolds'scher Tensor
$\sigma_{\Phi}^{(i)}$	Quellterm der Bilanz für $\Phi^{(i)}$
$\vec{\Sigma}$	(Gemittelter) turbulenter Wirbelvektorflußtensor
$t$	Zeit
$\Theta_v$	Virtuelle-potentielle Temperatur
$\vec{V} = (\vec{V}_r, \vec{V}_{\phi}, \vec{V}_z)$	Strömungs (Wind-) Vektor
$z$	Vertikale Koordinate der Zylinderkoordinaten
$\vec{\zeta}$	(Absoluter) Wirbelvektor (absolute vorticity vector)

### Indizes

$\Phi$	Beliebiger Tensor (Skalar, Pseudoskalar, Vektor oder Tensor 2.ter Stufe)
$\Phi = \Phi_o + \Phi^*$	Hintergrundzustand und Abweichung davon
$\Phi = \bar{\Phi} + \phi'$	Mittler aufgelöste Größe und turbulente Fluktuation
$\Phi_{\infty}$	Horizontal homogener und zeitlich konstanter Umgebungszustand
$\Phi_i = r, \phi, z$	Komponente in Zylinderkoordinaten
$\hat{\Phi}$	Spektral dargestellte Größe

## Wirkung einer Folie auf den Wärmehaushalt eines Pflanzenbestandes mit und ohne gleichzeitiger Frostschutzberechnung

Björn-R. Beckmann

### Zusammenfassung:

In der vorliegenden Arbeit wird ein Simulationsmodell zur Bestimmung der Berechnungsmenge vorgestellt, um das Absinken der Temperatur unter 0°C eines mit einer Plastikfolie abgedeckten Bodens möglichst zu verhindern. Es wurden numerische Berechnungen für den nackten Boden und für den mit Folie abgedeckten Boden mit und ohne gleichzeitiger Frostschutzberechnung durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen z.B., daß die Bodenoberflächentemperatur bei einer Berechnung von nur 75% der Sollvorgabe relativ stark absinkt. Dieses liegt an der relativ großen Gefrierwärme von Wasser. Ein nur mit Folie abgedeckter Boden schützt nur in den wenigsten Fällen vor Bodenfrost. Die Simulationsergebnisse stimmen gut mit den gemessenen überein.

### Summary:

A model to determine the minimum amount of water required to hold the soil temperature above 0°C under a plastic mulch is presented. Numerical experiments with and without consideration of the mulch foil, with and without sprinkling of the mulch foil were performed. The results substantiate that sprinkling par example at 75% of the usual used rate of water is sufficient to avoid that the soil temperature falls below 0°C because of the relative big freezing energy of water and that mulching alone cannot prevent the soil temperature from decreasing below that value. The model results are in good agreement with observations.

### Einleitung:

Der Kartoffelanbau unter Folie hat in den letzten Jahren an Bedeutung gewonnen. Dieses ist auf den ökonomischen Gesichtspunkt zurückzuführen, möglichst früh mit dem Produkt auf den Markt zu kommen und hohe Preise zu erzielen. Um den Anbau vor Spätfrösten zu schützen, wird immer mehr Frostschutzberechnung durchgeführt. Diese Art des Frostschutzes wird jedoch aus Gründen des zu hohen Wasserverbrauchs und der sich daraus ergebenden anthropogenen Nährstoffauswaschung in der Öffentlichkeit kritisiert.

Daher versucht die Zentral Agrarmeteorologische Forschungsstelle (ZAMF) des Deutschen Wetterdienstes in Braunschweig Methoden zu erarbeiten den Wasserverbrauch zu reduzieren, indem eine über das Kartoffelfeld gebreite Folie beregnet wird. In diesem Fall wird das sofortige Versickern in den Boden verhindert. Dadurch wird nicht nur die Nährstoffauswaschung minimiert, sondern es wird auch weniger Wasser benötigt, um die gleiche Wärme beim Gefrieren freizusetzen.

Das Ziel der Frostschutzberechnung ist es die Temperatur der Eisschicht und damit auch die der Folie auf 273 K zu konservieren. Mit diesem Verfahren soll ein Absinken der Temperatur der Bodenoberfläche und der Luft zwischen Boden und Folie unter 273 K möglichst verhindert werden.

Um eine quantitative Aussage über den Wasserbedarf und der Bodenoberflächentemperatur abzuleiten, wurde ein Modell zur Simulation des Mikroklimas unter Folie von Beckmann (1993) entwickelt. Dem Modell muß ein Bodenanfangstemperaturprofil, Globalstrahlung, Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit in zwei Meter Höhe vorgegeben werden. Die Luftfeuchtigkeit kann in Frostsituationen vernachlässigt werden. Aus diesen Angaben wird zeitschrittweise die Energiebilanz des Eispanzers erstellt. Der Betrag dieser Bilanz, also die Differenz aus der Summe der zufließenden und aus der Summe der abfließenden Energieströme, soll durch die beim Gefrieren des Wassers freiwerdende Wärme ausgeglichen werden. Das Modell wurde einerseits mit Vorgabe von theoretisch bestimmten meteorologischen Größen zur Vorhersage der Bodenoberflächentemperatur mit und ohne gleichzeitiger Frostschtzberechnung erprobt und andererseits durch Vorgabe von Meßdaten der ZAMF auf Richtigkeit verifiziert, d. h. es wurden die berechneten Bodenoberflächentemperaturen mit den gemessenen verglichen.

## Die Energiebilanzgleichungen

### Energiehaushalt mit Folie ohne Frostschtzberechnung

In dem Simulationsmodell wird zeitschrittweise die Energiebilanz für die Folie und für die Bodenoberfläche erstellt. Die im Frostschtz verwendeten Folien bestehen meistens aus Kunststoff. Sie haben nur eine Dicke von 0,05 bis 0,02 mm. Die Abbildung 1 zeigt das Energiehaushaltsmodell für Folie und Boden ohne Frostschtzberechnung.

$H$  ist der Fluß fühlbarer und  $ET$  der Fluß latenter Wärme,  $R_H$  ist die atmosphärische Gegenstrahlung und  $G$  die Globalstrahlung.  $R_{ml}$  ist der Reflexionsgrad und  $D_l$  der Transmissionskoeffizient der Folie im langwelligen,  $R_{mk}$  und  $D_k$  sind die entsprechenden Parameter im kurzwelligen Spektralbereich.  $R_{sk}$  ist der kurzwellige Reflexionskoeffizient des Erdbodens. Ein Wärmefluß wird positiv gezählt, wenn er zur betreffenden Fläche hingerrichtet ist, umgekehrt wird er negativ gezählt. Die Energiebilanz für die Folie sieht dann so aus:

$$(1 - R_{mk} - D_k)G + \epsilon_m R_H - 2\epsilon_m \sigma T^4 + \epsilon_m \sigma T_s^4 + H + ET + H' + ET' = C_m \delta z_m \frac{dT_m}{dt}$$

$C_m$  ist die Wärmekapazität,  $\delta z_m$  ist die Dicke der Folie. Der Term auf der rechten Seite der Gleichung ist im Vergleich zu den Energieströmen auf der linken Seite sehr klein. Es wird relativ wenig Energie benötigt, um in der Folie eine Temperaturänderung hervorzurufen. Vernachlässigt man diese Energie, so stehen die zu- und abfließenden Energieströme immer im Gleichgewicht. An der Bodenoberfläche ergibt sich folgende Energiebilanz:

$$(1 - R_{sk})D_k G + D_l R_H - \sigma T_s^4 + \epsilon_m \sigma T_m^4 + B - H' - ET' = 0$$

Das Emissionsvermögen im langwelligen Spektralbereich ist für Ackerboden ungefähr eins. Wegen der Überschaubarkeit wurde es hier gleich eins gesetzt.

## Energiehaushalt mit Folie und Frostschutzberegnung

In diesem Fall wird die Folie mit einem in der Landwirtschaft üblichen Sprenger, der sich während der Periodendauer  $T_B$  um seine Achse dreht, beregnet. Die Wassermenge soll nun so optimiert werden, daß sie während der Umdrehungszeit des Beregners vollkommen gefriert. Das Energiehaushaltsmodell ist in Abbildung 2 zu sehen. Eis besitzt genau wie der Boden im langwelligen Spektralbereich ein Emissionsvermögen von  $\varepsilon_i=1$ . Im kurzwelligen Spektralbereich nimmt die Transmission mit der Schichtdicke exponentiell nach dem Beer'schen Gesetz  $\exp(-\beta\delta z_i)$  ab. Dann ist  $D_{ik} = (1 - R_{ik})\exp(-\beta\delta z_i)$  der Transmissionskoeffizient, wenn  $R_{ik}$  der kurzwellige Reflexionskoeffizient bzw. das Albedo der Eisschicht ist. Der Extinktionskoeffizient  $\beta$  ist empirisch zu bestimmen. Der Eispanzer stellt im Simulationsmodell erst einen Energiespeicher dar, wenn seine Dicke einen akzeptablen Zeitschritt (ab etwa 1s) zuläßt. Vor Erreichen der Mindestschichtdicke wird die Energie, die benötigt wird, um im Eispanzer eine Temperaturänderung hervorzurufen, wie schon bei der Folie, vernachlässigt. Der Term  $c_i \rho_i \frac{dT_i}{dt}$  wird somit gleich Null gesetzt. Für diesen Fall nimmt die Energiebilanzgleichung folgende Form an:

$$\left[1 - R_{ik} - D_k e^{-\beta\delta z_i} + D_k R_{ik} e^{-\beta\delta z_i}\right] G + R_H - 2\sigma \cdot 273^4 + \sigma T_s^4 + H + H' + ET + ET' = \frac{h_{g,v} \rho_w}{\Delta t} \left[ L_f + c_w (T_{sp} - 273) \right]$$

Die Energiebilanzgleichung mit Berücksichtigung des Eispanzers als Energiespeicher wird später kurz erläutert. Die Gefrierwärme  $L_f$  und die Wärme, die beim Abkühlen des Sprengewassers frei werden, kompensieren die von außen zu- und abgeführte Energie. Aus dieser Gleichung ist dann die pro Zeitschritt  $\Delta t$  benötigte Wassermenge  $h_{g,v}$  zu berechnen.

An der Bodenoberfläche sieht die Energiebilanz in diesem Fall dann so aus:

$$(1 - R_{sk}) D_k (1 - R_{ik}) e^{-\beta\delta z_i} G + \sigma T_i^4 - \sigma T_s^4 + B - H' - ET' = 0$$

## Die Energieflüsse

### Die Strahlung

Die gesamte Strahlungsenergie, die von einem Körper ausgeht, erhält man durch Integration der Strahlungsenergie, die von allen Wellenlängenbereichen ausgeht. Dieser Strahlungsfluß wird durch das Stefan-Boltzmann Gesetz  $\varepsilon\sigma T^4$  beschrieben, wobei  $\varepsilon$  der Emissions- bzw. Absorptionskoeffizient ist. In dem hier betrachteten Temperaturbereich liegt das Maximum der Strahlungsenergie nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz im langwelligen Spektralbereich. Deshalb spricht man hier vom Absorptionsvermögen, dem Transmissions- und dem Reflexionskoeffizienten im Langwelligen, um diese Größen von denen im kurzwelligen Spektralbereich zu unterscheiden.

Zur Bestimmung der atmosphärischen Gegenstrahlung existieren mehrere Parametrisierungen. Die beste Rekonstruktion der Bodenoberflächentemperaturen gelang mit der Formel von Idso und Jackson (1969) mit  $\xi = 7,77 \cdot 10^{-4} K^{-2}$ .

$$R_H = \sigma T_a^4 \left[ 1 - 0,261 \cdot \exp\left(\xi \cdot (273 - T_a)^2\right) \right]$$

Die Globalstrahlung wird in dem Simulationsmodell nur bei Vorgabe von Meßwerten mitberücksichtigt. Da die Simulationsergebnisse überwiegend für Nachtstunden interessant sind, kann bei Eingabe eines theoretischen Temperatur- und Windverlaufes auf die Globalstrahlung ohnehin verzichtet werden.

### Flüsse fühlbarer und latenter Wärme

Die Flüsse von fühlbarer und latenter Wärme werden unter Verwendung der integrierten Profilkfunktionen (z.B. Dyer und Hicks 1970 und Businger et. al. 1971) mit der Methode der Depositionvelocity (Roth 1975) bestimmt. Dazu werden Differenzen von Lufttemperatur, Dampfdruck und Windgeschwindigkeit aus zwei Höhen benötigt. Es wird hier ein aerodynamischer Ansatz gewählt, der den turbulenten Energiefluß in der Prandtl-Schicht, also in den ca. untersten 50 Meter der Atmosphäre beschreibt. Der fühlbare Wärmestrom  $H$ , der latente Wärmestrom  $ET$  und die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  sehen dann so aus:

$$u_*^2 = -(u(z_2) - u(z_1)) u_* \kappa \frac{1}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{\Phi_m}{z} dz}$$

$$H = (T(z_2) - T(z_1)) u_* \kappa \rho_a c_p \frac{1}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{\Phi_h}{z} dz}$$

$$ET = -(e(z_2) - e(z_1)) u_* \kappa \frac{\rho_a c_p}{\gamma} \frac{1}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{\Phi_v}{z} dz}$$

$\kappa$  ist die von Karman'sche Konstante,  $\rho_a$  ist die Dichte und  $c_p$  ist die spezifische Wärme von Luft und  $\gamma$  ist die Psychrometerkonstante.

Die Profilkfunktionen wurden von Paulson (1970) und Badgley et. al. (1971) angegeben:

1. stabile Schichtung:  $\Phi_m = \Phi_h = \Phi_v = 1 + \frac{z}{L_*}$

$$\Phi_m = \left(1 - 16 \frac{z}{L_*}\right)^{(-1/4)}$$

2. labile Schichtung:

$$\Phi_h = \Phi_v = \left(1 - 16 \frac{z}{L_*}\right)^{(-1/2)}$$

$L_*$  ist die Monin Obuchov'sche Stabilitätslänge.

Auf dem Versuchsfeld der ZAMF wurde allerdings die Windgeschwindigkeit nur in zwei Meter Höhe gemessen. Da die Windgeschwindigkeit in der Höhe  $z$  unterhalb der Rauigkeitslänge  $z_0$  gleich Null ist, kann die gewünschte Geschwindigkeitsdifferenz aus zwei Höhen aus der Windgeschwindigkeit in  $z = 2m$  und  $z = z_0$  gebildet werden. Die Rauigkeitslänge für Eis beträgt weniger als 1mm; also  $z_0 \cong 0$ . Somit beträgt die Differenz der Windgeschwindigkeiten gleich der Windgeschwindigkeit in zwei Meter Höhe.

Der Strom latenter Wärme kann vernachlässigt werden, da der aktuelle Dampfdruck in der Meßhöhe bei den niedrigen Temperaturen nahe dem Sättigungsdampfdruck ist. Somit ist die Dampfdruckdifferenz zwischen der Eis/Wasseroberfläche und der Luft gering.

Der fühlbare Wärmestrom unterhalb der Folie wird als rein konvektiv angenommen, da die Windgeschwindigkeit unterhalb der Folie Null bzw. sehr klein ist. Die Wärmeleitung der Luft ist gegenüber der Konvektion zu vernachlässigen.

## Der Bodenwärmestrom

Der molekulare Wärmestrom im Boden  $Q_s$  wird folgendermaßen beschrieben, wobei  $\lambda_s$  die Wärmeleitfähigkeit und  $\vartheta_s$  die Temperatur des Bodens bedeuten:

$$Q_s = -\lambda_s \frac{d\vartheta_s}{dz}$$

Da der Temperaturgradient keine lineare Funktion ist, wird der Bodenwärmestrom nach der Methode von Campbell (1977) simuliert. Dazu wird der Boden in Schichten (hier 7 Stück) verschiedener Schichtdicke, nach unten hin exponentiell zunehmend, aufgeteilt. Ab einer Tiefe von etwa einem Meter wird die Bodentemperatur als konstant angenommen. Für jede Schicht wird pro Zeitschritt die Energiebilanz erstellt:

$$\Delta Q = Q_{zu} - Q_{ab} = C_s \delta z_s \frac{\Delta \vartheta_s}{\Delta t}$$

bzw.

$$\vartheta_{t+\Delta t} = \vartheta_t + \frac{\Delta t}{C_s \delta z_s} \Delta Q$$

Die Wärmekapazität  $C_s$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_s$  des Versuchsbodens der ZAMF wurden in Abhängigkeit des Wassergehaltes nach der Methode von De Vries (1963) bestimmt.

## Simulationsmodelle ohne Vorgabe von Meßdaten

### Boden unter Folie ohne Frostschutzberechnung

In diesem Fall wird eine zeitliche Funktion der Lufttemperatur und ein konstanter Wert für die Windgeschwindigkeit vorgegeben. Als Randbedingungen sind weiterhin die Startwerte für die Bodenschichten anzugeben. Diese sollen sich, da die Bodenschichten exponentiell zunehmen, logarithmisch ändern. Es wurde für die hier abgebildeten Szenarien, das in Abbildung 3 vorgeschlagene Temperaturprofil gewählt.

Da die Globalstrahlung in diesem Teil unberücksichtigt bleibt, entspricht die Erwärmung der Bodenschichten nicht der Realität. An dieser Stelle sollte nur auf die Trägheitswirkung der Temperaturänderung in den Bodenschichten hingewiesen werden.

Für die Wahl des im Simulationsmodells verwendeten Zeitschrittes gibt Campbell folgende Formel an:

$$\Delta t < \frac{1}{2} \cdot \frac{C_s}{\lambda_s} \cdot \delta z_s^2$$

Der Zeitschritt richtet sich somit nach der obersten Bodenschicht.

Die Abbildungen 4 und 5 zeigen den Temperaturverlauf der Bodenoberfläche unter Folie für verschiedene Folienparameter und des Normalbestandes; d.h. Boden ohne Frostschutz. Es ist deutlich zu erkennen, je höher das Emissionsvermögen der Folie ist, desto weniger stark sinkt die Bodenoberflächentemperatur ab.

### Boden unter Folie und Frostschutzberechnung

Die folgenden Szenarien sollen das Verhalten der Bodenoberflächentemperaturen bei Folienabdeckung und gleichzeitiger Frostschutzberechnung verdeutlichen. Das Simulationsprogramm berechnet die für jeden Zeitpunkt pro Zeitschritt benötigte Wassermenge aus der Energiebilanzgleichung des Eispanzers. Als Energiespeicher wird dieser allerdings erst betrachtet, sobald die Schichtdicke und der gewählte Zeitschritt die Campbell-Bedingung erfüllen. Nach Erreichen der minimalen Schichtdicke berechnet sich die zum Konservieren des Zustandes benötigte Wassermenge aus folgender Energiebilanzgleichung:

$$R_H + H - \sigma \cdot 273^4 + \alpha_{wi}(T_i - 273) = -\frac{h_{g,v} \rho_w}{\Delta t} [L_f + c_w(T_{sp} - 273)]$$

$\alpha_{wi}$  ist die Wärmeübergangszahl zwischen Wasser und Eis. Beträgt die Schichtdicke des Eispanzers ein Vielfaches der von Campbell (1977) vorgegebenen Schichtdicke, so wird er in ein Vielfaches der Mindestschichtdicke unterteilt. Erstellt man für jeder dieser Schichten die Energiebilanz, so wird dem Eispanzer ein Temperaturprofil aufgeprägt.

### Der Wasserabfluß in die Furchen

In der Landwirtschaft ist es üblich, die Pflanzen auf sogenannten Dämmen anzubauen, die durch Furchen getrennt sind. Durch die Last des Wassers nimmt die Folie diese Wellenform an. Wird das Feld nur mit der bereits vorgestellten Mindestwassermenge beregnet, so hat dies zur Folge, daß das teilweise in die Furchen abfließende Wasser dem Gefrierprozeß auf den Dämmen fehlt. Um dieses Phänomen zu berücksichtigen, wurde versucht die pro Regnerumlauf abfließende Wassermenge abzuschätzen. Physikalisch exakt ist dieses Phänomen nicht zu beschreiben. Pro Regnerumlauf gelangen etwa 0,05 mm Wasser auf die Folie. Bei dieser geringen Menge bildet sich aber keine homogene Schicht, sondern es kommt auf Grund der benetzenden Wirkung der Folie zu Tröpfchenbildung und erst ab einer bestimmten Größe beginnt der Tropfen hangabwärts zu fließen. Zur Abschätzung des Wasserabflusses wurde in dieser Arbeit trotzdem die homogene Bedeckung angenommen und mit folgender Bewegungsgleichung beschrieben:

$$\rho_w A y \frac{d^2 x}{dt^2} = \rho_w A y a g - A \eta_w \frac{1}{y} \frac{dx}{dt}$$

Der Einfachheit halber wurde der Wasserabfluß für die schiefe Ebene behandelt (siehe Abbildung 6), wobei  $a$  die Neigung ist.  $A \cdot y$  beschreibt ein Volumenelement,  $\eta_w$  ist die Viskosität des Wassers. Außerdem möge der Geschwindigkeitsgradient linear mit  $y$  zunehmen.

Um das Modell durch ein Experiment zu bestätigen, hätte man z.B. stundenweise die Dicke des Eispanzers messen müssen, um diese dann mit der pro Stunde berechneten Schichtdicke ins Verhältnis zu setzen. Stattdessen wurde von der ZAMF die Wassermenge nach abgeschlossenem Schmelzvorgang in Behältern unterhalb der Folie aufgefangen

(Dammkrone, Böschungsmittle und Furche) und bestimmt. Hier ergibt sich ein Mittelwert des prozentualen Verhältnisses von Abfluß- und Gesamtmenge von 26%. Dieser Wert ist natürlich zu groß, da er das abfließende Schmelzwasser mitberücksichtigt, welches zum Teil vorher noch dem Frostschutz als Eis auf den Dammkronen diente. Den Szenarien entnimmt man ein Verhältnis von etwa 10 bis 13 %. Dies ist etwa die Hälfte von dem gemessenen Wert. Wendet man diese Theorie des Wasserabflusses auch auf den Schmelzvorgang an, so fließen auch hier etwa 10 bis 13% ab. Damit wird die hier verwendete Näherungstheorie bestätigt. Um in der Praxis eine annähernd homogene Wasserschicht auf der Folie zu erzeugen, muß mit möglichst feinen Tropfen beregnet werden, allerdings sollten diese nicht schon vorher in der Luft zu Eiskügelchen gefrieren.

Wird mehr als ausreichend beregnet, so ist kein Frostschutz garantiert, da die Abflußmenge mit der Schichtdicke, sogar in der dritten Potenz wächst. Zum anderen sammelt sich in den Furchen dann derart viel Wasser an, so daß es hier gar nicht erst zu dem Erwünschten Gefrierprozeß kommt.

#### Szenarien zur Frostschutzberechnung

Es wurden hier wieder die bereits vorgestellten Parameter zu Grunde gelegt. In Abbildung 7 erkennt man, daß bei ausreichender Beregnung die Bodenoberflächentemperatur während des gesamten Modellaufes oberhalb von 0°C bleibt, welches bei reiner Folienabdeckung nicht gelingt. Es ist hier neben den Temperaturverläufen die Beregnungsmenge pro Stunde dargestellt. Im Szenario der Abbildung 8 wurde mit einer konstanten Menge von 1,5 mm/h beregnet. Es ist klar, daß die Bodenoberflächentemperatur in diesem Fall mit einer gewissen Verzögerung zum Lufttemperaturverlauf unter 0°C absinkt.

#### Simulationsmodelle unter Vorgabe von Meßdaten

In diesem Fall werden die stündlich gemittelten Daten der Globalstrahlung, Windgeschwindigkeit und Lufttemperatur aus zwei Meter Höhe eingelesen. Zwei benachbarte Meßpunkte werden jeweils durch eine Gerade miteinander verbunden. Die Zeiten der Beregnung und die dazugehörige Wassermenge können individuell bestimmt werden.

Das Simulationsprogramm wurde für Frosttage im Zeitraum Februar-März 1993 untersucht. Die ZAMF bestimmte die Bodentemperaturen in zwei verschiedenen Tiefen. Hieraus ergab sich aus logarithmischer Regression eine Temperatur von 4,5°C in 1 m Tiefe. Der Albedo der Wasser/Eisoberfläche wurde mit 0,5 angenommen. Die Abbildungen 9 bis 11 zeigen Szenarien für den 15. Februar 1993 für verschiedene äußere Bedingungen. Abbildung 9 zeigt den simulierten und im Vergleich dazu gemessenen Bodenoberflächentemperaturverlauf für den Normalbestand. Das Szenario mit Beregnungsdaten der ZAMF zeigt Abbildung 10. Der Abbildung 11 entnimmt man den simulierten Bodenoberflächentemperaturverlauf mit ausreichender Beregnung. In diesem Fall würde der Boden vollständig vor Frost geschützt werden.

## Schlußfolgerungen

An den Simulationen mit theoretischen und auch mit gemessenen Werten für Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit erkennt man, daß die berechnete Wassermenge mit denen in der Praxis bereits verwendeten größenordnungsmäßig übereinstimmt. Es wird aber auch deutlich, daß bei einer Wasservorgabe von nur 75% der Sollvorgabe, die Bodenoberflächentemperatur stark absinkt (siehe Abb. 8). Diese liegt an der relativ großen Gefrierwärme von Wasser. Die Szenarien weisen eine nahezu Übereinstimmung mit den Meßkurven beim Normalbestand (Boden ohne jeglichen Frostschutz) auf. In den Simulationsdurchläufen hat sich gezeigt, daß die Bodenoberflächentemperatur sehr sensibel auf einige Parameter, wie Bodenwärmeleitfähigkeit und -kapazität, Dicke des Eispanzers, Albedo der Eisoberfläche und Wärmeaustausch zwischen Boden und Folie reagiert. Somit ist das Modell nicht universell einsetzbar und sollte vor einer Anwendung geeicht werden.

## Abbildungen

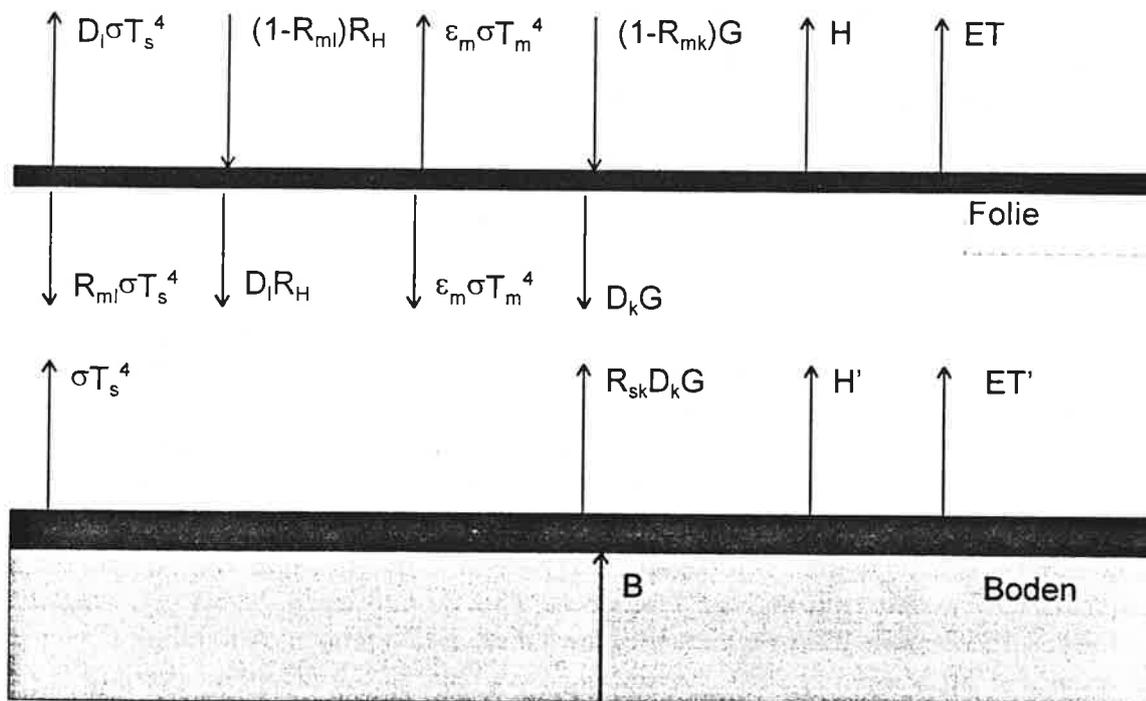


Abbildung 1: Energiehaushalt von Folie und Boden

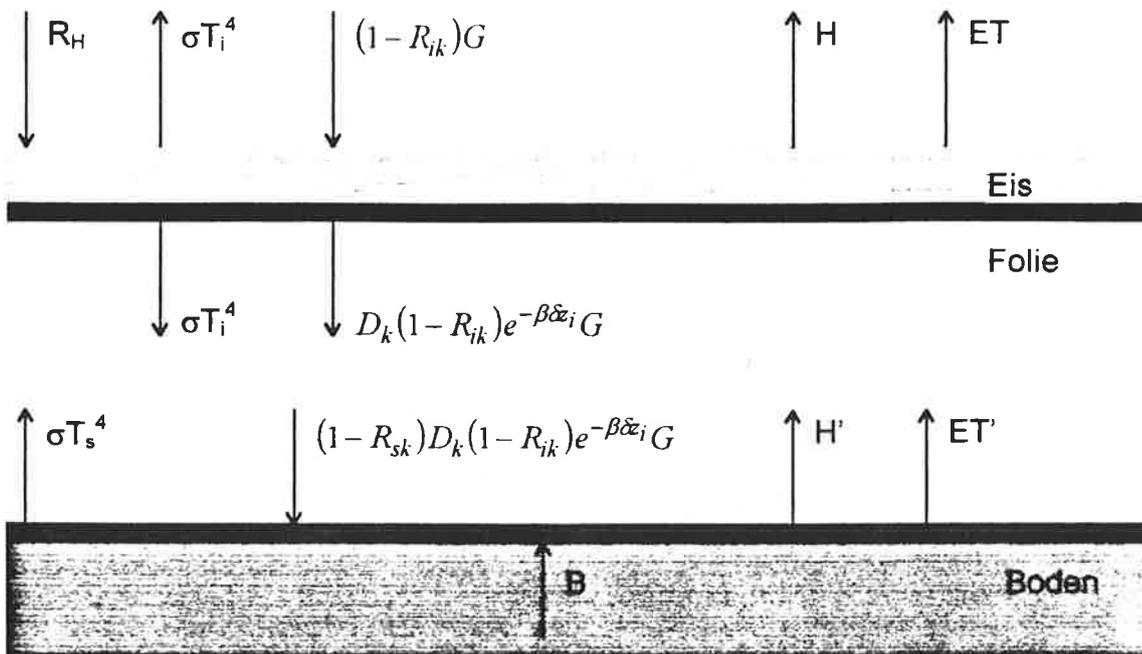


Abbildung 2: Energiehaushalt von Eisschicht und Boden

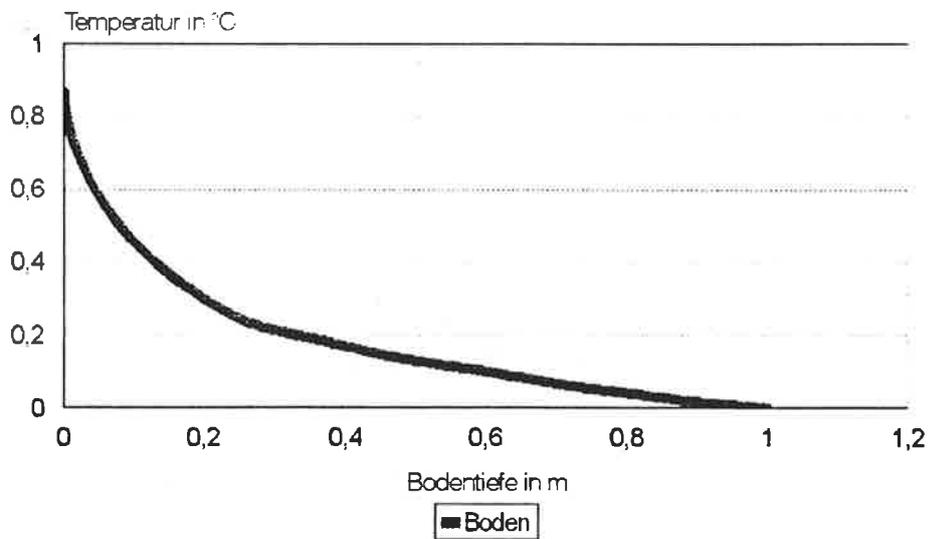
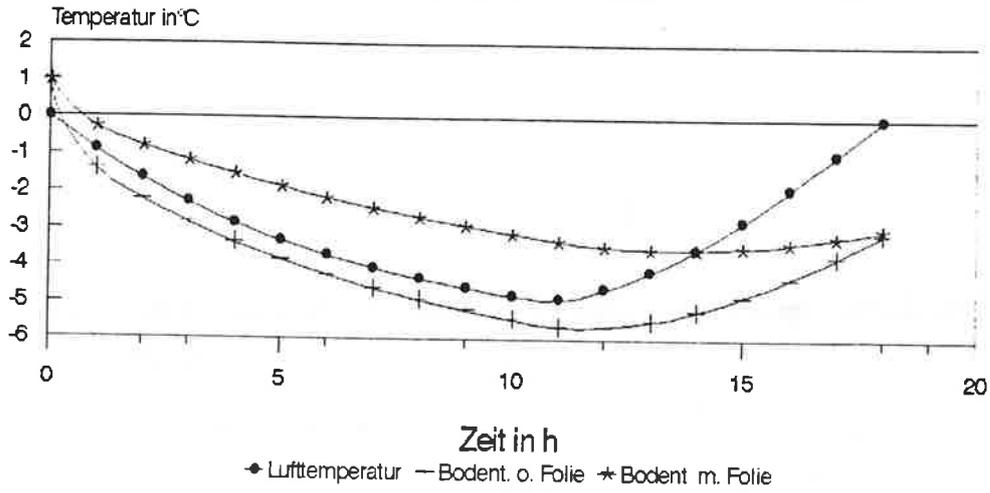
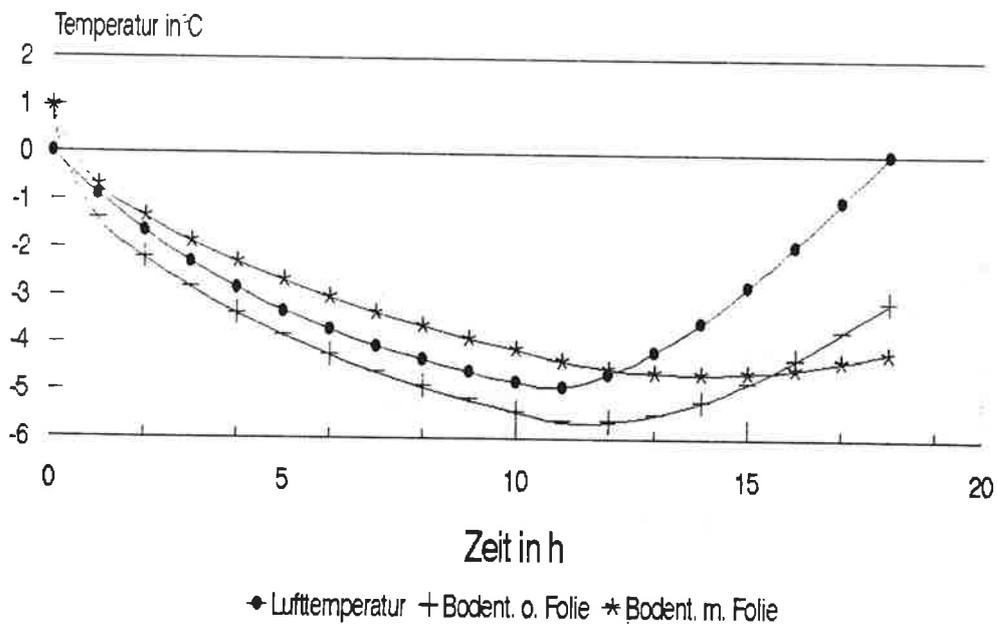


Abbildung 3: Bodentemperaturprofil

Abbildung 4: Boden unter Folie;  $D=0,14$ ,  $R=0,01$ Abbildung 5: Boden unter Folie;  $D=0,43$ ,  $R=0,03$

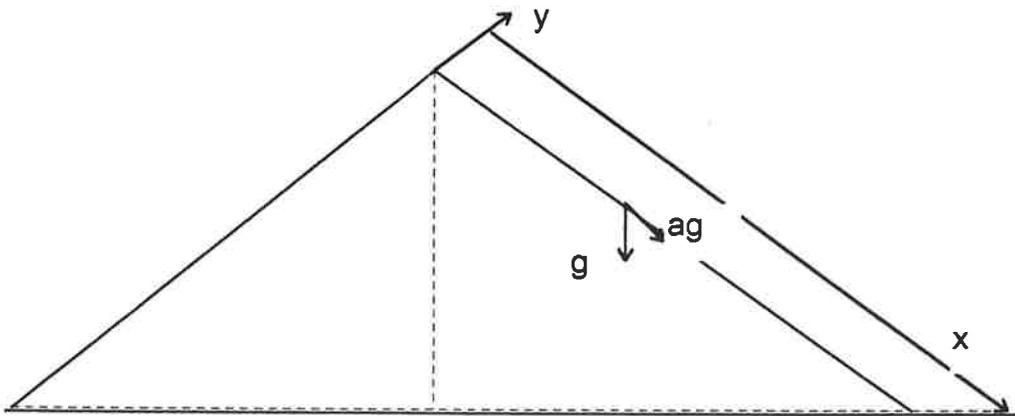


Abbildung 6: Modell zum Wasserabfluß

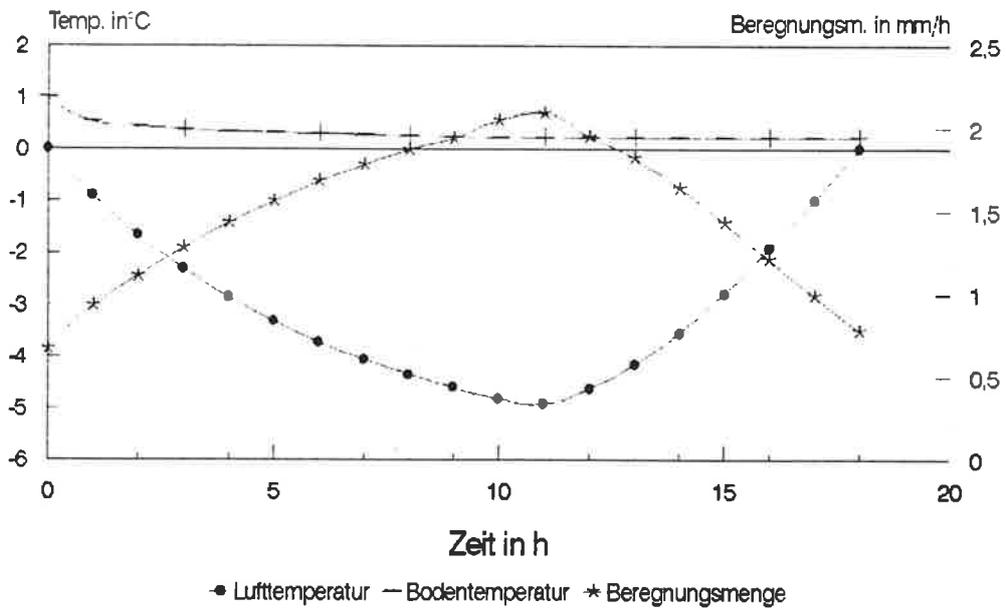


Abbildung 7: Boden unter Folie und Beregnung mit Gesamtwassermenge von 27,57 mm

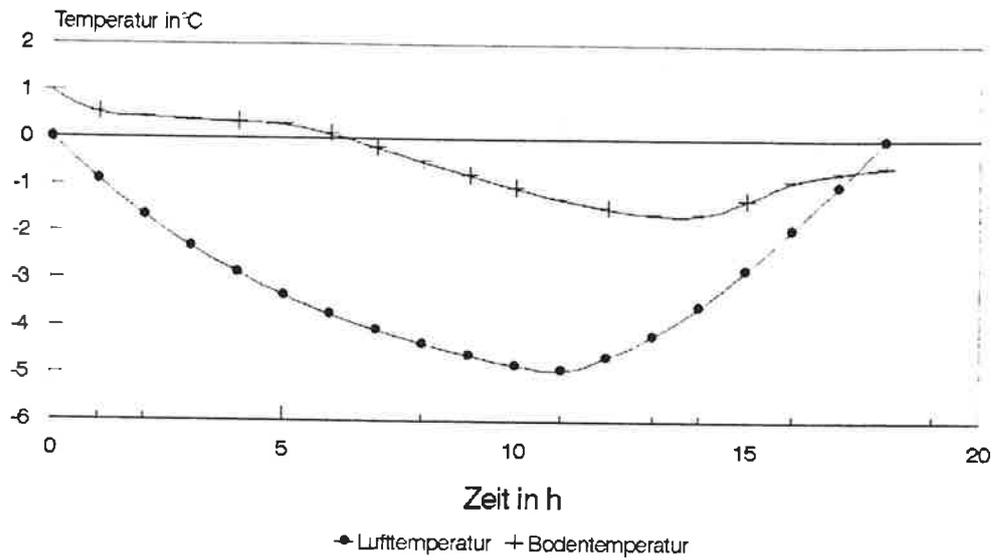


Abbildung 8: Boden unter Folie und Frostschutzberegnung mit einer Beregnungsmenge von 1,5 mm/h

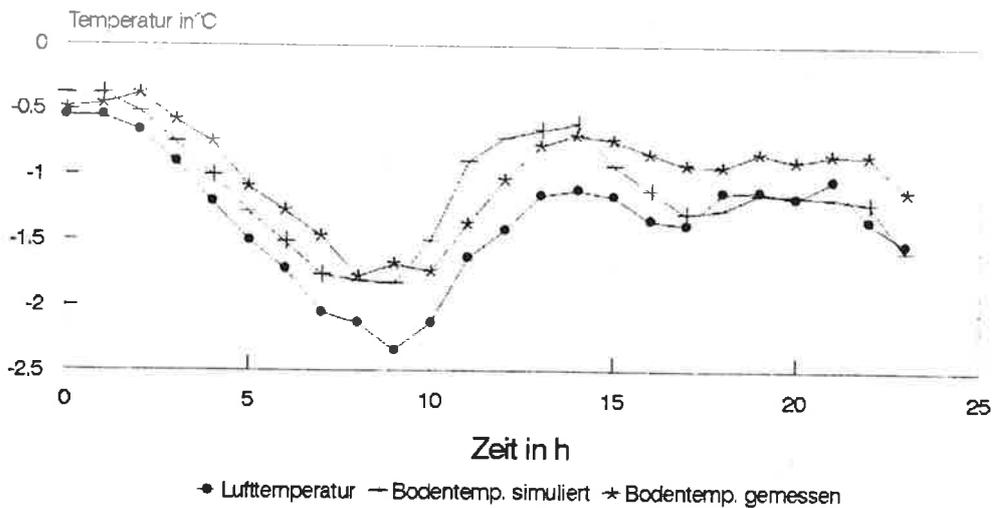


Abbildung 9: Simulierter und gemessener Bodenoberflächentemperaturverlauf für den Normalbestand vom 15.2.1993

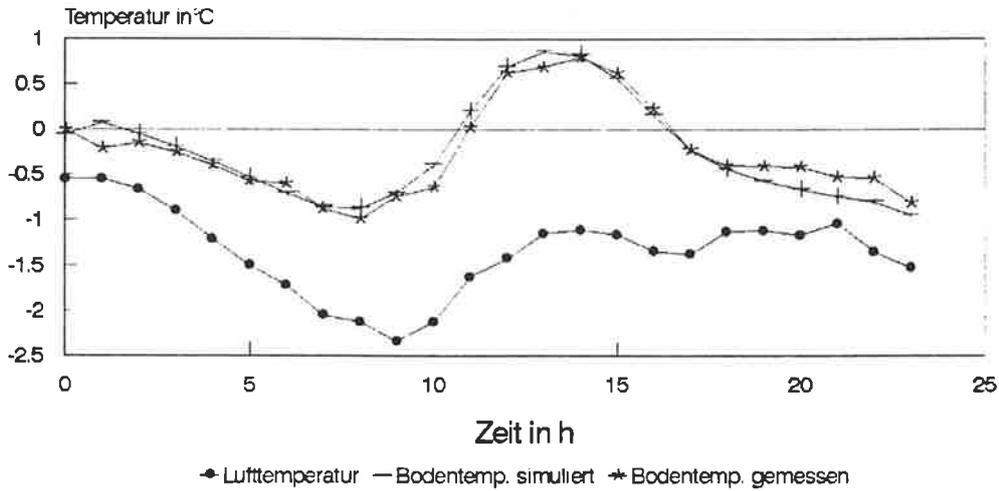


Abbildung 10: Simulierter und gemessener Bodenoberflächentemperaturverlauf mit Frostschutz vom 15.2.1993

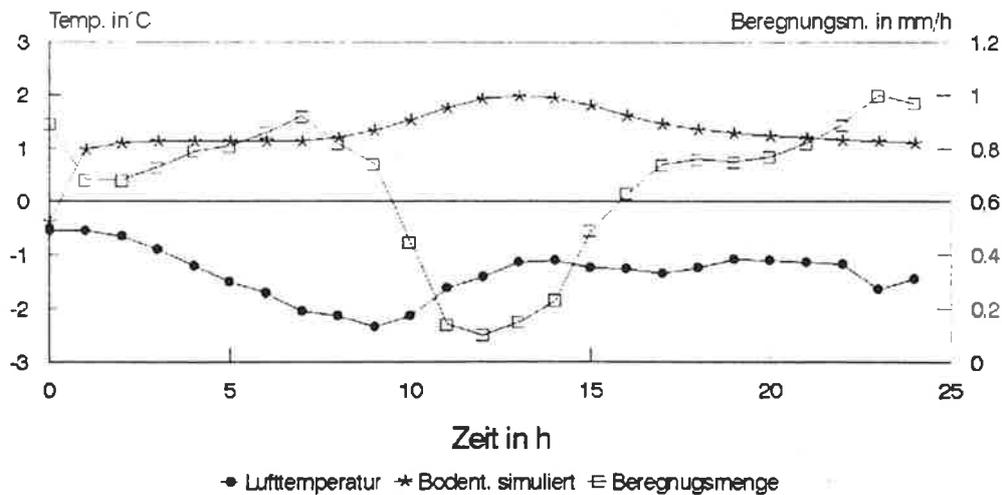


Abbildung 11: Bodenoberflächentemperaturverlauf mit ausreichender Beregnung vom 15.2.1993

## Literatur:

- Badgley F.I. et. al., 1971**, Profiles of wind, temperature and humidity over the Arabian Sea, The Univ. Press of Hawaii, 62p
- Beckmann Bj.-R., 1993**, Wirkung einer Folie auf den Wärmehaushalt von Pflanzenbeständen mit und ohne Frostschutzberegnung, Diplomarbeit im Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover
- Businger J.A. et. al., 1971**, Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, J. Atmos. Sci, **28**, 181-189
- Campbell G.S., 1977**, An Introduction to Environmental Biophysics, Springer Verlag, New York
- De Vries D.A., 1963**, Thermal properties of soils, In: W.R. van Wijk (Editor), Physics of Plant Environment. North-Holland, Amsterdam, 210-235
- Dyer A.J. und Hicks B.B., 1970**, Flux-gradient relationships in the constant flux layer, Quart. J. R. Meteorol. Soc., **96**, 715-721
- Dyer J.A., 1963**, The adjustment of profiles and eddy fluxes, Quart. J. R. Meteorol. Soc., **89**, 276-280
- Idso S.B., 1974**, On the of equations to estimate atmospheric thermal radiation, Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol., Ser. B., **22**, 287-299
- Idso S.B. und Jackson R.D., 1969**, Thermal radiation from the atmosphere, J. Geophys. Res., **74**, 5397-5403
- Mahrer Y., 1980**, A numerical model for calculating the soil temperature regime under transparent polyethylene mulches, Agriculture Meteorol, **22**, 227-234
- Paulson C.A., 1970**, The mathematical representation of windspeed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer, J. Appl. Meteorol., **9**, 857-861
- Roth R. 1975**, Der vertikale Transport von Luftbeimengungen in der Prandtl-Schicht und die Deposition-Velocity, Meteorol. Rdsch., **28**, 65-71

## Adresse des Autors:

Dipl.-Phys. Björn-R. Beckmann  
 Institut für Meteorologie, Universität Leipzig  
 Stephanstraße 3  
 D-04103 Leipzig

# Seegangmodellierung und Seegangsmessung vor der Halbinsel Zingst

F. Riechmann

## Zusammenfassung:

Der Seegang ist die entscheidende Ursache für küstenparallele Strömungen und damit für den Sedimenttransport im Strandbereich. Eine geeignete Größe zur Beschreibung des komplexen Seeganges ist die signifikante Wellenhöhe  $H_s$ . Es wird ein hydronumerisches Strahlenmodell vorgestellt, mit dem das von der Frequenz und der Richtung der Wellen abhängige Seegangsspektrum beim Übergang vom Tief- zum Flachwasser berechnet werden kann. Daraus wird die signifikante Wellenhöhe als integraler Parameter bestimmt. Sie wird zur quantitativen Abschätzung des Energieumsatzes bezogen auf die Küstenlänge verwendet. Die modellierten Wellenhöhen werden mit gemessenen Werten verglichen.

## Summary:

The wavemotion is the main reason for longshore current and so for transport of sediment along the beach. Significant waveheight is a suitable parameter to characterize the complex wavespectrum. With the hydronumerical ray-model it is possible to compute the wavespectrum in dependence of frequency and direction of the waves during the transmission from deep water to shallow water. From the wavespectrum we will calculate the significant waveheight and the energy of the waves on the beach. The computed results will be compared with the results of measurements.

## 1. Einleitung

Der von den Wellen verursachte Energie- und Impulsaustausch mit dem Strand ist der entscheidende Vorgang, der zu Veränderungen der Küstenmorphologie führt. Diese Veränderungen werden fast ausschließlich durch Strömungen und Sedimentverfrachtungen realisiert.

Das Verständnis dieser Prozesse unterstützt die Entscheidungsprozesse im Küstenschutz und trägt insbesondere dazu bei, neue Formen des Küstenschutzes zu entwickeln und in ihrer Wirksamkeit zu beurteilen. Es gibt prinzipiell zwei Möglichkeiten, sich dieser Aufgabenstellung zu nähern. Das kann einerseits durch experimentelle Messungen der Wellenhöhe und andererseits durch hydronumerische Modelle zur Beschreibung des Seeganges geschehen.

Aus solchen Messungen oder Modellergebnissen lassen sich dann Parameter zur quantitativen Beschreibung des Energie- und Impulsaustausches der See mit dem Strand gewinnen, die ihrerseits Rückschlüsse auf die Seegangsbelastung zulassen. Unter Seegangsbelastung wollen wir in diesem Fall eine quantitative Größe verstehen, die geeignet ist, Abschätzungen über mögliche Küstenveränderungen durch Sedimentumlagerungen vorzunehmen.

In diesem Beitrag sollen das die signifikante Wellenhöhe und die Richtungsverteilung der Seegangsenegie sein. Diese Parameter werden aus Seegangsmessungen und Modellrechnungen an der Außenstelle des Meteorologischen Institutes der Universität Leipzig in Zingst an der Ostsee gewonnen.

Die Seegangsmessungen besitzen an unserem Institut bereits eine lange Tradition und sind im Laufe der Zeit bis zu ihrem heutigen Entwicklungsstand weiterentwickelt worden. Die Möglichkeiten der hydronumerische Modellierung haben erst mit der Verfügbarkeit moderner Rechentechnik einen spürbaren Aufschwung erfahren. Meßergebnisse bilden heute die Grundlage der Modellvalidierung. Im Unterschied zu den punktuell arbeitenden Wellenmessungen eröff-

nen die hydronumerischen Modelle die Möglichkeit, auch größere Küstenabschnitte mit komplexer Morphologie zu untersuchen.

### 3. Das hydronumerische Strahlenmodell

#### 3.1. Theoretische Grundlagen

Die Grundlage der hier vorgestellten hydronumerischen Modellierung bildet die Energietransfergleichung im Frequenz-Richtungsraum ( $f$ - $\theta$ -Raum):

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial t}(CC_g E) + C_g \cos\theta \frac{\partial}{\partial x}(CC_g E) + C_g \sin\theta \frac{\partial}{\partial y}(CC_g E) + \frac{CC_g}{C} \left[ \sin\theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos\theta \frac{\partial C}{\partial y} \right] \frac{\partial}{\partial \theta}(CC_g E) = CC_g S$$

in der Form, wie sie z. B. bei Sobey (1986) oder Young (1988) zu finden ist. Dabei haben die einzelnen Größen folgende Bedeutung:

- $E(f, \theta, x, y, t)$  – spektrale Energiedichte im  $f$ - $\theta$ -Raum
- $C(x, y, f)$  – Phasengeschwindigkeit der Wellen
- $C_g(x, y, f)$  – Gruppengeschwindigkeit der Wellen
- $S(f, \theta, x, y, t)$  – Quellterm für Energieeintrag, Energietransfer und Energieabgabe

Weitere Grundlagen sind das Brechungsgesetz:

$$(2) \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{C_1}{C_2}$$

von Snell, sowie die Dispersionsbeziehung aus der linearen Wellentheorie für Flachwasser:

$$(3) \quad C = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kD}$$

$k$  – Wellenzahl ( $k = 2\pi / \lambda$ ,  $\lambda$  – Wellenlänge)  
 $D$  – Wassertiefe  
 $\omega$  – Kreisfrequenz

Das eigentliche hydronumerische Modell ist in der hier behandelten Form von Wolf (1993) entwickelt und getestet worden, deshalb soll die dort enthaltene Beschreibung hier verkürzt wiedergegeben werden.

Voraussetzung für die Arbeit mit dem Modell ist eine möglichst genaue Kenntnis der Bathymetrie des Untersuchungsgebietes. In diesem Fall liegt ein rechtwinkliges Gitternetz mit einem Gitterabstand von 1 km bei einer Gesamtausdehnung von 36 km in Ost-West-Richtung und 33 km in Nord-Süd-Richtung zugrunde. Jeder dieser Gitterpunkte wird mit der Wassertiefe belegt.

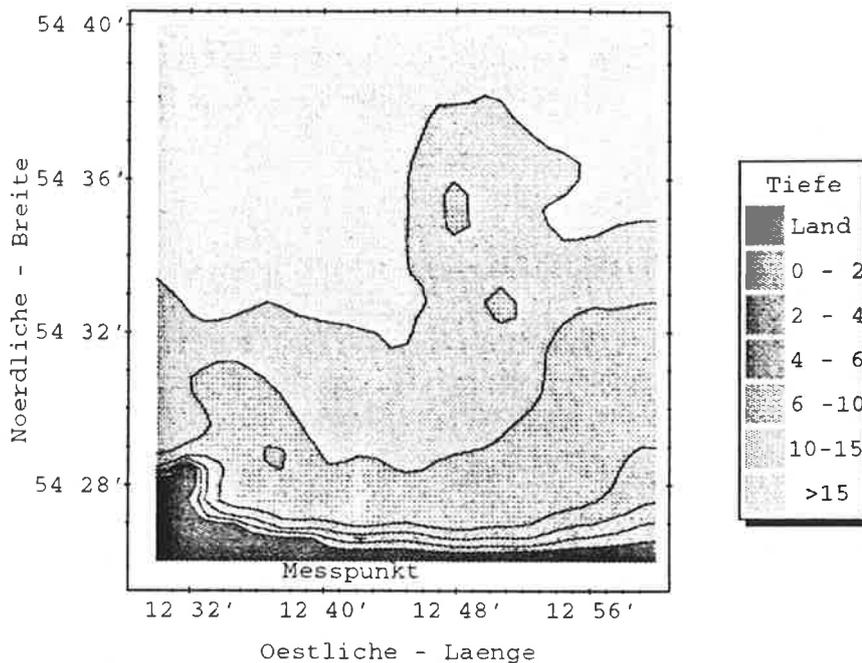


Abb. 1: Bathymetrie des Untersuchungsgebietes (Tiefenangaben in m)

Das so gewählte Feld (Abbildung 1) erstreckt sich etwa vom Darßer Ort bis Hiddensee und von der Nordküste des Darß-Zingst bis ca. in die Mitte der Ostsee zwischen Zingst und der dänischen Insel Moen.

Für dieses Gebiet werden dann mittels eines Iterationsprozesses auf der Basis des Brechungsgesetzes und der Dispersionsbeziehung weitere Datensätze zur Beschreibung der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit und des  $k$ -Vektors der Wellen für jeden Gitterpunkt erzeugt.

In einem nächsten Schritt werden für eine vorgegebene Winkel- und Frequenzdiskretisierung die Charakteristiken der Wellen von einem zu untersuchenden Punkt bis an den Modellrand berechnet. Das sich daraus ergebende Strahlennetz hat dem Modell den Namen gegeben.

Entlang dieser Charakteristiken wird zuletzt in entgegengesetzter Richtung, d. h. vom Rand zum Punkt des Interesses, die Energiebalancegleichung mittels eines Runge-Kutta-Algorithmus integriert. Dabei werden für den Quellterm auf der rechten Seite von Gleichung (1) folgende Prozesse berücksichtigt: Der atmosphärische Energieeintrag durch den Wind, die Energieumsetzung der Wellen durch die s.g. „white capping dissipation“, das Wellenbrechen und der Energieumsatz durch die Bodenreibung der Wellen. Keine Berücksichtigung finden in diesem Modellansatz nichtlineare Wechselwirkungen der Wellen untereinander.

Im Ergebnis dieses Prozesses erhält man aus der Superposition des für jede Strahlrichtung frequenzabhängigen Seegangsspektrums ein zweidimensionales Seegangsspektrum am Ausgangspunkt des Strahlennetzes, d. h. an dem interessierenden Punkt.

Aus dem Seegangsspektrum  $S_\eta$  können spektrale Momente  $m_n$  berechnet werden, die in engem Zusammenhang zu bestimmten Seegangparametern stehen.

$$(4) \quad m_n = \int_0^\infty S_\eta(f) f^n df \quad \text{mit} \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Das Moment 0-ter Ordnung beschreibt z. B. die Dispersion  $\sigma^2$  der Wellen, die mit dem für den Küsteningenieur wichtigen Parameter signifikante Wellenhöhe  $H_S$  verknüpft ist. Dieser Parameter wird gelegentlich auch als  $H_{1/3}$  bezeichnet.

$$(5) \quad H_s = H_{\frac{1}{3}} = 4\sqrt{m_0} = 4\sqrt{\sigma^2}$$

In ähnlicher Weise läßt sich auch die Verteilung der auf die Flächeneinheit der Wellen bezogenen Energie aus dem Frequenzspektrum berechnen. Dabei ist  $\rho$  die Dichte des Wassers und  $g$  die Erdbeschleunigung.

$$(6) \quad E = \rho g \int_0^{\infty} S_{\eta}(f) df$$

Diese Wellenenergie breitet sich mit der Gruppengeschwindigkeit  $C_g$  aus, so daß die Leistung des Seeganges pro Meter Küstenabschnitt  $C_g * E$  beträgt. Wenn man weiterhin berücksichtigt, daß die Phasengeschwindigkeit im Flachwasser gleich der Gruppengeschwindigkeit ist und außerdem beachtet, daß die Geschwindigkeit als Vektor richtungsbehaftet ist ( $\alpha$  ist der Einfallswinkel des Seeganges und  $D$  die Wassertiefe), so kommt man zu Gleichung (7).

$$(7) \quad N = \sin \alpha \rho g \sqrt{gD} \int_0^{\infty} S_{\eta}(f) df$$

Für die in Abbildung 4 gewählte Darstellung ist die Leistung gemäß Gleichung (7) mit der Einwirkzeit des Seeganges multipliziert worden, so daß dort die auf die Küstenlänge bezogene Energie angegeben wird.

Das Strahlenmodell lieferte, wie bereits beschrieben, eine Aussage über das Seegangsspektrum an einem Punkt in Ufernähe. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß der Seegang im Tiefwasserbereich bekannt ist. Er wird zur Anregung des Modells an den Rändern benötigt und entsprechend den Modellvorgaben bis an den Ausgangspunkt des Strahlennetzes in Ufernähe weiter bearbeitet.

Zur Modellanregung gibt es verschiedene Möglichkeiten. Für die in den Abbildungen 2, 3 und 6 verwendeten Modellergebnisse wurde das Modell mit Seegangparametern aus dem Ostseemodell des Deutschen Wetterdienstes (DWD) angeregt (Günther et. al., 1979 und 1984). Dieses hybride, parametrische Seegangmodell (HYPAS) wird vom Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie im Auftrag des DWD für die gesamte Ostsee mit einer Gitterauflösung von 15 km betrieben. Es berechnet den Seegang aus der Druckverteilung über dem Vorhersagegebiet und liefert täglich vier Datensätze bestehend aus Windrichtung und -geschwindigkeit, sowie signifikante Wellenhöhe, Periode und Richtung des Wellenpeaks jeweils für die Windsee und die Dünung.

Fünf Gitterpunkte aus dem Modellgebiet liegen am Rand des bearbeiteten Gebietes und konnten zur Modellanregung genutzt werden. Die zu diesen Punkten gehörenden Datensätze werden auf den gesamten Modellrand extrapoliert, so daß für jeden Strahl, der am Modellrand endet, die notwendigen Randwerte vorliegen.

Als kritisch hat sich erwiesen, daß die HYPAS-Datensätze nur mit einem zeitlichen Abstand von sechs Stunden zur Verfügung stehen. Insbesondere Tiefdruckgebiete von kürzerer Dauer ziehen häufig über die Ostsee hinweg und werden dann von HYPAS nur unzureichend erfaßt. Darin liegt z. B. eine Ursache für Abweichungen von gemessenen und modellierten Seegangparametern.

Dieser Einschränkung kann dadurch begegnet werden, daß das Modell mit gemessenen Tiefwasserspektren angeregt wird. Am nördlichen Modellrand befindet sich eine Waverider-Boje im Einsatz, die solche Spektren registriert. Diese Boje wird dort von der GKSS Forschungszentrum GmbH Geesthacht zur Validierung des Ostseemodells betrieben. Die über Funk an Land gesendeten Daten werden an der Außenstelle des Institutes für Meteorologie in Zingst empfangen und auf einem PC gespeichert. Auf der Grundlage einer langfristigen Vereinbarung mit der GKSS dürfen diese Daten für wissenschaftliche Zwecke verwendet werden. So werden diese Spektren also auch zur Anregung des Modells genutzt.

Da es sich hierbei jedoch nur um eine punktuelle Messung handelt, ist es ebenfalls erforderlich, die Daten auf den gesamten Modellrand zu extrapolieren. Hierbei muß natürlich beachtet werden, daß die Wellenparameter in Abhängigkeit von der Windrichtung und der Entfernung des Randpunktes von der Boje beträchtlich von den gemessenen Werten abweichen können.

Um die signifikante Wellenhöhe in Abhängigkeit vom Wind zu berechnen, ist es zweckmäßig, das Modell mit Seegangsparemtern anzuregen, wie man sie z. B. einem Seegangs atlas entnehmen kann (Schmager 1979). Die in Abbildung 4 dargestellten Ergebnisse wurden mit einer solchen Modellanregung erzielt.

### 3.2 Ergebnisse der Modellrechnungen

Die Abbildungen 2,3,4 und 6 zeigen einige Ergebnisse, die mit dem Strahlenmodell gewonnen wurde.

Abbildung 2 stellt die prozentuale Richtungsverteilung der signifikanten Wellenhöhe für das Jahr 1993 dar. Wie auf Grund der geographischen Lage des Untersuchungsortes nicht anders zu erwarten, herrschen westliche Richtungen bezüglich ihres Anteils am gesamten Seegang vor. Dabei fällt allerdings auf, daß der Seegang mit den höchsten signifikanten Wellenhöhen aus nördlicher und nordöstlicher Richtung kommt. Die Schutzwirkung des Darßer Ort gegen Seegang aus westlicher Richtung ist unverkennbar. Außerdem kommt hinzu, daß von Zingst aus gesehen in nordöstlicher Richtung viel größere Streichlängen über der Ostsee anzutreffen sind, so daß sich dort ein ausgereifter Seegang viel besser entwickeln kann als in anderen Richtungen.

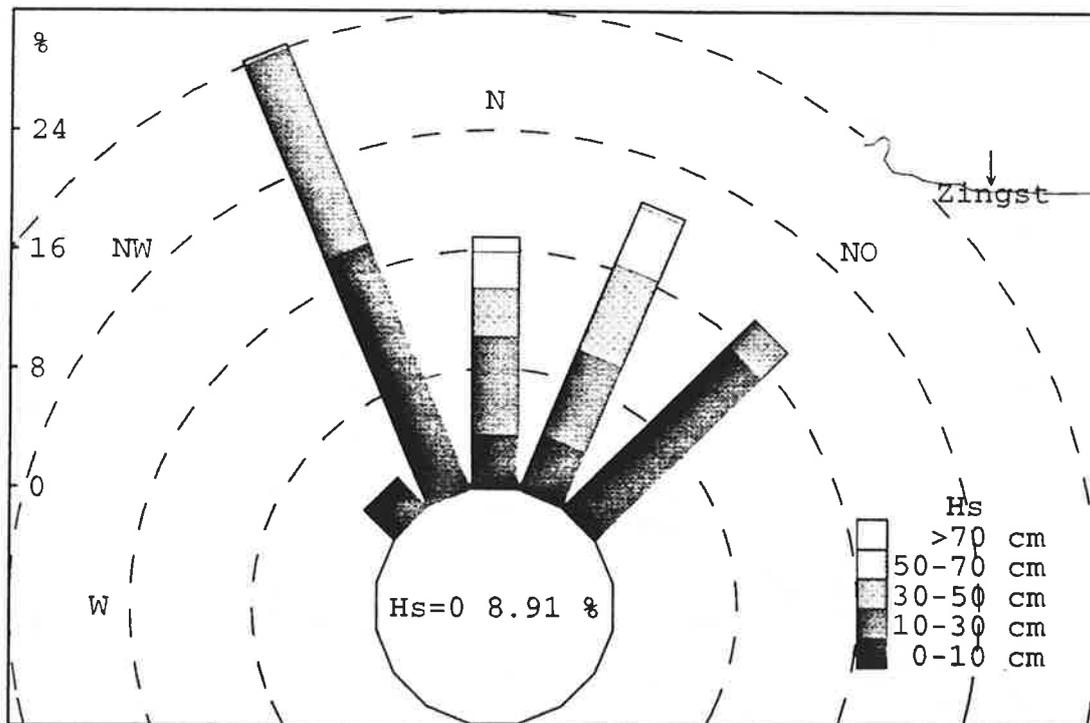


Abb. 2: Richtungsverteilung der signifikanten Wellenhöhe (Daten DWD 1.1. bis 31.12.1993)

Daß diese größeren Wellenhöhen auch zu einem deutlich höheren Abbau der Wellenenergie am Strand führen, wird in Abbildung 3 deutlich. Hier überwiegt der Anteil nördlicher und nordöstlicher Richtungen. Dieses Ergebnis stimmt auch mit langjährigen Beobachtungen überein, die besagen, daß bei Seegangsrichtungen aus Nord und Nordost die größten Wellenhöhen auftre-

ten und dadurch gravierende Veränderungen der Strandmorphologie verursacht werden können.

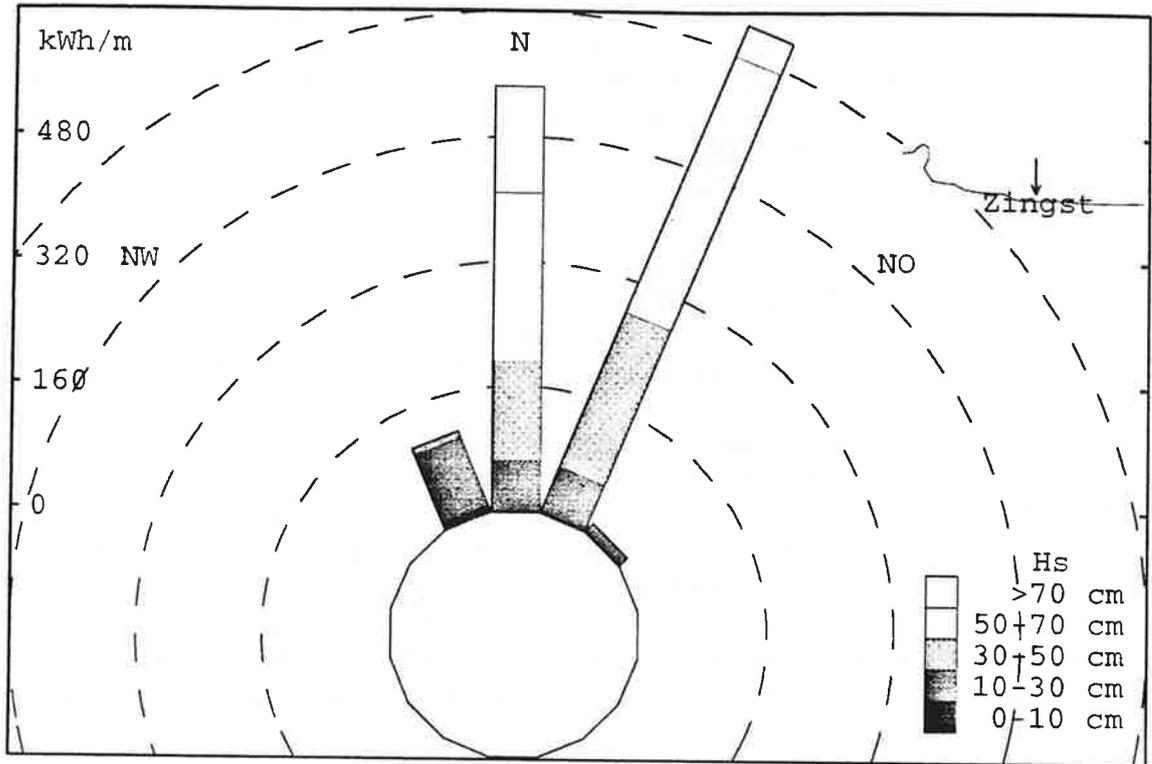


Abb. 3: Richtungsverteilung des Energieumsatzes an der Küste (Daten DWD 1.1. bis 31.12.1993)

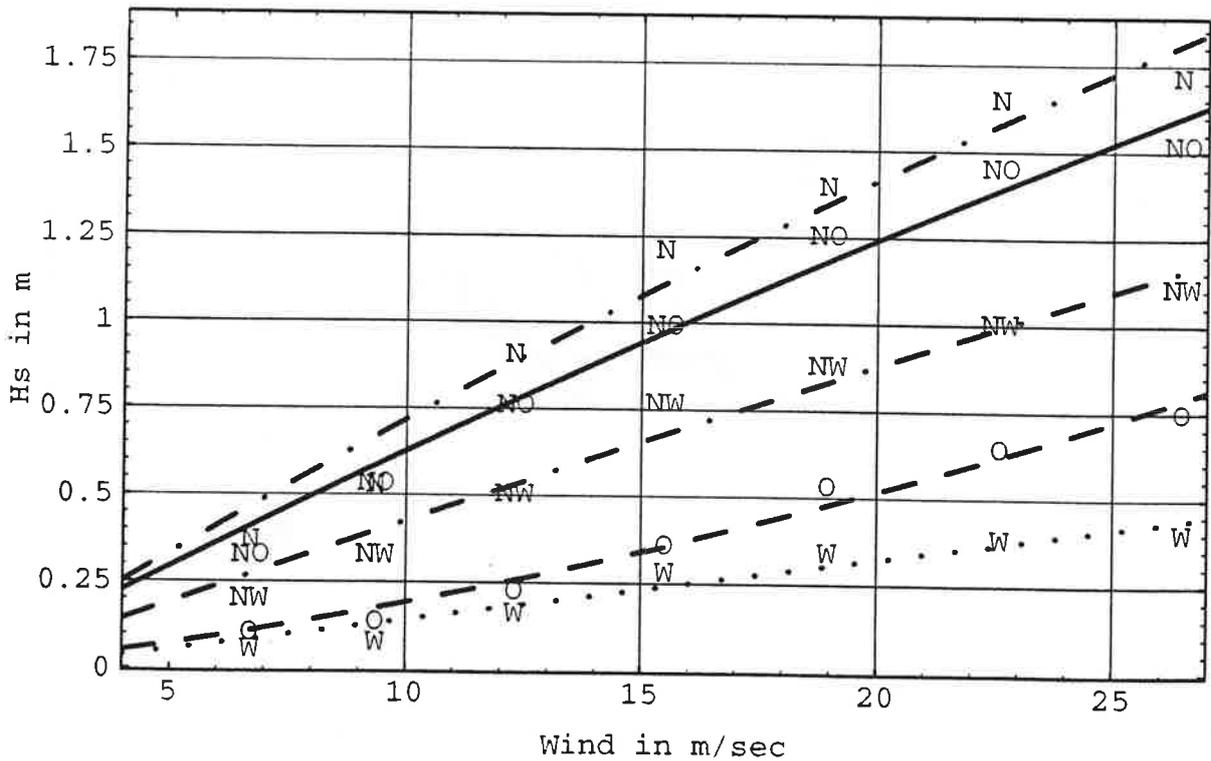


Abb. 4: Signifikante Wellenhöhe in Abhängigkeit vom Wind

Wie bereits weiter oben erwähnt, erfolgte die Modellanregung für die in Abbildung 4 gewählte Darstellung mit Hilfe der Wellenparameter aus dem Seegangsatlas. Die Buchstaben kennzeichnen die mit dem Modell gewonnenen Werte für die signifikante Wellenhöhe bei der jeweiligen Windrichtung und der auf der Abszisse angegebenen Windgeschwindigkeit. Die Linien sind mit Hilfe einer Fitfunktion auf der Basis eines Polynoms 2. Ordnung zur besseren Veranschaulichung eingeführt worden. Bei ablandigem Wind (SO, S und SW) sind die Wellenhöhen im allgemeinen geringer, deshalb sind sie in dieser Darstellung nicht berücksichtigt worden. Auch in dieser Darstellung wird das in den Abbildungen 2 und 3 gewonnene Bild bestätigt, d. h. auch hier ergeben sich für die Richtungen Nord und Nordost die größten Wellenhöhen.

#### 4. Seegangsmessungen

Abbildung 5 zeigt eine schematische Darstellung der Wellenmeßanlage. Sie ist eine Eigenentwicklung auf der Basis des Kleincomputers KC 85/3 (8 Bit-Rechner). Als eigentliches Sensorelement kommt ein 2 m langer Kunstharzstab mit einer Widerstandskette zum Einsatz. Zwischen den einzelnen 50  $\Omega$  Widerständen sind in jeweils 3 cm Abstand Kontakte nach außen geführt, die vom Seewasser entsprechend der Wellenhöhe benetzt und dadurch kurzgeschlossen werden. Der sich so einstellende Widerstand bestimmt die Zeitkonstante der RC-Kombination des Multivibrators. Diese Zeit wird vom Zählermodul (CTC) des Rechners erfaßt und abgespeichert, sie ist der aktuellen Wellenhöhe direkt proportional. Über die Betriebsspannung des Multivibrators wird das System geeicht und dabei so eingestellt, daß die Meßwerte in einem 1-Byte-Integer-Format weiterverarbeitet und gespeichert werden können.

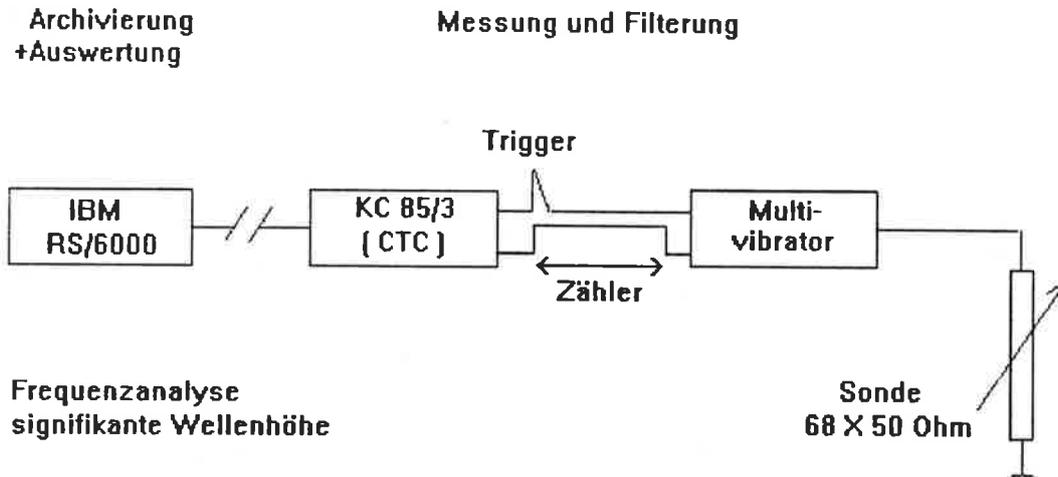


Abb. 5: Das Meßsystem

Um Alisingeffekte auszuschließen, wird die Sonde 48 mal pro Sekunde abgetastet. Die so gewonnenen Daten werden einer numerischen Filterung unterzogen (Taubenheim 1969). Außerdem wird ein gleitender Mittelwert gebildet, der vom aktuellen, bereits gefilterten Meßwert abgezogen wird. Dadurch erhält man ein um den Nullpunkt symmetrisches Signal, das von Pegelschwankungen bereinigt ist. Nach Abschluß dieser Operation wird ein Wert pro Sekunde im 1-Byte Format abgespeichert, so daß sich gemäß dem Abtasttheorem eine Grenzfrequenz von 0,5 Hz für den zu messenden Seegang ergibt. Durch dieses Meßverfahren wird eine enorme Datenverdichtung erreicht. Das gesamte Meßprogramm ist in Assembler geschrieben und läuft interruptgesteuert ab, so daß maximal 8 Wellensonden gleichzeitig betrieben werden können.

Die Messungen werden mit einem Abstand von jeweils 3 Stunden wiederholt, so daß insgesamt 8 Datensätze pro Tag aufgenommen werden. Diese Daten werden zunächst auf Diskette abgelegt und später auf das IBM RS/6000-System zur Auswertung und Archivierung übertragen. Die Berechnung der signifikanten Wellenhöhe  $H_s$  erfolgt über die Dispersion  $\sigma^2$  der Meßwerte,  $H_s=4\sqrt{\sigma^2}$ .

Die letzte Abbildung (Abb.6) zeigt einen Vergleich zwischen signifikanten Wellenhöhen, wie sie aus gemessenem Seegang und mit dem Strahlenmodell ermittelt worden sind. Dabei wird teilweise eine recht hohe Übereinstimmung erreicht. Abweichungen sind darauf zurückzuführen, daß in diesem Modellansatz der lokale Wind nicht berücksichtigt wurde, d. h. die Berücksichtigung des Windes erfolgte hier nur indirekt über die Anregung des Modells an den Randpunkten mit Hilfe der Tiefwasserspektren, die ihrerseits durch Windanregung generiert wurden. Außerdem können Abweichungen damit erklärt werden, daß die Zeitskala des Ostseemodells, wie bereits erwähnt, für lokale Ereignisse etwas zu grob ist, so daß diese Ereignisse nur in den Messungen, nicht aber in den Modellrechnungen wiedergegeben werden.

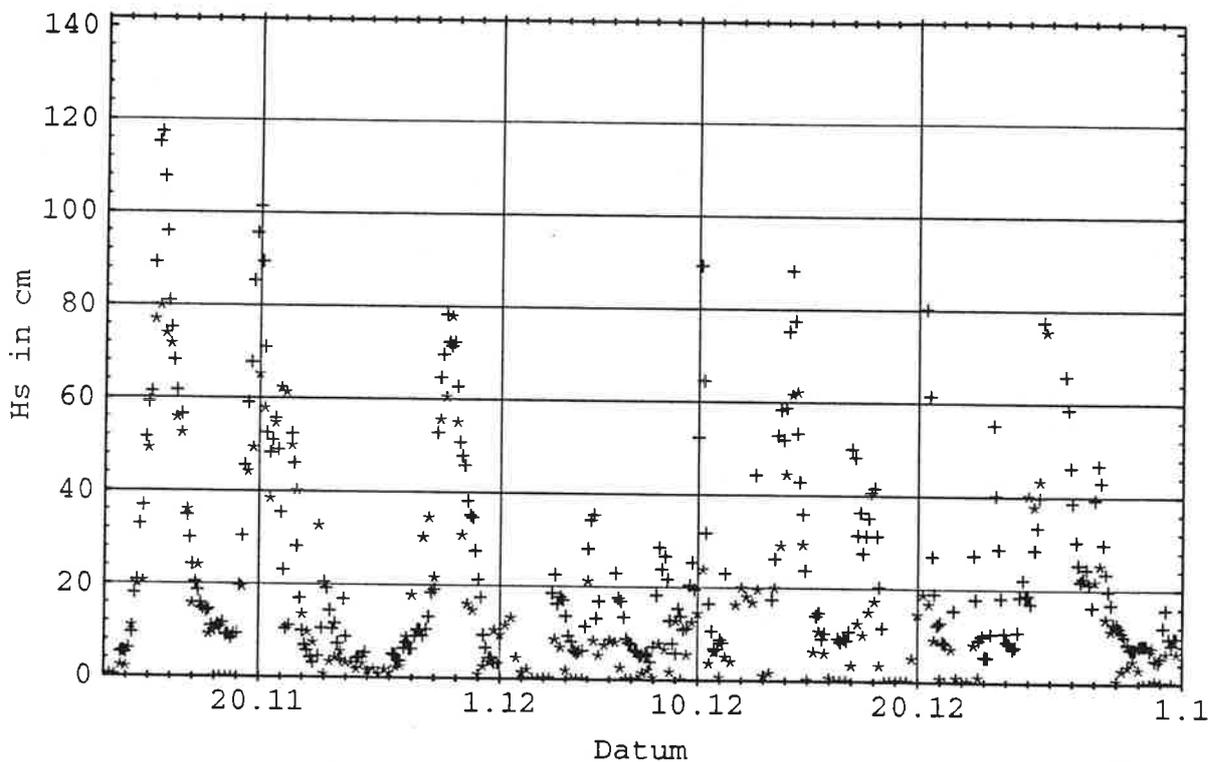


Abb. 6: Vergleich von gemessener (+) und modellierter (\*) signifikanter Wellenhöhe

## 5. Ausblick

Die hier vorgestellte Thematik soll innerhalb eines vom BMFT geförderten Forschungsauftrages weiter verfolgt werden. Dabei wird es vor allen Dingen darum gehen, lokale Windeffekte zu berücksichtigen, sowie die Modellaussagen auf ein größeres Gebiet auszudehnen. Außerdem soll das Modell weiterentwickelt werden, insbesondere im Hinblick auf welleninduzierte Strömungsvorgänge und die davon verursachten Sedimentumlagerungen. Dieses Vorhaben ist eng verbunden mit anderen Themen, die unter dem gemeinsamen Projektnamen „KLIBO“ (Klima und Bodden) im Bereich der Darß-Zingster und der Westrügensch Bodden von anderen Forschungsgruppen bearbeitet werden.

## Literatur

Wolf, Th.: Modellierung von Seegang und welleninduzierter Uferparallelströmung an der Nordküste der Halbinsel Zingst. Dissertation A, Universität Leipzig 1993

Sobey, R.J.: Wind Wave Prediction, Annual Rev. Fluid Mech. 18, 149-172, 1986

Young, I.R.: A Shallow Water Spectral Wave Model; J. of Geophys. Res., 93, C5, 5113-5129, 1988

Günther, H.G., Rosenthal, W., Weare T.J., Worthington, Hasselmann, K., Ewing, J.A.: A Hybrid Parametrical Wave Prediction Model; J. of Geophys. Res., 84, C9, 5727-5738, 1979

Günther, H.G., Komen G.J., Rosenthal, W.: A Semioperational Comparison of Two Parametrical Models, Dtsch. Hydrogr. Zeitschrift 37, H3, 1984

Schmager, W.G.: Atlas zur Ermittlung der Wellenhöhe in der südlichen Ostsee. Seehydrographischer Dienst der DDR 1979

Taubenheim, J.: Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Leipzig; Geest & Portig 1969 (Geophysikalische Monographien 5)

Schönfeldt, H.J.: Abschlußberichte; Seegangsbelastung an der Außenküste - Randwellen 1991; Seegangsbelastung der Außenküste von Usedom 1992; Auftraggeber: Land Mecklenburg-Vorpommern Staatliches Amt für Umwelt und Natur Rostock: unveröffentlicht

Riechmann, F.: Abschlußbericht; Seegangsbelastung an der Außenküste von Mecklenburg-Vorpommern 1993; Auftraggeber: Land Mecklenburg-Vorpommern, Staatliches Amt für Umwelt und Natur Rostock: unveröffentlicht

Die vorgestellten Ergebnisse wurden im Auftrag und mit Mitteln des Umweltministeriums des Landes Mecklenburg-Vorpommern erarbeitet.

Adresse des Autors:

Dr. Frank Riechmann  
 Institut für Meteorologie  
 Universität Leipzig  
 Außenstelle Zingst  
 Müggenburger Weg 5  
 18374 Ostseebad Zingst

## Zum Einsatz neuer Thermometerhütten

S. Schienbein

### Zusammenfassung:

Die Verkleinerung der modernen Temperatursensoren ermöglicht die Volumenreduzierung der bisher angewandten Stevenson-Wetterhütten. Insbesondere bei automatischen Stationen finden wir wesentlich kleinere Strahlungsschutzeinrichtungen. Langjährige Beobachtungsreihen sind nicht mehr vergleichbar und müssen angepaßt werden. Es werden Einzelwertabweichungen für Temperaturen von mehr als 1 K genannt. Zur Lösung dieses Problems sind Vergleichsuntersuchungen und Anpassungsrechnungen erforderlich.

### Summary:

The minimisation of modern temperature sensors allows to reduce the volume of the up to now used Stevenson screens. Especially for automatic stations we found essential smaller radiation-shields. Temperature observations of many years are incomperable and had to be adapted. Errors of more as 1 K for single temperatures are mentioned. For the solution of this problem comparisons and adaptations are necessary.

### 1. Allgemeines

Seit mehr als 100 Jahren werden an meteorologischen Beobachtungsstationen sogenannte "englische" Wetterhütten nach Stevenson verwendet, die für den Strahlungsschutz der darin aufgestellten Geräte sorgen. Besonders für die Lufttemperaturmessung ist der Einfluß der Strahlung möglichst weitgehend auszuschalten. Diese Wetterhütten haben inzwischen genormte Abmessungen und Baumaterialien. Ein doppeltes Dach, jalousieartige Seitenverkleidungen und ein perforierter Boden sollen für den Strahlungsschutz und eine angemessene Durchlüftung des Meßraumes sorgen. Wie bereits GRUNDMANN (1935) und eine Reihe weiterer Autoren beschrieben haben, können in diesen Hütten am Tage +1,5 K und in der Nacht -0,5 K als strahlungsbedingte Meßfehler auftreten. Da diese Fehler nahezu an allen Hütten gleichermaßen auftreten, kann und muß man in der Meßtechnik der Lufttemperatur damit leben.

Seit geraumer Zeit und im letzten Jahrzehnt insbesondere sind automatische Wetterstationen in Betrieb genommen worden, die durch die Verwendung von elektrischen Sensoren gegenüber der Verwendung von Glasflüssigkeitsthermometern viel weniger Platz beanspruchen. Der Bau von Strahlungsschutzeinrichtungen in Form der bekannten Wetterhütte ist in diesem Zusammenhang zu aufwendig und sehr materialintensiv. Deshalb liefern die Hersteller von Sensoren den Strahlungsschutz als eine durchdachte Einhausung meist mit jalousieartigen Ringen gleich mit dem Sensor mit. Überprüft man die Angebote genauer, so unterscheiden sich die verwendeten Strahlungsschutzeinrichtungen von Hersteller zu Hersteller im Material und in der Bearbeitung doch erheblich. Diese Unterschiede erschweren die Arbeit des exakt arbeitenden Meteorologen. Zudem kommt es noch zum Bruch in langjährigen Beobachtungsreihen (PARKER (1994)).

### 2. Zu einigen bisherigen Vergleichsbeobachtungen

QUAYLE (1991) stellt nach einem Vergleich der Beobachtungsdaten von 424 der insgesamt über 3300 Beobachtungsstationen des US-Wetterdienstes fest, daß die mittlere tägliche Minimumtemperatur um 0,3 K angestiegen und die mittlere tägliche Maximumtemperatur um 0,4 K

abgesunken ist. Die Mitteltemperatur ist um 0,1 K geringer. Die tägliche Temperaturschwankung hat sich um 0,7 K vermindert. Diese Werte sind für Aussagen zu Klimaänderungen bereits relevant und sollten deshalb beachtet werden, da in der Zwischenzeit die ehemaligen Glasflüssigkeitsthermometer mit den Thermistorthermometern ausgetauscht und die Wetterhütten aus Holz durch kleinere Plastikhütten ersetzt worden sind.

Das Problem liegt nicht unbedingt in der Anwendung der neuen Hütten, sondern in ihrer Uneinheitlichkeit. Welche Unterschiede in der Temperaturlaufzeichnung dabei auftreten können, hat GEBHART (1964) in seinen Untersuchungen an Strahlungsschutzhütten aufgezeigt. So konnten an einem wolkenlosen, windstillen Tag gegenüber dem ventilierten Thermometer Differenzen von 1 bis 4 K festgestellt werden. Abgesehen davon, daß manche Konstruktionen, die bei diesem Versuch verwendet wurden, heute niemand bauen würde, ist die Fehlergröße doch beachtlich. Die von GEBHART (1964) gefundene beste Hütte hat kegelstumpfförmige Aluminiumblechringe, die an der Unterseite geschwärzt wurden. Gegen Niederschlag ist diese Hütte mit einem Abdeckkegel versehen. Der Temperaturfühler befindet sich innerhalb der konzentrischen Strahlungsschutzringe. Die Luft kann durch die Lamellen und um den Sensor im Mittelteil vertikal zirkulieren. Diese Form der Strahlungsschutzhütten hat sich im wesentlichen bis heute erhalten, wie bereits erwähnt, mit vielen Varianten der Material- und Oberflächenbeschaffenheit.

MATEJKA (1990) führte ebenfalls Vergleichsmessungen zur Bestimmung der Lufttemperatur mit einem unventilierten Quecksilberthermometer ( $t_s$ ) in einer bisher üblichen Wetterhütte und einem Widerstandsthermometer in einem einwandigen Strahlungsschutz, doppelwandigen Strahlungsschutz und doppelwandigem Strahlungsschutz mit Ventilation von 2 m/s ( $t_r$ ) durch. Die Meßergebnisse mit dem Widerstandsthermometer mit Ventilation und doppeltem Strahlungsschutz ergaben die geringsten Abweichungen zu den Ergebnissen des Åbmann-Psychrometers ( $t_p$ ).

Aus 437 Vergleichsmessungen zu verschiedenen Tageszeiten über einen längeren Zeitraum hinweg wurden von MATEJKA (1990) Regressionen berechnet, wobei folgende Standardabweichungen gefunden worden sind:

$t_p - t_s$	0,52 K
$t_r - t_p$	0,53 K
$t_r - t_s$	0,69 K

Leider wurden keine näheren Angaben über die Strahlungsströme während der Vergleiche gemacht, es sieht so aus, als wären diese Ergebnisse bevorzugt an Strahlungstagen ermittelt worden. Interessant ist noch die gegebene Empfehlung, möglichst einen doppelwandigen Strahlungsschutz zu verwenden und das Widerstandsthermometer mit 2 m/s künstlich zu ventilieren.

In den Berichten des Deutschen Wetterdienstes wurden von BAUER und BUSCHNER (1955) Untersuchungen zum Vergleich unterschiedlicher Wetterhütten beschrieben. Hier wurden in allen Fällen Quecksilberthermometer mit 1/5°C-Teilung eingesetzt. Ein Thermometer befand sich in einer "Schattenhülle", die schräg aufgehängt wurde, um eine Ventilation durch Schlotzug bei Erwärmung durch Bestrahlung zu erzeugen. Alle abgelesenen Temperaturen wurden mit den Ablesungen eines Åbmann-Psychrometers als Normal verglichen. Die zum Vergleich herangezogenen 333 Einzelbeobachtungen lagen in dem Zeitraum vom 1.9.1953 bis 22.12.1953. Obwohl bei den durchgeführten Häufigkeitsverteilungen Unterscheidungen in dem Bedeckungsgrad und von Tages- und Nachtbeobachtungen vorgenommen wurden, fehlen in dieser Untersuchung die Sommerwerte mit den höchsten Sonnenständen. Die geringsten Abweichungen zum Åbmann-Psychrometer ergeben sich bei dem schräg in einer Röhre aufgehängten Thermometer.

### 3. Eigene Testmessungen

Im vergangenen Sommer wurden auf der Beobachtungswiese des Instituts für Meteorologie in Leipzig (im Stadtzentrum gelegen) eigene Vergleiche durchgeführt. Diese sollten einen ersten Einblick in die Differenzen der Temperaturanzeigen in einer Stevenson-Hütte und den Hütten einer automatischen Station geben. In der Abb. 1 ist die Aufstellung der Wetterhütte und der kleinen Hütten der automatischen Station in 0,5 und 2 m Höhe zu erkennen.

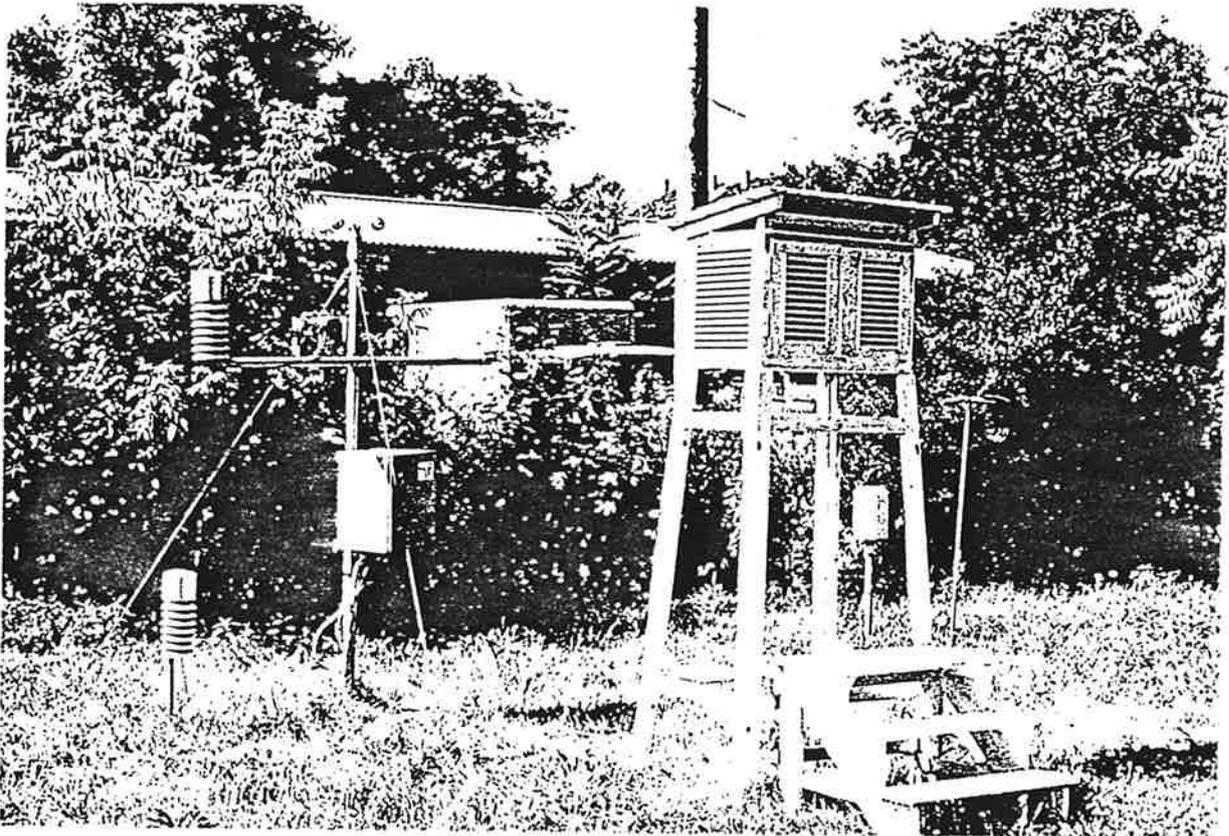


Abb. 1

Bei den Vergleichen wurde die Temperatur in der Wetterhütte mit einem unventilierten Hüttenthermometer und einem Aßmann-Psychrometer bestimmt. Gleichzeitig wurden die angezeigten Meßwerte der automatischen Station in dem entsprechenden Erfassungszyklus abgelesen. Die Testvergleiche erfolgten an zwei sehr heißen Tagen bei Wolkenlosigkeit und sehr schwachem Wind. Am Schluß der Tabelle 1 sind noch einige Vergleiche bei bewölktem Himmel angegeben.

Aus den angeführten Vergleichen läßt sich unschwer erkennen, daß die Temperaturanzeigen in der Wetterhütte wie bekannt höhere Werte anzeigen, als das ventilierte Aßmann-Psychrometer, jedoch sind die Meßwerte der kleinen Hütte der automatischen Station in vielen Fällen erheblich höher als die Werte in der Stevenson-Hütte. Für den Vergleich mit langjährigen Reihen ist dieser Umstand bei Klimabetrachtungen unbedingt zu beachten.

Tabelle 1

Datum	Zeit MESZ	Hüttenther- mometer	Aßmann- thermometer	Temperatur- anzeige Autom. St.	Bemer- kungen
04.07.1994	12:27	33,9	33,1	33,9	heiter
	13:44	34,1	33,7	34,9	wolo
	14:35	35,0	34,3	35,4	wolo
	14:53	35,1	34,6	35,8	wolo
01.08.1994	10:42	29,3	29,3	30,7	wolo
	11:31	30,5	30,5	32,0	wolo
	12:55	33,1	32,4	33,9	wolo
	14:00	34,5	34,2	34,9	wolo
	14:38	34,9	34,4	35,4	wolo
02.08.1994	10:01	22,8	22,8	23,5	10/10 As trans
	15:53	26,4	26,0	27,2	10/10 Sc
08.08.1994	08:08	18,3	18,4	18,0	10/10 St

Über einen kurzen Zeitraum wurden auch die zum Frühtermin durchgeführten Ablesungen am Hüttenthermometer mit den Anzeigen der Temperaturen der automatischen Station verglichen (s. Tab. 2). Aus den 38 Vergleichen im Juli und August ergab sich eine mittlere Abweichung von 0,6 K.

Tabelle 2

Datum	Wetterh. 7 Uhr MOZ	Aut. Sta. 7 Uhr MOZ	Differ.	Datum	Wetterh. 7 Uhr MOZ	Aut. Sta. 7 Uhr MOZ	Differ.
Juli				August			
1	18,7	19,8	1,1	1	23,8	25,1	1,3
4	24,4	25,5	1,1	2	20,6	20,5	-0,1
5	19,0	19,4	0,4	3	20,7	21,3	0,6
6	17,6	17,6	0,0	4	21,6	22,0	0,4
7	16,0	15,6	-0,4	5	22,6	23,9	1,3
8	13,6	14,6	1,0	8	18,0	18,0	0,0
11	19,9	21,6	1,7	9	18,2	18,3	0,1
12	21,0	22,0	1,0	10	19,6	20,1	0,5
13	22,2	22,8	0,6	11	18,8	18,0	-0,8
14	22,3	23,2	0,9	12	16,4	16,3	-0,1
15	20,7	21,3	0,6	15	12,2	13,2	1,0
25	22,0	22,4	0,4	16	11,2	11,9	0,7
26	21,4	20,9	-0,5	17	14,2	14,6	0,4
27	21,4	22,0	0,6	18	13,8	14,2	0,4
28	23,9	24,3	0,4	19	13,3	13,2	-0,1
29	22,4	22,4	0,0	22	15,8	16,6	0,8
				24	17,5	17,3	-0,2
				25	15,3	15,2	-0,1
				26	12,6	13,2	0,6
				29	13,5	14,2	0,7
				30	12,6	13,9	1,3
				31	13,0	13,6	0,6

In Abb. 2 werden die Daten der Tabelle 2 graphisch dargestellt. Die lineare Regression lautet:

$$\text{Temperatur (aut. Station)} = 0,314 + 1,0090 \times \text{Temperatur (Wetterhütte)}$$

Wenn man davon ausgeht, daß die Ablesefehler sich aufheben und Kalibrierungsfehler nicht vorhanden sind, trat eine systematische Abweichung der Temperaturwerte der verglichenen Hütten mit mehr als 0,3 K auf. Der weitere Anstieg mit der Temperatur läßt darauf schließen, daß die Strahlung bei diesen Frühterminen bereits wirksam war.

Es ist nicht zu erwarten, daß die neueren Hütten mit der wesentlich geringeren Masse und den trägheitsärmeren Thermometern den bisherigen Stevenson-Hütten angepaßt werden können. Für den Anschluß von langjährigen Klimameßreihen sind spezielle Untersuchungen unumgänglich.

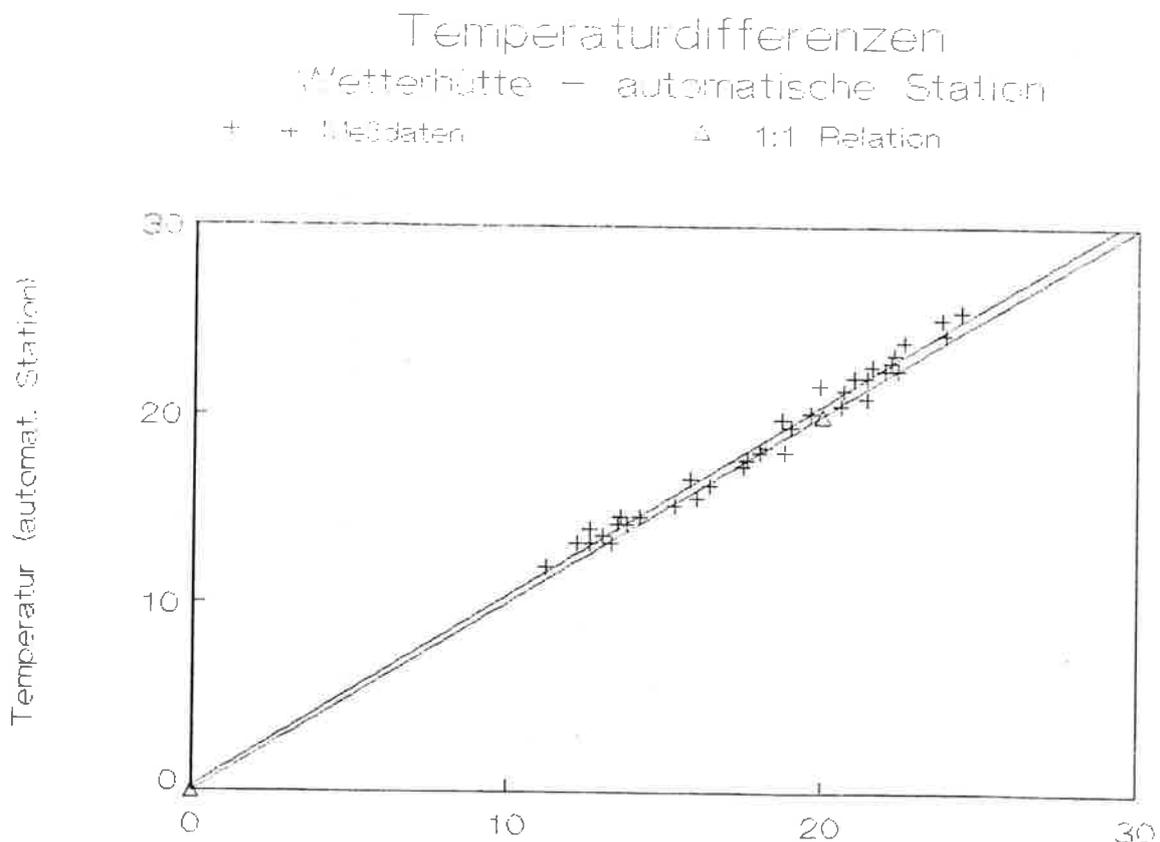


Abb. 2 Temperatur (Wetterhütte)

#### 4. Notwendigkeit neuer Vergleichsuntersuchungen

Es ist festzustellen, daß der Übergang von den aus Holz gefertigten Hütten zu den Hütten der automatischen Wetterstationen nicht so reibungslos möglich ist, wie bisher angenommen wurde. Sowohl die Ermittlungen von QUAYLE (1991) als auch die eigenen Testmessungen haben ergeben, daß für Klimareihenbetrachtungen relevante Unterschiede in der Temperatureaufzeichnung bestehen. Der Betrag und das Vorzeichen der Abweichung ist bis jetzt noch nicht eindeutig geklärt.

Alle bisher betrachteten Vergleichsuntersuchungen gestatten aber auch nicht, für Jahresmittelwerte, Monatsmittelwerte, Tagesextreme und Tagesmittelwerte definierte Korrekturwerte anzubringen. Die Ursachen für die Abweichungen sind sehr vielfältig. In die Temperaturanzeigen in den verschiedenen Hütten gehen jeweils Strahlungswerte, Reflexionseigenschaften der verwendeten Materialien, Ventilationswerte durch die Luftströmung, Speicherungswärmen der Materialien und weitere Witterungselemente wie Niederschlag und Nebel ein.

Die bisherigen Vergleichsversuche dienen zur Orientierung und zur Abschätzung der Größenordnung der Strahlungsfehler in Wetterhütten, die letztendlich nicht zu vermeiden sind. Für einen Übergang zur Beobachtung in nunmehr kleineren Wetterhütten sind umfangreiche Vergleichsuntersuchungen erforderlich.

Die Vergleichsuntersuchungen müssen folgende Aufgabenteile umfassen:

1. Temperaturmessungen in den verschiedenen Hütten mit unterschiedlichen Temperatursensoren mindestens über ein ganzes Jahr unter Einbeziehung der Wind- und Strahlungsmessungen
2. Vergleichsmessungen im Windkanal unter Strahlungseinfluß
3. Modellierung der gewonnenen Ergebnisse unter Bezugnahme auf die Vergleichsmessungen über ein Jahr
4. Verallgemeinerung der Ergebnisse auf unterschiedliche Klimagebiete unter Nutzung bekannter Werte der Bestrahlung und Strömungsbedingungen

Dabei sind die Unterschiede der bisher eingesetzten Wetterhütten für automatische Stationen nicht zu übersehen. Deshalb müßten in diese Untersuchungen Hütten verschiedener Hersteller einbezogen werden.

#### Literatur:

Bauer, W.; Buschner, R.: Beitrag zur Messung der Lufttemperatur mit verschiedenen Formen des Strahlungsschutzes, Berichte des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 19, 12 S., 1955.

Chenoweth, M.: A possible discontinuity in the U.S. historical temperature record, Journal of Climate, Boston, MA, 5(10), 1172-1179, October 1992.

Gebhart, R.: Untersuchungen an Strahlungsschutzhütten, Wiss. Mitt. Nr. 9 des Met. Inst. München, 55-62, 1964.

Grundmann, W. : Temperaturmeßgeräte in: Kleinschmidt, Handbuch der meteorologischen Instrumente und ihrer Auswertung, Berlin, Springer Verlag, 1935.

Grundmann, W. : Meteorologische Meßgeräte am Erdboden. in: Linkes Meteorologisches Taschenbuch, Neue Ausgabe, III. Band. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G, 1957.

Matejka, F.: The effect of external factors upon the accuracy of air temperature measurement. In: Contributions of the Geophysical Institute of the Slovak Academy of Sciences: Ser. of meteorology, 10, 52-61, 1990.

Parker, D.E.: Effects of changing exposure of thermometers at landstations, International Journal of Climatology, Vol. 14, 1-31, 1994.

Quayle, R.G.; u. a.: Effects of recent thermometer changes in the Cooperative Station Network, Bulletin of the American Meteorological Society, Boston, MA, 72(11), 1718-1723, Nov. 1991.

Adresse des Autors:

Dr. Sigurd Schienbein, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, D-04103 Leipzig, Stephanstraße 3.

## Regionale Unterschiede im Auftreten von Eisablagerungen

K. Arnold, A. Raabe, G. Tetzlaff

### Zusammenfassung:

Bei der Errichtung von Windenergieanlagen in Mittelgebirgsregionen ist darauf zu achten, daß an windexponierten Standorten die Gefahr einer Vereisung der Rotorblätter besteht. Es wurden klimatologische Daten im Bereich der Mittelgebirge ausgewertet und daraus eine Karte erarbeitet, in der die jährliche mittlere Häufigkeit der Tage mit Eisablagerungen dargestellt ist.

### Summary:

With the installation of wind turbines in low mountain areas the hazard of ice accretions on rotor blades at windy places must be considered. Interpreting climatological data of the low mountain areas of S.E. Germany a map has been produced which shows the annual frequencies of days ice accretions on structures occurs.

### 1. Einleitung

Unter bestimmten Witterungsverhältnissen können sich an Gegenständen, die dem Luftstrom frei ausgesetzt sind, feste atmosphärische Niederschläge ablagern. Diese können durch ihr Gewicht und durch die Vergrößerung der Windangriffsfläche Gefährdungen hervorrufen.

Treffen unterkühlte Wassertröpfchen auf Gegenstände oder Wassertröpfchen auf unterkühlte Körper, so gefrieren sie dort schlagartig und setzen sich als Eisansatz fest.

Eisablagerungen wurden von KÖHLER (1919) hinsichtlich ihrer Entstehung unterschieden. Zum einen gibt es Ablagerungen, die nur bei Vorhandensein von Nebel bei Temperaturen unter 0°C auftreten, die Nebelfrostablagerungen, dann Ablagerungen, die durch Sublimation von Wasserdampf an Körpern entstehen, den Rauhreif, und solche, die aus am Boden bzw. an Gegenständen gefrierenden Niederschlag bestehen, das Glatteis.

Anhand einer über zwanzigjährigen Beobachtungsreihe von ausgewählten Routinemeßstationen der Wetterdienste werden die regionalen Unterschiede des Auftretens und der Intensität von Eisablagerungen analysiert.

### 2. Abhängigkeit der Eisablagerungen von den meteorologischen Bedingungen

Die Art und Intensität wird im wesentlichen von der Umgebungslufttemperatur, dem Flüssigwassergehalt der Umgebungsluft und der Windgeschwindigkeit bestimmt [STANEV (1976)].

Die Lufttemperatur beeinflusst die Dichte der Ablagerungen. Besonders schwerer und kompakter Ansatz entsteht, unter Berücksichtigung der Energiebilanz zwischen Körper und Umgebungsluft, im Bereich unterhalb 0 bis etwa  $-3^{\circ}\text{C}$ . Hier verzögert die beim Gefrieren der unterkühlten Wassertröpfchen freigesetzte latente Wärme den Erstarrungsprozeß, so daß sich die Tropfen noch in Strömungsrichtung ausbreiten können. Dieser zapfenförmige Ansatz haftet sehr fest an den Körpern. Sinken die Temperaturen weiter, dann nimmt der Flüssigwassergehalt der Luft ab und es bilden sich leichtere und lockere Eisablagerungen.

Mit zunehmender Windgeschwindigkeit vergrößert sich die Intensität der Vereisungen, denn je höher die Windgeschwindigkeit ist, desto mehr unterkühlte Wassertröpfchen werden pro Zeiteinheit gegen den Gegenstand geschleudert.

Zu den schwersten Vereisungen kommt es bei gleichzeitigem Auftreten von Nebel bei Temperaturen knapp unterhalb des Gefrierpunktes, hohen Windgeschwindigkeiten und großen mittleren Tropfenradien der Luft. Diese Bedingungen sind am häufigsten in den Gipfellagen der Mittelgebirge gegeben [KOLBIG und BECKERT (1968)].

Numerische Modelle ergeben, daß bei extremen Vereisungsbedingungen Wachstumsraten von bis zu 5 cm pro Stunde auftreten können, dies bestätigen auch Messungen von PRESTIN (1936) auf dem Brocken.

### 3. Die Höhenabhängigkeit der Vereisungsintensitäten

Abbildung 1 stellt die mittlere Häufigkeit der Tage pro Jahr mit Eismassen über einem Schwellenwert in den verschiedenen Höhenstufen dar. Es werden die täglichen Eismassen nach 24-stündiger Exposition entsprechend der Ortshöhe in 4 Größenklassen eingeteilt.

In den Mittelgebirgen steigt die Häufigkeit der Ablagerung von Eis mit zunehmender Höhe rasch an. Jedoch treten Ablagerungen mit einer Masse größer als  $1 \text{ kg/m}^2$  in der Regel erst in Höhen über 800m ü.NN auf. Mit sehr intensiven Vereisungen mit Belastungen größer als  $5 \text{ kg/m}^2$  ist ab einer Höhe von über 1000m ü.NN zu rechnen. Im wesentlichen wird diese Zunahme durch den Anstieg der mittleren Windgeschwindigkeit bestimmt. Eine weitere Temperaturabnahme mit der Höhe hat nur einen geringen Einfluß. Vergleicht man die Beobachtungswerte der einzelnen Meßpunkte, so erkennt man im Mittelgebirgsraum einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen der Höhe über dem Meeresspiegel und der Vereisungshäufigkeit. Diese lineare Höhenabhängigkeit wird aber häufig durch lokale Effekte beeinflusst. Meßstationen in windgeschützten Tälern und an Hängen zeigen niedrigere Eisablagerungshäufigkeiten. Demgegenüber ergibt sich für stark windexponierte Standorte eine größere Häufigkeit.

Die Ablagerungshäufigkeiten erreichen in ca. 1200 m ü.NN ihr Maximum, in dieser Höhe liegt ungefähr das mittlere Niveau der Winterwolken. In höher gelegenen Regionen fehlen oft die Voraussetzungen für die Ablagerung von unterkühlten Wassertröpfchen aus der Luft.

### 4. Darstellung der mittleren Anzahl der Tage mit Eisablagerungen

Abbildung 2 zeigt die mittlere Anzahl der Tage pro Jahr mit Eisansatz an Körpern im Untersuchungsgebiet. Es wurde versucht, für den Mittelgebirgsraum Sachsen Anhalts, Thüringens und Sachsens die Häufigkeit des Auftretens von Eisablagerungen darzustellen.

Für die Erstellung dieser Karte wurden das Klimahandbuch und der Klimaatlas der DDR sowie die Klimaatlanten der entsprechenden Bundesländer verwendet. Hieraus wurde ein Zusammenhang zwischen der mittleren Windgeschwindigkeit bzw. der mittleren Januartemperatur und der Häufigkeit des Auftretens von Eisablagerungen für die vorliegenden Beobachtungen parameterisiert. Zur Darstellung von Abb. 2 wurde folgende Beziehungen verwendet, mit deren Hilfe die mittlere Tageszahl  $N_m$  der Eisablagerungen pro Jahr aus der geographischen Verteilung der mittleren Januartemperatur  $\vartheta_j$  ( $<0^\circ\text{C}$ ) und der mittleren Jahreswindgeschwindigkeit  $U$  (m/s) berechnet wurde:

$$N_m = 0.5 \cdot (15 \cdot (U - 1.5) + 22 \cdot \vartheta_j) \quad (\text{Tage})$$

Zur Berechnung der Eisablagerungshäufigkeit im gesamten Untersuchungsgebiet wurden aus den Klimaatlanten die Temperatur- und Windverteilungen entnommen und entsprechend der Parameterisierung zwischen Eisansatz und den meteorologischen Größen für jeden Punkt die mittlere Anzahl der Tage mit Eisablagerungen bestimmt. So ist eine flächenhafte Darstellung der Vereisungshäufigkeiten für das entsprechende Gebiet möglich (Abb. 2).

Die Zahl der Tage mit Eisansatz an Körpern variiert von ca. 20 Tagen an windgeschützten Standorten im Flachland bis zum Maximum mit ca. 140 Tagen im Jahr in windexponierten Mittelgebirgsregionen.

Man erkennt auf der Karte eine deutliche Verteilung entsprechend der Topographie in diesem Gebiet.

## 5. Diskussion

Bei der Auswahl von Standorten für Windenergieanlagen in Mittelgebirgsregionen ist zu beachten, daß mit zunehmender Ortshöhe und höherer mittlerer Windgeschwindigkeit auch die Vereisungsintensität und -häufigkeit stark ansteigt. Die hier vorgestellte Karte soll für die Beurteilung solcher Standorte eine Hilfe sein.

Befindet sich eine Windkraftanlage bei einsetzender Vereisungswetterlage in Betrieb, so bildet sich an der Gondel und in gewissem Maße auch an den Rotorblättern ein Eisansatz aus. Ohne eine Beheizung wird die Aerodynamik der Windkraftanlage gestört und die Leistungsabgabe verschlechtert sich.

## Literatur:

Deutscher Wetterdienst in der US-Zone, Zentralamt Bad Kissigen: Klimaatlas von Hessen, Bad Kissigen 1949/59

Deutscher Wetterdienst in der US-Zone, Zentralamt Bad Kissigen: Klimaatlas von Bayern, Bad Kissigen 1952

Deutscher Wetterdienst: Klimaatlas von Niedersachsen, Selbstverlag des DWD, Offenbach 1964

Meteorologischer Dienst, Hauptamt für Klimatologie: Klimadaten der DDR - Ein Handbuch für die Praxis, Reihe B, Bd. 11 "Eisablagerungen", Potsdam 1988

Klimaatlas für das Gebiet der DDR, Herausgegeben vom Meteorologischen und Hydrologischen Dienst der DDR, Akademie-Verlag Berlin 1953

Kolbig, J. und T. Beckert: Untersuchungen der regionalen Unterschiede im Auftreten von Nebelfrost, Zeitschr. f. Meteorologie 20, Heft 1-6 (1968) S. 148-160

Köhler, H.: Studien über Nebelfrostablagerungen auf dem Partetjikko, Naturwissenschaftliche Untersuchungen des Sarekgebirges im schwedischen Lappland 2, Abt I, Stockholm 1919

Prestin, H.: Nebelfrostablagerungen auf europäischen Bergen, Diss. Berlin 1936

Stanev, S.: Über Nebelfrostablagerungen im Gebirge, Zeitschr. f. Meteorologie 26, Heft 5 (1976), S. 313-316

Adresse der Autoren:

K. Arnold, A. Raabe, G. Tetzlaff: Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr.3, 04103 Leipzig

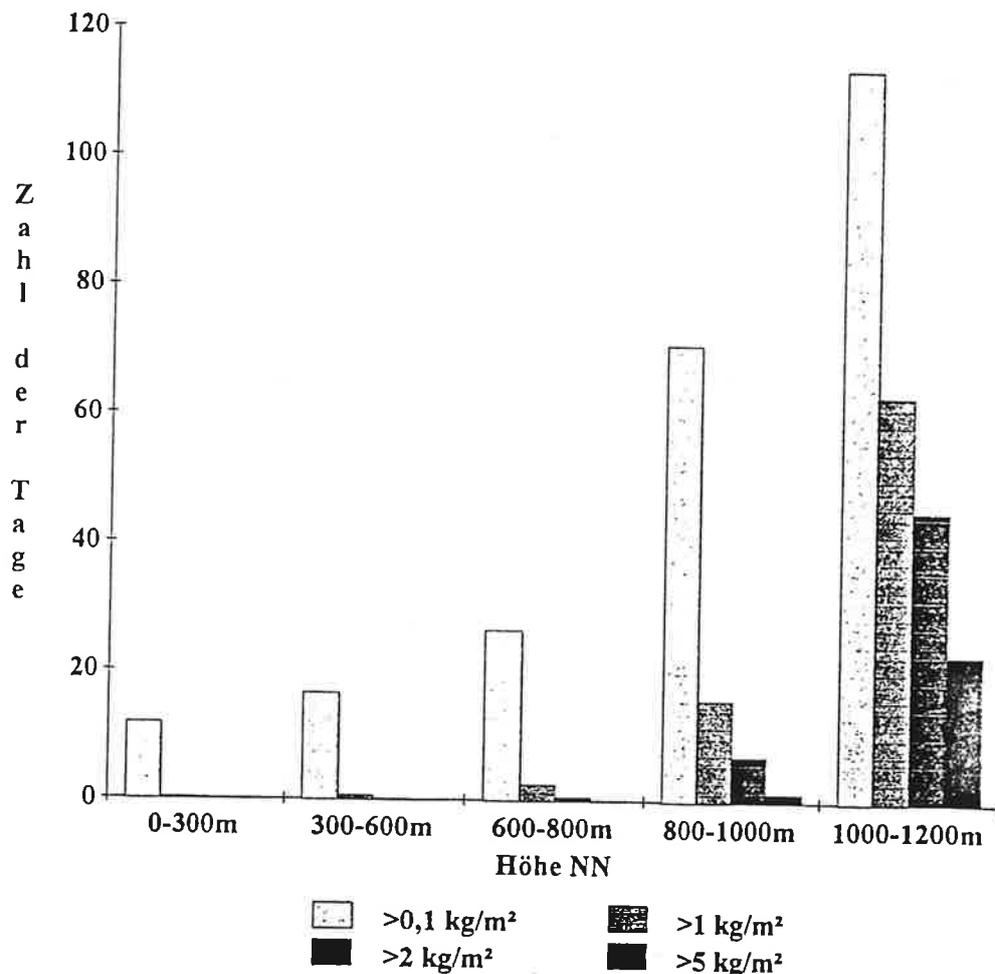


Abb. 1: Zahl der Tage im Jahr mit Eisablagerungen die einen bestimmten Schwellenwert überschreiten, nach Beobachtungen an Stationen in unterschiedlicher Höhe über dem Meeresspiegel (Veröffentlichung Meteorol. Dienst (1988))

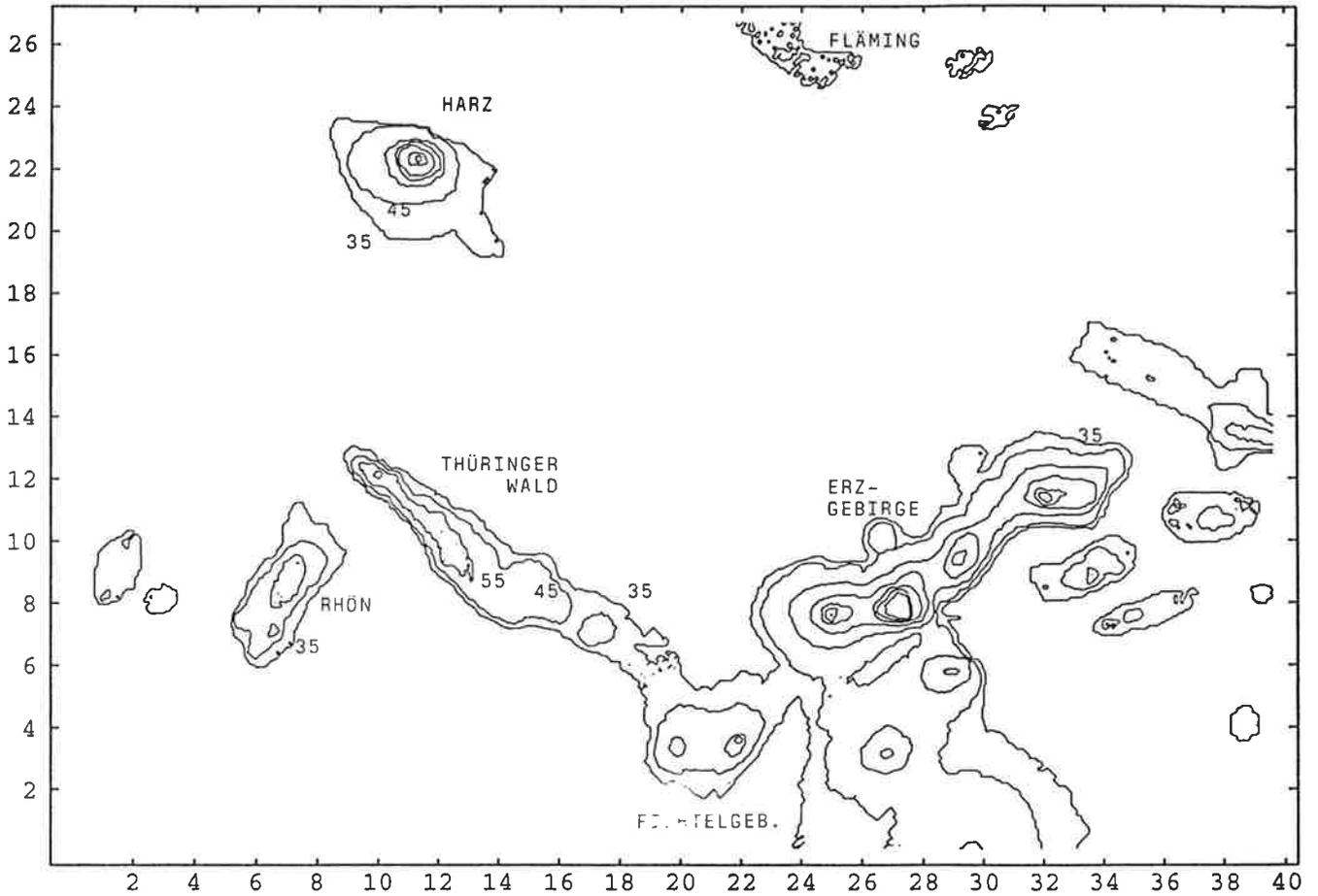


Abb. 2 : Die geographische Verteilung der Tage im Jahr an denen Eisablagerungen auftreten können für Gebiete deutscher Mittelgebirge.

(Isolinien: 35, 45, 55, 70, 85, 100, 115 Tage)

