Wissenschaftliche Mitteilungen

aus dem
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig
und dem
Institut für Troposphärenforschung e. V. Leipzig

ISBN 3-9806117-1-X

Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (IV)

Hrsg.: A.Raabe, K. Arnold, J. Heintzenberg

Leipzig 1999

Band 12

Inhaltsverzeichnis

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig, Band 12

	Seite
Betrachtungen zur Heterogenität N. Mölders und G. Tetzlaff	1
On the enhancement or counteraction of the responses to local-scale accumulated land-use changes on the short time-scale N. Mölders	10
A Numerical Case Study on the Sensitivity of Latent Heat-Flux and Cloudiness to the Distribution of Land-Use K. Friedrich und N. Mölders	27
A Mesoscale Atmospheric Model Combining Meteorology, Chemistry, Biology and Heterogeneity D. Hinneburg und N. Mölders	44
Evaluation of cloudiness and snowfall simulated by a semi-spectral and a bulk-parameterization scheme of cloud microphysics for the passage of a Baltic heat cyclone- First results A. Raabe und N. Mölders	59
Weiterentwicklung eines Wolkenmoduls (LECLOUD) für mesoskalige Atmosphärenmodelle F. Jagusch	71
Akustische Tomographie und optische Scintillometertechnik zur Sondierung der atmosphärischen Grenzschicht U. Teichmann, A. Ziemann, K. Arnold und A. Raabe	82
Zur räumlichen Niederschlagsverteilung in der Region Leipzig U. Müller	91
Ergebnisse neuerer Klimabeobachtungen in Leipzig U. Müller und Ch. Junge	98
Die Wetteraufzeichnungen des Abtes Mauritius Knauer M. Börngen und G. Tetzlaff	106
Zur Entwicklung des Forschungsgebietes Dynamik der Hochatmosphäre R. Schminder	120
Planetary wave-mean flow interaction seen in midlatitude mesopause region wind measurements at Collm Ch. Jacobi	130

Correlation between stratosphere and upper mesosphere: 142
A comparison of Collm mesopause winds and Berlin stratospheric analyses
Ch. Jacobi und P. Braesicke

Der Zirkumpolarstrom als Wellenleiter für Rossby-Wellen 156
H.-J. Schönfeldt

Asymptotic and numerical solutions of trapped Rossby waves 170
in high-latitude shear flows with boundaries
U. Harlander

Interne Moden der atmosphärischen Komponente interdekadischer 177
Klimavariabilität
M. Klingspohn

On the errors of spectral shallow-water limited-area model 200
simulations using an extension technique
M. Simmel und U. Harlander

Parallele Strategien für ein spektrales Wolkenmodul in einem 217
3-dimensionalen Mesoskalenmodell
M. Simmel, R. Reilein, G. Rünger und G. Tetzlaff

Betrachtungen zur Heterogenität

Nicole Mölders und Gerd Tetzlaff

Zusammenfassung

Es wird aufgezeigt, wie durch die Notwendigkeit, in (Chemie-Transport-)Modellen diskretisieren zu müssen, die natürliche Heterogenität einer Landschaft bei der Modellierung reduziert wird. Es wird ein Maß definiert, mit dessen Hilfe die Heterogenität eines Gebiets, z.B. einer Gitterzelle erfaßt werden kann. Das Maß erlaubt auch, unterschiedliche Gebiete bezüglich ihrer Heterogenität zu vergleichen. Es bezieht sowohl den Wechsel von Flächen unterschiedlicher Landnutzung als auch die Anzahl der Ökosysteme ein.

Summary

The loss of information due to discretization is illustrated. A measure is defined that allows to characterize the degree of heterogeneity of an area, for instance a grid cell, with respect to the boundaries between areas of different landuse as well as the amount of ecosystems. It also allows to compare different landscapes with respect to their heterogeneity.

1. Einleitung

Trockene Deposition und biogene Emission von Spurengasen werden mitentscheidend durch den Energieumsatz an der Grenzfläche Erde-Atmosphäre sowie den hydrologischen Zyklus (Mölders 1993) und somit von der Landnutzung beeinflußt. Die Stoffabgabe (z.B. Wasserdampf) und Stoffaufnahme (z.B. O_3, NO_2, SO_2) via Stomata hängt nämlich nicht nur von der photosynthetisch aktiven Strahlung (PAR), sondern auch vom Wasserdampfdefizit, vom Wasserpotential, von der Temperatur des Blattwerks und von der CO_2-Konzentration der Umgebung ab (Kramm et al. 1994).

Die einzelnen Stickstoffkomponenten zeigen bei der Deposition für verschiedene Unterlagen ein unterschiedliches Verhalten (z.B. Walcek et al. 1986, Wesely 1989, Padro 1996). So können Böden und Gewässer z.B. viel HNO_3 aufnehmen. Dennoch sind die Depositionsgeschwindigkeiten über Gewässern und baren Böden wegen deren kleineren Oberflächenrauhigkeit gering (Ganzeveld und Lelieveld 1995). Die trockene Deposition von NO_2 auf Blattpflanzen kann die auf Nadelbäumen um das 3-10-fache übersteigen, was einerseits auf die höhere wirksame Blattoberfläche pro Flächeneinheit des Erdbodens, charakterisiert durch den Blattflächenindex, zurückzuführen ist und andererseits auf unterschiedliche Mesophyll-Widerstände sowie die Fähigkeit, NO_2 zu emittieren, was sich in der Existenz einer Kompensationspunktkonzentration widerspiegelt (Thoene et al. 1991, Ganzeveld und Lelieveld 1995).

Dabei laufen viele Prozesse, die zur Emission von primären und zur Entstehung von sekundären Spurenstoffen sowie zu deren Entfernung aus der Atmosphäre durch (trockene und nasse) Deposition beitragen, auf räumlichen Skalen ab, die durch die derzeitigen Chemie-Transport-Modelle nicht aufgelöst werden können (Tetzlaff und Mölders 1997). Man bezeichnet diese Prozesse deshalb als subskalig. Da sie in den Modellgleichungen erscheinen und nicht zu vernachlässigen sind, müssen sie in der Weise parametrisiert werden, daß ihre Effekte zumindest an Hand der vom Rechengitter aufgelösten skaligen Feldgrößen (Windvektor, Temperatur, Feuchte, Konzentrationen usw.) erfaßt werden. Das bedeutet, daß die (subskaligen) Depositionsprozesse sehr stark von der Art der Parametrisierung und der Auflösung des Modellgitters abhängen.

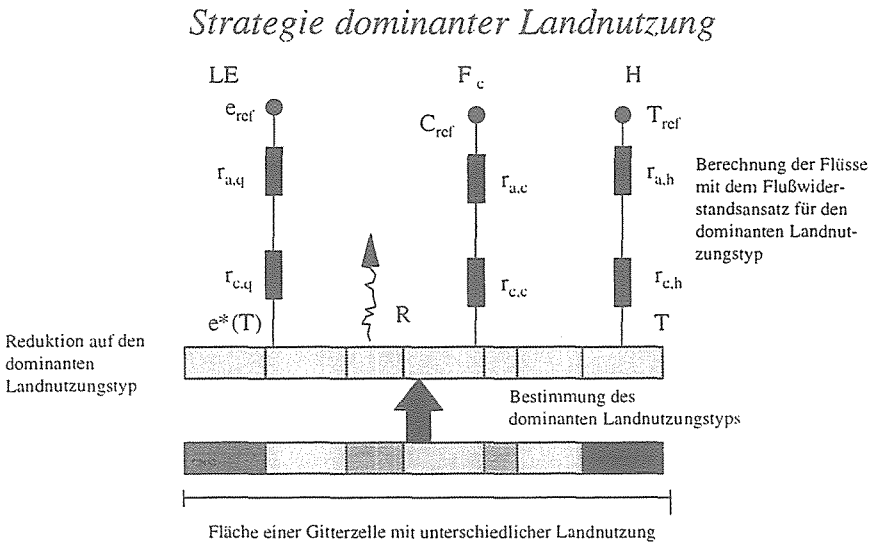


Abb. 1 Vereinfachte schematische Darstellung zur Berechnung der Flüsse bei der Strategie dominanter Landnutzung. Hier stehen e, T, C und e_{ref}, T_{ref} und C_{ref} für die spezifische Feuchte, die Temperatur und die Konzentrationen am Boden und im Referenzniveau. R ist die thermische Ausstrahlung. Ferner sind $r_a = r_t + r_m$ und r_c die Widerstände der Atmosphäre bzw. der Oberfläche (aus Tetzlaff und Mölders 1997).

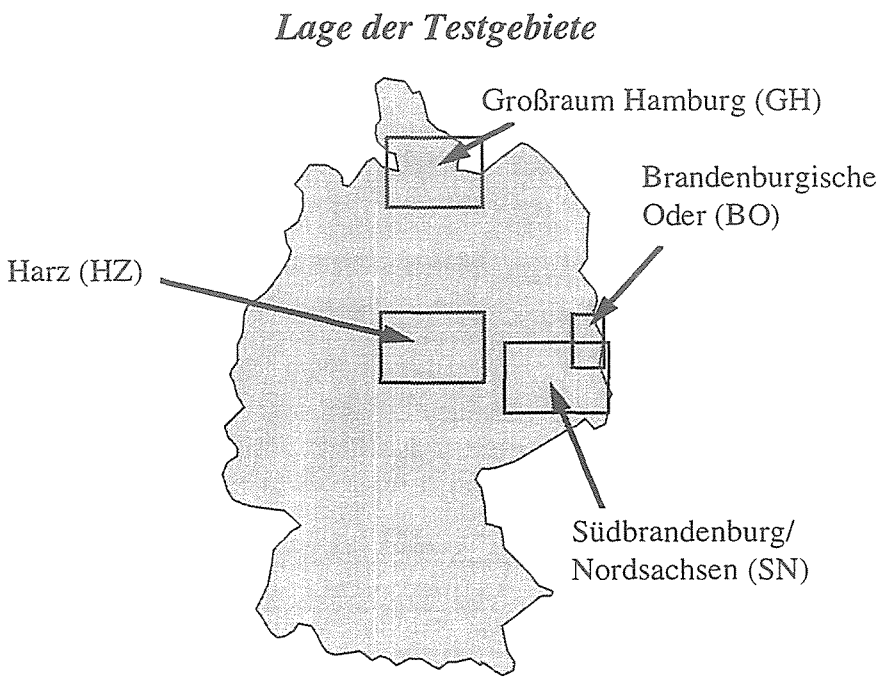


Abb. 2. Schematische Darstellung der Lage der untersuchten Testgebiete.

In vielen Chemie-Transport-Modellen (z.B. Chang et al. 1987, Ebel et al. 1989, Hass 1991, Padro et al. 1991) werden die Energie-, Wasser- und Stoffflüsse in der Weise behandelt, daß in den Zellen des Rechengitters der jeweilige dominante Landnutzungstyp zur Berechnung dieser Flüsse herangezogen wird (Abb. 1). Dabei wird eine bulk-Parametrisierung basierend auf dem *big-leaf/big-stoma*-Ansatz verwendet, der für die Fläche der Gitterzelle horizontale Homogenität annimmt. Die gesamte Gitterzelle wird also als mit einem Landnutzungs-

und/oder Bodentyp behaftet angesehen (Abb. 1). Die für eine Gitterzelle als subskalig zu bezeichnende Heterogenität der Oberflächenbeschaffenheit der Unterlage, nämlich die verschiedenen Landnutzungs- und Bodentypen, die in der Natur in dem durch eine Gitterzelle repräsentierten Gebiet tatsächlich vorhanden sind, bleibt also unberücksichtigt. Deshalb gibt es Bestrebungen, die subskalige Heterogenität einer Landschaft (auf verschiedenen Skalen) bei der Bestimmung der Flüsse zu berücksichtigen (z.B. Kramm et al. 1994, Mölders et al. 1996, Hinneburg und Mölders 1999).

In dieser Studie wird der Informationsverlust bei Vergröberung der Landnutzung am Beispiel verschiedener Landschaften Nord- und Ostdeutschlands analysiert (Abb. 2) und ein Maß vorgestellt, mit dem unterschiedliche Landschaften bezüglich ihrer Heterogenität verglichen werden können. Diese Studien sollen als Basis dienen, den Effekt der Heterogenität parametrisch berücksichtigen zu können (s. auch Hinneburg und Mölders 1999).

2. Diskussion des Informationsverlustes bei Vergröberung der Auflösung

In meteorologischen Modellen dienen Landnutzungs- und Orographiedaten dazu, den Austausch von Impuls, Wärme und Masse sowie die Temperatur und spezifische Feuchte als Randbedingungen an der Grenzfläche *Erde-Atmosphäre* in Abhängigkeit von den landschaftlichen Gebenheiten beschreiben zu können. Je nach Landnutzungs- und Bodentyp sind dabei unterschiedliche (ggf. jahreszeitabhängige) physikalische und pflanzenphysiologische Eigenschaften zu berücksichtigen.

Die verwendeten Landnutzungsdaten stammen dabei entweder aus digitalisierten Karten oder werden aus Fernerkundungsdaten (z.B. Matthews 1983, Townshend et al. 1991, Mölders et al. 1997) abgeleitet. Dabei variiert je nach Landnutzungserkennungsalgorithmus oder Kartierungsamt die Anzahl der unterschiedenen Landnutzungsklassen. In den in dieser Arbeit analysierten digitalisierten Landnutzungsdaten werden insgesamt 16 Landnutzungstypen unterschieden, nämlich *Grasland, Ackerland, Heide/Buschland, Laubwald, Mischwald, Nadelwald, Sonderkulturen, Sumpf/Moor, Dorf/Stadtrandgebiet, Innenstadt* (einer Großstadt bzw. enge Bebauung), *See* tiefer bzw. *See* seichter als 10 m, *Binnengewässer, gefluteter Tagebau, Tagebau* und *Sand*. In dem in dieser Studie verwendeten, aus Satellitendaten abgeleiteten Landnutzungsdatensatz werden jedoch nur 5 Landnutzungstypen unterschieden, nämlich *Grasland, Ackerland, Laubwald, Nadelwald, Siedlung* (Strasser et al. 1996, Mölders et al. 1997).

Beide Verfahren zur Gewinnung von Landnutzungsdaten weisen mehrere Schwachpunkte auf:

- Aufgrund der Notwendigkeit, einer räumlich variierenden Landnutzung einen diskreten Landnutzungstyp zu weisen zu müssen, geht grundsätzlich Information verloren (z.B. De Fries et al. 1995, Mölders et al. 1997).
- Die Verfahren sind teilweise subjektiv. Im Fall des Digitalisierens gilt dies deshalb, weil in den topographischen Karten die Grenzen zwischen einigen Landnutzungstypen nicht sauber definiert sind. Im Falle der Satellitendaten müssen Schwellwerte festgelegt werden. Dadurch kann die Zuordnung zu einer Szene stark vom Erkennungsalgorithmus, z.B. durch die verwendeten Schwellwerte, beeinflußt sein (z.B. Mölders et al. 1995).
- Die Genauigkeit, die Details der Karten und die Definitionen der Ökosysteme hängen von dem Landesvermessungsamt ab, das die Karten herausgibt. Im Falle der aus Satellitendaten abgeleiteten Landnutzung spielt auch die Möglichkeit und die Anzahl der unterschiedenen Szenen eine Rolle. Es können Mißklassifizierungen auftreten.

Weitere Fehlerquellen bei den aus Satellitendaten abgeleiteten Landnutzungsinformationen sind die Richtungsabhängigkeit der solaren Reflektion und die terrestrische Emissivität, Kalibrationsfehler (z.B. Raschke et al. 1988), die durch die Erdkrümmung bedingte unter

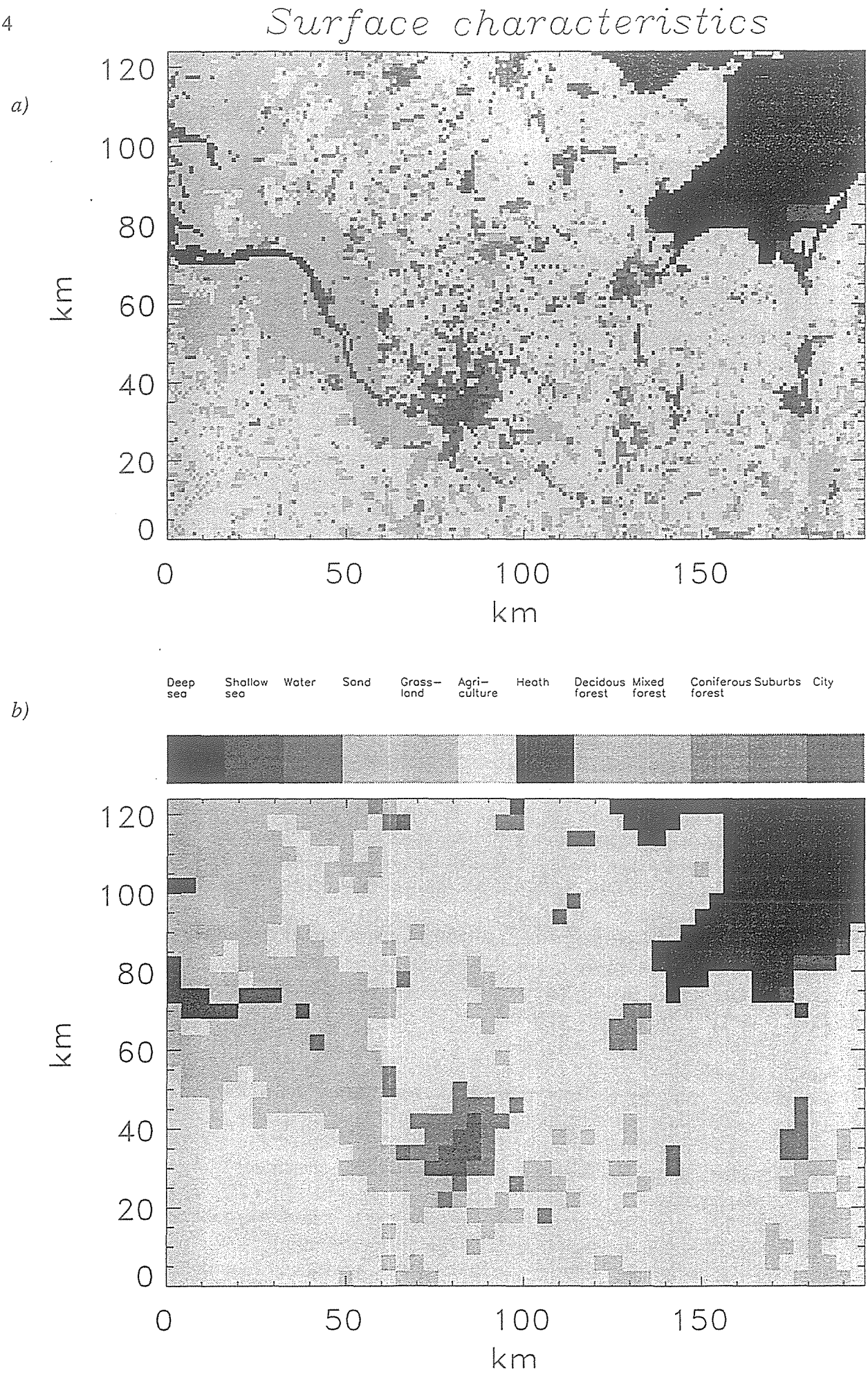


Abb. 3. Informationsverlust der Landnutzung bei Vergröberung der Auflösung von a) 1 x 1 km² auf b) 4 x 4 km² (aus Mölders 1998)

schiedliche Pixelgröße sowie Schatten von Bergen und/oder Wolken (z.B. Mölders et al. 1997).

Im Falle der aus Satellitendaten abgeleiteten Landnutzungsinformation sind die Hauptquellen Daten des LANDSAT (engl. *land remote sensing satellite system*) mit den Radiometern MSS (engl. *multispectral scanner system*) mit einer Auflösung von 80 m (Länge eines Pixels) und TM (engl. *thermatic mapper*) mit einer Auflösung von 30 m sowie Daten des SPOT (franz. *system probatoire d'observation de la Terre*) mit dem Sensor HRV (engl. *high resolution visible sensor*) mit einer Auflösung von 20 m (z.B. De Fries et al. 1995). Diese hochaufgelösten Daten sind in mesoskaligen meteorologischen Modellen jedoch nicht ohne Aggregation anwendbar. Wegen ihrer relativ geringeren Kosten (und ihrer gröberen Auflösung) werden oft aus NOAA (engl. *national oceanic and atmospheric administration*) AVHRR (engl. *advanced very high resolution radiometer*) abgeleitete Landnutzungsdaten verwendet (z.B. Mölders et al. 1997). Aber auch diese Landnutzungsdatensätze weisen also eine feinere Auflösung auf als die Gitterauflösung der Chemie-Transport-Modelle und werden dann auf die Auflösung des Modellgitters aggregiert.

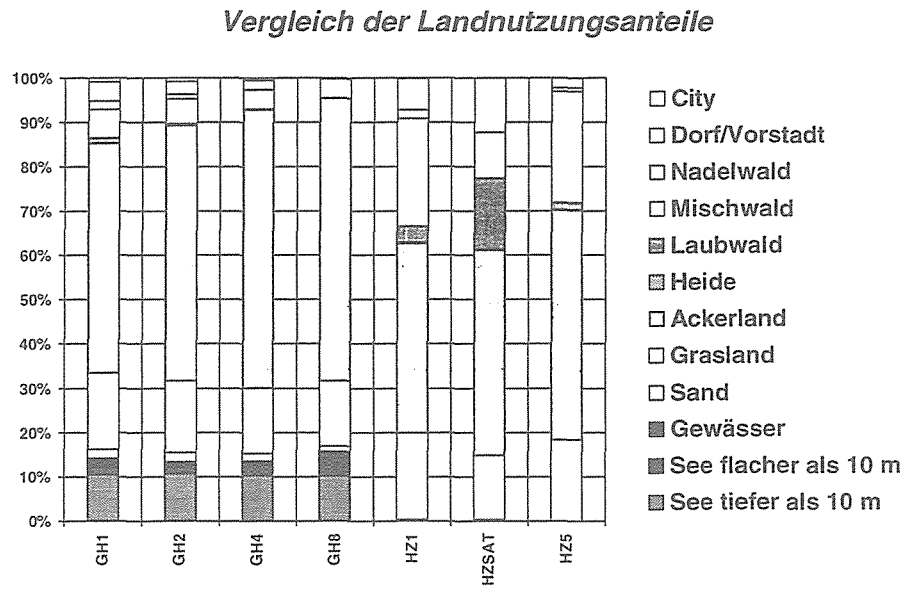


Abb. 4. Prozentualer Anteil der verschiedenen Landnutzungstypen bei unterschiedlicher horizontaler Auflösung für die Testgebiete Großraum Hamburg, GHx und Harz, HZx. Dabei steht der Buchstabe x für die Kantenlänge der Gitterauflösung und SAT für die aus Satellitendaten abgeleitete Landnutzung.

Zur Aggregation wird in der Regel eine Form der Strategie der dominanten Landnutzung verwendet (s. Tetzlaff und Mölders 1997). Die Abbildungen 3 und 4 zeigen am Beispiel des Testgebiets Großraum Hamburg den durch die Verwendung der Strategie dominanter Landnutzung entstehenden Informationsverlust für verschiedene Gitterauflösungen.

Um die Auswirkung der Gittermaschenweite und der Heterogenität zu testen, wurden gemäß der Strategie dominanter Landnutzung aus dem originären Landnutzungsdatensatz, GH1, Datensätze mit einer Auflösung von 2 x 2 km^2, 4 x 4 km^2, 8 x 8 km^2 erstellt (s. z.B. Abb. 2, 3), die entsprechend ihrer Auflösung GH2, GH4 bzw. GH8 genannt werden. Die Abbildungen 1, 3 und 4 veranschaulichen, wie sich mit gröberer Auflösung die Landnutzung zugunsten der Flächen mit ohnehin großem Flächenanteil verschiebt und wie die Anzahl der auftretenden Landnutzungstypen abnimmt.

Für das Testgebiet Harz liegen sowohl aus Satelliten abgeleitete (HZSAT) als auch digitalisierte Landnutzungsdaten (HZ1) vor (Strasser et al. 1996, Mölders et al. 1997). Die Satellitendaten von Strasser et al. (1996) enthalten den prozentualen Anteil der Landnutzung in einer 1 x 1 km^2 großen Fläche. Somit kann der Einfluß der Subskaligkeit unterhalb der 1 x 1 km^2 Auflösung untersucht werden, die die digitalisierten Landnutzungsdatensätze aufweisen. Die *Land-Wasser-Maske* des digitalisierten Landnutzungsdatensatzes wurde auch für die von Strasser et al. (1996) hergeleiteten Landnutzungsdaten angewandt. Dafür wurden die anderen in einer Gitterzelle vorhandenen Landnutzungstypen anteilsmäßig reduziert.

Die Flächenanteile der einzelnen Landnutzungstypen gemäß HZ1 und HZSAT differieren um 5 % (Abb. 4; s. auch Mölders et al. 1997). Die digitalisierten Daten unterschätzen den Siedlungsanteil merklich, da beim Digitalisieren Gehöfte und kleine Dörfer subskalig bleiben, diese aber in dem gemischten Spektralsignal enthalten sind (Abb. 4). Die Gebiete mit hohem Anteil an *Grasland* stimmen in HZSAT und HZ1 gut überein. Im Süden des Testgebiets wurde in den digitalisierten Daten kaum *Grasland* verzeichnet, während nahezu gleiche Anteile an *Grasland* im Norden und Süden aus den Satellitendaten abgeleiteten wurden. Auch die Verteilung von *Laub-* und *Nadelwald* unterscheidet sich, da in den Karten oft nur *Mischwald* verzeichnet ist. Im Norden des Gebiets weisen die digitalisierten Daten kaum Wälder auf. Diese Artefakte beruhen z.T. auch auf dem unterschiedlichen Kartenmaterial (Mölders 1998).

Ferner kann eine 1 x 1 km^2 große Fläche in dem mit Hilfe der Satellitendaten erstellten Datensatz 6 verschiedene Landnutzungstypen, in den digitalisierten Daten jedoch nur einen Landnutzungstyp enthalten. Wählt man beispielsweise eine Auflösung des Modells von 5 x 5 km^2, kann eine Gitterzelle bei Verwendung der digitalisierten Daten zwar 9 verschiedene Landnutzungstypen[1] enthalten (Abb. 4). Dennoch ist im Mittel die Heterogenität im Falle von HZSAT größer als bei HZ1 (s. Mölders et al. 1997).

Weitere Unterschiede zwischen den digitalisierten und den aus Satellitendaten abgeleiteten Landnutzungen sind auf das unterschiedliche Alter der Daten und so auf zwischenzeitliche Landnutzungsänderungen zurückzuführen. Änderungen in der Landnutzung können somit bei Langzeitintegrationen ebenfalls zu Fehlern in der berechneten Deposition führen, wenn sie nicht berücksichtigt werden.

3. Definition eines Heterogenitätsmaßes

Bei der Bestimmung der Deposition ist neben den Landnutzungstypen auch die subskalige Heterogenität der Landschaft von großer Bedeutung. So zeigen Ergebnisse von Simulationen mit einem Mikroskala-Modell, daß die Deposition an den Waldkanten erheblich höher ist als davor oder dahinter (Groß und Pahl 1998). Ähnliches findet man auch bei Experimenten im Windkanal (Groß und Pahl 1998). Diese Ergebnisse legen nahe, den Grad der Heterogenität der Landschaft zu bestimmen, um die Effekte z.B. von Waldkanten parametrisch erfassen zu können.

Um Landschaften, Gebiete, Gitterzellen oder Untergitterzellen hinsichtlich ihrer Heterogenität objektiv bewerten zu können, wird ein Heterogenitätsmaß definiert (Mölders 1998)

$$\delta_{het} = (\Phi / \Phi_{max} + (X\text{-}1) / (X_{max} - 1)) / 2 \quad , \qquad (1)$$

das sowohl die Gesamtlänge der Grenzlinien, Φ, zwischen Flächen ungleicher Landnutzung (1. Term) als auch die Anzahl, X, der Landnutzungstypen (2. Term) im Testgebiet berück-

[1] Es kommen in diesem Testgebiet nicht alle Landnutzungstypen vor, die prinzipiell unterschieden werden.

sichtigt. Bei dem maximalen Grad der Heterogenität ($\delta_{het} = 1$) ist jede Grenze einer Rasterzelle auch die Grenze zu einem anderen Landnutzungstyp. Die Gesamtlänge der Grenzlinien ist dann gleich Φ_{max}. Darüber hinaus tritt die maximale Anzahl der unterschiedenen Landnutzungstypen ($X_{max} = 16$ in dieser Studie) auf. Bei Homogenität existiert nur ein Landnutzungstyp und keine Grenze ($\delta_{het} = 0$). Es sei hier angemerkt, daß die hier vorgestellte Formulierung des Einflusses der Anzahl der im Gebiet vorhandenen Landnutzungstypen (2. Term) sehr stark den Aspekt der möglichen Verarmung an Ökosystemen berücksichtigt. Hier sind in Abhängigkeit von der jeweiligen Fragestellung und Größe des betrachteten Gebiets auch andere Formulierungen denkbar (s. z.B. Hinneburg und Mölders 1999).

Mit einer Vergröberung des Modellgitters geht im allgemeinen auch eine Änderung der Heterogenität im Vergleich zur originären Landschaft einher. Deshalb wurde eine Analyse der Änderung der Heterogenität der Landschaften bezogen auf eine Auflösung von 1 x 1 km^2 anhand der Datensätze der ausgewählten Testgebiete (Abb. 2) mit Gleichung 1 durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die Heterogenität in verschiedenen Landschaften örtlich sehr stark durch die Landnutzungsänderungen variiert sowie stark von der horizontalen Auflösung abhängt. Der Datensatz für Südbrandenburg/Nordsachsen z.B., der auf den digitalisierten Karten des Standes von 1930 beruht, weist die höchste Heterogenität auf, während die anderen Datensätze des Testgebiets Südbrandenburg/Nordsachsen die geringste Heterogenität von allen Datensätzen mit einer Auflösung von 1 x 1 km^2 aufweisen (Tab. 1). Der Heterogenitätsgrad variiert durch subskalige Landnutzungsänderung nur gering (vgl. Stand 1930, 1986, 2050 in Tab. 1). Bei skaliger Landnutzungsänderung (z.B. einer Flutung des Oderbruchs) oder bei Verwendung der Strategie dominanter Landnutzung ändert sich der Grad der Heterogenität merklich (s. Tab. 1). Je weiter die Maschenweite vergröbert wird, desto weniger nimmt die Heterogenität durch weiteres Vergröbern ab (Tab. 1).

Tab. 1. *Vergleich der Heterogenität, δ_{het} verschiedener Landschaften. Wenn nichts anderes vermerkt ist, wurde die Berechnung auf Basis eines Datensatzes mit einer Auflösung von 1 x 1 km^2 durchgeführt.*

Testgebiet	δ_{het}
Südbrandenburg/Nordsachsen (Stand 1930)	0.53
Südbrandenburg/Nordsachsen (Stand 1986)	0.41
Südbrandenburg/Nordsachsen (gemäß Planung für 2050)	0.39
Südbrandenburg/Nordsachsen (Stand 1986, aber 5 x 5 km^2)	0.31
Großraum Hamburg (1 x 1 km^2)	0.47
Großraum Hamburg (2 x 2 km^2)	0.39
Großraum Hamburg (4 x 4 km^2)	0.36
Großraum Hamburg (8 x 8 km^2)	0.35
Brandenburgische Oder	0.38
Brandenburgische Oder mit Hochwasser	0.40
Brandenburgische Oder mit gefluteter Ziltendorfer Niederung	0.44
Brandenburgische Oder mit gefluteter Ziltendorfer Niederung u. gefluteten Oderbruch	0.39
Harz	0.43
Harz (5 x 5 km^2)	0.24

4. Schlußfolgerungen und Ausblick

Da die verschiedenen Spurenstoffe auf den verschiedenen Unterlagen der Landschaft unterschiedlich deponieren, erscheint es notwendig, bei der Bestimmung des flächenhaften atmosphärischen Eintrags die Heterogenität der Landschaft mitzuberücksichtigen, so daß die berechneten atmosphärischen Einträge als repräsentativ für eine ausgewählte Fläche gelten können. Das hier vorgestellte Maß kann dazu dienen, den Heterogenitätsgrad eines Gebiets, z.B. einer Gitterzelle zu bewerten. Es ist zu prüfen, ob es dazu verwendet werden kann, mit

Hilfe der *Panin*schen Theorie (Panin et al. 1998) eine Parametrisierung herzuleiten, mit der im Rahmen eines Untergitterverfahrens (z.B. Seth et al. 1994, Mölders et al. 1996, Hinneburg und Mölders 1999) die bezüglich der Untergitterzellen subskalige Heterogenität parametrisch berücksichtigt werden kann.

Danksagung

Diese Arbeiten wurden finanziell von der DFG (Förderkennzeichen Mo770/1-1, Mo770/1-2) und dem BMBF (Förderkennzeichen LT2-D.2 gefördert. W. Mauser (Institut für Geographie, LMU München) danken wir dafür, daß er freundlicherweise die aus Satellitendaten abgeleiteten Landnutzungsdaten zur Verfügung stellte. K. Friedrich und K. Fröhlich gilt unser Dank für das Digitalisieren der Landnutzungsdaten. D. Hinneburg danken wir für hilfreiche Kommentare.

Literatur

Chang, J.S., R.A. Brost, I.S.A. Isaksen, S. Madronich, P. Middleton, W.R. Stockwell, C.J. Walcek, 1987. A three-dimensional Eulerian acid deposition model: physical concepts and formulation. J. Geophys. Res. 92: 14681-14700.

Ebel, A., H. Hass, H.J. Jakobs, M. Memmesheimer, N. Mölders, 1989. Depositionsgeschwindigkeiten im EURAD-Modell: Einfluß meteorologischer Bedingungen. Annal. Meteorol. (NF) 26, 252-253.

De Fries, R.S., C.B. Field, I. Fung, C.O. Justice, S. Los, P.A. Matson, E. Matthews, H.A. Mooney, C.S. Potter, K. Prentice, P.J. Sellers, J.R.G. Townshend, C.J. Tucker, S.L. Ustin, P.M. Vitousek, 1995. Mapping the land surface for global atmosphere-biosphere models: toward continuous distributions of vegetation's functional properties. J. Geophys. Res. 100D: 20867-20882.

Ganzeveld, L., J. Lelieveld, 1995. Dry deposition parameterization in a chemistry general circulation model and its influence on the distribution of reactive trace gases. J. Geophys. Res. 100D: 20999-20012.

Groß, G., U. Pahl, 1999. 2. Zwischenbericht TFS-LT2.D.3.

Hass, H., 1991. Description of the EURAD Chemistry-Transport-Model version 2 (CTM2). Mitt. Inst. Geophys. u. Meteor. Univ. zu Köln, 83.

Hinneburg, D., N. Mölders, 1999. A mesoscale atmospheric model combining meteorology, chemistry, biology, and heterogeneity, dieser Band

Kramm, G., R. Dlugi, N. Mölders, H. Müller, 1994. Numerical investigations of the dry deposition of reactive trace gases. In: Baldasano, J.M., Brebbia, C.A., Power, H., Zannetti, P. (Edn.), Air Pollution II Vol. 1: Computer Simulation. Computational Mechanics Publications, Southampton, Boston, 285-307.

Matthews, E., 1983. Global vegetation and landuse: new high-resolution data bases for climate studies. J. Climate Appl. Meteor. 22: 474-487.

Mölders, N., 1993. Wolkenparametrisierung für ein Chemie-Transport-Modell. Mitt. Inst. Geophys. u. Meteor., Univ. zu Köln, 88, Dissertation.

Mölders, N., M. Laube, E. Raschke, 1995. Evaluation of model generated cloud cover by means of satellite data. Atmos. Res. 39: 91-111.

Mölders, N., A. Raabe, G. Tetzlaff, 1996. A comparison of two strategies on land-surface heterogeneity used in a mesoscale β meteorological model. Tellus, 48A, 733-749.

Mölders, N., U. Strasser, K. Schneider, W. Mauser, A. Raabe, 1997. A sensitivity study on the initialization of surface characteristics in meso-β/γ-modeling using digitized vs. satellite derived landuse data. Contrib. Atmos. Phys. 70: 173-187.

Mölders, N., 1998. Einfache und akkumulierte Landnutzungsänderungen und ihre Auswirkung auf Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung. (Eingereicht)

Padro, J., G. den Hartog, H. Neumann, 1991. An investigation of the ADOM dry deposition module using summertime O_3 measurements above deciduous forest. Atmos. Environ. 25: 1689-1704.

Padro, J., 1996. Summary of ozone dry deposition velocity measurements and model estimates over vineyard, cotton, grass and deciduous forest in summer. Atmos. Environ. 30: 2363-2369.

Panin, G.N., A. Raabe, G. Tetzlaff, 1998. Inhomogeneity of the land surface and problems in parameterization of surface fluxes in natural conditions. Theor. Appl. Climatol. 60: 163-178.

Raschke, E., P. Bauer, N. Mölders, 1988. Clouds over both polar regions from ISCCP pilot data sets. Volume of 2nd conference on polar meteorology and oceanography, Madison Wisconsin, AMS, 137-140.

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

Strasser, U., K. Schneider, W. Mauser, 1996. Modellierung der Flächenverdunstung im Weser-Einzugsgebiet unter Einbeziehung der Fernerkundung. Zwischenbericht.

Tetzlaff, G., N. Mölders, 1997. Beurteilung der Modellierbarkeit des flächenbezogenen Eintrags von Spurenstoffen durch Deposition. In: von Hoyningen-Huene, W., Tetzlaff, G. (Eds.) Sediment und Aerosol. Wiss. Mitt. Leipzig 6: 99-144.

Thoene, B., P. Schröder, H. Papen, A. Egger, H. Renneberg, 1991. Absorption of atmospheric NO_2 by spruce (Picea abies L. Karst.) trees, NO_2 influx and its correlation with nitrate reduction. New Phytol. 117: 575-585.

Townshend, J.R.G., C.O. Justice, W. Li, C. Gurney, J. McManus, 1991. Global land cover classification by remote sensing: present capabilities and future possibilities. Remote Sens. Environ. 35: 243-256.

Walcek, C.J., R.A. Brost, J.S. Chang, 1986. SO_2, sulfat and HNO_3 deposition velocities computed using regional landuse and meteorological data. Atmos. Environ. 20: 949-964.

Wesely, M.L., 1989. Parameterization of surface resitances to gaseous dry deposition in regional-scale numerical models. Atmos. Environ. 23: 1293-1304.

Adresse der Autoren:
LIM - Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3, 04103 Leipzig
Email: gppnm@hpmet180.meteo.uni-leipzig.de, tetzlaff@rz.uni-leipzig.de

On the enhancement or counteraction of the responses to local-scale accumulated land-use changes on the short time-scale

Nicole Mölders

Abstract

Simulations assuming open-pit mines and different cessation landscapes of open-pit mines with urbanization were performed with a non-hydrostatic meteorological model. The possible enhancement or counteracting of the atmospheric responses to these simultaneously occurring (= *accumulated*) land-use changes are examined applying a formula drived from the principle of superposition. Although accumulated land-use changes substantially affect the local water and energy fluxes and significantly influence cloud and precipitation microphysics, they do not necessarily provide more significant changes in these quantities than the change of different land-use types to only one land-use type (= *single* land-use changes). Where the atmospheric responses to accumulated land-use changes are enhanced or inhibited, depends on the thermal, dynamical and hydrologic characteristics of the undergoing accumulated land-use changes as well as on the land-use adjacent to the land-use conversion. In regions dominated by drier surfaces (e.g., *agriculture*), no enhancement or counteraction according to the principle of superposition could be detected in this study.

Zusammenfassung

Simulationen mit einer Tagebaulandschaft sowie verschiedenen Tagebaufolgelandschaften inklusive Urbanisierung wurden mit einem nicht-hydrostatischen meteorologischen Modell durchgeführt. Eine mögliche Verstärkung oder Abschwächung der atmosphärischen Reaktion auf gleichzeitig auftretende (akkumulierte) Landnutzungsänderungen wird mittels einer auf dem Prinzip der Superposition erstellten Formel untersucht. Obgleich die akkumulierten Landnutzungsänderungen die lokalen Energie- und Wasserflüsse merklich sowie die Wolken- und Niederschlagsmikrophysik signifikant beeinflussen, führen sie nicht notwendigerweise zu stärkeren Änderungen dieser Größen als einfache Landnutzungsänderungen. Wo sich akkumulierte Landnutzungsänderungen in ihrer Wirkung auf die Atmosphäre verstärken oder abschwächen, hängt davon ab, wie stark sich die dynamischen, hydrologischen und energetischen Eigenschaften der veränderten Landnutzung von der vorherigen und denen der Umgebung unterscheiden. In Regionen, die durch trockene Flächen charakterisiert sind (z.B. *Ackerland*), konnte in dieser Studie kein Verstärken oder Abschwächen im Sinne einer Abweichung vom Prinzip der Superposition festgestellt werden.

1. Introduction

Land-use changes often proceed continuously with several changes occurring simultaneously. Therefore, some difficulties exist to evidence the effect of land-use changes by comparing observational data before and after the conversion of land-use. Numerical modeling, however, provides a tool to overcome this problem. Here, the influence of different land-use changes can be isolated by comparing results of simulations with single land-use changes or various combinations of accumulated land-use changes to those without all or without some of the land-use changes. Herein, *single* land-use changes are defined as the change of different land-use types A, B, or C to only one land-use type D. *Accumulated* land-use changes are defined as the changes for which different land-use types *A*, *B*, *C*, etc. simultaneously convert to various land-use types *X*, *Y*, *Z* etc..

Recently, numerical studies examined the impact of land-use changes on the global or regional climate for large areas for which a land-use type *A* was converted to *B* (e.g., Anthes, 1984; Zhang et al., 1996; Xue, 1996) or where the land-use changed continental-wide (e.g.,

Copeland et al., 1996). Moreover, studies on climate induced changes of biome and their influence on monsoon also exist for the large scale (e.g., Claussen, 1997). The results indicate that the coherent regions of substantial changes, of both signs, in screen height temperature, humidity, wind speed, and precipitation may result from the land-use change on the meso-α-scale. The simulated changes of the quantities were closely related to the changes of the vegetation parameters of albedo, roughness, and evaporative conductivity.

In Europe, however, recent land-use changes usually occur on the local scale, for instance, by deforestation, afforestation, changes in agricultural practices, creation of water reservoirs, recultivation of open-pit mines or urbanization. This means that the extension of the patches with land-use changes is much smaller than that in the studies mentioned above. In a recent paper, Mölders (1998) illustrates that local single land-use changes may have microphysical impacts on cloud and precipitating particles. Single land-use changes may produce dynamic and cinematic perturbations on the conditions downwind of the changed land surface even on the short time scale (< 24 h). The author pointed out that in light of the extreme nonlinearity of the changes produced in the exchange processes by the land-use changes, it is conceivable that the atmospheric responses to accumulated land-use changes may possibly counteract or enhance cloud and precipitation formation processes.

To examine the influence of such accumulated land-use changes on the local atmospheric conditions, several simulations were performed with GESIMA (GEesthacht's SImulation Model of the Atmosphere; Kapitza and Eppel, 1992; Eppel et al., 1995). The studies presented here differ from the aforementioned studies in both the spatial and temporal scales. Different cessation landscapes of open-pit mines are assumed on the meso-γ-scale. A method is introduced that allows to detect areas of enhancing or counteracting of processes involved.

2. Description and initialization of the model

GESIMA is a non-hydrostatic meteorological model. It was validated for a wide range of phenomena (e.g., Claussen, 1988; Kapitza and Eppel, 1992; Eppel et al., 1995; Devantier and Raabe, 1996; Hinneburg and Tetzlaff, 1996). Mölders (1998) demonstrated that GESIMA is also able to simulate the atmospheric responses to surface characteristics usually observed.

2.1 Brief model description

The dynamical part of the GESIMA is based on the anelastic equations (Kapitza and Eppel, 1992; Eppel et al., 1995). The prognostic equations are solved with a predictor-corrector scheme. Advection of momentum and potential temperature is determined with a MacCormack-scheme modified for the applications to incompressible flow. A Smolarkiewicz-scheme is applied for the transport of passive quantities.

A five-water-class bulk-parameterization scheme of cloud microphysics is used to describe cloud and precipitation formation (Mölders et al., 1997). It takes into account the condensation and deposition of water vapor, the rainwater formation by autoconversion, coalescence, and melting of both ice and graupel, the riming of ice and graupel by cloud water, the homogeneous freezing of cloud water and rainwater, the evaporation of cloud water and rainwater, the sublimation of ice and graupel, the sedimentation of rainwater, ice and graupel. Radiation transfer is calculated by a simplified two-stream-method (Eppel et al., 1995).

The subgrid-scale heterogeneity of precipitation and the Earth's surface is considered by an explicit subgrid-scheme (Mölders et al., 1996). Herein, each atmospheric grid cell is divided into 25 subgrid cells at the boundary *earth-atmosphere* and within the soil. The energy and water fluxes are solved for each of these subgrid cells with their own soil and near surface meteorological forcing. The coupling of the subgrid cells to the atmospheric grid cell is realized by arithmetically averaging the subgrid quantities.

The surface-fluxes are determined for each subgrid cell under the assumption that in the first grid-cell above ground the flow is in equilibrium with the underlying surface. The

calculation of the near-surface fluxes is based on a bulk-formulation (e.g., Eppel et al., 1995; Mölders, 1998). In the determination of the latent heat fluxes the soil wetness factor is considered that is determined by a force-restore method (e.g., Deardorff, 1978; Eppel et al., 1995). Moreover, the transpiration by plants is considered by a Jarvis-type approach. The soil heat flux and the soil temperatures are calculated by a diffusion equation for land-covered grid-points and by the residuum of the net radiation, the fluxes of sensible and latent heat for water-covered grid-points (e.g., Claussen, 1988; Eppel et al., 1995).

The surface stress and the near-surface fluxes of heat and water vapor are expressed in terms of the dimensionless drag and transfer coefficients. Herein the roughness-length of moisture and heat are determined in accord with Hicks (1985). The stability functions are calculated by the parametric model of Kramm et al. (1995) which is based on Monin-Obukhov similarity-theory. Above the atmospheric surface layer the turbulent fluxes of momentum are calculated by using a one-and-a-half order-closure scheme. Here, the elements of the eddy diffusivity tensor are derived from the turbulent kinetic energy (*TKE*) and the mixing length using the Kolmogorov-Prandtl relation. The *TKE* is determined by solving the budget equation for that quantity.

2.2 Initialization

The vertical resolution of the model varies from 20 m from the ground to 1 km at a height of 10 km. Above and below a height of 2 km there are 8 levels. The horizontal resolution is 5 x 5 km^2 for the grid cells and 1 x 1 km^2 for the subgrid cells.

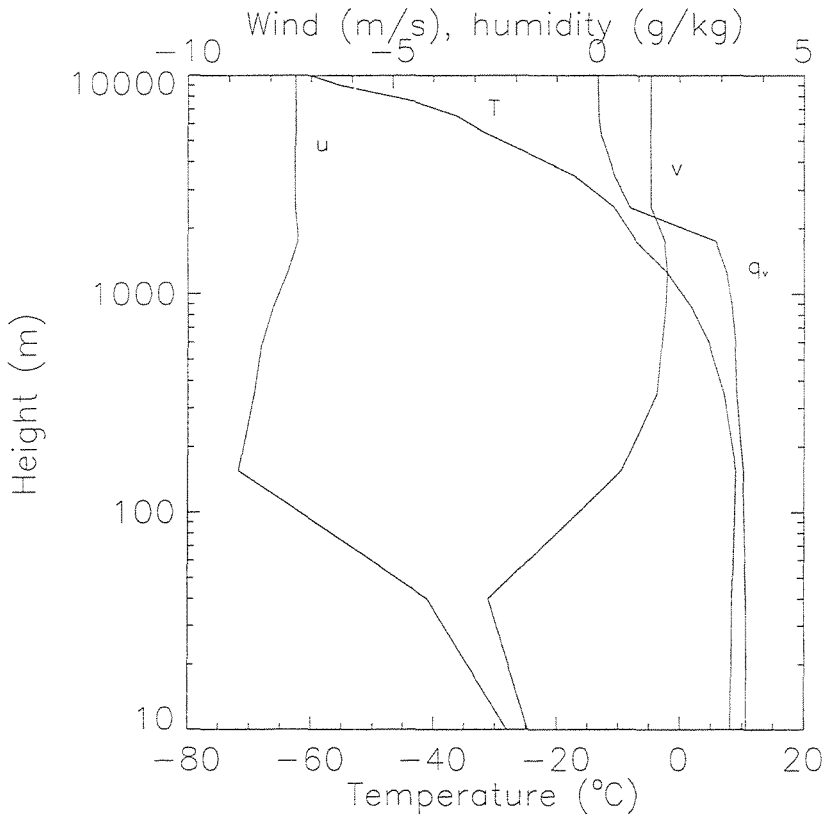


Fig. 1. Initial conditions for the 3D-simulations as obtained from a 1D-simulation.

In nature, the potential land-use changes would possibly affect the profiles in the atmospheric boundary layer (ABL). For comparability and to avoid additional degrees of freedom, here, all simulations start with the same vertical profiles of wind, humidity, air- and soil temperature (Fig. 1). The synoptic situation chosen reflects typical calm wind conditions in spring (p = 1003 hPa, day of year = 122, geostrophic wind of 7.5 m/s from 100°) under which some con-

vective cloud fields form. Soil wetness factor was set equal to 0.9 for all land points. Water surface temperature and soil temperature of 1 m depth are hold constant at 9.4°C and 11.8°C throughout the entire simulation time.

3. Experimental design

3.1 The land-use data sets

The effect of accumulated land-use changes on the local weather was examined. In doing so, eight simulations were performed for which different landscapes were assumed. The reference landscape corresponds to that of 1986, but in the open-pit mines the land-use that existed before start of open-pit mining (REF) is assumed. The data set with *open-pit mines* (MIN) represents the landscape of 1986. A further data set assumes urbanization (URB), *open-pit mines* plus urbanization (MINURB), *flooded open-pit mines* (FLO), and *flooded open-pit mines* plus urbanization (FLOURB). In the cases of urbanization, an expected increase of ~21 % (Berkner 1995) of the already existing settlements is assumed. To create a land-use data set for a re-cultivation scenario, the planned fractional coverage of the different land-use types (Tab. 1) is arbitrarily distributed over the former open-pit mines. Moreover, urbanization is increased by ~21 % in the former non-mining areas. This data set and the respective simulations will be addressed as 2050, hereafter. In the landscape represented by NU2050, the succession landscape of the open-pit mines is the same as in 2050, but without urbanization. Although such a landscape is somehow academic, it may serve to evaluate the contribution of the changes caused by the succession landscape and those due to urbanization. Figure 2 compares the fractional coverage by the various land-use types in the different landscapes. The various land-use types are characterized by different plant physiological and physical parameters (Tab. 2).

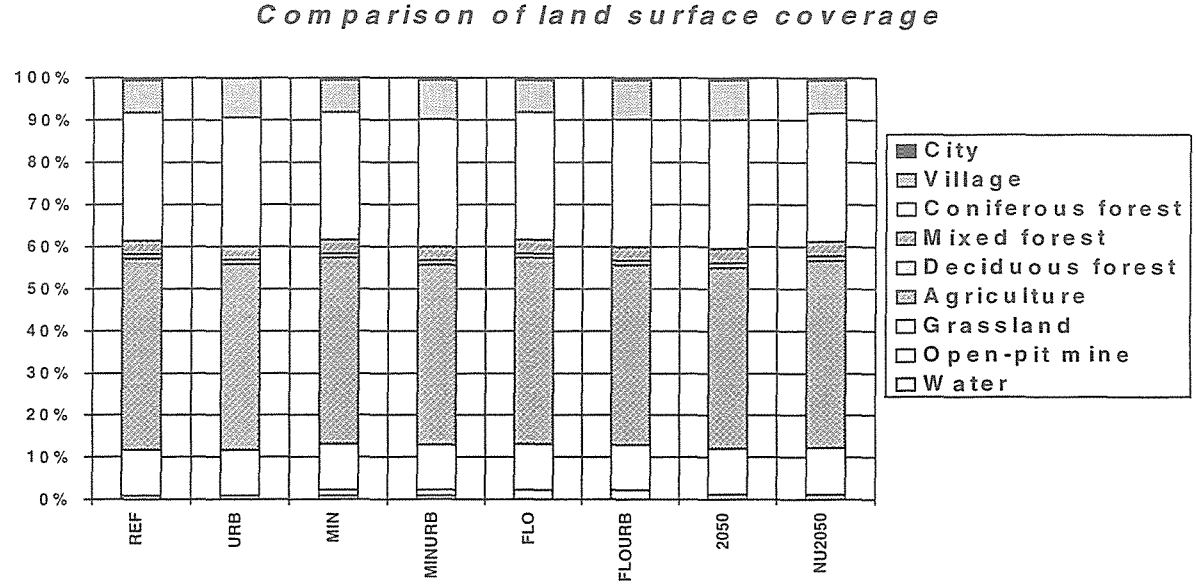


Fig. 2. Comparison of the fractional coverage of land-use for the landscapes assumed in this study.

The new terrain height of the former open-pit mines is assumed to be the average terrain height of its neighbored 1 x 1 km^2 areas that are not affected by open-pit mines or that are already filled according to this procedure. This procedure starts from the north to the south, and from the west to the east. Note that the obtained domain-average height (h = 112.69 m) marginally differs for other start points and directions of this procedure (S to N, E to W h = 112.72 m, N to S, E to W h = 112.70 m, S to N, W to E h = 112.72 m).

Open-pit mines mainly consist of the tertiary and quaternary *sands*. Only a small stripe of about 100 m is in direct contact with the overlying atmosphere. Therefore, the soil characteristics of *sand* are used for *open-pit mines* (Tab. 2).

Table 1. *Extension and assumed re-use of the open-pit mines. Water engineering is realized as water. Agriculturally used areas are divided into grassland and agriculture, and forestry into deciduous, mixed and coniferous forest, respectively. Other is set to village. Data given in brackets represent the coverage before onset of open-pit mining. Südraum Leipzig is the area south of Leipzig.*

	water [%]	agriculturally used [%]	forestry [%]	other [%]	reference	Area [km^2]
Lausitz	26.51 (-.-)	16.69 (85.78)	48.57 (13.27)	8.23 (0.95)	Biemelt (1997)	211
Südraum Leipzig	17.50 (4.64)	44.50 (88.74)	20.00 (5.96)	18.00 (0.66)	Berkner (1995)	55
Bitterfelder Revier	17.50 (-.-)	44.50 (87.27)	20.00 (12.73)	18.00 (-.-)	assumed	151

Table 2. *Parameters (from Eppel et al., 1995 and literature cited therein) as used for the different land-use-types in the soil-vegetation model. The letters k_S, c_i, ε, α, z_O, w_k, α_C, and g_l are the thermal diffusivity of the soil, the volumetric heat capacity, the emissivity, the albedo, the roughness-length, the field capacity weighted by the uppermost diurnally active soil layer, the capillarity, and the maximal evaporative conductivity, respectively.*

	k_s [10^{-6}m^2/s]	$\rho_i c_i$ [10^6J/(m^{3}K)]	ε	α	z_o [m]	w_k [m]	α_c [10^{-3}kg/(m^{3}s)]	g_l [m/s]
Water	0.15	4.2	0.94	calculated	1.0	1000	-.-	
Open-pit mines	0.84	2.1	0.90	0.3	0.0004	0.002	0.9	-.-
Grassland	0.56	2.1	0.95	0.25	0.02	0.010	8.0	0.04
Agriculture	0.74	2.9	0.95	0.18	0.04	0.003	3.0	0.04
Deciduous forest	0.70	2.5	0.97	0.20	0.8	0.010	8.0	0.023
Mixed forest	0.70	2.5	0.975	0.175	0.9	0.010	8.0	0.023
Coniferous forest	0.70	2.5	0.98	0.15	1.0	0.010	8.0	0.023
Suburb/village	1.0	2.0	0.90	0.20	0.8	0.003	1.0	-.-
City	1.0	2.0	0.95	0.15	1.0	0.002	0.9	-.-

3.2 Analysis of the numerical simulations

The results obtained by the various simulations with accumulated land-use changes are compared to those of REF or MIN. At the boundary *earth-atmosphere* for each grid cell significance tests whether the obtained differences are due to the land-use changes are performed for the differences in the obtained field quantities and fluxes using hourly data. Only for the cloud and precipitation particles, the significance tests are carried out for the column-integrated values of the respective quantities.

It has to be assumed that the atmospheric responses of accumulated land-use changes on the ABL may enhance or counteract as compared to the atmospheric responses that are caused by the single land-use changes. In a linear response of the atmosphere (principle of superposition), the sum of the differentials in the field quantities, water and energy fluxes, cloud and precipitation particles caused by the single land-use changes would equal the differentials in the atmospheric responses due to the accumulated land-use changes. In which areas the accumulated land-use changes cause such a non-linear behavior will be analyzed by use of

$$(n-1)\,\chi_j^k - \sum_{i=1}^{n} \chi_j^i + \chi_j^l = \Delta \quad \begin{cases} > 0 & \textit{enhancement} \\ 0 & \textit{superposition} \\ < 0 & \textit{counteraction} \end{cases}, \qquad (1)$$

for the daily as well as for the hourly field quantities, water and energy fluxes, cloud and precipitation particles. Here, χ_j denotes the quantity at the jth grid cell, the index k represents the

simulation with the landscape from which the changes start (e.g., REF), $i = 1, ..., n$ are the simulations with the landscapes wherein only one land-use type altered as compared to the reference landscape (e.g., MIN and URB for $n = 2$), and p is the simulation with the accumulated land-use changes (e.g., MINURB). Enhancement or counteraction mean a deviation from the principle of superposition. Enhancement is characterized by a positive difference (Δ) and counteraction by a negative one ($-\Delta$).

4. Discussion of the results

In all the simulations, the accumulated land-use changes do not affect the predicted quantities of state, and the wind above the atmospheric boundary layer (ABL), except deep convection. The daily domain-averages of the predicted air- and surface temperatures, wind, net-radiation and humidity hardly differ for all simulations. The daily domain-averages of cloudiness and precipitation, however, appreciably differ. The fluxes predicted for the various landscapes vary more strongly during the daytime when the energetic input is high than during the nighttime. Accumulated land-use changes affect the soil heat fluxes more strongly than single land-use changes. The distribution of strong or weak evapotranspiration matches with that of the prevailing land-use, namely, strong evapotranspiration with some kind of *forest* in the north-east and weak evapotranspiration with *agriculture* in the south-west, respectively.

Like for single land-use changes the largest differences in the field quantities, water and energy fluxes arise over and in the lee of the land-use changes. Moreover, the cloud and precipitation particles react the most sensitive of all the quantities investigated to the land-use changes followed by precipitation, and soil moisture.

Table 3. *Area [km^2] for which the land-use changes cause significant differences (90 % confidence and higher) in predicted precipitation, P, ice, q_i, rainwater, q_r, cloud water, q_c, soil wetness factor, f, vertical component of the wind vector, w, evapotranspiration, E, surface temperature, T_G, sensible heat flux, H, and the temperature at reference height, T_r. The letters A and S indicate single and accumulated land-use changes, respectively.*

	change	P	q_i	q_r	q_c	q_t	f	w	E	T_G	H	T_r
MIN : FLO	S	7925	5350	6000	3075	3625	3000	1550	300	175	150	25
MIN : FLOURB	A	7175	6425	6250	5000	4975	3250	2475	275	150	175	25
REF : FLOURB	A	6075	6550	5000	2525	2900	3350	575	75	25	25	0
REF : FLO	S	6575	4450	4225	1850	2325	2875	375	75	25	75	0
REF : MINURB	A	5450	6925	4725	2000	2125	1325	1725	300	25	0	75
REF : MIN	S	3650	5825	3700	3100	2700	575	1650	275	25	0	75
URB : MINURB	S	2925	4875	300	1400	1375	425	1550	275	25	0	50
MIN : 2050	S[1]	7300	3250	4275	2425	2225	1900	1725	525	50	0	50
URB : FLOURB	S	5550	5175	4925	2075	2625	2775	375	0	25	100	0
URB : 2050	S[1]	7125	3700	6375	1200	1375	1425	75	50	0	0	0
REF : 2050	S[1]	5550	4325	4525	1250	1075	2100	100	50	0	0	0
REF : URB	S	5050	4500	3250	1650	1600	725	25	0	0	0	0
FLO : FLOURB	S	3625	5350	4425	2650	2375	300	175	0	0	0	0
MIN : MINURB	S	4525	6975	5050	4050	3850	475	200	0	0	0	0

Table 3 lists the extension of the area with changes at the 90 %- or better statistical-significance level. Except for cloud and precipitating particles as well as for precipitation, significant changes mainly occur over and downwind of the land-use changes. The changes in predicted cloud and precipitation particles, and rainfall are not bound to the location of the land-use conversion. Nevertheless, they are always somehow and somewhere significant, because at a

[1] In the sense of the definition given in the introduction, the land-use changes going along with a change from MIN, URB, and REF to 2050 are accumulated land-use changes. Here, however, recultivation is treated as one 'land-use change' for which it is treated as a single land-use change further in the study.

grid cell a cloud or rainfall event may be predicted in only one of the simulations. For both the single and accumulated land-use changes soil wetness reacts the next sensitive to land-use changes (Tab. 3). Similar behaviors were found for single land-use changes (Mölders, 1998).

For the single as well as for the accumulated land-use changes, the vertical component of the wind vector is affected appreciably to significantly (Tab. 3). The results of all simulations performed show no worth mentioning non-linearity according to equation 1 for the daily averages of air temperatures and humidity. However, worth mentioning differences $|\Delta|$ occur for all components of the energy balance. The net-radiation and the soil heat fluxes mainly differ when the cloudiness differs drastically during the diurnal course. The absolute amount of the differences $|\Delta|$ are lower for the sensible and latent heat fluxes than for net-radiation or the soil heat fluxes. They mainly occur in the Lausitz, although the Südraum Leipzig and the Bitterfelder Revier were also undergone accumulated land-use changes.

4.1 Urbanization and open-pit mines (REF to MINURB)

Settlements as well as *open-pit mines* have similar thermal (thermal diffusivity of the soil, heat capacity) and hydrologic (field capacity, capillarity) characteristics (Tab. 2). The albedo and roughness length of *open-pit mines* and *settlement*, however, differ appreciably (Tab. 2). Hence, *open-pit mines* and *settlement* influence dynamics and radiation differently. This means that these two land-use changes, when being regarded as single land-use changes, have similar effects except for dynamics and radiation.

Recent studies showed that urban areas increase convection and precipitation in and downwind of large cities (e.g., Changnon and Huff, 1986; Mölders, 1998). As shown by Mölders (1998) *open-pit mines* (MIN) significantly reduce evapotranspiration, and urbanization (URB) appreciably lessens evapotranspiration as compared to vegetation. Both these single land-use changes provide a slightly drier and warmer lower ABL as well as a lower domain-averaged 24h-accumulated precipitation than the simulation with the reference landscape (REF; Mölders, 1998).

In the Lausitz, surface temperatures significantly increase about 0.7 K for the change from REF to MINURB. The tendency to an, on average, slightly drier and slightly warmer lower ABL with less cloudiness as well as the tendency of an enhanced convection in the lee of large cities also exists when urbanization and a land-use change to *open-pit mines* occur simultaneously. Like in the case of the belonging *single* land-use changes, the lower ABL of MINURB is nearly everywhere slightly warmer than in REF, especially, over the open-pit mines (up to 0.3 K) and in the conurbation (up to 0.2 K). However, even here the maximum differences are lower than for *open-pit mine* alone.

In the case of the accumulated land-use changes, the maximum increase in air and surface temperatures, however, is less than for the installation of open-pit mines alone. Nevertheless, also in areas far away from the accumulated land-use changes (e.g., in the Fläming, near Meißen) according to equation 1 a nonlinear behavior of the atmospheric responses can be found (Fig. 3) which is caused by the different temporal development of cloudiness in the diurnal course.

In the southern Bitterfelder Revier and in the Südraum Leipzig, where *agriculture* dominates, the accumulated land-use changes influence each other hardly in their atmospheric responses on the temperatures of the lower ABL (e.g., at noon $|\Delta| < 0.1$ K). In the Lausitz, however, the lower ABL is about 0.4 K cooler in the immediate vicinity of the accumulated land-use changes in areas dominated by *forest* and about 0.2 K warmer in areas prevailingly covered by *grassland* (e.g., south of Cottbus) than expected from the principle of superposition.

In the ABL, the vertical component of the wind vector (not shown) will significantly change over the Lausitz, the Bitterfelder Revier, the Südraum Leipzig, and some locations of the Fläming if the reference landscape changes to a landscape with *open-pit mines* and in-

creased urban areas. This is due to the stronger heating of *sand* and *settlements* compared to the former vegetation.

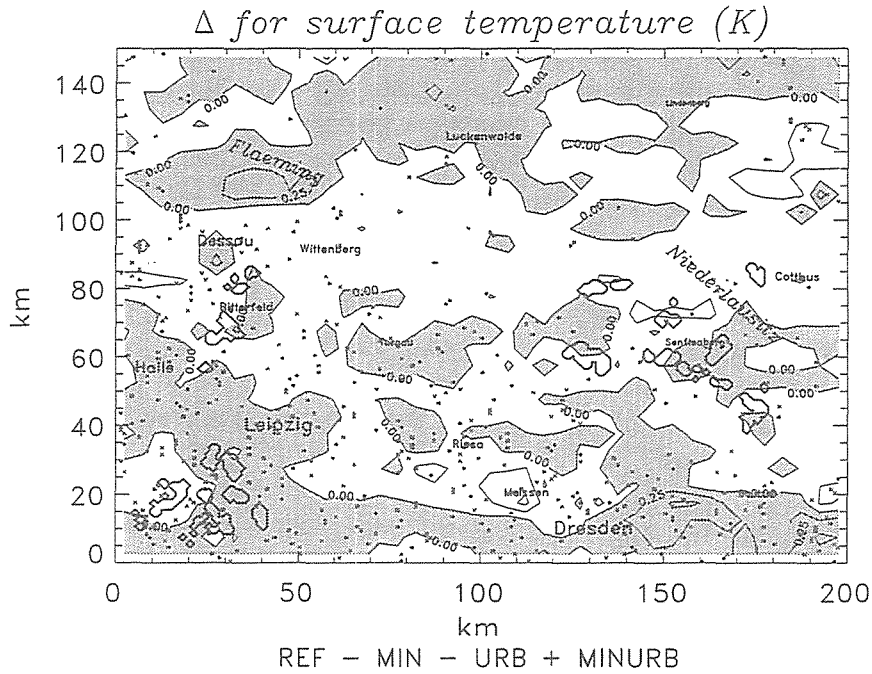


Fig. 3. Differences, Δ (in K) for the daily averages of the surfacel temperatures according to eq. 1 for simultaneously occurring land-use changes to open-pit mines and settlements. The grey and white patches represent positive and negative values, respectively. The contour lines within these patches indicate areas with an appreciable enhancement or reduction of the atmospheric responses to the accumulated land-use changes. The dark-grey boxes indicate the subgrid-cells with a land-use change in favor of settlements. The thick contour lines indicate open-pit mines.

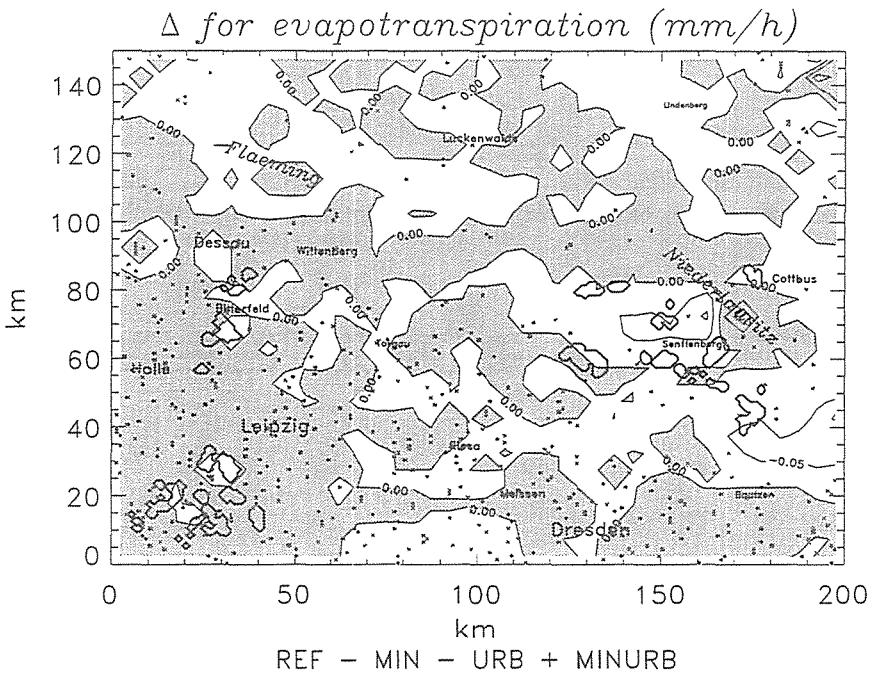


Fig. 4. Like Fig. 3, but for the difference (Δ in mm/h) in evapotranspiration at 1200 LT.

In MINURB, however, only in the conurbation of Leipzig and in the Lausitz, significantly less water is evapotranspirated than in REF. The near-surface specific humidity decreases the strongest in the south of Leipzig, in the Lausitz (especially around Cottbus) and in the Bitter-

felder Revier (more than 0.3 g/kg) because here land-use changes take place in favor of *settlements* and the *open-pit mines*. The decrease is slightly stronger than for the *single* land-use changes. In the conurbation of Dresden, urbanization alone reduces the near-surface specific humidity nearly as strong as the common effect of urbanization and *open-pit mines* in the conurbation of Leipzig. There are several reasons for this behavior. In the conurbation of Dresden, urbanization takes place at the cost of *grassland*, while in the conurbation of Leipzig to a high degree *agriculture* is converted to *settlement* or *open-pit mines*. *Agriculture*, on average, evapotranspirates less than *grassland*. Hence, in the conurbation of Dresden, the surface characteristics are more strongly changed than in the environs of Leipzig. It is worth mentioning that in the lee of Dresden evapotranspiration increases due to the slightly warmer air in the upwind of the town.

According to equation 1, over the Lausitz, both an enhancement as well as a reduction of the evapotranspiration (e.g., up to more than ± 0.1 mm/h at noon) can be found (e.g., Fig. 4). The areas are the same as in the case of temperature. Whether an enhancement or a reduction occurs, seems to depend on the land-use type prevailing in the immediate vicinity of accumulated land-use changes. Moreover, in the sense of equation 1, evapotranspiration is appreciably reduced north of Bautzen (Fig. 4), which can be explained by the interaction between evapotranspiration, temperature, and cloudiness. In this area, the cloud fields provided by URB appreciably extend those delivered by REF or MINURB. The nonlinear dependence of saturation on temperature, evapotranspiration, condensation, and deposition among others contributes to the differences. In URB, the warmer ABL compared to REF favors evapotranspiration, for which cloudiness increases (positive feedback). This increased cloudiness, however, reduces insolation and lessens evapotranspiration later (negative feedback).

An important difference between the results of MIN and MINURB is that the reduction of the *urban effect*, which was caused by open-pit mines, is over-compensated by the increase of the urban effect due to urbanization. At mid-night, in MINURB cloud water, rainwater and ice can be found in the lee of Leipzig. On the contrary, in MIN, the clouds have already resolved (Mölders, 1998). The presence of *open-pit mines* inhibits the effect of the town (and the urbanization effect) that would usually have contributed to enhanced cloud and precipitation formation over and in the lee of Leipzig. In MINURB, however, the clouds extend less in size than in REF. Due to the enhanced convection, here the daily sums of precipitation exceed that of REF.

In the case of accumulated land-use changes, the domain-averaged 24h-accumulated precipitation is less than that of the reference landscape (and less than that of all other investigated landscapes; Mölders, 1998). In MINURB the precipitation fields are less extended than those of REF (Fig. 5). The 24h-accumulated maximum precipitation, however, is higher for MINURB than for REF. This means that the simultaneous conversion to land-use types that have similar hydrologic and thermal surface characteristics affects precipitation in both positive or negative directions. The differing distributions and intensities of precipitation yield appreciate to significant differences in soil wetness factors that again modify evapotranspiration even far away from the land-use changes.

In the case of accumulated land-use changes the tendencies towards a drier and warmer ABL, which is common to both the land-use changes, is enhanced and results in a reduced total precipitation. In areas dominated by *grassland*, the air temperature of the lower ABL and evapotranspiration will increase slightly stronger in the case of accumulated land-use changes than in that of single land-use changes, if *grassland* occurs in the immediate lee of the grown cities. In areas prevailingly covered by *forest* in their larger environs, enhancement or counteraction of the atmospheric responses to the land-use changes will depend on the land-use type dominating in the immediate environs of the land-use changes. Non-linear responses also occur at far distance from the areas of accumulated land-use changes. They are caused by differences in the advection of heat, and moisture, which among others can provide differences

in cloudiness, soil and surface temperature, soil wetness factors, the water and energy fluxes at the boundary earth-atmosphere.

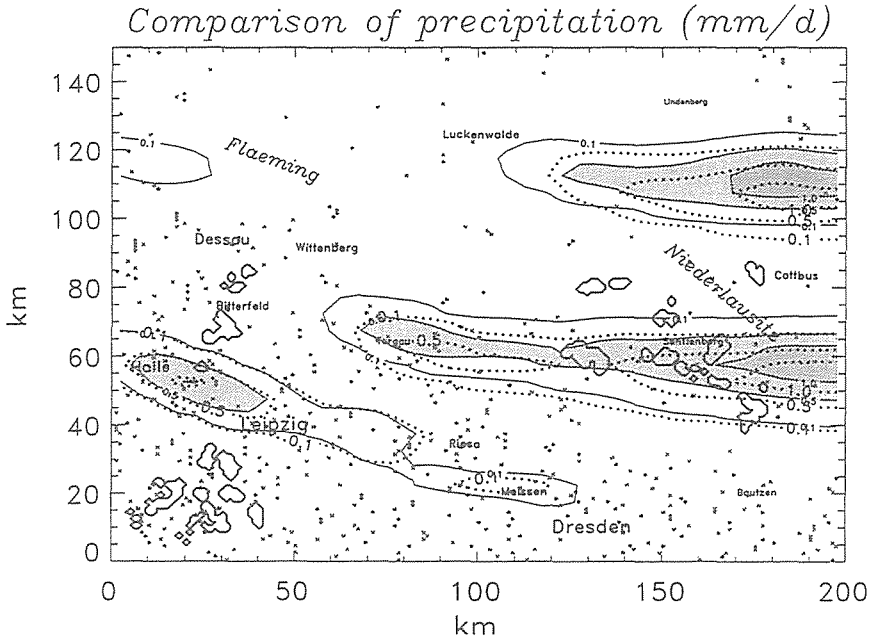


Fig. 5. Comparison of 24-h accumulated precipitation as predicted by REF (grey shaded) and MINURB (dotted). Maximum values are 1.3 and 1.4 mm/d for REF and MINURB, respectively.

4.2 Urbanization and water

As pointed out already, several studies suggested that urban areas increase convection and lead to enhanced precipitation in and downwind of the city (e.g., Changnon and Huff, 1986; Mölders, 1998). Moreover, many prior studies established that large water surfaces generally tend to stabilize warmer season convection because water temperatures are generally cooler than the air (e.g., Changnon, 1980; Mölders, 1998). On average, this stabilization results in fewer clouds and less rainfall. Changnon (1980) investigated the urban and lake influences on cloud and rainfall distribution for the Chicago area and found evidence that the largely extended Lake Michigan inhibits the effect of the city. In the present study, however, the size of the water and the urban areas are much closer to each other than for Chicago and Lake Michigan. Moreover, they are much smaller than Lake Michigan and Chicago. Therefore, a possible counteracting has to be expected to be much weaker.

The simulations with the single land-use changes showed that urbanization can enforce convection and the precipitation forming processes in the lee of large urban cities (Mölders, 1998). Under the synoptic situation assumed in this study, the water surfaces were found to stabilize the lower ABL. Moreover, over the water, cloud and precipitation formation was retarded as long as the water surfaces were cooler than the overlying air. When they become warmer than the overlying air, they lead to a labilization of the lower ABL and enhance the cloud and precipitation formation (Mölders, 1998). Since during the daytime the air of the lower ABL heats less over the water than over the (increased) cities, the temperature-gradient will grow in the case that urbanization and a surface change in favor of *water* occur simultaneously at a short distance (e.g., Leipzig-Südraum Leipzig).

4.2.1 Urbanization and flooded open-pit mines (MIN to FLOURB)

As mentioned already, *open-pit mines* as well as urbanization lead, on average, to reduced evapotranspiration and enhanced temperatures. In the case of urbanization and flooding the open-pit mines, wet and cool patches of different size are replaced by dry and warm patches

and vice versa. Hence, modified distributions of evapotranspiration and surface temperatures have to be expected. Since the comparison of URB to FLOURB would include the former land-use of the *open-pit mines*, the results of MINURB have to be used in equation 1.

In the Lausitz, the atmospheric responses to the accumulated land-use changes enhance each other with respect to the daily averages of the soil temperatures (Δ up to 0.6 K; Fig. 6). In the Fläming, however, the daily averages of the soil temperatures are lower than expected from the principle of superposition (Δ = -0.6 K). This deviation from the principle of superposition is caused by the different temporal and spatial development of cloudiness, caused by the land-use changes.

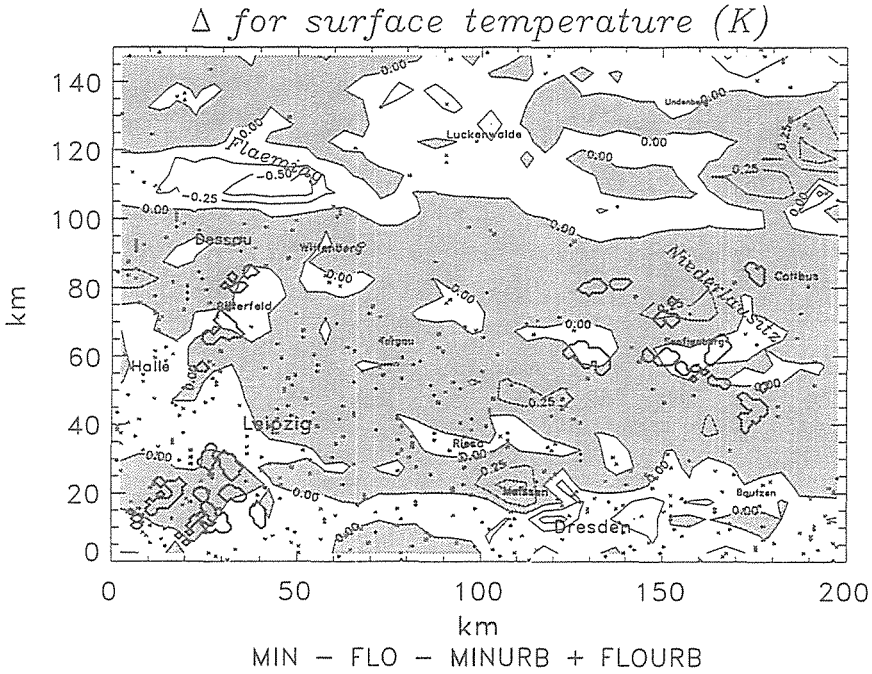


Fig. 6. Like Fig. 3, but for flooded open-pit mines plus urbanization.

The changes of the surface characteristics associated with the changes from warm/dry *open-pit mine* and cool/wet vegetation to cool *water* and warm/dry *settlement* (Tab. 2) modify the fluxes of sensible and latent heat that again alter the humidity and temperature of the lower ABL. In FLOURB, over and upwind of the flooded open-pit mines the lower ABL is appreciably to significantly cooler (up to 1 K) than in MIN. During the night, when the adjacent land cools, the differences in surface temperatures decrease and the environs of the lakes become warmer than those of the sandy open-pit mines, except for the Südraum Leipzig. Here, in FLOURB, the larger cloudiness reduces the irradiation as compared to MIN.

While on the daily averages, however, the principle of superposition is fulfilled for the near surface air temperatures, it is not for the hourly values. At noon, for instance, the accumulated land-use changes lead to lower temperatures (about -0.2 K) in the ABL south of Cottbus than expected for a linear response according to equation 1. On the contrary, north of Senftenberg, an enhancement of 0.4 K can be found. Comparison of the differences MIN - FLO and MIN - FLOURB shows that urbanization seems of lower importance in the districts of the *flooded open-pit mines* than in areas of urbanization alone (e.g., environs of Dresden).

The lower ABL of FLOURB is slightly moister than that of MIN, especially over and in the environs of the flooded open-pit mines. The partitioning of the energy significantly changes over the flooded open-pit mines as compared to the *open-pit mines*, especially in the Lausitz (Note that the urbanization of FLOURB, however, leads to a slightly modified partitioning of the energy into the fluxes of sensible and latent heat over the flooded open-pit mines as compared to FLO.). North of Senftenberg, for instance, the accumulated land-use

changes provide an appreciably higher evapotranspiration (e.g., up to 0.14 mm/h at noon) than would be expected from the principle of superposition (Fig. 7). South of Cottbus, however, in an area dominated by *grassland*, the atmospheric responses to the accumulated land-use changes counteract with respect to evapotranspiration leading at noon, for instance, to up to 0.14 mm/h lower values than expected for an additive behavior (Fig. 7). Slight deviations from a linear behavior also occur north of Bautzen. Here, the significant differences in the cloudiness of MIN and FLOURB and their impact upon evapotranspiration, sensible and soil heat fluxes are the reasons.

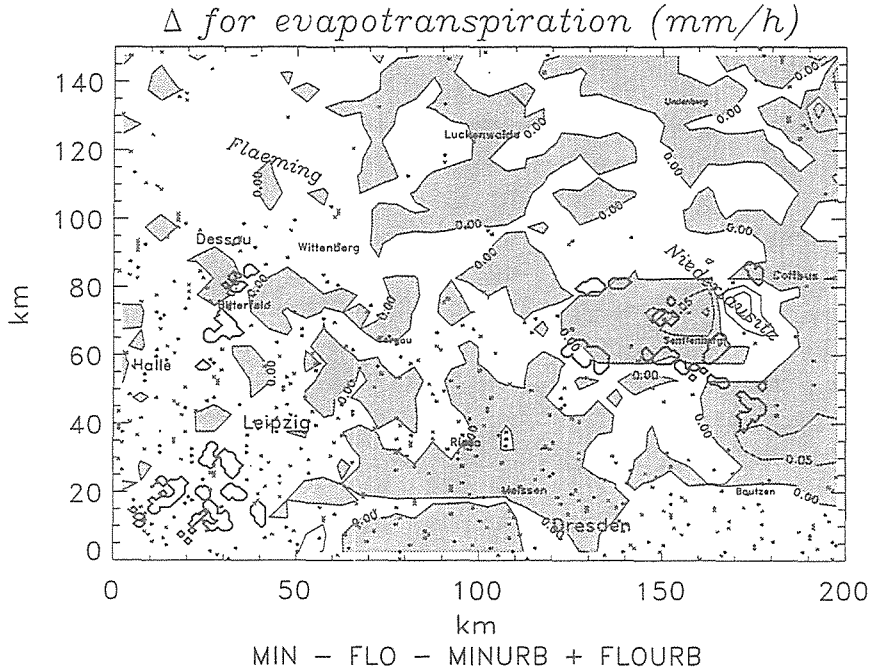


Fig. 7. Like Fig. 4, but for flooded open-pit mines plus urbanization.

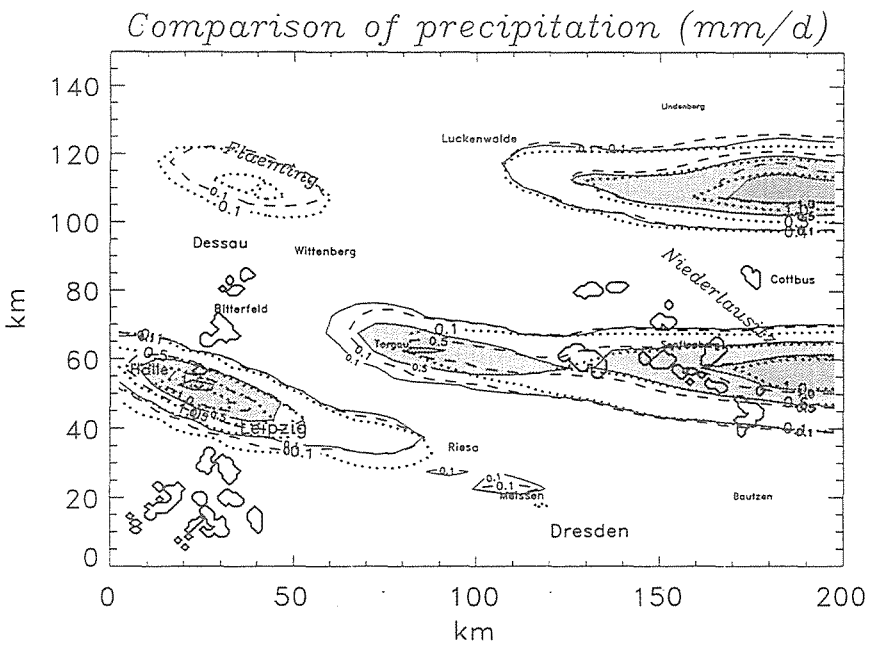


Fig. 8. Like Fig. 5, but for MIN (grey shaded), FLOURB (dotted) and 2050 (dashed). Maximum values are 1.4, 1.4 and 1.9 mm/d for MIN, FLOURB and 2050, respectively.

The urban effect, which even increases by urbanization, as well as the first reduced and later on enhanced cloud and precipitation formation occurring over the flooded open-pit mines can also be found if urbanization and flooding of the open-pit mines take place as accumulated land-use changes. Compared to MIN, cloudiness increases in FLOURB in the lee of Leipzig during the night. Here, and south of the Fläming precipitation is appreciably changed by the accumulated land-use changes (Fig. 8). In contrast to MIN, for which over and in the lee of Leipzig no precipitation reaches the ground at night, in FLOURB still precipitation occurs. The maximum accumulated precipitation of FLOURB exceeds that of MIN by about 0.5 mm/d (Fig. 8).

4.2.2 Urbanization and artificial lakes (REF to FLOURB)

The comparison of REF to FLOURB means that settlements and artificial lakes are added in the landscape. The vertical wind speeds obtained by REF and FLOURB significantly differ over and in the immediate vicinity of Leipzig, Torgau and the flooded open-pit mines of the Lausitz and the Südraum Leipzig. While during the daytime the differences of the vertical velocities do not prefer a direction, upward motions are slightly enhanced for FLOURB over the artificial lakes at night. Then the water surface temperatures exceed those of the adjacent or former vegetation.

The areas for which deviations from the principle of superposition occur, are nearly the same than those in the study of the impact of flooded open-pit mines. Nevertheless, the area affected by the land-use changes is smaller in the case of urbanization plus artificial lakes than in the case of urbanization and flooded open-pit mines.

In the Lausitz, the atmospheric responses to the accumulated land-use changes enhance each other with respect to their impact on the daily averages of the surface temperatures (Δ up to 0.5 K). The influence on the cloud development reduces the daily averages of surface temperature in the Fläming (with a Δ about -0.7 K). Looking at the hourly distributions of Δ determined for the near surface air temperatures and evapotranspiration, lower values than expected by a linear response can be found south-west of Cottbus between two large open-pit mines.

Compared to REF, in the late afternoon, cloudiness grows by the increased urban effect in the lee of Dessau and Leipzig and by the labilizing effect of the flooded open-pit mines in the Lausitz and the Bitterfelder Revier.

Late in the afternoon the water surfaces evaporate at a higher rate than the former vegetation. At that time, on average, more ice, cloud water and rainwater form over these areas in FLOURB than in REF. Especially in the lee of Leipzig this enhanced formation of cloud and precipitation particles yields in significant more precipitation. Compared to REF, the position of the precipitation fields is shifted slightly northeastwards in FLOURB, because of the temporal change in the water supply and the retarded onset of precipitation formation over the flooded open-pit mines

On the domain average, the accumulated daily precipitation of FLOURB exceeds that of REF. The extension of the precipitation fields is less in FLOURB than in FLO, but exceeds that of URB. This means that the intensity of precipitation increases due to the accumulated land-use changes (Maximum values are 1.9, 1.4, 1.8, and 1.3 mm/d in FLOURB, URB, FLO, and REF, respectively.).

4.3 Urbanization and recultivation of the open-pit mines (MIN to 2050)

The comparison of MIN and 2050 represents the change of the landscape before the unification to that assumed for the year 2050. By urbanization and recultivation, at different places, cool/wet, and warm/dry surfaces convert to warm/dry and cool/wet surfaces, respectively.

Except in the re-cultivated areas and their environs, in 2050 the surface and air temperatures of the lower ABL slightly increase due to urbanization. Over the re-cultivated areas,

the air temperatures and the upward vertical motions decrease due to the reduced heating rates as compared to the sandy open-pit mines.

In the case of the daily averages of surface temperatures (Fig. 9), again the atmospheric responses to the accumulated land-use changes are non-linear ($\Delta = \pm 0.4$ K) in the Lausitz. North of Dresden, a counteraction of the influences of the accumulated land-use changes on the daily averages of the surface temperatures ($\Delta = -0.6$ K) can be found (Fig. 9). While no deviation from the principle of superposition occurs for the daily averages of the near surface air temperatures, there exists a strong deviation for the hourly values. At noon, for instance, an enhancement can be detected north of Senftenberg and northwest of Bautzen (more than 0.4 K).

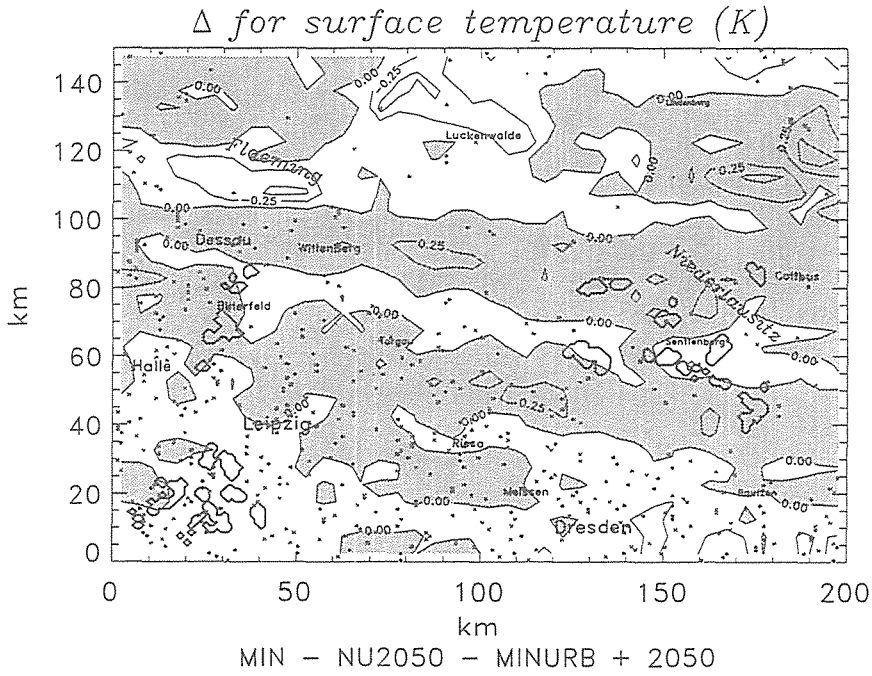


Fig. 9. Like Fig. 3, but for recultivation and urbanization.

The vertical velocities significantly differ over the *open-pit mines* of MIN, the re-cultivated areas and grown conurbation of 2050 because of the different heating. In the lower ABL and over Leipzig, higher upward motions occur in MIN than in 2050. The higher reaching motions are caused by the great differences in the thermal behavior of the open-pit mines and the soils of the re-cultivated areas.

Over the (re-cultivated) open-pit mines, appreciably more water (e.g., up to 0.1 mm/h at noon) is evapotranspirated in 2050 than in MIN. Although the urbanization rate is high for the Südraum Leipzig, the urbanization reduces less the evapotranspiration than the re-cultivation of the open-pit mines increases evapotranspiration. At noon, for instance, the accumulated land-use changes lead to a stronger evapotranspiration (up to 0.14 mm/h at noon; Fig. 10) in the north-western part of the Lausitz than it would have been expected by the superposition principle. In the north-eastern and the southern part of the Lausitz, a counteraction of the response can be detected at the same time (up to -0.14 mm/h; Fig. 10). In the southern Lausitz, however, the differences in evapotranspiration are caused by the modified cloudiness that results from the advection of the air masses modulated by the land-use changes.

Note that in 2050 evapotranspiration slightly increases in the re-cultivated areas as compared to REF because of the preference for *forest* and *water* in the re-cultivation of the *open-pit mines*.

During the daytime, the lower ABL of 2050 is moister than in MIN over and downwind of the (re-cultivated) open-pit mines. In the case of accumulated land-use changes, the

specific humidity of the lower ABL decreases less in the Südraum Leipzig than in the case of urbanization alone, because the amount of water evapotranspirated over the re-cultivated areas over-compensates the reduced evapotranspiration caused by the urbanization.

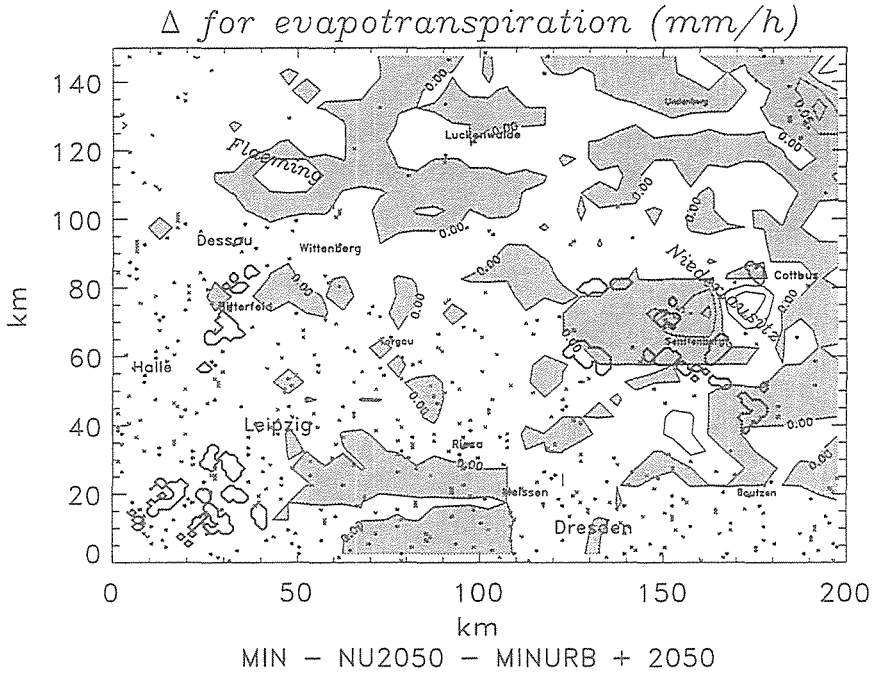


Fig. 10. Like Fig. 4, but for recultivation and urbanization.

Over the North-Fläming, the northern Bitterfelder Revier, and west of Leipzig the mixing ratios of cloud water and rainwater will significantly change if the open-pit mines are re-cultivated. Over the Fläming, the higher atmospheric humidity, that is caused by the increased water supply from the re-cultivated areas of the Lausitz yields that enough precipitating particle can be formed to reach the ground (Figs. 8). In the lee of Leipzig, urbanization enhances convection resulting in an increase of precipitation as compared to MIN (Fig. 8). The domain-averaged 24h-accumulated precipitation of 2050 appreciably exceeds that of MIN (and URB). Nevertheless, the maximum 24h-accumulated rainfall of 2050 hardly differs from that of MIN (Fig. 8). The accumulated land-use changes also enhance the formation of graupel around Leipzig.

Note that soil wetness is significantly higher in the re-cultivated areas than in the former open-pit mines because the field capacity and the capillarity of the tertian and quaternary sands is appreciably lower than that of the re-cultivated soils (Tab. 2). Moreover, soil wetness factors reach significantly higher values in those areas for which precipitation is more intensive in one of the simulations (e.g., over and in the lee of Leipzig).

In a region dominated by wet surfaces (*forests* and *grassland*), the atmospheric responses to urbanization and simultaneously recultivation will counteract for evapotranspiration and air temperatures if the adjacent areas to the accumulated land-use changes are dominated by *agriculture*. On the contrary, an enhancement can be found if *forests* or *grassland* prevail in the adjacent areas to the accumulated land-use changes. In the Südraum Leipzig, no deviation from the principle of superposition can be found. Here, the prevailing surfaces are relatively dry and warm (*agriculture*). Nevertheless, due to the urbanization the domain-averaged evapotranspiration and precipitation are reduced, but locally precipitation is enhanced.

5. Summary and conclusions

This case study was motivated by the ongoing accumulated land-use changes in East Germany after the unification. A method was introduced to detect areas of counteracting or enhance-

ment of the atmospheric response to accumulated land-use changes. The method was applied for landscape scenarios assumed in cessation of open-pit mining. The study clearly demonstrates the following:

- Like it has been found for single land-use changes, accumulated land-use changes may produce changes at 90 % level or better statistical significance level in cloud and precipitating particles, soil wetness factors, and the w-components of the wind vector within the radius of several square kilometer of their occurrence. Significant changes of evapotranspiration, surface temperature, and sensible heat fluxes result for *flooded open-pit mines*. Conversion of *open-pit mines* to *water* significantly affects the air temperatures of the lower ABL.
- Nevertheless, accumulated land-use changes do not necessarily provide greater changes in local weather than single land-use changes (cf. Tab. 3). The most significant responses of the atmosphere occur for a change from *open-pit mines* to *flooded open-pit mines* for all investigated quantities (Tab. 3).
- The magnitude of the atmospheric responses to accumulated land-use changes seems not necessarily to depend on the fraction of the domain that experienced these conversions in land-use. Besides, the size of the patches of the individual changes, the contrast in the hydrologic and thermal behavior of the changes is decisive for the magnitude of the response. Whether the atmospheric responses on accumulated land-use changes are enhanced or inhibited (as compared to the superposition of the responses of the single land-use changes), depends on both the thermal and hydrologic characteristics of the undergoing accumulated land-use changes as well as the land-use adjacent to the land-use conversion.
- Urbanization, which seems to have the less significant impact on the local weather (Tab. 3) of all the assumed changes, affects the atmosphere differently for different landscapes. It more significantly influences cloud and precipitation formation in a landscape with largely extended water surfaces than in a landscape with open-pit mines at the other extreme.
- For the synoptic situation investigated here, the domain-averaged daily accumulated precipitation increases with increasing fractional coverage of wet surfaces (Note that no such dependence can be detected for cloudiness.). Hence, the landscape with the most largely extended dry areas (*open-pit mines*, *settlements*) receives the less precipitation while that with the most largely extended wet areas (all kind of vegetation, *water*) gains the most precipitation (FLO).

Considering these findings, it has to be concluded that all land-use changes within the surroundings of an area of foreseen land-use changes have to be considered in planning studies. Moreover, it is required to consider the prevailing land-use adjacent to the converted areas, because the same accumulated land-use changes provide other atmospheric responses in different environs.

To improve the insight in the impact of accumulated land-use changes on local weather, future studies should examine if accumulated land-use changes provided different responses to the atmosphere under different synoptic conditions. A sensitivity study was performed for a foggy day in fall (273 Julian day). The results substantiate that under such conditions the accumulated land-use changes affect the lower ABL even more far in the lee than in spring.

Acknowledgements

I would like to express my thanks to the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) for the support of this study under contracts Mo770/1-1 and Mo770/1-2. Thanks also to K. Friedrich who provided the land-use and topography data. I also wish to thank A. Ziemann, G. Tetzlaff, G. Kramm and K.E. Erdmann for fruitful discussions and helpful comments.

References

Anthes, R.A., 1984: Enhancement of convective precipitation by mesoscale variations in vegetative covering in semiarid regions. *J. Clim. and Appl. Met.* **23**, 541-554.

Berkner, A., 1995: Die beeinträchtigten Oberflächengewässer des Südraumes Leipzig mit besonderer Berücksichtigung der Pleiße. In: *Zukunft Südraum Leipzig. Beiträge zu Lehre and Forschung der HTWK*, 10-20.

Biemelt, 1997: Private communication.

Changnon, S.A., 1980: Evidence of urban and lake influences on precipitation in the Chicago area. *J. Appl. Meteor.* **10**, 1137-1159.

Changnon, S.A. and F.A. Huff 1986: The urban-related nocturnal rainfall anomaly at St. Louis. *J. Clim. and Appl. Meteor.* **25**, 1985-1995.

Claussen, M., 1988: On the surface energy budget of coastal zones with tidal flats. *Contrib. Phys. Atmos.*, **61**, 39-49.

Claussen, M., 1997: Modeling bio-geophysical feedback in the African and Indian monsoon region. *Climate Dynamics* **13**, 247-257.

Copeland, J.H., R.A. Pielke and T.G.F. Kittel, 1996: Potential climatic impacts of vegetation change: A regional modeling study. *J. Geophys. Res.* **101D**, 7409-7418.

Deardorff, J.W., 1978: Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Res.* **84C**, 1889-1903.

Devantier, R., and A. Raabe, 1996: Application of a quasispectral cloud parameterization scheme to a mesoscale snowfall event over the Baltic Sea. *Contrib. Atmos. Phys.* **69**, 375-384.

Eppel, D.P., H. Kapitza, M. Claussen, D. Jacob, W. Koch, L. Levkov, H.-T. Mengelkamp and N. Werrmann, 1995: The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications. *Contrib. Atmos. Phys.* **68**, 15-41.

Hicks, B.B., 1985: Applications of forest-atmosphere turbulent exchange information. In: Hutchinson, B.A., and B.B. Hicks, (eds.) *The Forest-Atmosphere Interaction*, 631-644.

Hinneburg, D., and G. Tetzlaff, 1996. Calculated wind climatology of the South-Saxonian/North-Czech mountain topography including an improved resolution of mountains. *Ann. Geophysicae* **14**, 767-772.

Kapitza, H. and D.P. Eppel, 1992: The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests. *Contrib. Phys. Atmos.* **65**, 129-146.

Kramm, G., R. Dlugi, G.J. Dollard, T. Foken, N. Mölders, H. Müller, W. Seiler, and H. Sievering, 1995: On the dry deposition of ozone and reactive nitrogen compounds. *Atmos. Environ.* **29**, 3209-3231.

Mölders, N., A. Raabe and G. Tetzlaff, 1996: A comparison of two strategies on land-surface heterogeneity used in a mesoscale β meteorological model. *Tellus* **48A**, 733-749.

Mölders, N., G. Kramm, M. Laube and A. Raabe, 1997: On the influence of bulk-parameterization schemes of cloud microphysics on the predicted water-cycle relevant quantities - a case study. *Meteorl. Zeitschr.* **6**, 21-32.

Mölders, N., 1998: Landscape changes over a region in Eastern Germany and their impact upon the processes of the local atmospheric water-cycle. *Meteor. Atmos. Phys.* **68**, 79-98.

Xue, Y., 1996: The impact of desertification in the Mongolian and the inner Mongolian grassland on the regional climate. *J. Climate* **9**, 2173-2189.

Zhang, H., K. McGuffie and A. Henderson-Sellers, 1996: Impacts of tropical deforestation. Part II: The role of large scale dynamics. *J. Climate* **9**, 2498-2521.

Address of the author:

LIM - Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3, 04103 Leipzig

Email: gppnm@hpmet180.meteo.uni-leipzig.de, moelders@curie.meteo.uni-leipzig.de

A Numerical Case Study on the Sensitivity of Latent Heat-Flux and Cloudiness to the Distribution of Land-Use

Katja Friedrich and Nicole Mölders

Summary:

The accomplished case studies focus on the influence of land-use on the distributions of latent heat-fluxes and cloud-water. The numerical case studies were performed with the three-dimensional non-hydrostatic Mesoscale-Model GESIMA for different land-use distributions applying always the same initial conditions of a cloudy day in spring with a geostrophic wind of 8 m/s from the west. The cloud-water distributions at different times and at different levels, their temporal development, the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes and cloud-water mixing ratios were investigated.

Even simple initial conditions (no orography, stable atmosphere) and simple pattern in the land-use distributions emphasize that the influence of surface heterogeneity on meteorological processes cannot be neglected. As shown in this case study, land-use distribution influences the distribution and the amount of cloud-water as well as the latent heat-flux. On the whole, all these processes are very complex and non-linear.

Zusammenfassung:

Die durchgeführten Sensitivitätsstudien konzentrieren sich auf den Einfluß der Landnutzungsverteilung auf die Flüsse latenter Wärme und das Wolkenwasser. Die numerischen Untersuchungen wurden mit dem dreidimensionalen nicht-hydrostatischen Mesoskalen-Modell GESIMA für verschiedene Landnutzungsmuster unter immer den gleichen meteorologischen Anfangsbedingungen für einen bewölkten Frühlingstag mit einem geostrophischen Wind von 8 m/s durchgeführt. Die Wolkenwasserverteilung zu bestimmten Zeiten und in bestimmten Niveaus, die zeitliche Entwicklung der Wolkenwasserverteilung, die Tagessummen der Gebietsmittelwerte der Flüsse latenter Wärme und des Wolkenwassers werden untersucht.

Auch einfache Randbedingungen (keine Orographie, stabile, atmosphärische Bedingungen) und einfache Landnutzungsverteilungsmuster machen deutlich, daß der Einfluß der Heterogenität der Unterlage auf meteorologische Prozesse nicht zu vernachlässigen ist. Sie kann entscheidend die Verteilungen der Flüsse latenter Wärme und des Wolkenwassers beeinflussen. Die damit verbundenen Prozesse sind äußerst komplex und nicht linear.

1. Introduction

The Progress and intensity of meteorological processes, e.g., evapotranspiration and the development of clouds, are controlled by many influences. These influences exist in different spatial and temporal scales that are often of subgrid-scale with respect to the grid-resolution of the models. This means they cannot be resolved by the model and, hence, have to be parameterised. The impact of surface characteristics and discontinuities on the atmospheric boundary layer (ABL) were investigated in many field experiments, theoretical and numerical studies (e.g., Anthes 1984, Avissar and Pielke 1989, Mahrt et al. 1994).

Several authors examined the influence of land-use distributions on the energy budget on the ground or on components of the energy budget. Mölders and Raabe (1996), for instance, showed that the grid resolution may strongly affect the calculated water and energy fluxes because a land-use type (being of subgrid-scale on a coarse grid and here of minor importance) may be dominant on a finer grid while using different horizontal grid resolutions and assuming the dominant land-use type within a grid box as the representative surface type

for the entire grid element. Jürrens (1996), for example, investigated the influence of wind on evapotranspiration. Herein, he used different grid resolutions and distributions of land-use which differ strongly or slightly in the roughness-length. The largest uncertainty in predicting evapotranspiration is provided in the case where the domains include land-use types with a high roughness-length (e.g., *forest*), and high wind-speed (10 m/s). Shuttleworth (1991) proposed two distinct scales of land-cover influence, namely, a 'disorganised' land surface, whose characteristic horizontal scales are less than 10 km, and an 'organised' land surface of characteristic length > 10 km. He theorised that only larger organised heterogeneity allows the atmosphere to develop a coherent response to land cover as substantiated by the formation of clouds and precipitation because the convective fluxes are aggregated over larger horizontal and vertical scales. These theoretical considerations were confirmed by the results of numerical simulations for which synthetic landscapes of various degrees of heterogeneity were assumed (Friedrich and Mölders 1998).

In our numerical case study, the influence of heterogeneity of land-use on the distributions of the latent heat fluxes as well as cloud-water is investigated under simple meteorological conditions. The differences of the latent heat-fluxes as well as cloud-water mixing ratios in the daily-sums of the domain-averages are also investigated. These investigations should serve as basic research on the impact of land-use heterogeneity to derive parameterisations of subgrid scale heterogeneity for use in numerical models of coarse grid-resolution.

2. Model Description and Initialisation

The Leipzig version of the non-hydrostatic meteorological model GESIMA (GEesthacht's SImulation Model of the Atmosphere; Kapitza and Eppel 1992, Eppel et al. 1995) is used to investigate the responses of water and energy fluxes as well as of cloudiness to the heterogeneity of the underlying surface. Its dynamical part is based on the anelastic equations. The physical features of the cloud module are based upon a five water-classes cloud-parameterisation scheme described in detail by Mölders et al. 1997. It considers the condensation of water-vapour, evaporation of cloud-water and rainwater, the formation of rainwater by melting of ice and graupel, autoconversion and coalescence. Moreover, the riming of supercooled cloud-water into ice crystals and graupel, the deposition of water-vapour onto ice and graupel, the conversion from ice crystals to graupel as well as sedimentation of rainwater, ice and graupel are taken into account. The treatment of the soil/vegetation/atmosphere interaction follows Deardorff (1978, see also Eppel et al. 1995), assuming homogeneous soil and land-surface characteristics within a grid cell. The surface stress and the near-surface fluxes of heat and water-vapour are expressed in terms of dimensionless drag and transfer coefficients applying the parametric model of Kramm et al. (1995). Above the atmospheric surface layer, the turbulent fluxes of momentum are calculated by a one-and-a-half-order closure scheme. Radiation transfer is calculated by a simplified two-stream method (Eppel et al. 1995).

A homogeneous flat terrain is assumed for all simulations. The model is initiated using profiles of air temperature and humidity typical for a cloudy day in spring. A geostrophic wind of 8 m/s from the west is assumed. The simulations are integrated for 24 hours where the first six hours serve as the adjusting phase. The whole test domain has a size of 75 x 75 km^2 with a horizontal resolution of 5 x 5 km^2. The vertical resolution varies from 20 m close to the ground to 1.5 km at the top. The model whole domain has a height of 10.5 km. Eight levels are located below the 2-km height and 7 are above.

All simulations are started with a geostrophic wind of 8 m/s from the west. Due to friction, the wind is reduced in speed to about 7 m/s and comes from west-southwest in the first level above ground. The terrain is assumed to be totally flat. Hence, in the case of heterogeneity, the differences in the near-surface wind field are mainly caused by the small differentials in the roughness length between a *grass*- or *sand*-land-use.

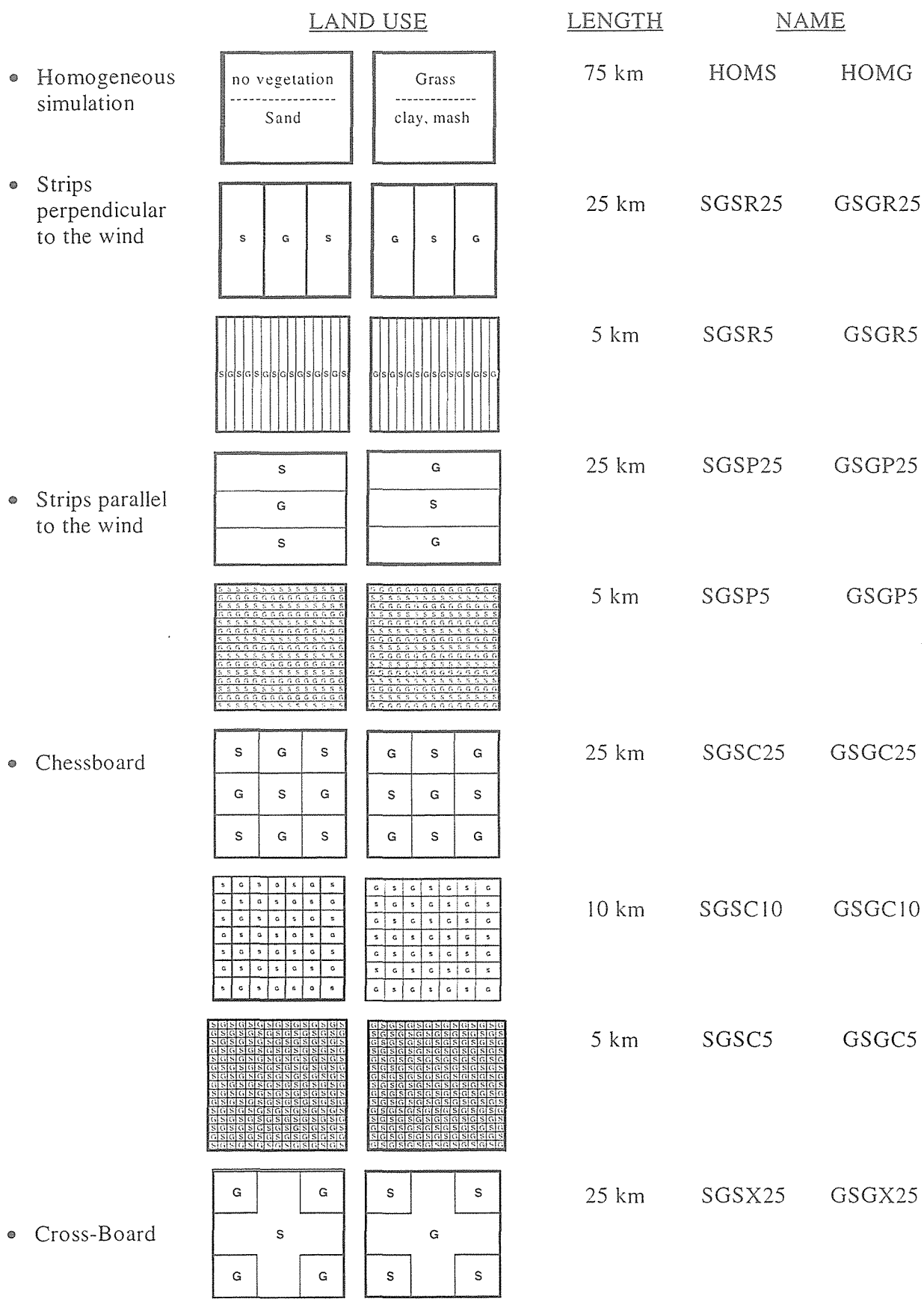


Fig. 1. Schematic view of the land-use distributions applied in the numerical experiments.

3. Design of the Numerical Experiments

The investigations are performed for different patches of a *sand /grass* mixture which differ not only in the amount but also in the heterogeneity. Sixteen simulations with heterogeneous land-surface conditions and two with homogeneous were performed. In the two simulations assuming homogeneous surface conditions, the entire domain is covered by *grass* or *sand*, respectively. These runs will be addressed as HOMG and HOMS hereafter. Eight simulations assuming heterogeneous land-surface conditions are performed with altering *sand* and *grass* strips equal in width to 25 km and 5 km, respectively. The strips are once orientated in a NS-direction perpendicular to the direction of the geostrophic wind and once in an EW-direction parallel to the geostrophic wind (Fig. 1). These runs are referred to as GSGP25, SGSP25, GSGR25, SGSR25, GSGR5, SGSR5, GSGP5, SGSP5, where G stands for *grass*, and S for *sand*, respectively. The letters P and R represent the orientation of the strips to the wind direction, namely, *parallel* and *perpendicular*. Furthermore, six simulations are carried out using a chessboard for which the squares have a length of 25 km, 10 km and 5 km (Fig. 1). These runs are referred to as GSGC25, SGSC25, GSGC10, SGSC10 (where the last east and the last south row have a 10 x 15 km² resolution), GSGC5, GSGC5, where G and S represent the *grass* and *sand* land-use as mentioned above, and C stands for *chessboard*, respectively. Two further simulations are performed with a north-south- and east-west-orientated cross which consists of five homogeneous 25 x 25 km^2 patches in the centre and four alternating 25 x 25 km^2 *sand* or *grass* patches on each corner (Fig. 1). These simulations are denoted as GSGX25 and SGSX25, respectively, where X stands for *cross*.

On summarising, the name of a simulation consists of six letters: the first three represent the land-use (GSG, SGS) while the last three letters stand for the patch size and the patch arrangement (Fig. 1). In the following discussion we use xxx representing all variations of land-use for a specific arrangement (xxxC25) or for all arrangements with a specific variation of land-use (SGSxxx).

4. The Daily-Sums of Domain-Averaged Latent Heat-Fluxes

In a recent paper, Friedrich and Mölders (1998) showed that for different degrees of surface heterogeneity the domain-averaged latent heat-fluxes may differ by several W/m² during the day. An enlargement of the latent heat-fluxes of 1 W/m² per day, however, will exceed the evapotranspiration of about 12.6 mm/a. At the *Lysimeterstation Brandis* near Leipzig (52.3°N; 12.6°E), for instance, the annual evapotranspiration amounts to 592 mm in an area with a lessivéy of loess soil and *grass*-clover-vegetation. Therefore, an error of about 10 W/(m²*d) in the daily estimate of evapotranspiration means an error of about 20.4 %/a in the annual evapotranspiration.

In this section, the influence of land-use distribution as well as patch-size on the daily- and domain-sums of latent heat-fluxes will be investigated. At noon the latent heat-fluxes calculated for the various artificial landscapes decrease with ever decreasing fractional coverage by *grass* (Tab. 1).

The largest differentials in the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes (88 W/(m²*d)) occur between the results of the simulations with a homogeneous *grass*-cover (HOMG) and those with a homogeneous *sand*-cover (HOMS). The results of all simulations assuming heterogeneous surfaces arrange themselves between these two extreme values of latent heat-fluxes. Furthermore, the largest differentials between the simulations with a heterogeneous land-cover amount about about 50 W/(m²*d). In some simulations like GSGP5, GSGC25 and SGSP5 as well as GSGC5 and SGSC10, the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes hardly differ. The daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes do not increase with increasing amounts of *grass* of the size of the *grass*-covered patches. Never-

theless, this does not mean that the latent heat-fluxes are not related to the patch-size or fractional coverage by *grass*.

Tab.1. Daily sums of domain-averaged latent heat-fluxes, domain-averaged latent heat-flux at 1200 LT, amount of *grass* and size of the largest *grass*-covered patch for all simulations.

Simulation	Daily sums of domain-averaged latent heat-fluxes (W/(m²*d))	Domain-averaged latent heat-flux at 1200 LT (W/m²)	Amount of *grass* (%)	Size of the largest *grass* covered patch (km²)
HOMG	404.6	44.9	100	5625
SGSX25	396.9	42.0	44.4	625
SGSC25	386.1	40.7	44.4	625
GSGP25	379.3	41.9	66.7	1875
SGSP25	378.5	40.0	33.3	1875
GSGR25	373.6	41.8	66.7	1875
SGSR5	370.1	41.1	46.7	375
GSGP5	368.9	40.9	53.3	375
GSGC25	368.6	40.7	55.6	625
SGSP5	368.4	40.9	46.7	375
GSGC5	366.1	40.5	50.2	25
SGSC10	366.0	40.5	48.0	150
GSGC10	361.8	40.5	52.0	150
GSGX25	358.9	39.7	55.6	3125
SGSC5	353.0	40.1	49.8	25
SGSR25	345.3	39.3	33.3	1875
GSGR5	343.9	39.5	53.3	375
HOMS	316.6	36.5	0	0

The largest deviations arise between HOMS and all other simulations, because a homogeneous dry and warm domain without vegetation partitions the incoming energy more towards higher sensible heat-fluxes than latent heat-fluxes. For small fractional coverage by vegetation, the latent heat-flux increases rapidly. The simulations with a patch orientation like a chessboard provide the smallest values of daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes at chessboard-sizes of 5 km followed by 10 km and 25 km. Surprisingly, in *sand*-majored simulations with large patch-sizes (e.g., SGSC25, SGSC10), the daily sums of domain-averaged latent heat-fluxes exceed those of their *grass*-majored counter-pairs (e.g., GSGC25, GSGC10).

Higher values of the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes are often provided by the simulation without vegetation than by those with vegetation after sunset. At that time *sand* cools much faster than *grass*, dew might fall out, i.e., the water-vapour fluxes are directed downwards. In simulations with a smaller quadratic patch size (e.g., GSGC5, GSGC5), this process might be of no impact, because the squares are too small to yield an atmospheric response (Friedrich and Mölders 1998).

In simulations with strips orientated parallel to the wind (GSGP25, SGSP25, GSGP5, SGSP5), the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes correlate with the size of the largest *grass* patch and the amount of *grass*. Here, the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes increase with the patch-sizes and the fractional coverage by vegetation in the domain.

No correlation of the latent heat-fluxes to patch-size and arrangement are found in simulations with strips perpendicular to the wind. Comparing the results of these simulations with those from the simulations with the strips parallel to the wind shows that the different orientation to the wind causes differentials in the daily sums of the domain-averaged latent

Tab. 3 The amount of cloud-water in g/kg summarized between 250 m and 450 m. The grey squares are the daily sums of the domain-averaged cloud-water, while the values below this indicate the left column minus the top row and the values above the daily sums of the domain-averaged of values are the top row subtracted from the left column, respectively. Because of space limitations, all names have been shortened to the first two letters. Therefore, the first letter stands for the dominant land-use followed by the sign of the orientation of the patch and finally the length of the patch (see Fig. 1), respectively.

*g/(kg*d)*	*SX25*	*SC25*	*SC5*	*HOMG*	*GR5*	*GC10*	*GR25*	*SR5*	*GC5*	*SP5*	*SR25*	*GP5*	*GP25*	*HOMS*	*GC25*	*GX25*	*SC10*
SX25	**13.3**	-0	-0.6	-0.67	-0.7	-0.71	-0.7	-0.7	-0.7	-0.8	-0.8	-0.8	-0.8	-0.8	-0.8	-0.8	-1
SC25	-0	**13.3**	-0.6	-0.65	-0.7	-0.69	-0.7	-0.7	-0.7	-0.7	-0.7	-0.7	-0.7	-0.8	-0.8	-0.8	-1
SC5	-0.6	-0.6	**12.7**	-0.03	-0	-0.07	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.2	-0.2	-0.4
HOMG	-0.7	-0.7	-0	**12.6**	-0	-0.04	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
GR5	-0.7	-0.7	-0	-0	**12.6**	-0.04	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
GC10	-0.7	-0.7	-0.1	-0.04	-0	**12.6**	-0	-0	-0	-0	-0	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
GR25	-0.7	-0.7	-0.1	-0.05	-0	-0.01	**12.6**	-0	-0	-0	-0	-0	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
SR5	-0.7	-0.7	-0.1	-0.06	-0.1	-0.02	-0	**12.6**	-0	-0	-0	-0	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
GC5	-0.7	-0.7	-0.1	-0.07	-0.1	-0.04	-0	-0	**12.6**	-0	-0	-0	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
SP5	-0.8	-0.7	-0.1	-0.08	-0.1	-0.04	-0	-0	-0	**12.6**	-0	-0	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
SR25	-0.8	-0.7	-0.1	-0.08	-0.1	-0.05	-0	-0	-0	-0	**12.6**	-0	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
GP5	-0.8	-0.7	-0.1	-0.08	-0.1	-0.05	-0	-0	-0	-0	-0	**12.6**	-0	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3
GP25	-0.8	-0.7	-0.1	-0.1	-0.1	-0.06	-0	-0	-0	-0	-0	-0	**12.5**	-0	-0	-0.1	-0.3
HOMS	-0.8	-0.8	-0.2	-0.14	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0	**12.5**	-0	-0	-0.2
GC25	-0.8	-0.8	-0.2	-0.14	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0	-0	**12.5**	-0	-0.2
GX25	-0.8	-0.8	-0.2	-0.15	-0.1	-0.11	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0	-0	**12.5**	-0.2
SC10	-1	-1	-0.4	-0.35	-0.3	-0.31	-0.3	-0.3	-0.3	-0.3	-0.3	-0.3	-0.3	-0.2	-0.2	-0.2	**12.3**

heat-fluxes. Note that there exists an influence of wind-direction and wind-speed on the latent heat-fluxes (Jürrens 1996) as well as on cloud and precipitation formation (Mölders 1998).

Of all the heterogeneous simulations, simulation SGSX25 provides the largest daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes although it has not got the largest amount of vegetation (Tab. 1). The slightly warmer air, due to the stronger heating of the *sand* than of the *grass,* enhances evapotranspiration. On the contrary, the 'inverse landscape' GSGX25, which has a larger fractional coverage by *grass*, provides a small daily sum of the domain-averaged latent heat-fluxes because of the slightly cooler air in the lower ABL.

5. The Impact of Land-Use Distribution on Cloudiness

Different surface heterogeneity may yield to differences in water balances, a modified water supply to the atmosphere, and an altered temporal and spatial development of clouds. In this section, focus is on the development of clouds. In the synoptic situation simulated here, cloud bases are at a height of 250m and cloud tops are located at a height of 450 m above sea level (Note: the model basis is at sea level). In all simulations, the sky is totally cloudy during the whole simulation time (0000-2400 LT). In the two simulations assuming a homogeneous surface, the cloud-water mixing ratios are horizontal-uniformly distributed, for instance, in HOMG 0.124 g/kg and 0.557 g/kg at a height of 250 m and 450 m, respectively. In HOMS, the cloud-water amounts 0.108 g/kg and 0.556 g/kg at a height of 250 m and 450 m, respectively. Hence, all deviations from these distributions of cloud-water can be related to different land-use distributions. With increasing length of time, secondary differences may arise due to the differences in cloudiness, insolation and hence, modified evapotranspiration, as well as at differences in the advection of momentum, heat and moisture.

In section 5.1, the response of cloud-water to the underlying surface is exemplarly discussed at different levels for 1200 LT (Fig. 2). In section 5.2, focus is on the vertical cloud-water distribution (Figs. 3, 4.). In section 5.3, the temporal development of cloud-water is discussed (Figs. 5, 6).

No convincing response is found in simulations with strips parallel or perpendicular to the wind, independent of the strip size (xxxP25, xxxR25, xxxP5, xxxR5), as well as in simulations with a patch size of 5 km (xxxC5).

5.1. Horizontal Distribution of Cloud-Water

The cloud-water distribution obtained by the two homogeneous simulations (HOMG, HOMS) suggest that a homogeneous surface may lead to a homogeneous cloud-water distribution. Therefore, all structures in the distributions of cloud-water are due to the land-use distribution. In the following discussion, we focus on the height with the largest amount of cloud-water, which is 450 m. As pointed out above, in the simulation without vegetation at a height of 450 m, the amount of cloud-water (HOMS 0.557 g/kg) hardly differs from that in the simulation with vegetation (HOMG 0.556 g/kg).

Not all the simulations performed with heterogeneously covered surfaces show a clear response caused by the interactions between the neighbouring patches. Figure 2 shows an example of how cloud-water distribution may depend on land-use distribution.

Focusing on simulation SGSX25 in Fig. 2b, higher values of cloud-water were found above the homogeneous strip of *sand* oriented from west to east in the middle (between kilometre 25 and 50 in N-S-direction). Here, the larger sensible heat-fluxes, among others, enhance convection. The maximum of cloud-water occurring over the sandy patches can be explained as follows. The air lifts over the sandy patches and is replaced by moist air from the neighbouring *grass* patches that evapotranspirate at a higher rate than the sandy patches.

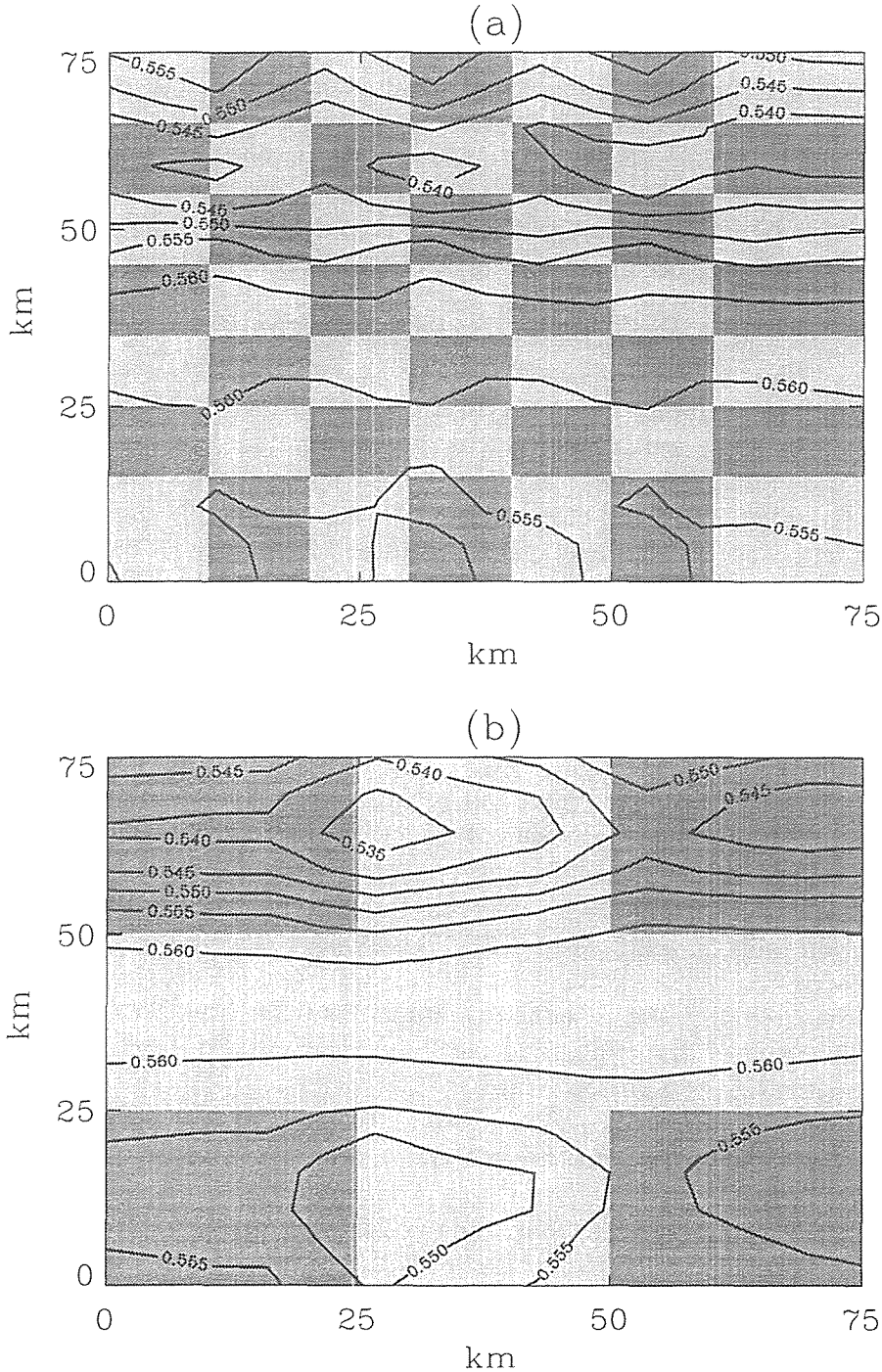


Fig. 2. Distribution of cloud-water mixing ratio at 1200 LT at a height of 450 m for the simulations (a) SGSC10 and (b) SGSX25, respectively. Grey patches indicate *grass* and light grey patches indicate *sand*, respectively.

Over the whole domain, there is a steady flow of 7m/s exist from west-southwest. On the other hand, there are lower values of cloud-water above the *sand* patches in the northern part (between km 50 to 75 in a NS-direction and km 25 to 50 in an EW-direction) and the southern part (between km 0 and 25 in a NS-direction and km 25 to 50 in an EW-direction) and there exist higher values above the *grass* patches at the northern and southern edges. This structure can be explained by advective effects. The different water supply is obvious slightly at a height of 450 m after the boundary between *grass* and *sand*. In the northern part as well as in the southern part, the amount of cloud-water decreases behind the patch covered by *grass* with 0.005-0.020 g/kg and increases after passing the *sand* 25 km long part with up to 0.010 g/kg.

Moisture convergence increases above the vegetationless parts. Therefore, the higher cloud-water values exist above the last passed *grass* covered corners.

Generally, in the case of heterogeneous surfaces, it seems that the vegetationless part creates a higher amount of cloud-water. However, on the contrary, the latent heat-flux of *grass* is larger than that of *sand*. Strong convection is found above *sand* patches. Only horizontal advection at the 450 m level and some interactions between the processes associated with the respective neighbouring patches yield in higher or lower values of cloud-water (e.g. Fig. 2b).

In GSGC10 (Fig. 2a), the amount of cloud-water is generally less than in the two simulations assuming homogeneous surfaces (HOMG and HOMS). In the northern strip going from west to east, the underlying surface clearly leads to an increase and a decrease of cloud-water after passing either a part with a *grass* or a *sand* surface. Further southwards, a direct decrease in the cloud-water mixing ratios is found above the *grass*-covered surface. The air with these lower amounts of cloud water is transported eastwards after passing a *grass* patch (similar as shown in Fig. 2b). In the middle east-west-orientated part of the domain (between 25 to 50 km in S-N-direction), there exist the highest values of cloud-water and a wave-like structure is formed (Fig. 2b). It seems that in this part and in the further northern and southern east-west orientated strip, the cloud-water distribution behaves as if the underlying land-use were homogeneous in this part. The amount and structure of cloud-water between 25 and 40 km in a NS direction is the same as in Fig. 2b. Therefore, a response is seen, but one cannot ascertain which type of land-use or which of the 10-km-by-10-km patches creates what amount of cloud-water.

5.2. Vertical Distribution of Cloud-Water

The amount of cloud-water increases from the lowest cloud-level at 250 m height to the highest cloud-level at a 450-m height by up to 0.4 g/kg. If, in the cloud-water distribution, structures are clearly visible at 250 m, they will disappear at higher levels and new structures will build up at 450 m. The largest changes in the cloud-water distribution with height are illustrated in Figs. 3 and 4.

In contrast to Fig. 2b, which represents the inverted patch arrangement of *grass* and *sand*, a flowing structure dominates in Fig. 3. In Fig. 3a, the maximum of cloud-water is found in the middle east-west-orientated strip. It is more than 0.020 g/kg higher than at the edges. It seems that this middle *grass* strip governs the distribution of cloud water at the northern and southern edges. Only in horizontal direction at 20 and 60 km in a north-south direction does an independent (from the middle *grass* strip) patch arrangement develop. The large and dominant amount of *grass* in the middle of GSGX25 provides less water vapour to the lower ABL than SGSX25 because of the slightly cooler air. Therefore, less cloud-water develops. The lower values of cloud-water over the *sand* patches at the corners can be explained by the overall lower relative humidity in this simulation and the slightly warmer air over the *sand* than over the *grass* which results in higher cloud bases above ground (Fig. 3b). Over the *grass* cross, more water evapotranspirates. A steady lifting (with no disturbance by a change in the underlying land-use) supports the formation of the maximum of cloud-water.

At 450 m, the cloud-water distribution has its maximum of 0.560 g/kg at the edges and its minimum of 0.515 g/kg at the interface between *sand* and *grass* at kilometre 50 in a NS direction (Fig. 3b.). A maximum of cloud-water occurs above the southern *sand-grass* boundary. A minimum of cloud-water exists at the interface of *grass-sand* at km 50 in an EW direction. Comparing Fig. 3b with Fig. 2b shows that not only the increased water-vapour supply but also the development of convective cells plays the important role. One sees that only small land-use changes -- for example, a change in the rotation of crops without a change in patch size -- leads to such a different development in clouds.

In the cloud-water distribution shown in Fig. 4b, considering the northern-, middle- and southern east-west-orientated strips, the higher values of cloud-water are found directly

over the northern and southern strips where more patches with vegetation exist than over the middle strip. When the wind passes over the alternating *grass* and *sand* patches, it seems that the cloud-water structures start to mix together.

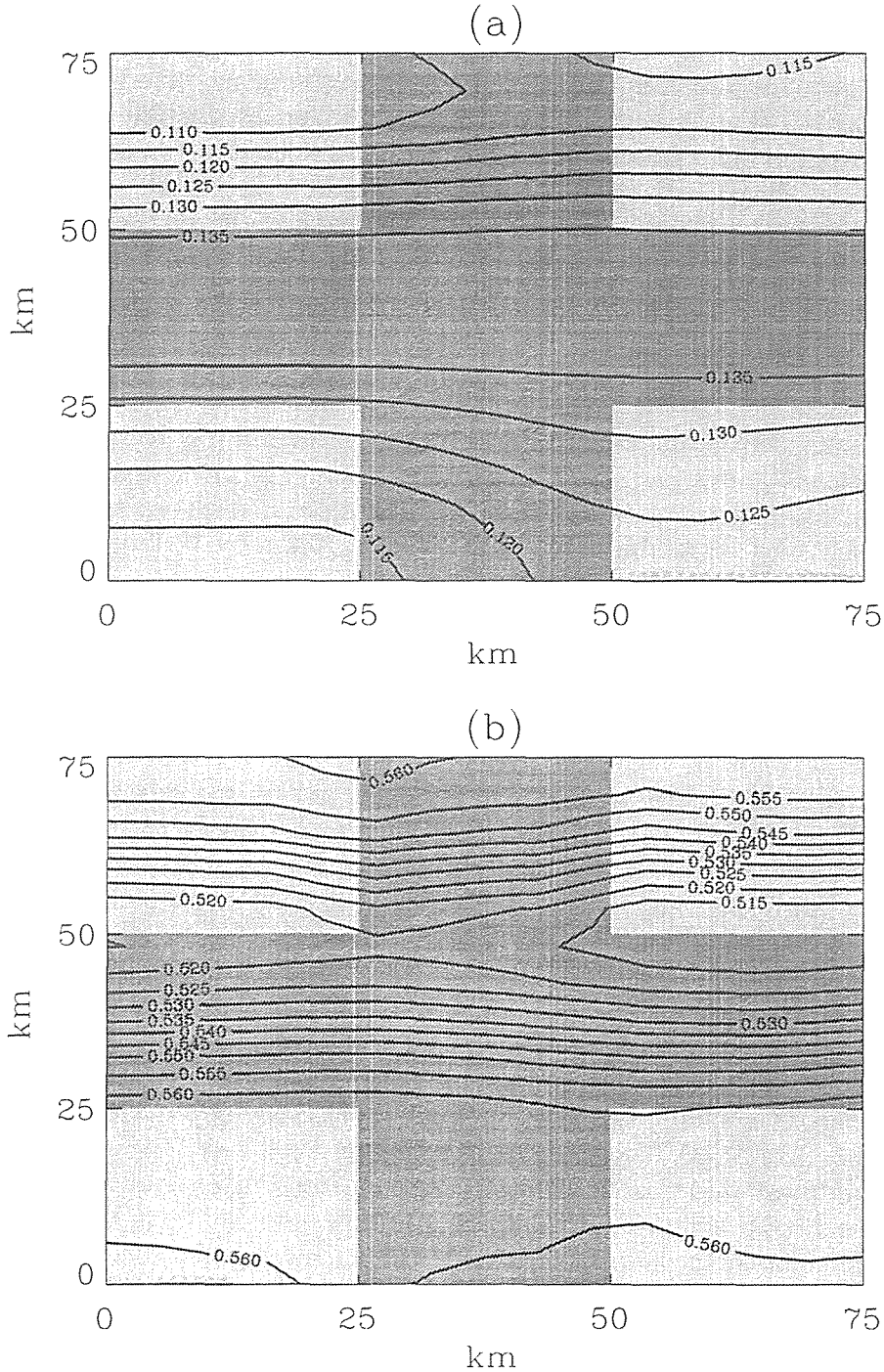


Fig. 3. Like Fig. 2, but distribution of cloud-water mixing ratio at 1200 LT for GSGX25 at (a) 250 m and (b) 450 m height, respectively.

At a height of 450 m, structures are similar to those in Fig. 2b. Surprisingly, over the heterogeneous strip in the middle (0 to 75 km in an east-west direction and 25 to 50 km in a north-south direction), the cloud-water distribution provides no response to the underlying surface, while at the edges it does. If the moisture convergence is strong, clouds can build over the *sand*-dominated parts in the middle. On the other hand, above the northern and southern *sand*

patches (similar to Fig. 2b), the minimum of cloud-water goes along with the maximum of sensible heat-flux. This is due to the dominance of the surrounded *grass* patches and advective effects.

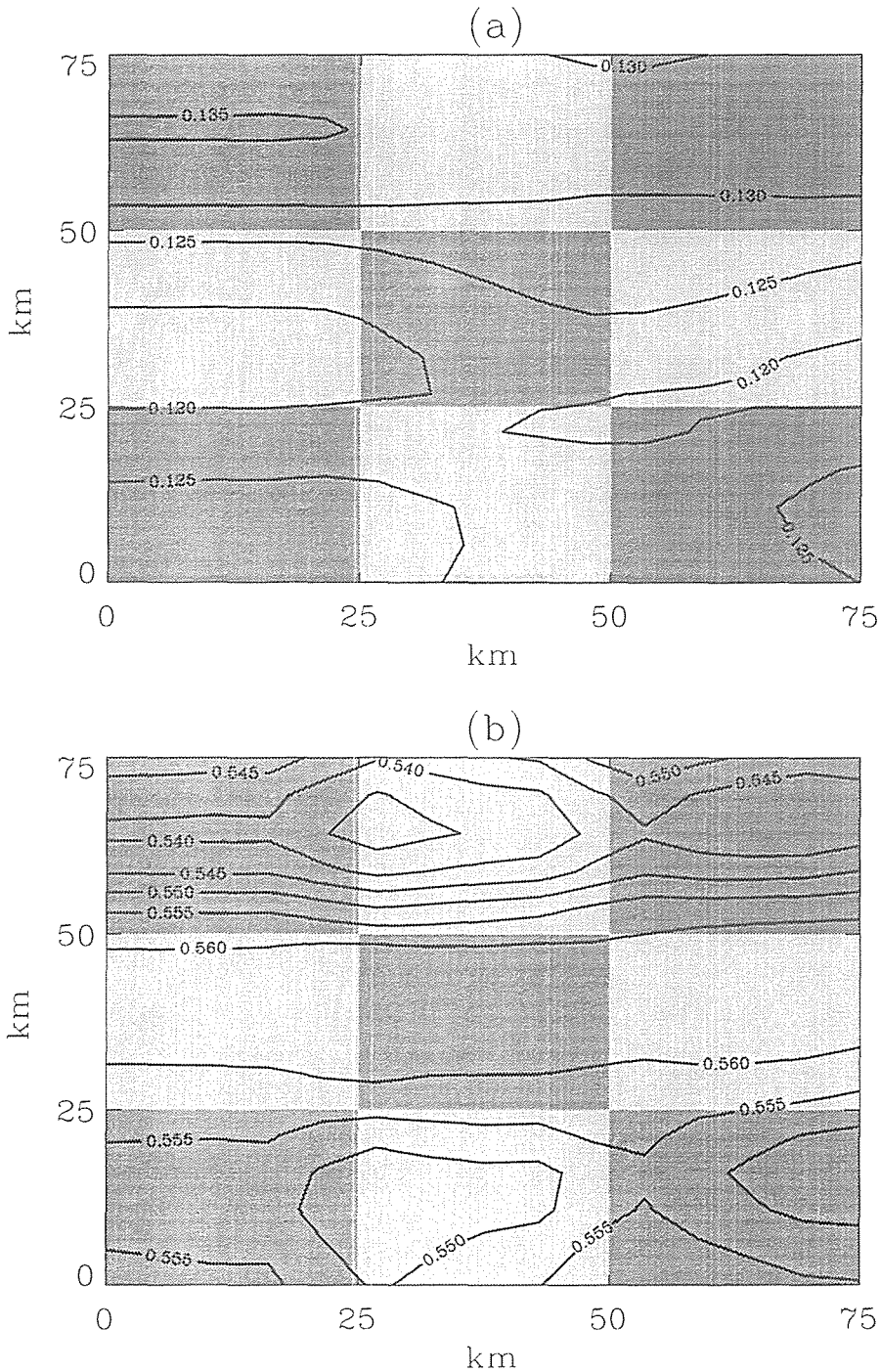


Fig. 4. Like Fig. 2, but distribution of cloud-water mixing ratio at 1200 LT for GSGC25 at (a) 250 m and (b) 450 m height, respectively.

5.3. Temporal Development of Cloud-Water Distribution

In this subsection, we consider the temporal cloud-development (Fig. 5, Fig. 6) and the amount of daily sums of the domain-averaged of cloud-water between the level of 250 m and

450 m (Tab. 3), which can be related to the evapotranspiration over the 24 hours of simulation (Tab. 2).

When comparing the amount of cloud-water at a height of 450 m in simulation SGSC10 at 1200 LT (Fig. 2a), 1500 LT (Fig. 5a) and 1800 LT (Fig. 5b), a clear response of the cloud-water mixing ratios to the heterogeneity of the underlying surface can be found at 1200 LT.

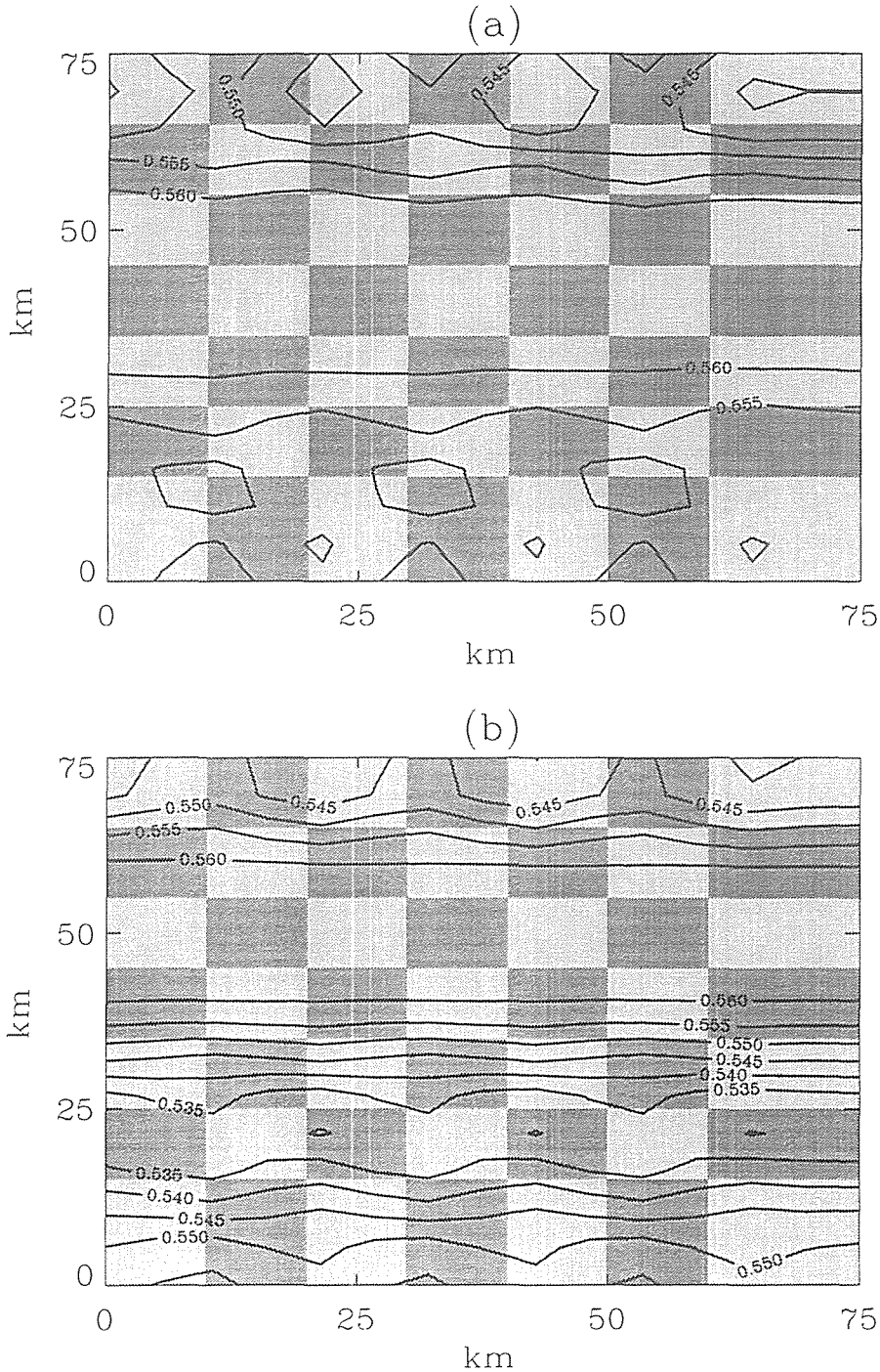


Fig. 5. Like Fig. 2, but distribution of cloud-water mixing ratio for SGSC10 at a height of 450 m at (a) 1500 LT and (b) 1800 LT, respectively. Note that the cloud-water distribution at 1200 LT for the same simulation in the same height is shown in Fig. 2.

The amount of cloud water goes along with the net radiation and, therefore, with the magnitude of the sensible and latent heat-fluxes. The increased latent heat-fluxes enhance cloud formation (positive feedback). Later on, this enhanced cloudiness reduces insolation and

hence the fluxes of sensible and latent heat (negative feedback), which again lead to less cloud water formation.

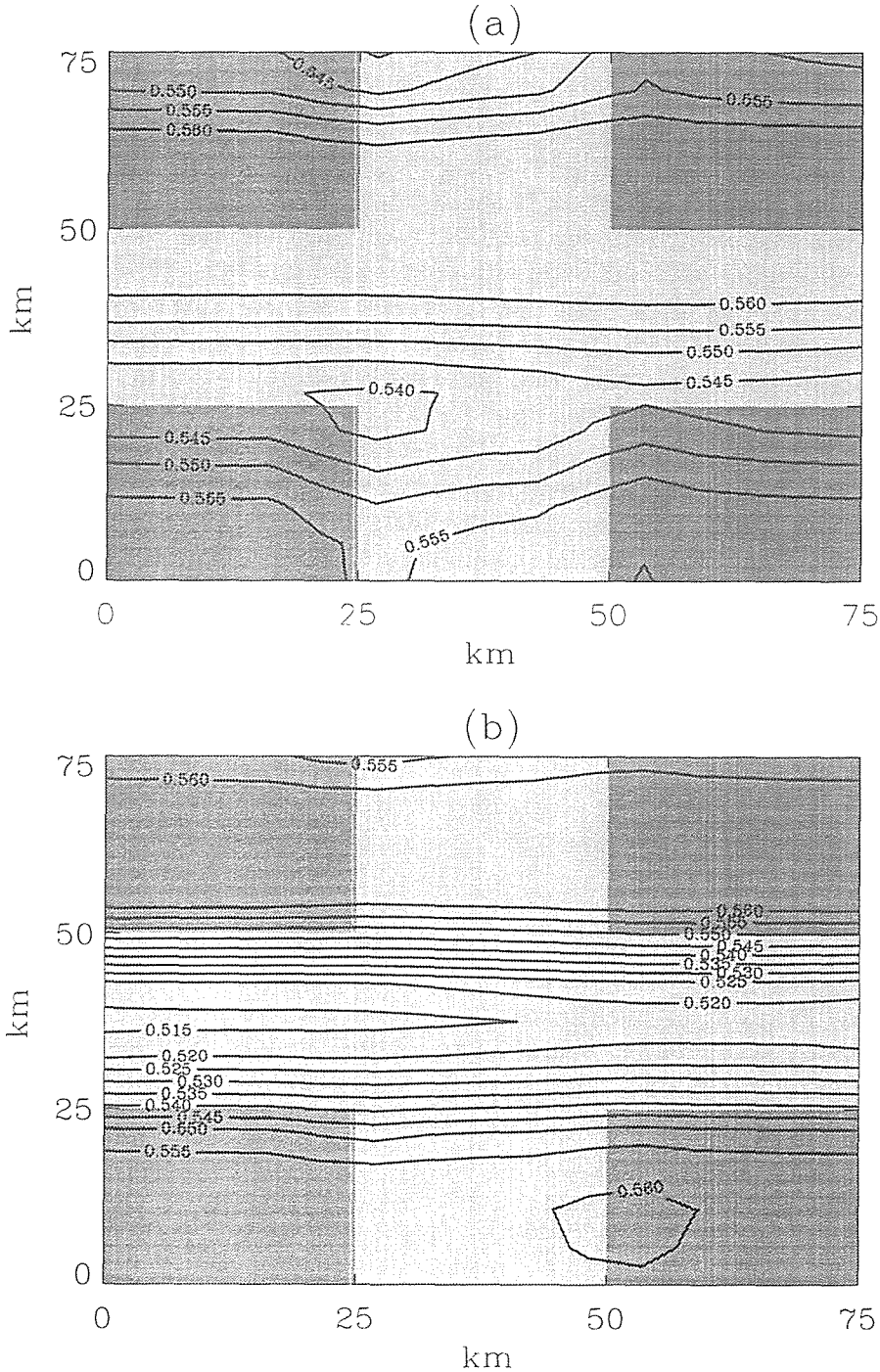


Fig. 6. Like Fig. 2, but distribution of cloud-water mixing ratio for simulation SGSX10 at a height of 450 m at (a) 1500 LT and (b) 1800 LT, respectively. Note that the cloud-water distribution at 1200 LT for the same simulation in the same height is shown in Fig. 2.

During all simulations the sun rises at 0600 LT. The maximal net radiation appears at 1200 LT. Furthermore, the maximum of the domain-averaged latent heat-fluxes of SGSC10 appears at 1300 LT with about 42 W/m² (Friedrich and Mölders, 1998). The maximum of the domain averaged sensible heat-flux appears also at 1300 LT. This maximum fits perfectly with the increase of cloud-water maximum of 0.56 g/kg from 1200 LT to 1500 LT.

Between 1200 LT and 1500 LT the maximum of cloud-water (0.560 g/kg) reaches from a 20-km strip in the middle at 1200 LT (Fig. 2a) to a 30-km strip at 1500 LT (Fig. 5a). The square patches with lower values of cloud-water are forced north- and southwards, respectively. Between 1500 LT and 1800 LT the amount of cloud-water decreases with the decrease of the domain-averaged latent heat-flux ($\Delta LE = 29$ W/m²).

A similar behaviour in the distribution of cloud-water patches with processing time occurs in SGSX25. At 1200 LT (Fig. 2b), patches with large amounts of cloud-water are found in the northern and southern parts above the *sand* patches (Fig. 2b). These large cloud-water mixing ratios can be lead back to the formation of strong upward motions above the *sand* and a horizontal flow from the neighbouring *grass* patches (see subsection 5.1). The maximum in the amount of cloud-water occurring in the middle *sand* strip resembles a maximum in sensible heat-flux at 1200 LT above the *sand* strip and a maximum in latent heat-flux above the *grass*-corners (Friedrich and Mölders, 1998). In the northern and southern *sand* patches, the latent heat-fluxes increase slightly behind kilometre 40 in an east-west direction. The amount of cloud-water increases until 1500 LT (Fig. 6a). This increase goes along with the maximum in the domain-averaged latent heat-flux at 1300 LT. It might continue at the expense of clearly developed cloud-water patches caused by the heterogeneity of the underlying land-use, which have nearly vanished at 1500 LT (Fig. 6a). At 1200 LT, the maximum of cloud-water occurring above the *sand* strip in an EW-direction at the interface between vegetation and *sand* at kilometre 40 to 60 in a NS direction is displaced northwards with processing time, followed by the minimum of cloud-water (0.545-0.540g/kg) between kilometre 20 to 30 in a NS direction. The strong vertical motion occurring over the *sand* breaks down in the late afternoon. Therefore, a displacement of the maximum of cloud-water is expected towards the *grass*-covered parts. Accordingly, the highest values of cloud-water occur at 1800 LT in the *grass*-covered parts, while over the sandy parts the cloud-water amount decreases rapidly. Surprisingly, in the northern and southern parts the *sand* patches have no influence on the amount cloud-water at 450 m height.

5.3.1. The Daily Sums of Domain-Averaged Cloud-Water

When comparing the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes (Tab. 2) with those of cloud-water (Tab. 3), a correlation is found between the water vapour supply to the atmosphere by turbulent latent heat-fluxes and the amount of cloud-water in simulation SGSX25 and SGSC25. For instance, SGSX25 (Figs. 2a, 6a, b) evapotranspirates the second highest amount of water and is the simulation with the largest amount of cloud-water during the whole day and at all levels.

Although simulations SGSX25 (44.4 % *grass*), SGSC25 (44.4 % *grass*) as well as SGSC5 (49.8 % *grass*) have less vegetation compared to the simulation with a homogeneous *grass* cover HOMG (100 % *grass*), the amount of daily sums of the domain-averaged cloud-water is much higher due to the enhanced convection. On the other hand, the counterparts of these simulations, namely, GSGC25 (55.6 % *grass*), and GSGX25 (55.6 % *grass*) provide the same amount of cloud-water as HOMS. The differential in the daily sums of the domain-averaged cloud-water between GSGC25 and GSGX25 to SGSC25 and SGSX25 exceeds 0.8 g/(kg*d). These differences suggest that not the amount of land-use, but the land-use distribution plays the major role in the development of cloud structures.

The results of GSGC10 and SGSC10 are similar to those of the simulations which assume nearly the same amounts of *grass* (52 % *grass* and 48 % *grass*, respectively). Here the differential in the daily sums of the domain-averaged cloud-water is about 0.31 g/(kg*d). The greater importance of the land-use distribution than that of the fractional coverage by vegetation is also manifested by the differences in the daily sums of the domain-averaged cloud-water between HOMG and HOMS, which is only 0.14 g/(kg*d), although *grass* evapotranspirates more water than *sand*.

Tab. 2. Differentials of all simulations. The grey squares are the daily sums of the domain-averaged latent heat-flux, while the values below this indicate the left column minus the top row and the values above the daily- and domain-sums of values are the top row subtracted from the left column, respectively. Because of space limitations, all names have been shortened to the first two letters. Therefore, the first letter stands for the dominant land-use followed by the sign of the orientation of the patch and finally the length of the patch, respectively.

*W/(m²*d)*	*HOMG*	*SX25*	*SC25*	*GP25*	*SP25*	*GR25*	*SR5*	*GP5*	*GC25*	*SP5*	*GC5*	*SC10*	*GC10*	*GX25*	*SC5*	*SR25*	*GR5*	*HOMS*
HOMG	**404.6**	-7.7	-18.5	-25.3	-26.1	-31	-35	-36	-36	-36	-39	-39	-42.8	-45.7	-52	-59.3	-61	-88
SX25	-7.7	**396.9**	-10.8	-17.6	-18.4	-23.3	-27	-28	-28.3	-29	-31	-31	-35.1	-38	-44	-51.6	-53	-80
SC25	-18.5	-10.8	**386**	-6.8	-7.6	-12.5	-16	-17	-17.5	-18	-20	-20	-24.3	-27.2	-33	-40.8	-42	-70
GP25	-25.3	-17.6	-6.8	**379**	-0.8	-5.7	-9.2	-10	-10.7	-11	-13	-13	-17.5	-20.4	-26	-34	-35	-63
SP25	-26.1	-18.4	-7.6	-0.8	**379**	-4.9	-8.4	-9.6	-9.9	-10	-12	-13	-16.7	-19.6	-26	-33.2	-35	-62
GR25	-31	-23.3	-12.5	-5.7	-4.9	**374**	-3.5	-4.7	-5	-5.2	-7.5	-7.6	-11.8	-14.7	-21	-28.3	-30	-57
SR5	-34.5	-26.8	-16	-9.2	-8.4	-3.5	**370**	-1.2	-1.5	-1.7	-4	-4.1	-8.3	-11.2	-17	-24.8	-26	-54
GP5	-35.7	-28	-17.2	-10.4	-9.6	-4.7	-1.2	**369**	-0.3	-0.5	-2.8	-2.9	-7.1	-10	-16	-23.6	-25	-52
GC25	-36	-28.3	-17.5	-10.7	-9.9	-5	-1.5	-0.3	**369**	-0.2	-2.5	-2.6	-6.8	-9.7	-16	-23.3	-25	-52
SP5	-36.2	-28.5	-17.7	-10.9	-10.1	-5.2	-1.7	-0.5	-0.2	**368**	-2.3	-2.4	-6.6	-9.5	-15	-23.1	-25	-52
GC5	-38.5	-30.8	-20	-13.2	-12.4	-7.5	-4	-2.8	-2.5	-2.3	**366**	-0.1	-4.3	-7.2	-13	-20.8	-22	-50
SC10	-38.6	-30.9	-20.1	-13.3	-12.5	-7.6	-4.1	-2.9	-2.6	-2.4	-0.1	**366**	-4.2	-7.1	-13	-20.7	-22	-49
GC10	-42.8	-35.1	-24.3	-17.5	-16.7	-11.8	-8.3	-7.1	-6.8	-6.6	-4.3	-4.2	**362**	-2.9	-8.8	-16.5	-18	-45
GX25	-45.7	-38	-27.2	-20.4	-19.6	-14.7	-11	-10	-9.7	-9.5	-7.2	-7.1	-2.9	**359**	-5.9	-13.6	-15	-42
SC5	-51.6	-43.9	-33.1	-26.3	-25.5	-20.6	-17	-16	-15.6	-15	-13	-13	-8.8	-5.9	**353**	-7.7	-9.1	-36
SR25	-59.3	-51.6	-40.8	-34	-33.2	-28.3	-25	-24	-23.3	-23	-21	-21	-16.5	-13.6	-7.7	**345**	-1.4	-29
GR5	-60.7	-53	-42.2	-35.4	-34.6	-29.7	-26	-25	-24.7	-25	-22	-22	-17.9	-15	-9.1	-1.4	**344**	-27
HOMS	-88	-80.3	-69.5	-62.7	-61.9	-57	-54	-52	-52	-52	-50	-49	-45.2	-42.3	-36	-28.7	-27	**317**

6. Summary and Conclusion

Under the meteorological situation assumed in this case study, an obvious relationship exists between the development or the underlying surface and the distribution of cloud-water for a homogeneous patch size of 25 by 25 km². Herein, the land-use pattern may be squares, crosses or diamonds, but not strips which are parallel or perpendicular to the wind. Patch sizes between 25 by 25 km² and 10 by 10 km² provide a response which cannot clearly be related to the underlying surface, while simulations with a patch size smaller than 10 by 10 km² do not show any response to the land-use distribution. The amount of cloud-water does not depend primarily on the amount of a certain land-use. Large *sand* patches are able to force the required upward motions due to large fluxes of sensible heat. Nevertheless, adjacent wet patches are necessary to provide sufficient moisture by latent heat-fluxes for cloud formation over the *sand* patches (moisture convergence). Furthermore, all together, the amount of land-use, the distribution and the interaction between the neighbouring patches are responsible for the cloud-water distribution at a certain level.

Additionally, the amount of cloud-water also agrees with the maximum of latent- and sensible heat-flux and with the radiation heat-flux. Therefore, the amount of cloud-water, independent of the patch size and arrangement, increases until 1200 or 1300 LT, which goes along with the maximum of latent and sensible heat-fluxes, and decreases toward the evening hours. The structure of the cloud-water distribution changes depending on the patch arrangement and patch size in the course of time.

A relation between the maximum of the daily sums of the domain-averaged latent heat-fluxes and the maximum of the amount of cloud-water (Tabs. 2, 3) is only found in SGSX25 and SGSC25. In all other simulations, the amount of cloud-water and the cloud structures seem to have no obvious dependency on the land-use distribution. Furthermore, simulations with well-balanced equal parts of wet/cool and dry/warm parts that supply water-vapour and heat have higher daily sums of domain-averaged cloud-water. The results of GSGC25 (55.6 % *grass*) and GSGX25 (55.6 % *grass*), which have the same percentage of *grass* and *sand* but different land-use distribution, prove that in some cases the land-use distribution may be of much more importance than the amount of land-use for the daily amount of cloud-water. This fact is also substantiated by the results of simulations where the percentage of land-use differs only slightly (e.g. GSGC10 and SGSC10 with 52 % *grass* and 48 % *grass*, respectively). Despite nearly the same percentage of land-use, the daily sums of domain-averaged cloud-water differ about 0.31 g/(kg*d).

7. Acknowledgements

This study was supported financially by the DFG under contracts Mo770/1-1 and Mo770/1-2 and by the BMBF under contract LT2.D.2. Furthermore, we thank Dr. Christoph Jacobi for his helpful remarks and suggestions.

8. References

Anthes, R.A., 1984. Enhancement of convective precipitation by mesoscale variations in vegetative covering in semiarid regions. *J. Clim. and Appl. Met.* **23**, 541-554.

Avissar, R., R.A. Pielke, 1989. A parameterization of heterogeneous land surface for atmospheric numerical models and its impact on regional meteorology. *Mon. Wea. Rev.* **117**, 2113-2136.

Deardorff, J.W., 1978. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with

inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Res.* **84C**, 1889-1903.

Eppel, D.P., H. Kapitza, M. Claussen, D. Jacob, W. Koch, L. Levkov, H.-T. Mengelkamp, N. Werrmann, 1995. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications. *Contrib. Atmos. Phys.* **68**, 15-41.

Friedrich, K., Mölders, N., 1998. A numerical case study on the sensitivity of the water and energy fluxes to the heterogeneity of the distribution of landuse. In: Raabe, A., Arnold, K., Heintzenberg, J., Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (III), Wiss. Mitt., 55-74.

Jürrens, R. 1996. Parametrisierung der Gebietsverdunstung zur Verwendung in meso- und makroskaligen meteorologischen Simulationemodellen. *Berichte des Instituts für Meterorologie und Klimatologie der Universität Hannover*, **53**

Kapitza, H., D.P. Eppel, 1992. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests. *Contr. Phys. Atmos.* 65, 129-146.

Kramm, G., R. Dlugi, D.J. Dollard, T. Foken, N. Mölders, H. Müller, W. Seiler, H. Sievering, 1995. On the dry deposition of ozone and reactive nitrogen compounds. *Atmos. Environ.* 29, 3209-3231.

Mahrt, L., J. Sun, D. Vickers, J.I. MacPherson, J.R. Pederson, 1994. Ozone fluxes over patchy cultivated surface. *J. Geophys. Res.* **100D**, 23125-23131.

Mölders, N., A. Raabe, 1996. Numerical investigations on the influence of subgrid-scale surface heterogeneity on evapotranspiration and cloud processes. *J. Appl. Meteor.* **35**, 782-795.

Mölders, N., G. Kramm, M. Laube, A. Raabe, 1997. On the influence of bulk parameterization schemes of cloud relevant microphysics on the predicted water cycle relevant quantities - a case study. *Meteorol. Zeischr.* **6**, 21-32.

Mölders, N., 1998. On the influence of the geostrophic wind direction on the atmospheric response to landuse changes. In: Raabe, A., Arnold, K., Heintzenberg, J., Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (III), Wiss. Mitt., 35-54.

Shuttleworth, W.J., 1991. Insight from large-scale observational studies on land/atmosphere interactions. *Surveys in Geophysics* 12, 3-30.

Address of the authors:

LIM - Institut für Meteorologie
Universität Leipzig
Stephanstraße 3
04103 Leipzig
Germany

A Mesoscale Atmospheric Model Combining Meteorology, Chemistry, Biology, and Heterogeneity

D. Hinneburg, N. Mölders

Abstract

A mesoscale non-hydrostatic atmospheric model was extended by including both a chemical transport module (*CTM*) for the chemical triade NO, NO_2, and O_3, and an explicit surface-subgrid module (*ESSM*) for a subscale resolution of the topographical surface.

CTM: The simulated time-dependent concentration fields result from the following processes involved: anthropogenic emission at different heights, biogenic emission, dry deposition on the receptive surface, chemical reactions, turbulent diffusion, and passive transport according to the model dynamics. The calculations in the lowest model layer, usually treated as a constant-flux layer, are now performed on a vertical subgrid that was inserted to better resolve the often observed high concentration gradients within the surface layer.

ESSM: Moreover, an equidistant horizontal-subgrid is introduced for finer resolving the topography. The surface fluxes of momentum, sensible and latent heat, long-wave radiation, soil heat flux and wetness as well as the surface-energy balance are calculated in the usual approximations, however, employing the individual surface and soil properties of the subgrid cells. The averaged subgrid quantities serve as boundary values required for the model-grid calculations. Within the CTM the ESSM method leads to an intersection of the horizontal ESSM subgrid and the vertical CTM subgrid.

Preliminary results representing an interim realization state of the ESSM demonstrate partially strong changes of the dry deposition rates caused by subgrid-resolved surface properties.

Zusammenfassung

Ein mesoskaliges nicht-hydrostatisches Atmosphärenmodell ist um ein Chemie-Transport-Modul (*CTM*) zur Berücksichtigung der Triaden-Komponenten NO, NO_2 und O_3 sowie um ein Verfahren zur verfeinerten Auflösung der topographischen Unterlage (explicit surface-subgrid modul *ESSM*) erweitert worden.

CTM: Die simulierten zeitabhängigen Konzentrationsfelder sind das Resultat folgender modellierter Prozesse: Anthropogene Emission in verschiedenen Höhenschichten, biogene Emission, trockene Deposition (Rezeption), die speziellen chemischen Umwandlungen, turbulente Diffusion und passiver Transport. Da der Schwerpunkt der Prozesse und die höchsten Konzentrationsgradienten innerhalb der bodennahen ersten Modellschicht vorliegen, werden die Berechnungen in dieser Schicht auf einem verfeinerten vertikalen Untergitter durchgeführt.

ESSM: Unabhängig von den Eigenheiten des CTM wird für alle untergrundbezogenen meteorologischen Größen ein regelmäßiges horizontales Untergitter zwecks Berücksichtigung des subskalig aufgelösten topographischen Untergrundes eingeführt. Auf diesem Untergitter

werden in den bisherigen Näherungen alle Oberflächenflüsse für Impuls, fühlbare und latente Wärme, langwellige Strahlung, der Bodenwärmefluß, die Bodenfeuchte sowie die Energiebilanz am Boden berechnet. Die über die Untergitterzellen gemittelten Werte dienen den weiteren Berechnungen im normalen Modellgitter als die erforderlichen Randwerte. Innerhalb des CTM führt die ESSM-Methode zu einer Überlagerung des vertikalen CTM-Untergitters mit dem horizontalen Untergitter des ESSM.

Erste Simulationsergebnisse, die dem derzeitigen Stand in der Realisierung des ESSM entsprechen, erbringen teilweise stark veränderte Depositionsraten infolge der Berücksichtigung der horizontal feiner aufgelösten Topographie.

1. Introduction

The gap between the spatial resolution of model results desired on the one side, and the limited capacities of customary computers on the other side, is permanently open for each modeller, especially in chemistry transport modelling. However, there are questions which by all means require some special effort to force up the effective model resolution. One member of this group is represented by the emission-deposition-chemistry simulations, which are the subject just of this paper.

The processes mentioned are entangled in the turbulent and immanent peculiarities of the local surface type. Indeed, the biogenic and also the anthropogenic emissions of trace gases arise from the narrow surface layer, and the dry deposition is decisively controlled by the foliage receptivity. Consequently, the horizontal variation of the relevant processes and quantities follows the real surface heterogeneity. Even in the vertical direction the fluxes of the trace gases do not agree with the constant-flux approach due to the sources and sinks by emissions and chemical reactions (e.g., Kramm, 1989; Spindler et al., 1996).

To meet the requirements for a higher grid resolution, several techniques have been utilized by different authors. Model nesting as the most expensive procedure employs the fine grid of the innermost model of a hierarchy of interacting models with increasing mesh size and extent of the respective model areas (e.g., Bigalke, 1992; Jacobs et al., 1995). The nesting method in general establishes an excess of grid points at sites, where it would be dispensable. Multi-scale modelling represents a second method, which also uses a grid hierarchy, however, in the form of a monolithic model (e.g., Kumar and Russel, 1996). Here, the possible splitting of processes onto the different grids proves to be advantageous.

A much more efficient, but rather radical way is to confine a subgrid to the lowest model layer and to apply it exclusively to the vertical fluxes. The method (Seth et al., 1994; Mölders et al., 1996) which is persued in detail in chapter 2, presumes at the first calculation height minimal deviation (a) from horizontal homogeneity between the subgrid cells and (b) from the vertical local equilibrium in the subgrid cells. Thus, the local vertical fluxes of the subgrid cells should form an averaged flux for the grid cell just at that height (middle of the lowest model layer). The main advantage of this economical method originates from the very high resolution of the complete model surface and from the sparse resolution in higher regions.

The model basis for the present work is given by the mesoscale non-hydrostatic atmospheric model GESIMA (Kapitza and Eppel, 1992; Eppel et al., 1995). This model (see chapter 2.1) was extended by a proper chemical transport module (chapter 2.2) and by the explicit surface-

subgrid method (chapter 2.3). In the chemical transport module, an intersection between the immanent vertical subgrid and the explicit horizontal subgrid occurs for the calculation of the trace gas concentrations and fluxes (chapter 2.4). The actual degree of the partial realization of this intersection, nevertheless, allowed the accomplishment of simulations with and without inclusion of subgrid treatment. The comparison of the results gives signs of striking subscale-effects as to the deposition rates spatially averaged on the subgrid scale. Moreover, in future, the intended consequent realization of the grid intersection will enable an explicit spatial disaggregation of the deposition results on the subgrid resolution.

The underlying model region has an extension of 100 km x 70 km and is located with its north boundary line between the southeastern suburbs of Berlin and the town Frankfurt/Oder. Figures 1 and 2 show the distribution of land use classes with resolutions of 5 km x 5 km (grid) and 1 km x 1 km (subgrid), respectively. The data serve as direct input for the simulations on the corresponding scale. It is obvious from the fine-structures of Fig. 2, that subgrid treatment would achieve higher validity than standard-grid simulation.

2. Model Description

2.1. Basic Model

The mesoscale non-hydrostatic atmospheric model GESIMA (Kapitza and Eppel, 1992; Eppel et al., 1995) has been applied to a lot of meteorological problems preferably on scales of 5 km to 1 km mesh size (e.g., Mengelkamp, 1991; Rudolph and Gayer, 1995; Mölders and Raabe, 1996; Hinneburg and Tetzlaff, 1996; Hinneburg et al., 1997). In case of a model region of 250 km x 250 km, for instance, the model grid can not account for a resolution much finer than 5 km. Thus, the model formally calls for an extension yielding a finer resolution of the surface without changing the overall grid spacing. In the following, only those model features are to be shortly described that are relevant for the subject in question and that remain unchanged during the actual modifications.

In the near-surface layer (first model layer), the vertical fluxes of momentum, sensible and latent heat and of several passive admixtures (e.g., cloud particles) are regarded in the constant-flux approach by referencing to the corresponding quantities calculated at the middle of the layer (belonging to the internal boundary layer). The sensible heat within the soil is simulated semi-implicitly by solving the diffusion equation similarly to the turbulent atmospheric diffusion (see Eppel et al., 1995), whereas soil wetness is calculated by applying the force-restore method with regard to the evaporative conductivity of the vegetation-canopy layer. Radiation transfer is accounted for by the two-stream approximation. The soil surface temperature is determined by balancing the specified energy fluxes.

The land use characteristics and the respective surface parameters as well as the terrain elevations and slopes are assumed to be homogeneous within a grid cell. Horizontal processes such as advection and turbulent diffusion are applied to the atmospheric quantities beginning from (the middle of) the first model layer. A terrain-following coordinate system with a non-equidistant vertical grid is used to discretize the variables involved in the anelastic dynamic and passive transport equations.

The application of the atmospheric model requires a pre-run of the 1-dimensional model version in order to provide the mean (and initial) vertical profiles of the meteorological

quantities. The pre-run is carried out for fixed, completely homogeneous surface conditions met as the regional average or at the inflow side.

2.2. Chemical Transport Module (CTM)

The chemical transport module (preliminary studies by Haenel, 1997) inserted in the atmospheric model dynamics considers the concentrations and fluxes of the trace gases NO, NO_2, and O_3 and the corresponding reactions within this triade (Kramm et al., 1996). As argued in chapter 1, an additional vertical subgrid (not to confuse with the horizontal explicit surface-subgrid method of chapter 2.3) beneath the first calculation (reference) height of the common model grid was implied. The concentration values at this reference level belong to both the grid and the subgrid (see point e).

The numerical calculations on the vertical subgrid replace the assumption of a constant flux usually made in the surface layer of mesoscale atmospheric models (see chapter 1). The individual chemical and atmospheric processes taken into account are described in the following:

a) Anthropogenic emission:

Actual input data of anthropogenic emission of NO and NO_2 for the model region and date of interest are available as plain sources (1 km^2) from Wickert et al. (1997). Depending on the source intensity q its value is partitioned here a posteriory to three types of emittents:

$q < 0.02$ t km^{-2} h^{-1} : emissions from traffic
$q < 0.10$ t km^{-2} h^{-1} : emissions from traffic and heating (households, normal industry)
$q > 0.10$ t km^{-2} h^{-1} : emissions from traffic, heating, and power stations

The emission types are vertically located at and distributed over different (optionable) model layers to get the resultant emission density rates, which enter into the simulations as volume sources. The values are equally splitted between NO and NO_2.

b) Biogenic emission:

The biogenic NO emission flux, F_b, is modelled in dependence on the type of vegetation and the surface temperature T_s (Williams et al., 1987; see parameters therein):

$$F_b(NO) = f_0 \exp(f_1 T_s - f_2) \quad (1)$$

No biogenic emissions of NO_2 and O_3 are assumed. The so-called compensation values (boundary condition at the surface) of the gaseous concentrations are settled by the biogenic flux (see point e).

c) Dry deposition:

The dry deposition is modelled in accordance to the frequently used flux-resistance concept (e.g., Ganzeveld and Lelieveld, 1995). Consequently, the deposition flux, F_d (negative defined

downward), is the ratio of the local concentration c at the lowest calculation height and the total resistance R over the concerning distance of mass transfer:

$$F_d = - c(z_{1sub}) / R \qquad (2)$$

Due to the additional vertical subgrid in the first model layer, the concentration value refers to the lowest subgrid height, z_{1sub}, which is chosen as to lie deep within the molecular-turbulent sublayer. With this in mind and the approximations applied (see, however, Kramm et al., 1995), the integral reciproke atmospheric diffusivity over the remaining distance down to the receptor surface is neglected here. Therefore, the total resistance for dry deposition from the first subgrid level consists only of the canopy resistance for the recepting surface.

The big-leaf concept (e.g., Erisman et al., 1994) leads to an expression for the bulk resistance of the (vegetation) receptor surface, which is composed of the bulk cuticular, stomatal, and soil resistance:

$$R^{-1} = R_{cut}^{-1} + R_{stom}^{-1} + R_{soil}^{-1}, \qquad (3)$$

where $R_{cut} = 10^4$ sm^{-1} and $R_{soil} = 10^3$ sm^{-1}. The stomatal resistance R_{stom} is taken as the reciprocal of the evaporative conductivity which is calculated in the basic surface routine of the model and depends on vegetation type, solar radiation, temperature, humidity, and soil wetness.

d) Ozone formation and destruction:

The photodissociation of NO_2 by sunlight leads to the formation of ozone:

$$NO_2 + h\nu + O_2 \rightarrow NO + O_3 \qquad (4)$$

The process forms a sink for the NO_2 concentration and a source for the NO and O_3 concentrations. The reaction constant is proportional to the short-wave radiation intensity (see references in Kramm et al., 1996). The destruction of ozone in the presence of NO is caused by a reverse oxidation process:

$$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2 , \qquad (5)$$

where the reaction constant depends on air temperature and density (see references in Kramm et al., 1996).

The net changes of the concentrations due to the reactions are accounted for in the subgrid as well as in the grid calculations.

e) Turbulent vertical diffusion:

The turbulent vertical diffusion is calculated semi-implicitly both in the vertical subgrid and in the grid by applying proper diffusion coefficients and concentration gradients (see Haenel, 1997; Eppel et al., 1995). The upper boundary for the subgrid-diffusion calculation and the lower boundary for the grid-diffusion calculation are matched so as to strongly couple both systems (see below).

The *lower boundary* condition for the concentration in the calculations on the *subgrid* (compensation value, c(0)) is determined by the biogenic emission rate following the flux-resistance concept (compare points b and c):

$$c(0) = F_b \; R \qquad (6)$$

At a balanced situation between the concurrent fluxes of biogenic emission and dry deposition through a given surface, the net flux

$$F_d + F_b = - [c(z_{1sub})-c(0)] / R \qquad (7)$$

would vanish and also the gradient between the first (lowest) concentration value, $c(z_{1sub})$, and the compensation value, c(0), as it should be. Obviously, biogenic emission immediately leads to positive compensation (boundary) values c(0), however, deposition is existing even when the reference concentration would be smaller than c(0) and the effective flux would be directed upwards.

The *upper boundary for the subgrid-diffusion* calculation is fixed by the concentration value $c(z_1)$ at the first grid-reference level, which is identical with the upper end-point of the vertical subgrid (grid-to-subgrid coupling).

The *lower boundary for the grid-diffusion* calculation represents the reverse coupling between the grid systems (subgrid-to-grid coupling) carried out every time step. The flux calculated and located at the highest subgrid level beneath the first reference level serves as the boundary condition and removes the surface flux of the customary constant-flux approach (see chapter 2.1).

The *upper boundary for the grid-diffusion* (at the model top) underlies the usual optional rules (vanishing flux, or constant flux, etc.).

f) Passive transport and horizontal turbulent diffusion:

The passive transport (horizontal and vertical advection) and the horizontal component of the turbulent diffusion are involved only in the normal grid simulations, effecting only indirectly the subgrid calculations through the upper boundary condition. Within the vertical subgrid range (i.e., at the half of the first model layer) these processes are assumed to be strongly dominated by the local properties of the surface (local equilibrium) and thus can be neglected.

2.3. Explicit Surface-Subgrid Method (ESSM)

The explicit surface-subgrid method originally introduced by Seth et al. (1994), has already been applied to the atmospheric model GESIMA in a study by Mölders et al. (1996). In the present paper, an elaborated version of this method (Mölders, 1998) was adapted to the actual model version in a very similar fashion and with special regard to the processes involved here (see chapter 2.2).

The method employs the standard model physics of the surface processes, however, on a horizontal subgrid, which is embedded into the standard model grid. All surface parameters, boundary conditions and other relevant properties concerning the surface and the soil, are

referred to the subdivided topography. The submodel substitutes the existing surface-flux relations by calculating all fluxes and relevant quantities on the individual subcells. Especially, the energy balances for the determination of the surface temperatures are solved on the fine grid. The corresponding subgrid-resolved variables are stored for each time step.

The conditions of the parameterizations of the surface fluxes as utilized in the standard model should be valid also for the smaller subgrid-cell extent. Homogeneity of the surface properties and dominance of the vertical over the horizontal fluxes as well as horizontal independence of the subgrid cells are assumed. Nevertheless, the explicit subgrid method does not only insert a subgrid for the surface and for the soil layers, but also permits subcell-discrimination of the reference values on the first vertical calculation (grid)level (Mölders, 1998), i.e., for the whole model surface layer (see below).

In the present model, the lowest reference values of air temperature and humidity are heterogenized within each grid cell with respect to the subgrid values of the surface temperature and soil wetness, respectively (see Seth et al., 1994; Mölders, 1998). The reference values of the other meteorological quantities for the surface flux calculations remain unchanged as mean grid values (e.g., wind speed, particle concentrations). In this manner, the coupling between the grid and the subgrid variables is performed down-directed. The reverse bound is sustained by means of subgrid-averaged fluxes acting as the surface fluxes for the atmospheric simulations in the standard grid resolution. This mutual exchange of reference values and fluxes is performed at each time step of the simulations.

The explicit surface-subgrid procedure described above can be reduced in some qualitative details to meet the method of the rather similar mosaic approach (e.g., Mölders and Raabe, 1996) developed by Avissar and Pielke (1989). The method is distinguished by splitting the grid cells according to surface-classifying instead of spatial aspects. The effective differences of the formalisms were investigated by Mölders et al. (1996). Another (simpler) method of including subscale heterogeneity is achieved by surface-parameter averaging which, however, represents a more crude techniques (see Tetzlaff and Mölders, 1997).

All the methods mentioned above are realized as optional variants in the model presented. Moreover, the application of the customary dominance principle onto a high-resolved surface topography to obtain grid-resolved surface classes is also accounted for in the model options. In dependence on the special subgrid or non-subgrid treatment desired, the input topography has to be provided at the corresponding resolution. In contrast to the land use types, the orographic elevations of the subgrid cells are of no significance in the context under consideration.

2.4. CTM-ESSM Intersection

On the one side the chemical transport module (CTM) performs the near-surface simulations for the gaseous components on a vertical subgrid (compare chapter 2.2). The explicit surface-subgrid method (ESSM), on the other side, treats all quantities including the chemical ones with respect to their horizontal subscale distribution within the same range. Thus, an intersection of both the vertical and the horizontal subgrid systems is required for the simulation of trace gas concentrations and fluxes.

The conditions of validity as well as the evidence of the results of the interacting procedures take no incompatible features and pretensions. Consequently, the surface-layer part of the

chemical transport module is qualified to be embedded as a whole in the explicit surface-subgrid procedure. The vertical 1-dimensional simulations in this sublayer are to be performed in each subgrid cell considering the processes described in subsections a - e of chapter 2.2, followed by averaging the corresponding fluxes for the boundary conditions of the standard-grid atmospheric simulation. The ESSM method inevitably entails, that the emissions and concentrations, though separately treated about the vertical surface-layer subgrid within each horizontal-subgrid cell, have to adjust to form a mean value on the first reference level of the common model grid (compare the beginning of chapter 2.2).

The increase of the number of variables and calculations concerns not only the 3-dimensional concentration fields of the chemical species considered, but also the 3-dimensional fields of the anthropogenic emission density rates and the 2-dimensional flux fields of the biogenic emissions and the dry deposition. Nevertheless, the combined subdivision into all directions is restricted to the undermost model layer and, in contrast to other subgrid methods, the remaining model layers stay unaffected.

The recent model status represents an interim realization of the explicit surface-subgrid method concerning the chemical transport module. Up to now, only the biogenic emission (point b of chapter 2.2) and the transport resistances for the process of dry deposition (point c) have been expressed in the subgrid resolution. All other processes and all concentration values are not yet included in the (horizontal) subgrid treatment. However, the simulations performed are able to show the mean impact of the subscale structures transmitted by all dynamic, thermal, radiative, and trace-gas recipient properties of the surface on the mean grid-values of dry deposition.

3. Results

3.1. Meteorological and Emission Conditions

The NO_x emission and deposition conditions are investigated for the 27th July 1994. The anthropogenic emission input data taken from Wickert et al. (1997) are available for every hour with a local resolution of 1 km^2. Due to the preliminary restrictions made in the actual model version (see chapter 2.4), these emission rates are spatially averaged to fit the model grid which was chosen as the 5 km x 5 km grid system (Fig.1). The anthropogenic emission density rates averaged over their vertical extent (compare point a in chapter 2.2) are shown in Fig. 3 for the indicated disposal time of the deposition results (chapter 3.2).

It is obvious that the main contributions to the anthropogenic emissions (Fig. 3) originate from industrial point sources, urban traffic and heating, and motorways. At present, the model is not able to realize a finer resolution of the anthropogenic emission data and concentration values, however, the dynamic and thermal fluxes at the surface as well as the dry deposition and biogenic emission are explicitly calculated on the 1km-subgrid topography as shown in Fig. 2. The biogenic emission rates, which are not included in Fig. 3, are computed analytically in dependence on the surface properties (see point b in chapter 2.2).

The meteorological parameters needed to initialize the simulations were chosen in accordance to a situation with cloud-less high, small wind speed from north-east and moderate soil wetness. The 3-dimensional 24h-simulations were started at midnight. The background concentration profiles of all gaseous compounds are assumed to be negligible. Thus, during the

simulations, the local emissions, the meteorological dynamics, and the local deposition conditions determine the dry deposition rates at the grid points.

3.2. Dry Deposition

The distribution of the dry NO_x deposition rates on the 5km-grid is shown in Fig. 4 for 1400 local time. The results include the subscale effects in the way described above (chapters 2.4 and 3.1). Because of the minor importance of advective transport in the case discussed, high deposition rates appear at sites that are characterized coincidently by strong emissions (Fig. 3) and low deposition resistances (see vegetation areas in Fig. 2). Vegetation (especially, grass-land and agriculture) exhibits high values of evaporative conductivity and, as a consequence, low deposition resistances for recepting the gaseous species. The varying subscale presence of these surface classes in the individual model grid cells should therefore give the general pattern for the distribution of the deposition rates.

To demonstrate that the role of subgrid (vegetation) structures is decisive for the amount of dry deposition, a relative heterogeneity measure δ_{het} is defined for each grid cell (see also in this issue: Mölders and Tetzlaff, 1999). This measure quantifies the effective difference between the deposition rates calculated with (ESSM) and without (dominance principle) subgrid. The definition starts from equation (2) under the assumption of a homogeneous concentration distribution in the grid cells:

$$\delta_{het} = (\overline{R_{sub}^{-1}} - R^{-1}) / R_{min}^{-1} , \qquad -1 < \delta_{het} < 1 \tag{8}$$

In this formula, the first term of the difference is the average of the reciprocal subgrid-cell resistances in a grid cell, the second term is the reciprocal resistance of the grid-cell resistance determined by the dominance principle, and the scaling quantity R_{min} stands for the minimum resistance occuring in the set of surface classes. Considering the functional dependence on the surface classes under the special conditions of optimal dry deposition, the resistances in equation (8) can be reduced to the stomatal resistances, which approximately results in a linear dependence of the reciprocal resistances on the individual surface parameters of the maximum evaporative conductivity g (compare equation (3) and context). The quantity g varies from 0 for bare soil to 0.04 ms^{-1} for low vegetation (Eppel et al., 1995). The heterogeneity measure can now be expressed as

$$\delta_{het} = (\overline{g_{sub}} - g) / g_{max} , \tag{9}$$

where the positive/negative maximum value appears, when large subscale areas of vegetation/ bare soil are completely ignored by the dominance principle used in standard-grid modelling for the surface characterization.

The pattern of the heterogeneity quantity δ_{het} is shown in Fig. 5 (using gmax = 0.01 ms^{-1} and cutting the values $\delta_{het} > 1$). The frame of zero values apparent in the outer region is a consequence of the subgrid homogeneity forced in the inner and outer boundary region. Indeed, a very similar pattern of distribution is found for the differences between the deposition rates simulated with and without explicit subgrid treatment (Fig. 6). The general agreement of the positive and negative zones in Figures 5 and 6 is a striking argument for the obliging adoption of subgrid methods by deposition models. The limited intensity scale of the

differences illustrated in Fig. 6 is cutting some values, however, in some grid cells the analysed differences due to subscale surface structures amount up to 100 % of the deposition rates.

The time-integrated (24 h) and area-averaged (whole model region) deposition of NO_x derived from the simulation results is shown in Table 1 for the various versions of subgrid treatment (see chapter 2.3):

Table 1: Total mean of the dry NO_x deposition rates for the model region integrated over one day.

Method	NO deposition (t/km^2 d)	NO_2 deposition (t/km^2 d)
Dominance principle	1.15	1.12
Parameter averaging	1.23	1.19
Mosaic approach	1.12	1.01
Explicit subgrid	1.04	1.03

Apart from the direct impact on the calculated deposition fluxes, the different methods have also indirect influence via the dynamic and thermal quantities. Thus, the total deposition values partially compensate the non-linear local deviations caused by these methods. Nevertheless, compared to the non-subgrid treatment (dominance principle) the explicit surface-subgrid method leads to total changes of the daily NO_x deposition by about 10 %, whereas the other methods realize smaller effects. The proper calculation of deposition fluxes prevents the model from accumulating the flux deviations and, hence, from artificially charging/discharging the atmosphere by the gaseous compounds during the simulations. It should be mentioned in this context that the recent preliminary subgrid simulations assume full homogeneity of the gaseous concentrations within each grid cell and that the complete realization of the methods is still outstanding.

4. Conclusions

1.) The explicit surface-subgrid method in connection with the vertical fine-resolution of the surface layer inserted in the chemical transport module proves to be effective and much less expensive than the methods of model nesting or multi-scale modelling.

2.) The subgrid techniques, though here utilized on a rather preliminary level, leads to locally appreciable changes in the dry deposition rates depending on the subscale distribution of vegetation.

3.) It has to be expected that the described methods when realized completely in the chemical transport module may not only produce further changes on the mean deposition, but also will provide subscale-resolved results.

Acknowledgement

We would like to express our thanks to the BMBF for the financial support of the project 'Development of modules for modelling of dry deposition in complex terrain with hetero-

geneous characteristics of the surface' under the contract TFS LT2 D.2 within the framework of the National Troposphere Programme. The authors wish also to thank the group of R. Friedrich, IER Stuttgart, for providing the preliminary emission data, and A. Smiatek, IFU Garmisch-Partenkirchen, for providing the land use data.

References

Avissar, R and Pielke, R. A., 1989: A parameterization of heterogeneous land surface for atmospheric numerical models and ist impact on regional meteorology, *Mon. Wea. Rev.* 117, 2113-2136.

Bigalke, K., 1992: A new method for incorporating point sources into Eulerian dispersion models, in: *Air Pollution Modeling and ist Application IX*, Plenum Press, N.Y.

Eppel, D.P., Kapitza, H., Claussen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T., and Werrmann, N., 1995: The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications, *Beitr. Phys. Atmosph.* 68, 15-41.

Erisman, J.W., van Pul, A., and Wyers, P., 1994: Parameterization of surface resistance for the quantification of atmospheric deposition of acidifying pollutants and ozone, *Atmos. Environ.* 28, 2595-2607.

Ganzeveld, L. and Lelieveld, J., 1995: Dry deposition parameterization in a chemistry general circulation model and its influence on the distribution of reactive trace gases, *J. Geophys. Res.* 100D, 20,999-21,012.

Haenel, H.-D., 1997: *Zum Einbau der Triade NO, NO_2, O_3 in GESIMA* (internal report), Institut für Meteorologie, Leipzig.

Hinneburg, D., Raabe, A., and Tetzlaff, G., 1997: Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst. Teil 1: Windatlas. *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, Bd. 5.

Hinneburg, D. and Tetzlaff, G., 1996: Calculated wind climatology of the South-Saxonian/North-Czech mountain topography including improved resolution of mountains, *Ann. Geophysicae* 14, 767-772.

Jakobs, H.J., Feldmann, H., Hass, H., and Memmesheimer, M., 1995: The use of nested models for air pollution studies: An application of the EURAD model to a SANA episode, *J. Appl. Meteor.* 34, 1301-1319.

Kapitza, H. and Eppel, D.P., 1992: The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests, *Beitr. Phys. Atmosph.* 65, 129-146.

Kramm, G., 1989: A numerical method for determining the dry deposition of atmospheric trace gases, Boundary-Layer Meteorol. 48, 157-176.

Kramm, G., Beier, N., Foken, T., Müller, H., Schröder, P., and Seiler, W., 1996: A SVAT scheme for NO, NO_2, and O_3 - Model description and test results, *Meteorol. Atmos. Phys.* 61, 89-106.

Kramm, G., Dlugi, R., Dollard, G. J., Foken, T., Mölders, N., Müller, H., Seiler, W., and Sievering, H, 1995: On the dry deposition of ozone and reactive nitrogen species, *Atmos. Environ.* 29, 3209-3231.

Kumar, N. and Russel, A.G., 1996: Multiscale air quality modeling of the Northeastern United States, *Atmos. Environ.* 30, 1099-1116.

Mengelkamp, H.T., 1991: Boundary layer structure over an inhomogeneous surface: simulation with a non-hydrostatic mesoscale model, *Boundary-Layer Meteorology* 57, 323-341.

Mölders, N., 1998: *Auswirkung akkumulierter Landnutzungsänderung auf die Wechselwirkung Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung*, Zwischenbericht, Förderkennzeichen Mo770/1-1, Mo770/1-2.

Mölders, N. and Raabe, A., 1996: Numerical investigations on the influence of subgrid-scale surface heterogeneity on evapotranspiration and cloud processes, *J. Appl. Meteorol.* 35, 782-795.

Mölders, N., Raabe, A., and Tetzlaff, G., 1996: A comparison of two strategies on land surface heterogeneity used in a mesoscale β meteorological model, *Tellus* 48A, 733-749.

Mölders, N. and Tetzlaff, G., 1999: Betrachtungen zur Heterogenität, *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, Bd. 12 (this issue).

Rudolph, E. and Gayer, G., 1995: *Atlas of GESIMA wind fields in the Greifswalder Bodden*, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht, Geesthacht, 1995.

Seth, A., Giorgi, F., and Dickinson, R.E., 1994: Simulating fluxes from heterogeneous land surfaces: Explicit subgrid method employing the biosphere-atmosphere transfer scheme (BATS), *J. Geophys. Res.* 99, 18,651-18,667.

Spindler, G., Mölders, N., Hansz, J., Beier, N., and Kramm, G., 1996: Determining the dry deposition of SO_2, O_3, NO, and NO_2 at the SANA core station Melpitz, *Meteorol. Zeitschrift, N.F.* 5, 205-220.

Tetzlaff, G. and Mölders, N., 1997: Beurteilung der Modellierbarkeit des flächenbezogenen Eintrags von Spurenstoffen durch Deposition, *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, Bd. 6, 99-144.

Wickert, B., Schwarz, U, Kühlwein, J., Obermeier, A., and Friedrich, R., 1997: *Temporally and spatially high-resolved data of anthropogenic emission*, project LT2/A.1 of the Troposphere Research Programme, GSF - Forschungszentrum für Umwelt und Gesundheit, Projektträger des BMBF für Umwelt- und Klimaforschung, München.

Williams, E. J., Parrish, D. D., and Fehsenfeld, F. C., 1987: Determination of nitrogen oxide emissions from soils: Results from a grassland site in Colorado, *J. Geophys. Res.* 92, 2173-2179.

Authors' Address:

D. Hinneburg, N. Mölders
LIM - Institut für Meteorologie, Universität Leipzig
Stephanstr. 3
D-04103 Leipzig

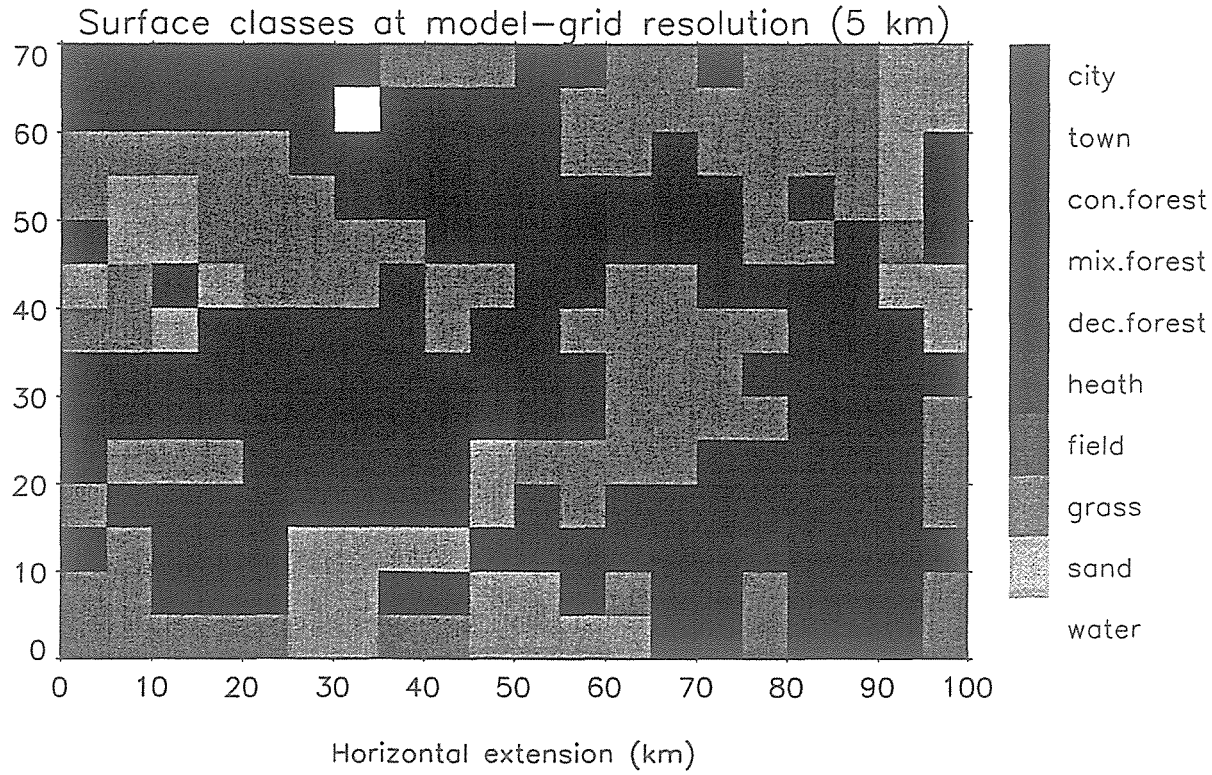


Fig. 1: Distribution of surface classes at model grid resolution (5 km).

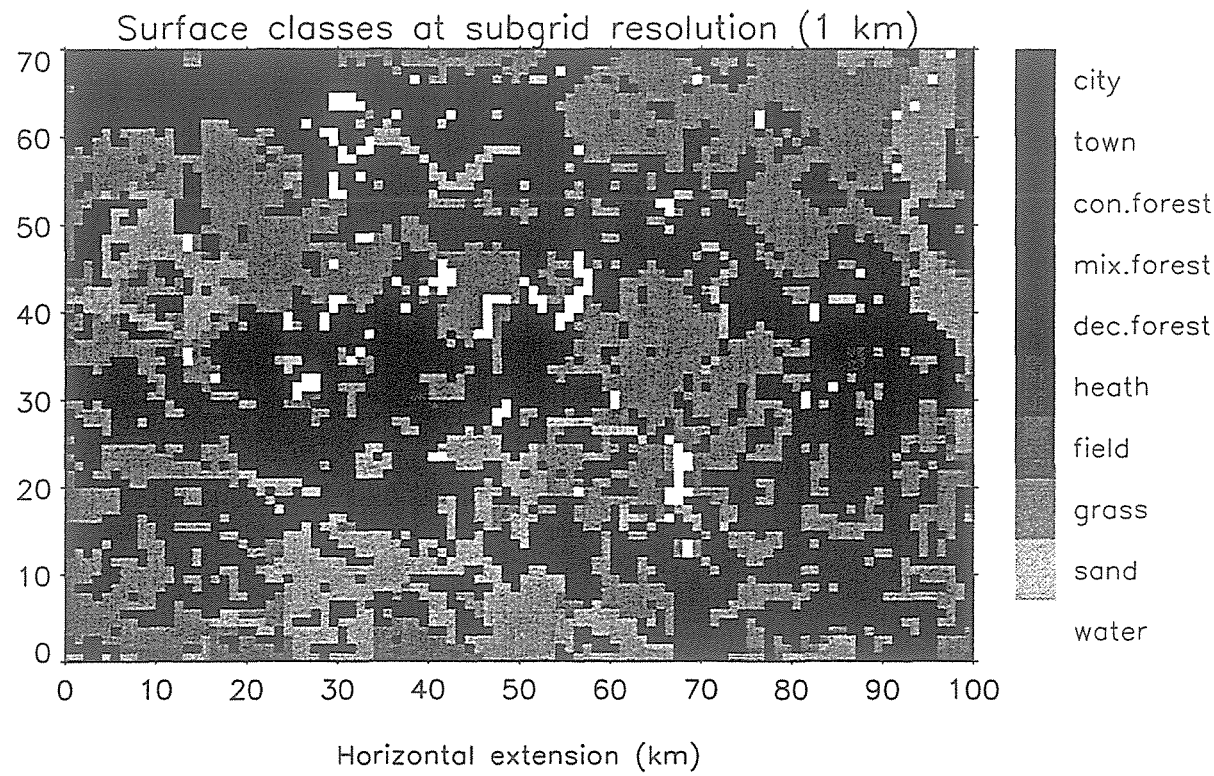


Fig. 2: Distribution of surface classes at subgrid resolution (1 km).

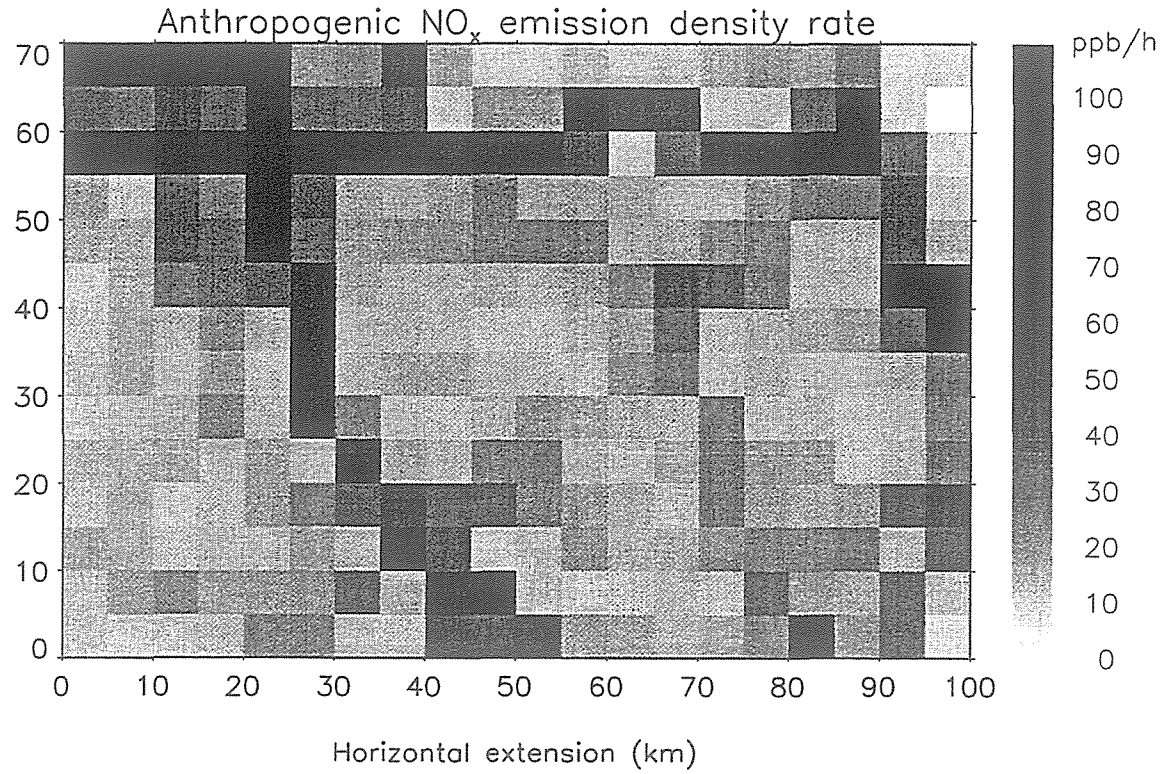


Fig. 3: Anthropogenic NO_x emission density rates at 1400 LT.

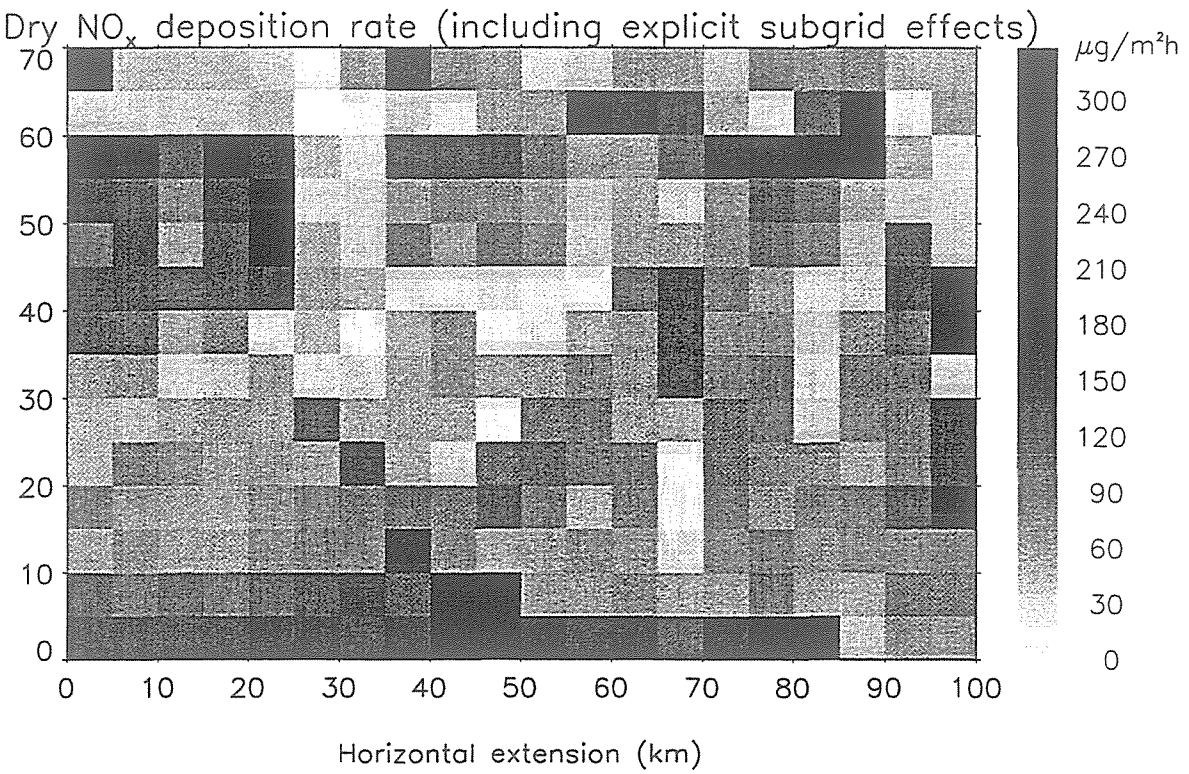


Fig. 4: Dry NO_x deposition rates at 1400 LT including explicit subgrid effects.

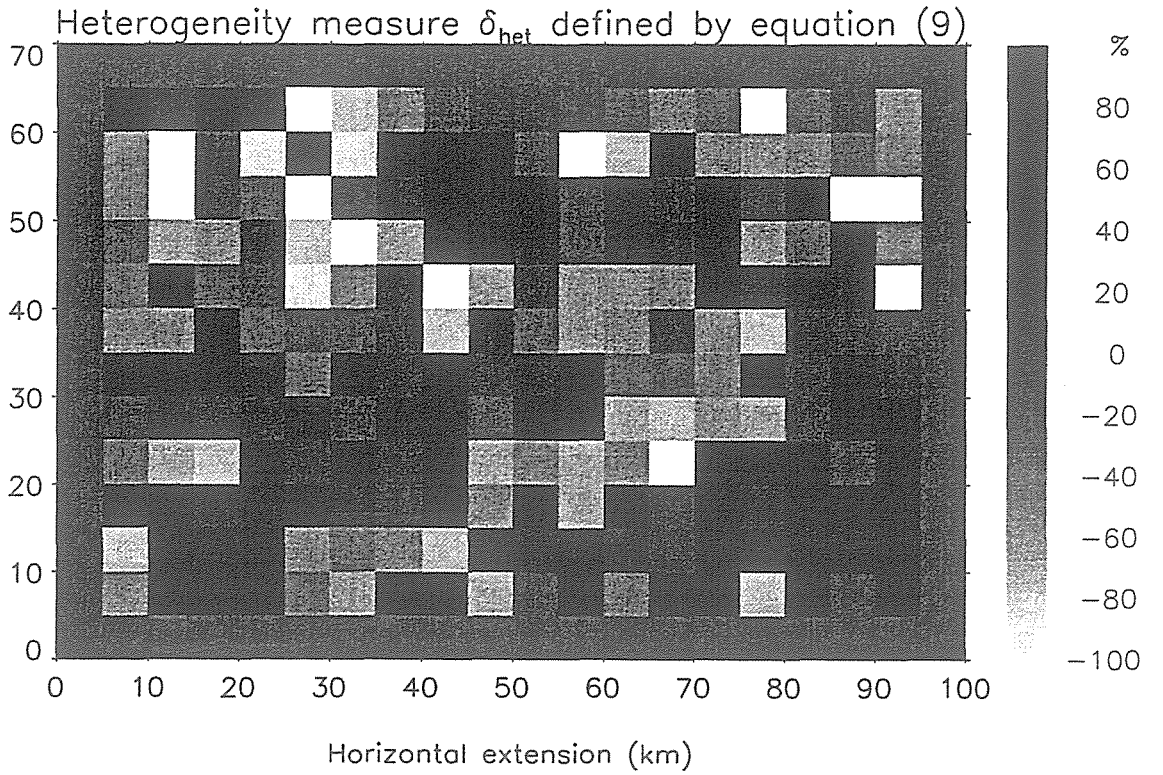


Fig. 5: Heterogeneity measure of subscale vegetation according to the definition by equation (9).

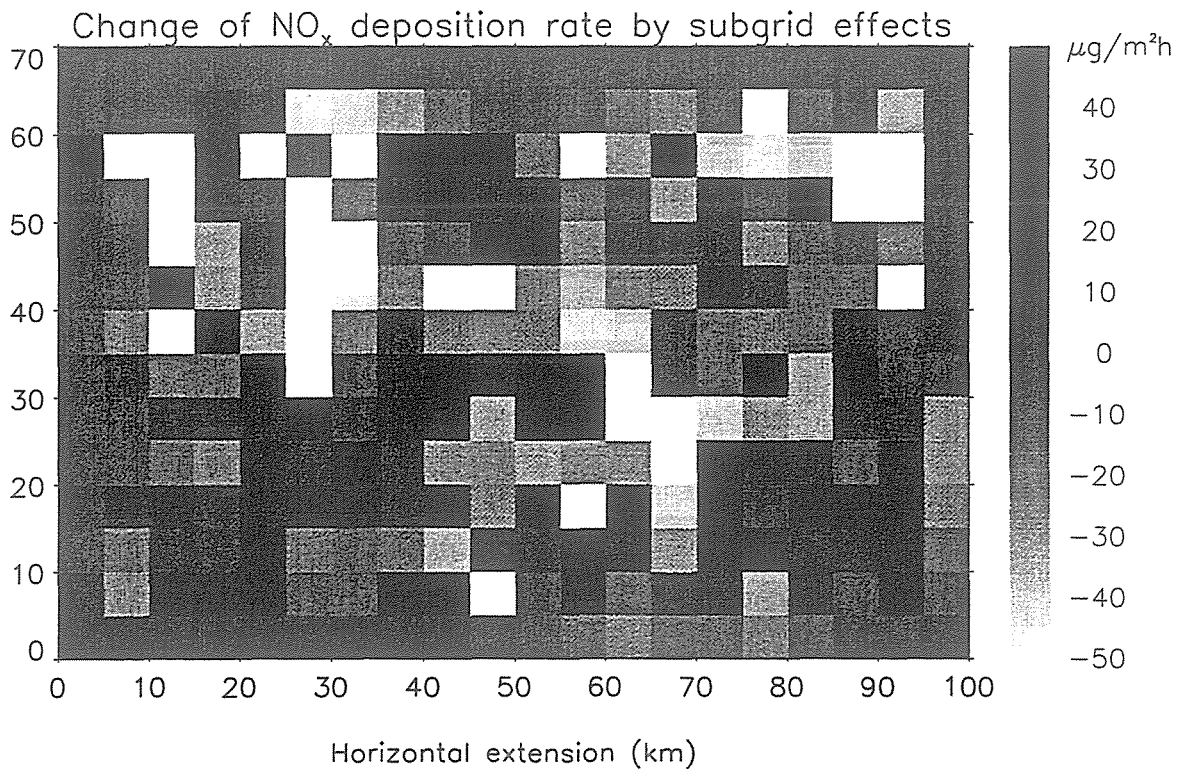


Fig. 6: Difference of NO_x deposition rates at 1400 LT calculated with and without subgrid contributions.

Evaluation of cloudiness and snowfall simulated by a semi-spectral and a bulk-parameterization scheme of cloud microphysics for the passage of a Baltic heat cyclone - First results

Armin Raabe and Nicole Mölders

Summary

The differences in the concepts of two different parameterizations of cloud microphysics are analyzed. Simulations alternatively applying these parameterizations are performed for a Baltic heat cyclone event. The results of the simulations are compared to each other as well as to observed distributions of cloudiness and snowfall. The main differences between the simulated distributions result from the assumptions on ice, the ice classes, and size distributions of the cloud and precipitating particles. Both schemes succeeded in predicting the position and the main structure of the main cloud and snowfall fields. Nevertheless, the more convective type parameterization overestimates, while the other one underestimates snowfall.

Zusammenfassung

Die Unterschiede in den Konzepten zweier unterschiedlicher Parametrisierungen der Wolkenmikrophysik werden analysiert. Die Ergebnisse der Simulationen werden miteinander und mit den beobachteten Wolken- und Schneeverteilungen für eine Baltische Wärmezyklone verglichen. Die wesentlichen Unterschiede in den berechneten Verteilungen resultieren aus den verschiedenen Annahmen über Wolkeneis, die Eisklassen und die Größenverteilungen der Wolken- und Niederschlagspartikel. Beide Schemata sagen die Position und die wesentlichen Strukturen der Wolken- und Schneeverteilungen erfolgreich vorher. Dennoch überschätzt das eher konvektive Schema den Schneefall, während das andere ihn unterschätzt.

1. Introduction

It is evident that water substances can take a wide variety of forms in clouds. These various forms develop under the influence of the seven basic microphysical processes, nucleation of particles, namely, vapor diffusion, collection, breakup of drops, fallout, ice enhancement, melting (Houze 1993). In the last decades, various cloud schemes were developed for simulating various phenomena (e.g., Cotton et al. 1982, Lin et al. 1983, McCumber et al. 1991, Flatøy 1992, Devantier and Raabe 1996, Mölders et al. 1994, 1995, 1997). Hence, in their development, special focus was on the respective phenomenon of interest. Therefore, it has to be expected that they describe the processes of the phenomenon for which they were intended with a higher accuracy than other phenomena, because the parameters are usually chosen adequate to the purposes for which the module is foreseen (Mölders et al. 1997).

In this study, two parameterizations of microphysics (Devantier and Raabe 1996, Mölders et al. 1997) applied at the Leipzig Institute for Meteorology within the framework of the non-hydrostatic meteorological model GESIMA (Kapitza and Eppel 1992, Eppel et al. 1995) are compared to each other (e.g., Fig. 1). The first module (Devantier and Raabe 1996), called DR-scheme hereafter, was developed to simulate Baltic heat cyclones (see Devantier 1995). It is a so-called semi-spectral scheme. The second module, denoted as M-scheme hereafter, was developed to simulate convective clouds of cold fronts on the meso-α-scale (e.g., Mölders 1993) and was further developed for the meso-β-scale within the framework of the local recycling of water (Mölders et al. 1997).

Simulations applying alternatively the two schemes are performed for the Baltic heat cyclone event observed from January, 11 to 12 1987. The results obtained are compared to each other and evaluated by means of observed precipitation and cloudiness (Figs. 2-7). The

precipitation data of the Baltic basin were taken from the BALTEX-data bank. Those of the Elbe basin were provided by the German Weather Service.

A Baltic heat cyclones is mesoscale weather phenomenon that is built sometimes in winter when cold air flows from Scandinavia over the relative warm (some degrees °C above zero) water of the Baltic Sea (e.g., Tiesel 1984). The differences in the surface temperatures of the water and the air yield to cloud formation and heavy precipitation.

2. Analysis of microphysical parameterizations

A detailed description of GESIMA is given in Mölders (1999; this issue). Therefore, here focus is on the main parameters and parameterizations which are in common or different in the DR- and M-scheme. Figure 1 and tables 1 to 3 compare the parameterizations and the parameters used. Common to both schemes is the following:

- The fall velocities of cloud droplets are assumed to be zero.
- Following Srivastava (1967), mass-weighted mean terminal velocities are calculated for the hydrometeors.
- The same formulation of the distribution parameter is used for frozen particles.
- Both schemes use the same parameterization for the melting of ice.
- Marshall-Palmer-distributions are assumed for the spectral density of frozen particles.
- Supercooled water and ice may coexist in the temperature range between -35°C and 0°C.
- The terminal velocity of ice is determined in the same manner, except that the density correction term is optionally in the M-scheme and will not be used in the simulations presented here.
- Although freezing of rainwater is parameterized the same way in both the scheme, the resulting solid phases are different, namely *snow* in the DR-scheme and *graupel* in the M-scheme.

The main difference is that in the DR-scheme *ice* is divided into *cloud-ice* without sedimentation, *snow* and *graupel* which both sedimentate. Since only few cloud condensation nuclei act as ice nuclei (e.g., Heymsfield and Sabin 1989) and, hence, the size distributions of ice clouds are spread over few large particles, quickly developing fallspeeds of tens of cm/s (e.g., Heymsfield 1977), in the M-scheme sedimentation is immediately considered after ice has been formed. Therefore, *cloud-ice* and *snow* are not distinguished and are referred to as *ice*. Moreover, the schemes differ by the following:

- While in the M-scheme a Marshall-Palmer-distribution is assumed for the spectral density of rainwater and a mono-dispers distribution is assumed for cloud water, in the DR-scheme for liquid water log-normal-distributions are applied.
- Different parameterizations are used for condensation, evaporation, coalescence, accretion of ice by cloud water, freezing of cloud water.
- The terminal velocity of *graupel* differs by the assumed graupel-type and the formulation of the density correction term.
- In the determination of the accretion of cloud water by ice, three different ice crystal types are accounted for, while in the DR-scheme always the same ice crystal type is assumed.

The M-scheme includes the initiation of graupel for which no equivalent exists in the DR-scheme. Since in the DR-scheme, three ice classes are distinguished (Fig. 1), parameterizations to describe the interaction among these ice classes are included. Herein, the interaction between ice particles of different classes may form an ice particle of the third ice class. Hence, the following processes are considered in the DR-scheme (Note that some of them are included in 'lumped form' in the M-scheme.):

- accretion of *cloud water* and *rainwater* by *snow*,
- accretion of *graupel* by *snow*,

Tab. 1. *Comparison of the bulk-microphysics. The first subscript denotes the water phase which is reduced and the second one the water phase which is growing due to the process. Parameterizations are taken from [1] Devantier (1995), [2] Cotton et al. (1982), [3] Lin et al. (1983), [4] Cotton & Tripoli (1982), [5] Meyers et al. (1992), [6] Mölders et al. (1995), [7] Nickerson et al. (1987), [8] Kessler (1969), [9] Lui & Orville (1969), [10] Lord et al. (1984), [11] Marshall & Palmer (1948), [12] Orville & Kopp (1977), [13] Wisner et al. (1972), [14] Cotton et al. (1986), [15] Murakani (1990), [16] Locatelli & Hobbs (1974), [17] Flatøy (1992).*

	DR-Scheme	reference	M-Scheme	reference
Accretion cloud water - graupel	$CL_{cg} = \pi^2\rho_r(24\rho_a)^{-1}(\rho_o/\rho_a)^{0.5}E_{cg}N_cN_{og}a_g\Gamma(3+b_g)\,\lambda_g^{-(3+b_g)}$ $D_{co}^3\exp(9/2\,\ln^2\sigma_c)$	[1]	$CL_{cg} = 1.16(g/C_D)^{1/2}(\rho_a/\rho_g)^{1/3}(N_{og}/\lambda_g)^{1/6}E_{cg}q_cq_g^{5/6}$	[2]
Accretion cloud water - snow	$CL_{cs} = \pi^2\rho_r(24\rho_a)^{-1}(\rho_o/\rho_a)^{0.5}E_{cs}N_cN_{os}a_s\Gamma(3+b_s)\,\lambda_s^{-(3+b_s)}$ $D_{co}^3\exp(9/2\,\ln^2\sigma_c)$	[1]	-.-	-.-
Accretion rain-water - snow	$CL_{rs} = H_{rs}\,(I_{LN}^{(5)}(\sigma_r)\,I_{MP}^{(0)}(\lambda_s)+2\,I_{LN}^{(4)}(\sigma_r)\,I_{MP}^{(1)}(\lambda_s)$ $+\,I_{LN}^{(3)}(\sigma_r)\,I_{MP}^{(2)}(\lambda_s))$	[1]	-.-	-.-
Accretion rain-water - graupel	$CL_{rg}^{dry} = H_{rg}\,(I_{LN}^{(5)}(\sigma_r)\,I_{MP}^{(0)}(\lambda_s)+2\,I_{LN}^{(4)}(\sigma_r)\,I_{MP}^{(1)}(\lambda_s)$ $+\,I_{LN}^{(3)}(\sigma_r)\,I_{MP}^{(2)}(\lambda_s))$ $CL_{rg}^{wet} = 2\pi(\rho_rL_vD_v-K_a\Delta T)/(L_s+c_w\Delta T)N_{og}\{0.78\lambda_g^{-2}$ $+\,0.32S_c^{1/3}\Gamma[(b_g+5)/2]a_r^{1/2}\nu^{-1/2}\lambda_r^{-(b_r+5)/2}\}(\rho_o/\rho_a)^{-1}$	[1]	-.-	-.-
Accretion ice - graupel	$CL_{ig} = 0.25\,E_{ig}\pi N_{og}a_g\Gamma(3+b_g)q_i\lambda_g^{-(3+b_g)}\,(\rho_o/\rho_a)^{c}g$	[3]	-.-	-.-
Accretion ice - ice	$CN_{is} = q_i/\delta t$	[1]	-.-	-.-
Accretion snow - graupel	$CL_{sg} = \pi^2E_{sg}N_{os}N_{og}g'(u_s,u_g)q_s\rho_s\rho_a^{-1}$ $(5/(\lambda_s^6\lambda_g)+2/(\lambda_s^5\lambda_g^2)+0.5/(\lambda_s^4\lambda_g^3)$	[3]	-.-	-.-
Accretion ice - cloud water	0	[4]	* $CL_{ci} = 0.25E_{ci}\pi N_iu_iq_cD_i^2$	[2], [5], [6]
Accretion ice - snow	$CL_{is} = 0.25\,E_{is}\pi N_{os}a_s\Gamma(3+b_s)q_s\lambda_s^{-(3+b_s)}\,(\rho_o/\rho_a)^{c}s$	[3]	-.-	-.-
Accretion ice - rainwater	$CL_{ci} = q_i\pi^2(24m_i)^{-1}\rho_wE_{ir}N_ra_rD_{ro}^{5+b_r}$ $\exp(0.5(5+b_r)^2\ln^2\sigma_r)(\rho_o/\rho_a)^{1/2}$	[3]	-.-	-.-
Autoconversion cloud water to rainwater	$CN_{cr}=\max(0,\,0.0067\rho_aq_c^2(10^{16}(\rho_aq_c/N_c)^{1.33}(\exp(9\sigma^2)-1)^{1/2}-2.7)$ $(10^4(\rho_aq_c(\exp(9\sigma^2)-1)^{0.5}/N_c)^{1/3}-1.2)$	[7]	$CN_{cr} = \max(0,\,k_1(q_c - q_{co}))$	[8]
Autoconversion cloud-ice to snow	$CN_{is} = \max(0,\,10^{-3}\exp(0.025(T-T_o))(q_i - q_{io}))$	[3]	-.-	-.-
Coalescence	$CL_{cr} = 3\,\rho_a\,q_rq_c\,u_r\,/(2\rho_r\,(6\rho_rq_r\exp(3\,\ln^2\sigma_c)/(\pi\,\rho_rN_r))^{1/3})$	[4]	$CL_{cr} = 0.25\,E_{cr}\pi N_{or}a_r\Gamma(3+b_r)q_c\lambda_r^{-(3+b_r)}$	[9]
Condensation/ Evaporation	$CD_{vk}=0.5\rho_a^{-1}\pi S_wN_r(2G_l(T,P))^{-1}\,(0.572\,D_{ro}\exp(\ln^2\sigma_r/2)$ $+\,5310\,D_{ro}^2\exp(2\ln^2\sigma_r) - 433000\,D_{ro}^3\exp(9/2\,\ln^2\sigma_r)$	[7]	$CD_{vk} = \begin{cases}(q_v - q_{sw})r_{vc}/\delta t & \text{for } T > T_o\\ (q_v - q_s)\alpha_kr_{vk}/\delta t & \text{for } T_{oo} \le T \le T_o \text{ and } k = c, i\\ (q_v - q_{si})r_{vi}/\delta t & \text{for } T < T_{oo}\end{cases}$	[10]

Tab. 1 continued

distribution-parameter	$\lambda_k = (\pi\rho_k N_{ok})^{1/4}(\rho_a q_k)^{-1/4}$ für k = s, g ln-distributed for k = c, r	[11], [1]	$\lambda_k = (\pi\rho_k N_{ok})^{1/4}(\rho_a q_k)^{-1/4}$ for k = r, i, g	[11]
Evaporation of rainwater	$EV_{rv} = \partial N_r/\partial t$	[1]	$EV_{rv} = 2\pi(q_v/q_{sw}-1)\, N_{or}\{0.78\lambda_r^{-2}+0.32S_c^{1/3}\Gamma[(b_r+5)/2]a_r^{1/2}$ $\nu^{-1/2}\lambda_r^{-(b_r+5)/2}\}\rho_a^{-1}[L_v^2/(K_a R_v T^2) + 1/(\rho_a q_{sw} D_v)]^{-1}$	[12]
Freezing of cloud water	$FR_{ci} = q_c/\delta t$ for $T < T_{00}$ $FR_{cs} = \pi^2 B' N_c D_{co}^6 \rho_r(\rho_a 36)^{-1}\exp(A'(T_o - T)) - 1)\exp(18\ln^2\sigma_c)$	[2], [13]	$FR_{ci} = n\, q_c/\delta t$ for $T < T_{00}$	[2]
Freezing of rainwater	$FR_{rs} = 20\pi^2 B' N_{or}\rho_r\rho_a^{-1}\exp(A'(T_o - T)) - 1)\lambda_r^{-7}$	[13]	$FR_{rg} = 20\pi^2 B' N_{or}\rho_r\rho_a^{-1}\exp(A'(T_o - T)) - 1)\lambda_r^{-7}$	[13]
Initiation of graupel	$CN_{cr} = \max(0, 10^{-3}\exp(0.09(T-T_o))(q_s - q_{so}))$	[13]	$CN_{cg} = \max(CL_{ci} - C_m N_i/\rho_a, 0)$	[2]
Melting of graupel	$ML_{gr} = -2\pi(\rho_a L_f)^{-1}[K_a(T_o-T) - \rho_a L_v D_v(q_{si}-q_v)]$ $N_{og}\{0.78\lambda_g^{-2}+0.32S_c^{1/3}\Gamma((b_g+5)/2)\, a_g^{1/2}(\rho_g/\rho_a)^{1/4}$ $\nu^{-1/2}\lambda_g^{-((b_g+5)/2)}\} - c_w\Delta T/L_s\partial q_g/\partial t$	[13]	$ML_{gr} = -2\pi(\rho_a L_f)^{-1}[K_a(T_o-T) - \rho_a L_v D_v(q_{si}-q_v)]$ $N_{og}\{0.78\lambda_g^{-2}+0.32S_c^{1/3}\Gamma((b_g+5)/2)\, [4g\rho_g/(3C_D\rho_a)]^{1/4}$ $\nu^{-1/2}\lambda_g^{-(b_g+5)/2)}\}$	[13]
Melting of ice	$ML_{ic} = q_i/\delta t$	[2]	$ML_{ir} = n\, q_i/\delta t$	[2]
Melting of snow	$ML_{gr} = -2\pi(\rho_a L_f)^{-1}[K_a(T_o-T) - \rho_a L_v D_v(q_{si}-q_v)]\, N_{os}\{0.78\lambda_s^{-2}+0.32$ $S_c^{1/3}\Gamma((b_s+5)/2)a_s^{1/2}(\rho_o/\rho_a)^{1/4}\nu^{-1/2}\lambda_s^{-(3+b_s)}\} - c_w\Delta T/L_s\partial q_s/\partial t$	[13]	-.-	-.-
Nucleation of ice	$NU_{vi} = \rho_a^{-1} 4\cdot 10^{-7} m_{oi} 2\pi D_c N_c N_{Ao}(270.15-T)^{1/3}$	[14]	* $N_i = \max(\exp(-0.639+12.96(q_v/q_{si}-1))\rho_a q_i/2.49\bullet 10^{-7})$	[6]
Sublimation of/ deposition onto graupel	$SU_{gv} = 2\pi S_i\rho_a^{-1}N_{og}[0.78\lambda_g^{-2}+0.32S_c^{1/3}\Gamma((5+b_g)/2)$ $a_g^{1/2}(\rho_g/\rho_a)^{1/4}\nu^{-1/2}\lambda_g^{-((b_g+5)/2)}]$	[13]	$SU_{gv} = 2\pi(q_v/q_{si}-1)/[\rho_a(L_s^2/(K_a R_v T^2) + (\rho_a q_{si} D_v)^{-1})]N_{og}$ $[0.78\lambda_g^{-2}+0.32S_c^{1/3}\Gamma((b_g+5)/2)$ $\{4g\rho_g/(3C_D\rho_a)\}^{1/4}\nu^{-1/2}\lambda_g^{-(b_g+5)/2)}]$	[13]
Sublimation of/ deposition onto snow	$SU_{sv} = 2\pi S_i\rho_a^{-1}N_{os}[0.78\lambda_s^{-2}+0.32S_c^{1/3}\Gamma((5+b_s)/2)$ $a_s^{1/2}(\rho_g/\rho_a)^{1/4}\nu^{-1/2}\lambda_s^{-(b_s+5)/2)}]$	[13]	-.-	-.-
Terminal velocity of ice	$v_{Ti} = a_i\Gamma(4 + b_i)\,(6\lambda_i^{b_i})^{-1}(\rho_o/\rho_a)^{c_i}$	[15]	$v_{Ti} = a_i\Gamma(4 + b_i)(6\lambda_i^{b_i})^{-1}(\rho_o/\rho_a)^{c_i}$	[16]
Terminal velocity of graupel	$v_{Tg} = a_g\Gamma(4 + b_g)(6\lambda_g^{b_g})^{-1}(\rho_g/\rho_a)^{1/2}$	[15]	$v_{Tg} = (4g/(C_D 3))^{1/2}\Gamma(4 + b_g)(6\lambda_g^{b_g})^{-1}(\rho_g/\rho_a)^{1/2}$	[3]
Terminal velocity of rainwater	$v_{Tr} = a_r D_{or}^{b_r}\exp(\ln^2\sigma_r\,(b_r^2)/2)\,(\rho_o/\rho_a)^{c_r}$	[11], [17]	$v_{Tr} = a_r\Gamma(4 + b_r)(6\lambda_r^{b_r})^{-1}(\rho_o/\rho_a)^{c_r}$	[3]

Furthermore
$H_{rs} = \pi^2\rho_r(24\rho_a)^{-1}N_r N_{os} g'(u_r,u_s)$
$H_{rg} = \pi^2\rho_r(24\rho_a)^{-1}N_r N_{og} g'(u_r,u_g)$
$E_{is} = \exp(0.025(T-T_o))$
$g'(ux,uy) = ((\alpha u_x - \beta u_y)^2 + \gamma u_x u_y))^{1/2}$

- melting of *snow*,
- autoconversion of *ice* to *snow*.

Tab. 2. *Diameter, D_i, terminal velocity, u_i and mass, m_i ($= \rho_a q_i / N_i$) as used in the accretion of cloud water and ice in the M-scheme.*

Ice crystal type	D_i m	u_i m/s	m_i kg	Reference
Hexagonal plates	$16.3 m_i^{1/2}$	$304 D_i (\rho_o/\rho_a)^{c_i}$	$m_i < 1.7 \cdot 10^{-10}$	Hobbs et al. (1972)
Slightly rimed plates of hexagonal type	$6.07 m_i^{1/2}$	$1250 D_i (\rho_o/\rho_a)^{c_i}$	$1.7 \cdot 10^{-10} \le m_i < 10^{-8}$	Hobbs et al. (1972)
Graupel-like snow of hexagonal type	$1.58 m_i^{0.417}$	$4.84 D_i^{1/4} (\rho_o/\rho_a)^{c_i}$	$10^{-8} \le m_i < 2.49 \cdot 10^{-7}$	Locatelli & Hobbs (1974)

Tab. 3. *Parameters as used in the parameterizations.*

	DR-Scheme		M-Scheme	
a_g	$124\ m^{0.36}\ s^{-1}$	Devantier (1995)	$1\ m^{0.5}\ s^{-1}$	Lin et al. (1983)
a_i	$700\ s^{-1}$	Murakami (1990)	$56.4\ m^{0.43}\ s^{-1}$	Locatelli & Hobbs (1974)
a_r	$842\ m^{0.2}\ s^{-1}$	Lui & Orville (1969)	same	same
a_s	$17\ m^{0.5}\ s^{-1}$	Murakami (1990)	-.-	-.-
b_g	0.64	Devantier (1995)	0.5	Lin et al. (1983)
b_i	1	Murakami (1990)	0.57	Locatelli & Hobbs (1974)
b_r	0.8	Lui & Orville (1969)	same	same
b_s	0.5	Murakami (1990)	-.-	-.-
c_g	0.5	Devantier & Raabe (1996)	-.-	-.-
c_i	0.35	Devantier & Raabe (1996)	0.5	Cotton et al. (1982)
c_r	0.5	Cotton et al. (1982)	same	same
c_s	0.5	Cotton et al. (1982)	same	same
k_l	-.-	-.-	$10^{-3}\ s^{-1}$	Kessler (1969)
q_{co}	-.-	-.-	$5 \cdot 10^{-4}$ kg/kg	Kessler (1969)
q_{so}	$6 \cdot 10^{-4}$ kg/kg	Lin et al. (1983)	-.-	-.-
A'	$0.66\ K^{-1}$	Bigg (1953)	same	same
B'	$100\ m^{-3}\ s^{-1}$	Bigg (1953)	same	same
C_D	-.-	-.-	0.6	Wisner et al. (1972)
C_m	-.-	-.-	$10^{-9}\ kg\ s^{-1}$	Cotton et al. (1982)
D_{oc}^{ini}	$10 \cdot 10^{-6}$ m	Devantier (1995)	-.-	-.-
D_{or}^{ini}	$32.5 \cdot 10^{-6}$ m	Devantier (1995)	-.-	-.-
E_{cg}	-.-	-.-	0.5	Mölders et al. (1997)
E_{ci}	0	Devantier (1995)	0.8	Heymsfield & Sabin (1989)
E_{cr}	0.1	Devantier (1995)	1	Lin et al. (1983)
E_{ri}	1	Devantier (1995)	-.-	-.-
E_{cs}	1	Devantier (1995)	-.-	-.-
E_{cg}	1	Devantier (1995)	-.-	-.-
E_{cc}	0.1	Devantier (1995)	-.-	-.-
E_{ig}	0.1	Devantier (1995)	-.-	-.-
E_{cg}	1	Devantier (1995)	-.-	-.-
E_{rg}	1	Devantier (1995)	-.-	-.-
N_{Ao}	$2 \cdot 10^5\ m^{-3}$	Devantier (1995)	-.-	-.-
N_{og}	-.-	-.-	$4 \cdot 10^4\ m^{-4}$	Federer & Waldvogel (1975)
N_{og}^{ini}	$1.1 \cdot 10^6\ m^{-4}$	Cotton & Anthes (1989)	-.-	-.-
N_{oi}	$3 \cdot 10^6\ m^{-4}$	Gunn & Marshall (1958)	$7.6 \cdot 10^6\ m^{-4}$	Leary & Houze (1979)
N_{or}	q_r/λ_r	Cotton & Anthes (1989)	$8 \cdot 10^6\ m^{-4}$	Marshall & Palmer (1948)
N_{os}^{ini}	$32.5 \cdot 10^6\ m^{-4}$	Cotton & Anthes (1989)	-.-	-.-
λ_g^{ini}	0.6	Cotton & Anthes (1989)	-.-	-.-
λ_s^{ini}	0.25	Cotton & Anthes (1989)	-.-	-.-

Tab. 3 *continued*

ρ_r	1000 kg m^{-3}	-.-	same	-.-
ρ_i	500 kg m^{-3}	Devantier (1995)	84 kg m^{-3}	Heymsfield & Sabin (1989)
ρ_s	84 kg m^{-3}	Heymsfield & Sabin (1989)	-.-	-.-
ρ_g	200 kg m^{-3}	Devantier (1995)	600 kg m^{-3}	Cotton et al. (1982)
ln σ_i	0.25	Nickerson et al. (1987)	-.-	-.-
ln σ_c	0.28	Nickerson et al. (1987)	-.-	-.-
ln σ_r	0.5	Nickerson et al. (1987)	-.-	-.-

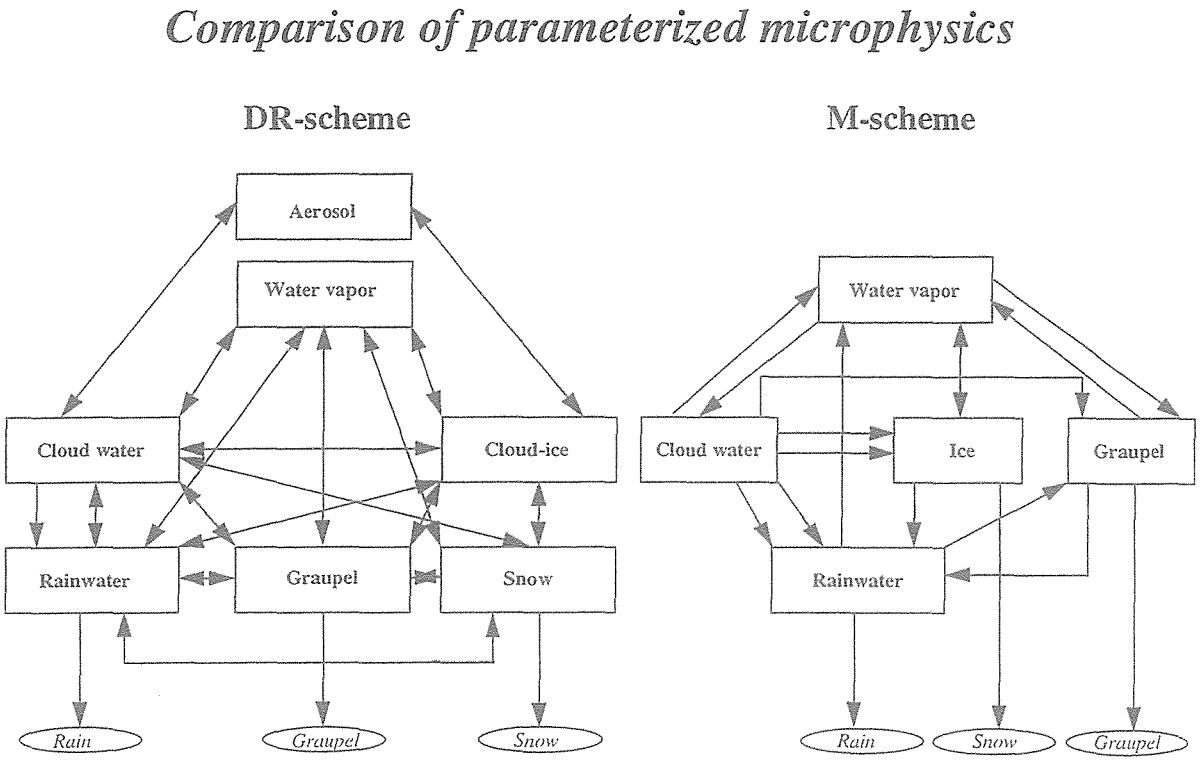


Fig. 1. Schematic view of the microphysical processes considered in the DR-scheme and the M-scheme, respectively.

3. Comparison of the simulation results

In both the simulations the near surface wind field converges over the Mecklenburger Bucht and the Pommersche Bucht. This moisture convergence leads to upward motions and cloud formation. Comparing the simulated cloud distributions shows that the cloud fields provided by the DR-scheme cover a larger area than those provided by the M-scheme (Figs. 3, 4). The same is true for the extension of the snow fields (Figs. 6, 7). These larger extensions may be explained by the postulation of non-sedimentating *cloud-ice*. Non-sedimentating *cloud-ice* rests at a cloud level until it either sublimates or until it converts to *snow*. Hence, in the DR-scheme, *cloud-ice* spreads more widely by diffusion and advection than *ice* in the M-scheme. The concept of non-sedimentating *cloud-ice* also retards the formation of precipitating particles and may contribute to the lower snowfall rates of the DR-scheme as compared to the M-scheme.

The results of a sensitivity study, for which in the M-scheme *ice* had to exceed a critical mass of $5 \cdot 10^{-9}$ kg before sedimentation starts, the distributions of cloudiness slightly differed from those of the origin formulation (Mölders 1993). Similar was also found by Cho

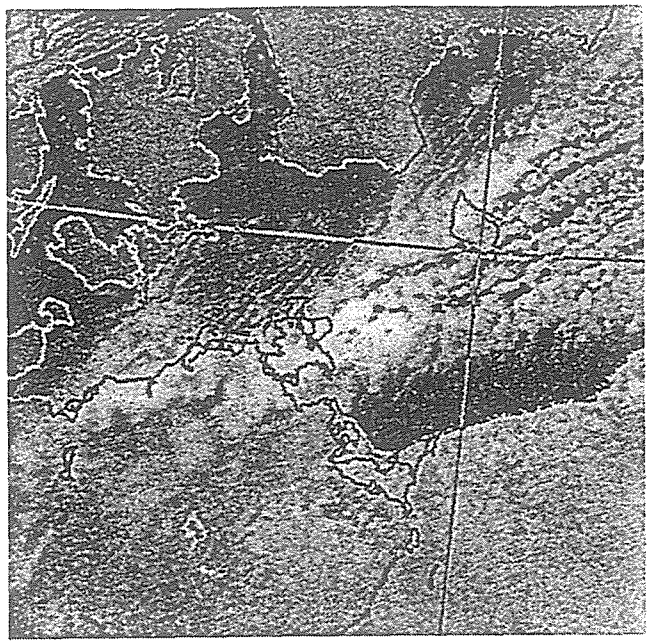


Fig. 2. NOAA-9 AVHRR IR-imagery of cloud distribution at 11 January 1987 1236 UTC (from Pike 1990).

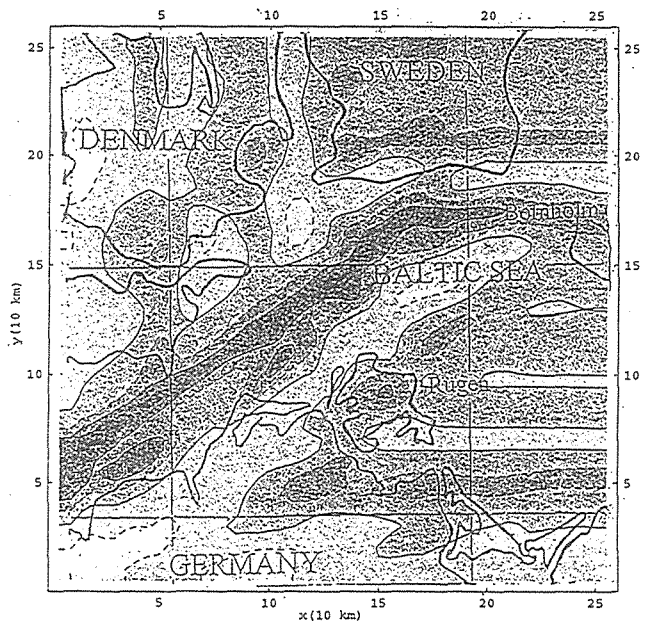


Fig. 3. Mean distribution of cloud water as obtainted from the simulation with the DR-scheme. The grey labels reach from 0.01 g/kg in white to 0.1 g/kg in black.

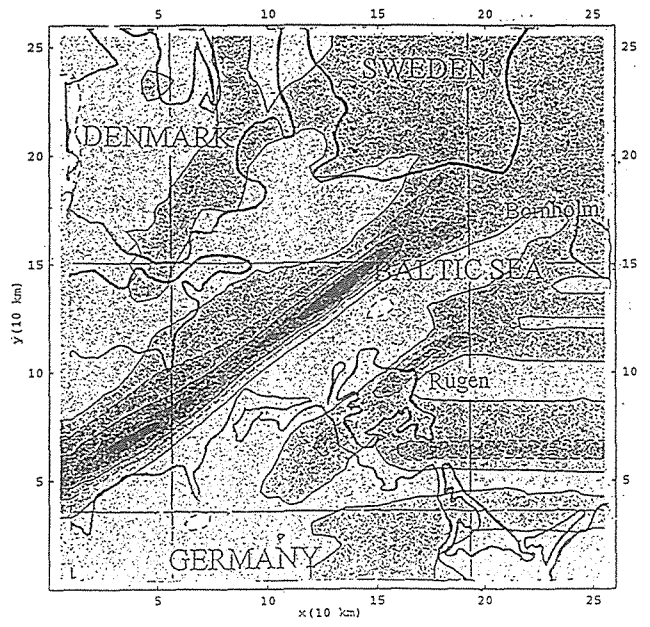


Fig. 4. Like Fig. 3, but for the simulation with the M-scheme.

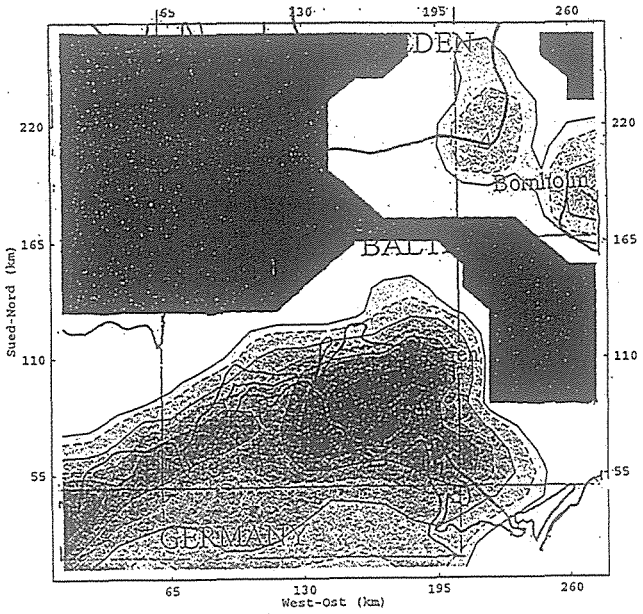


Fig. 5. Observed precipitation over the south-western Baltic Sea on January, 11 1987. White areas indicate no snowfall observed. Black areas indicate areas without observatinal data. Grey levels (from light to dark) are at 0.5, 1, 2.5, 5, 7.5, 10, 15, 20, 25 mm.

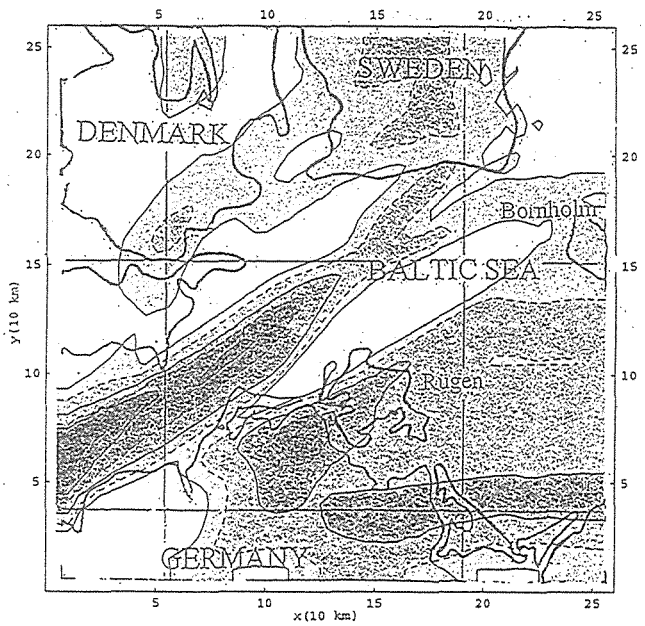


Fig. 6. Precipitation as simulated by the DR-scheme.Grey levels (from light to dark) are at 0.5, 1, 2.5, 5, 7.5, 10, 15, 20, 25 mm.

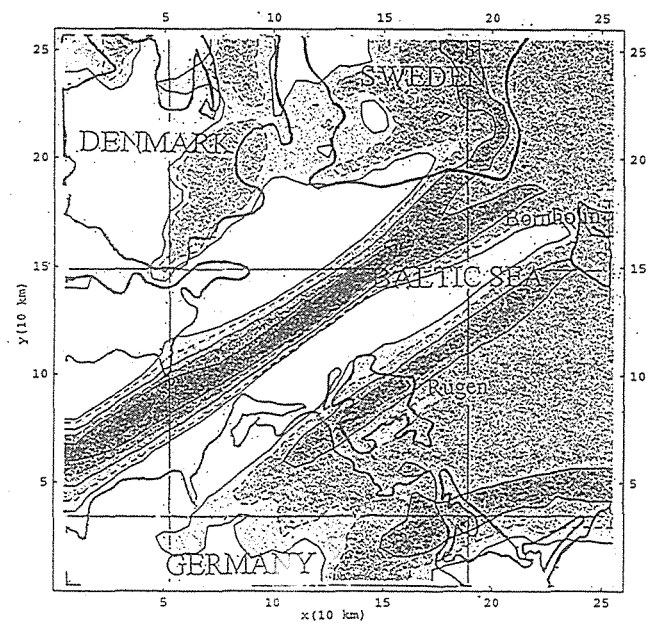


Fig. 7. Precipitation as simulated by the M-scheme. Grey levels (from light to dark) are at 0.5, 1, 2.5, 5, 7.5, 10, 15, 20, 25 mm.

et al. (1989). In the evaluation of precipitation, however, BIAS and threat-score became slightly worse as compared to those obtained from the version with immediate onset of sedimentation (Mölders 1993).

Further differences may result from the use or neglecting of the density correction term. Sensitivity studies performed with the M-scheme with and without a density correction term showed the following (Mölders 1993). The cloud tops are found in lower levels because of the increase in the fall velocity of the particles in upper levels. Hence, the enhanced removal of condensate from the upper levels reduces relative humidity. Since cloud water does not sedimentate, more cloud water exists in the upper levels in the study with density correction than in that without. The altered terminal velocity indirectly affect cloud water via the changed distributions of rainwater and ice and accretion rates. On average, the inclusion of the correction term reduces the mixing ratios of rainwater and ice. This is due to the fact that in the upper part of the clouds less time is available for accretion, and in the lower part of the atmosphere more time is available for sublimation and evaporation. The accumulated precipitation may both decrease or increase. Mölders (1993) found for a 3 day period in springtime that the inclusion of the correction term may lead to an increase of the 72h-accumulated precipitation by more than 7.5 mm at one location, while it yields in a decrease by 3.1 mm at another.

4. Comparison simulated cloudiness and snowfall to observations

The simulations were performed assuming a constant geostrophic wind speed and direction in the upper levels. Since in nature, however, the speed and the direction of the flow slightly vary with time, it is obvious that the simulation results differ to a certain degree from the observation. Comparing the simulated (Figs. 3, 4) and the observed cloud distributions (Fig. 2) shows satisfactory results for both the simulations. The satellite data show thin cirrus over large areas of the Baltic. In the upper levels, both schemes also provide slight ice amounts over nearly the entire domain. Both schemes predict the main cloud bands at nearly the right positions except for the cloud band over Denmark (see upper edge of the model domain). These clouds are not predicted by both the simulations. Here, the formulation of the boundaries are the reason. While the simulation applying the DR-scheme better provides the heterogeneous structure of the cloud band in the south-western part of the Mecklenburger Bucht, the simulation using the M-scheme better succeeds in predicting the double-band structure in the north-eastern part of that cloud band.

Comparing the simulated (Figs. 6, 7) and the observed precipitation distribution (Fig. 5) shows that both schemes satisfyingly predict the position of the snow field. Taking into account that no data were reported over the Baltic Sea, and that clouds of similar appearence than the snow providing clouds over land were observed by satellite, it has to be expected that the line-like form of the snow field, which is predicted by the two simulations, may be reliable. Moreover, the reanalysis of this event also provides a snow band over the Baltic Sea (e.g., Gustafsson et al. 1998) as do our simulations. Comparing only the simulated and observed snow fields on land differences can be found in the position of the snowfall maxima as well as in the extension of the snow field. While the DR-scheme under-estimates maximum snowfall, the M-scheme over-estimates the maximum values. The discrepancies with respect to the maxima may be due to differences between the ice crystal types, ice density and, hence, the deviating terminal velocities of the frozen particles in nature and the model world.

5. Conclusions

Two different parameterization schemes of cloud microphysics were compared to each other and observed snowfall to elucidate their impact on predicted snowfall. The important processes used in both the parameterization schemes are nucleation, vapor diffusion, collection, and melting, as well as fallout. While one of the schemes subdivides the frozen

particles into (sedimentating) *ice* and *graupel*, the other one distinguishes between (non-sedimentating) *cloud-ice*, *snow*, and *graupel*. The impact of *graupel* and *rainwater* was small in our case study. The main differences between the parameterization schemes are the assumptions made on the heterogeneous ice forming processes, on the form and density of the ice as well as on the size distributions of the water substances.

The evaluation showed that both the cloud modules are able to realistically simulate the cloud and snowfall distributions associated with the Baltic heat cyclone of 11/12 January 1987. The discrepancies between the simulated and observed maxima may be due to the assumptions on the ice characteristics and classes, which among others restrict the amount of different ice cyrstal types occurring. The settling of the frozen particles strongly depends on the ice crystal type. Hence, the evaluation suggests that more ice crystal types should be considered in the parameterizations so that the cloud formation may better adjust to the synoptic situation to be simulated.

Up to now only a visual evaluation was carried out which may not allow to point out which scheme predicted the examined Baltic heat cyclone event the most appropriate. Therefore, an objective evaluation by use of scores (threat scores, BIAS-score, probability of detection, categorical score, rms-score, etc.) as performed by Mölders (1993) is planned for the future.

Acknowledgements

We would like to express our thanks to the Ministry of Education, Science and Technology (BMBF) and the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) for the support of this study under contracts 07KTF83, 01LA9839/4, Mo770/1-1 and Mo770/1-2. We also thank M. Klingspohn for helpful comments. The precipitation data were provided by the BALTEX-data bank as well as by the German Weather Service.

References

Bigg, E.K. 1953. The supercooling of water. Proc. Phys. Soc., London B66, 668-694.

Cho, H.R., M. Niewiadomski, J.V. Iribarne, O. Melo, 1989. A model of the effect of cumulus clouds on the redistribution and transformation of pollutants. *J. Geophys. Res.* 94: 12895-12910.

Cotton, W.R., R.A. Anthes, 1989. *Storms and cloud dynamics*. Academic Press, San Diego.

Cotton, W.R., M.A. Stephens, T. Nehrkorn, G.J. Tripoli, 1982. The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model. Part II: An ice phase parameterization. *J. Rech. Atmos.* 16: 295-320.

Cotton, W.R., G.J.Tripoli, R.M.Rauber, E.A.Mulivihill, 1986. Numerical simulations of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggreation processes on orographic snowfall. *J. Clim. Appl. Meteor.* 25: 1658-1680.

Devantier, R., 1995. Wolkenbildungsprozesse über der südlichen Ostsee - Anwendungen eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell. Ph.D. thesis, Univ. Leipzig.

Devantier, R., A. Raabe, 1996. Application of a quasispectral cloud parameterization scheme to a mesoscale snowfall event over the Baltic Sea. *Contrib. Atmos. Phys.* 69: 375-384.

Eppel, D.P., H. Kapitza, M. Claussen, D. Jacob, W. Koch, L. Levkov, H.-T. Mengelkamp, N. Werrmann, 1995. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications. *Contrib. Atmos. Phys.* 68: 15-41.

Federer, B., A. Waldvogel, 1975. Hail and raindrop size distributions from a Swiss multicell storm. *J. Appl. Meteor.* 14, 91-97.

Flatøy, F. 1992. Comparison of two parameterization schemes for cloud and precipitation processes. *Tellus* 44A: 41-53.

Gunn, K.L.S., J.S. Marshall, 1958. The distribution with size of aggregate snowflakes. *J. Meteor.* 15: 452-461.

Gustafsson, N., A. Omstedt, L. Nyberg, 1998. Coupling high resolution atmosphere and ocean models for the Baltic Sea. *Mon. Wea. Rev.* (in press).

Heymsfield, A., 1977. Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study. *J. Atmos. Sci.* 34: 367-381.

Heymsfield, A.J., R.M. Sabin, 1989. Cirrus crystal nucleation by homogeneous freezing of solution droplets. *J. Atmos. Sci.* 46: 2252-2264.

Hobbs, P.V., L.F. Radke, A.B. Fraser, J.D. Locatelli, D.G. Robertson, R. Atkinson, J. Farber, R.R. Weiss, R.C. Easter, 1972. Field observations and theoretical studies of clouds and precipitation over the Cascade Mountains and their modification by artificial seeding (1971-1972). Res. Rep. VII, Dept. Atmos. Sci. Univ. of Wash., Seattle, 293 pp.

Houze, R.A., Jr., 1993. *Cloud Dynamics*. Academic Press, San Diego, p. 573.

Kapitza, H., D.P. Eppel, 1992. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests. *Contrib. Atmos. Phys.* 65: 129-146.

Kessler, E., 1969. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monogr.* 27, Amer. Meteor. Soc., 84.

Leary, C.A., R.A. Jr. Houze, 1979. Melting and evaporation of hydrometeors in precipitation from the anvil clouds of deep tropical convection. *J. Atmos. Sci.* 36: 669-679.

Lin, Y.-L., R.D. Farley, H.D. Orville, 1983. Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Clim. Appl. Meteor.* 22: 1065-1092.

Locatelli, J.D., P. Hobbs, 1974. Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.* 79: 2185-2197.

Lord, S.J., H.E. Willoughby, J.M. Piotrowicz, 1984. Role of a parameterized ice-phase microphysics in an axissymetric, nonhydrostatic tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.* 41: 2836-2848.

Lui, J.Y., H.D. Orville, 1969. Numerical modeling of precipitation and cloud shadow effects on mountain-induced cumuli. *J. Atmos. Sci.* 26: 1283-1298.

Marshall, J.S., W.M. Palmer, 1948. The distribution of raindrops with size. *J.Met.* 5: 165-166.

McCumber, M., W.-K. Tao, J. Simpson, R. Penc, S.-T. Soong, 1991. Comparison of ice-phase microphysical parameterization schemes using numerical simulations of tropical convection. *J. Appl. Meteor.* 30: 985-1004.

Meyers, M.P., P.J. DeMott, W.R. Cotton, 1992. New primary ice-nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteor.* 31: 708-721.

Mölders, N. 1993. Wolkenparametrisierung für ein Chemie-Transportmodell. *Mitt. Inst. f. Geophys. u. Meteor.* Univ. zu Köln 88, Ph. D. thesis.

Mölders, N., H. Hass, H.J. Jakobs, M. Laube, A. Ebel, 1994. Some effects of different cloud parameterizations in a mesoscale model and a chemistry transport model. *J. Appl. Meteor.* 33: 527-545.

Mölders, N., Laube, M., Kramm, G., 1995. On the parameterization of ice microphysics in a mesoscale a weather forecast model. *Atmos. Res.* 38: 207-235.

Mölders, N., Kramm, G., Laube, M., Raabe, A., 1997. On the influence of bulk parameterization schemes of cloud relevant microphysics on the predicted water cycle relevant quantities - a case study. *Meteorol. Zeitschr.* 6: 21-32.

Mölders, N., 1999. On the enhancement or counteraction of the responses to local-scale accumulated land-use changes on the short time-scale. This issue

Murakami, M., 1990. Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud. *J. Met. Soc. Japan* 68: 107-127.

Nickerson, E.C., E. Richard, R. Rosset, D.R. Smith, 1987. The numerical simulation of clouds, rain and airflow over the Vosges and Black Forest Mountains: A meso-β model with parameterized microphysics. *Mon. Wea. Rev.* 114: 398-414.

Orville, H.D., F.J. Kopp, 1977. Numerical simulation of the life history of a hailstorm. *J. Atmos. Sci.* 34: 1596-1618.

Pike, W.S., 1990. A heavy mesoscale snowfall event in northern Germany. *Meteorological Magazine* 119: 187-195.

Schlamp, R.J., H.R. Pruppacher, A.E. Hamielec, 1975. A numerical investigation of the efficiency with which simple columnar ice crystals collide with supercooled water drops. *J. Atmos. Sci.* 32: 2330-2337.

Srivastava, R.C. 1967. A study of effects of precipitation on cumulus dynamics. *J. Atmos. Sci.* 24: 36-45.

Tiesel, R., 1984. Die Wärmezyklonen der westlichen und mittleren Ostsee. *Z. Meteor.* 34: 354-365.

Tripoli, G.J., W.R. Cotton, 1982. The Colorado State University Three-dimensional Cloud/ Mesoscale Model - Part I: General theoretical framework and sensitivity experiments. *J. Rech. Atmos.* 16: 185-219.

Wisner, C., H.D. Orville, C. Myers, 1972. A numerical model of a hail-bearing cloud. *J. Atmos. Sci.* 29: 1160-1181.

Addresses of the authors:

LIM - Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3, 04103 Leipzig

Weiterentwicklung eines Wolkenmoduls (LECLOUD) für mesoskalige Atmosphärenmodelle

Frank Jagusch

Zusammenfassung

Das Wolkenmodul LECLOUD (Devantier (1995), Raabe u.a. (1996)) wurde durchgesehen und eine Reihe von Korrekturen und Verbesserungen vorgenommen. Die Einbindung des ursprünglich nulldimensionalen Wolkenmoduls in das dreidimensionale GESIMA (GEsthachter SImulationsModell der Atmosphäre, siehe auch Kapitza (1987)) wurde überarbeitet und bezüglich Aerosol und Fallgeschwindigkeit konsistent gestaltet. Dadurch verbesserte sich die numerische Stabilität des Wolkenmoduls. Das wird anhand einer mehrtägigen Simulation gezeigt. Die Simulationen werden mit einer zweidimensionalen Variante des GESIMA durchgeführt.

Summary

The cloud module LECLOUD was critically gone through and a number of corrections and enhancements were made. The implementation of the originally 0-dimensional cloud module in the three-dimensional GESIMA (GEsthacht SImulaion Modell of Atmosphere, see Kapitza (1987)) was revised and made more consistent due to aerosol and fall-speed. So the numerical stability of the cloud module was improved. This is shown on the basis of a simulation over a period of several days at the basis of a two-dimensional variant of GESIMA.

1. Einleitung

Das Wolkenmodul LECLOUD (LEipzig CLOUD-Modul, Devantier (1995), Devantier und Raabe (1996), Raabe u.a. (1996)) wurde im Rahmen des Forschungprojekts „Mesoskaliges Modell zur Simulierung regionaler Phänomene der Wolkenbildungs- und Strahlungsprozesse über der südwestlichen Ostsee/Mecklenburg-Vorpommern“ entwickelt. Es wurde zunächst ein nulldimensionalens Wolkenmodul erstellt, welches später in das dreidimensionale GESIMA (GEsthachter SImulationsModell der Atmosphäre, siehe auch Kapitza (1987)) implementiert wurde. LECLOUD berücksichtigt 5 Wolkenteilchenklassen (Wolkenwasser, Regenwasser, Wolkeneis, Schnee und Graupel) und prognostiziert nicht nur die Massenmischungsverhältnisse, sondern auch die Teilchenzahlkonzentrationen. Damit ist dieses Modell potentiell geeignet ein Spektrum von Teilchengrößen für verschiedene Entwicklungsstadien einer Wolke zu beschreiben.
In den vergangenen Jahren wurde das Wolkenmodul LECLOUD weiterentwickelt. Die vorgenommenen Änderungen sind hier beschrieben.
In Anlage 3 von Raabe (1995) wurde das von Devantier entwickelte Wolkenmodul LECLOUD dokumentiert (siehe auch Devantier (1995)). In diesen Arbeiten sind bei einigen Formeln Reproduktionsfehler aufgetreten. Die korrigierten Formeln sind in Anhang A wiedergegeben. Die erläuternden Texte in Raabe (1995) und Devantier (1995) behalten ihre Gültigkeit. Veränderte Parametrisierungen betreffen die Aerosolbehandlung und eine Überarbeitung der Fallgeschwindigkeiten sowie der Behandlung von Grenzbedingungen für die 5 Wolkenteilchenklassen, was für die Stabilität der Simulationen von Belang ist.

2. Aerosolbehandlung

2.1. Bisheriger Stand

Im GESIMA wird Aerosol nur in einer Teilchenklasse und nur als Kondensationskeime für Wolkenbildungsprozesse berücksichtigt. Die verschiedenen Wolkenmodule weisen unterschiedliche Aerosolbilanzen auf.
Die Wolkenmodelle von Jacob (1991) und Mölders (1993, 1994, 1995, 1997) lassen die Aerosolkonzentration nach der Initialisierung unverändert. In diesen Modulen unterliegt das Aerosol weder der Diffusion noch dem Transport, es gibt keine Quellen und Senken für Aerosolteilchen. Im Wolkenmodell von Mölders u.a. (1993, 1994, 1995, 1997) geht das Aerosol nicht in die Wolkenparametrisierung ein.
Die Wolkenmodule von Levkov (1992) und Devantier (1995) berücksichtigen das Aerosol durch die Vorgabe einer höhenabhängigen Aerosolkonzentration. Die Aerosolteilchen unterliegen dem Transport und der Diffusion. Ein Ausfallen aus der Atmospähre und die damit verbundene Deposition der Aerosolteilchen wird jedoch nicht modelliert. Die Produktion von Aerosol am Boden (Aufwirbeln von Staub u.ä.) bleibt ebenso unberücksichtigt. Als Aerosolquelle tritt nur die Freisetzung von Aerosolteilchen beim Verdunsten/Sublimieren von Regen- und Wolkentröpfchen bzw. Wolkeneis auf. Als Senke wird nur der Verlust von Aerosolteilchen bei der Wolkenbildung (Verbrauch von Kondensationskernen/Eiskeimen) berücksichtigt, die dann bei Sedimentation (Niederschlag) nicht durch neue ersetzt werden.

2.2. Probleme

Die Wolkenmodelle von Jacob (1991) und Mölders (1993, 1994, 1995, 1997) beziehen das Aerosol nicht mit in die Simulation ein. So können auch Prozesse wie Wolkenbildung und eventueller Mangel an Aerosol oder Aerosoldeposition nicht direkt betrachtet werden.
Bei Verwendung der Wolkenmodelle von Levkov (1992) und Devantier (1995) ist bei längeren Rechnungen (mehr als ein Tag) ein Rückgang der Aerosolteilchen zu beobachten, in dessen Folge auch die Wolkenbildung zurückgeht. Ursache dafür ist, daß diese Module langfristig eine nicht ausgewogene Bilanz des Aerosols aufweisen, wenn man nicht ständig eine neue höhenabhängige Aerosolkonzentration initialisiert. Wie in Abbildung 1 zu erkennen ist gehen bei Niederschlag Aerosolteilchen für die Wolkenbildungsprozesse unwiederbringlich verloren.

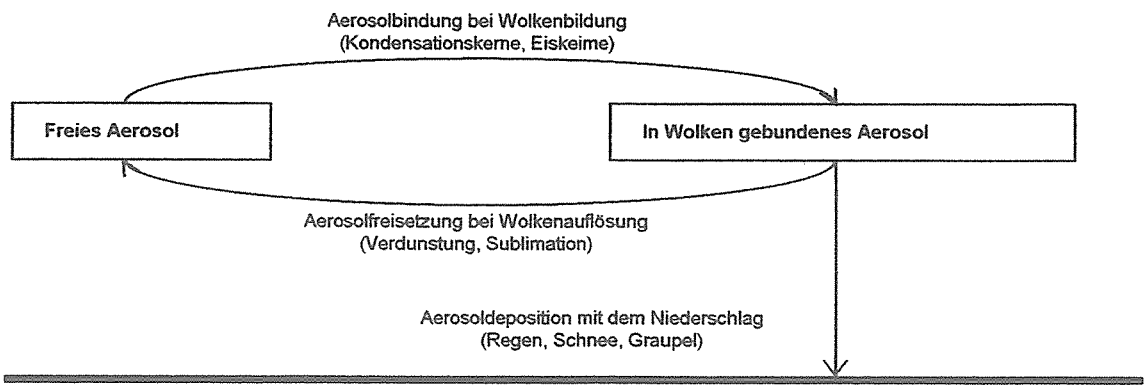


Abb. 1: Erweiterter Aerosolkreislauf in den Wolkenmodellen von Levkov (1992) und Devantier (1995).

Bei kürzeren Simulationen (üblicherweise wird mit solchen mesoskaligen Modellen ein Tagesgang simuliert) ist der Aerosolverlust in Relation zur Gesamtmenge unwesentlich und deshalb auch kaum sichtbar. Bei Simulationen, die über 24 Stunden hinausgehen, bewirkt das verrin-

gerte Angebot an Eiskeimen und Kondensationskernen einen Rückgang der Wolkenbildung und in deren Folge eine Verringerung der Wolkenbedeckung und der Niederschläge im Modell. Dieses wirkt sich über die Strahlungs- und Wasserbilanz auf das gesamte Modellverhalten aus, vor allem wenn eine Simulation über mehrere Tage fortgesetzt werden soll.
In der Natur tritt ein Mangel an Aerosol und damit an Eiskeimen und Kondendationskernen im Prinzip nie auf. Die Anwendbarkeit der Wolkenmodelle von Levkov (1992) und Devantier (1995) ist daher auf kurze Simulationen beschränkt, wenn nicht eine Aerosolquelle in die Betrachtungen eingeschlossen wird.

2.3. Korrekturmöglichkeiten

Der Rückgang der Aerosolanzahl kann auf verschiedene Weise verhindert werden:
Am einfachsten ist es, die Aerosolverteilung auf dem mit der Initialisierung festgelegten Stand zu fixieren. Dies entspricht der Situation im Wolkenmodell von Jacob (1991). Dabei geht jedoch die Berücksichtigung der durch das schwankende Aerosolangebot hervorgerufenen Effekte in den Wolkenmodellen von Levkov (1992) und Devantier (1995) verloren, d.h., der in Abbildung 1 dargestellte Aerosolkreislauf wird vollständig ausgeschaltet.
Weitere Möglichkeiten beruhen auf dem Ersatz des mit dem Niederschlag dem Kreislauf entnommenen Aerosols. Die genaue Menge dieses depositionierten Aerosols ist jedoch nur mit Aufwand zu ermitteln.
Einfacher ist es, die Gesamtmenge des freien Aerosols während der Simulation zu beobachten und nicht unter einen bestimmten Grenzwert sinken zu lassen. Als Grenzwert eignet sich dabei die nach der Initialisierung vorhandene Menge des freien Aerosols im Modell. Bei dieser Vorgehensweise ist zu erwarten, daß die Gesamtmenge des freien Aerosols bei überwiegender Wolkenbildung gleich dem Grenzwert ist und bei überwiegender Wolkenauflösung (durch Verdunstung und/oder Sublimation) über dem Grenzwert liegt. Wenn im Modell Niederschlag auftritt, wird langfristig die Wolkenbildung die Wolkenauflösung überwiegen, so daß die Aerosoldeposition mit dem Niederschlag vollständig kompensiert wird.
Die Frage, wo im Modell das zur Kompensation der Deposition nötige Aerosol eingebracht wird kann verschieden beantwortet werden. Zwei einfache Möglichkeiten werden hier angewendet: Die Kompensationsmenge wird entweder auf alle Zellen des Modells oder auf alle Zellen der untersten Luftschicht des Modells gleichmäßig verteilt. Die Verteilung auf alle Zellen des Modells stellt eine rein numerische Lösung dar, die keiner physikalischen Idee folgt. Die Verteilung auf alle Zellen der untersten Luftschicht folgt dem Gedanken, daß die wesentlichen primären Quellen für Aerosole am Boden liegen. Eine Untergliederung der einzelnen Bodentypen nach ihrer Aerosolproduktion wurde nicht vorgenommen.

2.4. Realisierung

Um die vorgeschlagenen Korrekturmöglichkeiten im GESIMA zu realisieren wurde ein weiterer Schalter in die Initialisierungs- und Steuerdatei des GESIMA. Dieser Schalter (IFAERT) kann vier Werte annehmen:

- Die Aerosolverteilung wird für alle Wolkenmodelle auf dem mit der Initialisierung festgelegten Stand konstant gehalten. Dies entspricht der Vorgehensweise in den Wolkenmodellen von Jacob (1991) und Mölders u.a. (1993, 1994, 1995, 1997). (Schalterstellung IFAERT = 0)
- Die Aerosolbehandlung entspricht dem ursprünglichen Stand der einzelnen Wolkenmodule (vor Einführung des Schalters IFAERT). (Schalterstellung IFAERT = 1)

- Die Gesamtmenge des freien Aerosols wird beobachtet. Bei Unterschreiten der nach der Initialisierung festgestellten Menge freien Aerosols werden so viele Aerosolteilchen in das Modell eingebracht, daß die nach der Initialisierung festgestellte Menge wieder erreicht wird. Die Kompensation erfolgt im Modell überall mit dem gleichen $\text{Betrag pro Zelle} = \frac{\text{Verlustmenge}}{\text{Zellenanzahl}}$. (Schalterstellung IFAERT = 2)
- Die Gesamtmenge des freien Aerosols wird beobachtet. Bei Unterschreiten der nach der Initialisierung festgestellten Menge freien Aerosols werden so viele Aerosolteilchen in das Modell eingebracht, daß die nach der Initialisierung festgestellte Menge wieder erreicht wird. Die Kompensation erfolgt in allen Zellen der untersten Luftschicht des Modells gleichmäßig. (Schalterstellung IFAERT = 3)

Details zur Realisierung sind in Raabe u.a. (1997a) zu finden.

3. Fallgeschwindigkeiten

3.1. Bisheriger Stand

Im Wolkenmodul LECLOUD werden aus den prognostizierten Größen Mischungsverhältnis q und Teilchenzahldichte N mittels der angenommenen Verteilungsfunktionen ein mittlerer Durchmesser D der Teilchen der einzelnen Klassen berechnet (siehe Raabe u.a. (1995)). Mittels dieser Größe wird über eine für die Teilchenklassen verschieden parametrisierte Formel die mittlere Fallgeschwindigkeit der Teilchen ermittelt.
Diese Fallgeschwindigkeiten haben auf die Kollisionshäufigkeit von Teilchen verschiedener Klassen einen wesentlichen Einfluß, so daß sie bei vielen Umwandlungsraten in der formelmäßigen Beschreibung auftauchen.

3.2. Erweiterte Nutzung der Fallgeschwindigkeiten

Das Wolkenmodul LECLOUD wurde als nulldimensionales numerisches Modell entwickelt, in dem ein Ausfallen der Teilchen aus dem betrachteten Volumen nicht berücksichtigt wurde. Bei der ersten Implementation des LECLOUD in das GESIMA wurde die dort bereits vorhandene Parametrisierung des Fallouts beibehalten. Die dort verwendeten Formeln berücksichtigen jedoch nicht die mittlere Fallgeschwindigkeit der einzelnen Teilchen, da im ursprünglichen Wolkenmodul des GESIMA (Jacob (1991)) die zur Berechnung nötige Teilchenzahldichte nicht mit prognostiziert wurde.
Die Implementation des LECLOUD in das GESIMA wurde dahingehend geändert, daß die im LECLOUD berechneten Fallgeschwindigkeiten der Teilchen der einzelnen Klassen auch zur Bestimmung des Fallouts herangezogen wurden. Damit wird die im LECLOUD vorhandene höhere physikalische Auflösung auch auf das Niederschlagsverhalten ausgedehnt.

4. Stabilität

Die im Wolkenmodell LECLOUD benutzten Parametrisierungen der Umwandlungsraten sind nur für die bei Raabe und Devantier (1995) definierten Teilchenklassen sinnvoll. Diese Teilchenklassen werden neben dem Aggregatzustand auch durch minimale und maximale mittlere Teilchenmassen ($\overline{m}_{Min}$, $\overline{m}_{Max}$) bzw. -durchmesser ($\overline{D}_{Min}$, $\overline{D}_{Max}$) abgegrenzt. Durch verschiede-

ne Prozesse (Verdunstung, Anlagerung etc.) können sich die Teilchen in einer Klasse zu den Grenzen für Masse bzw. Durchmesser hin entwickeln. Dabei ist auch eine Überschreitung dieser Grenzen möglich, was bei meteorologischen Extremsituationen während der Simulation gelegentlich auftritt. Durch das Versagen der Parametrisierungen in diesen Fällen treten physikalisch sinnlose Werte auf.
Die Stabilität der Simulationen mit dem LECLOUD kann erhöht werden, indem eine Überwachung der Grenzen für Masse bzw. Durchmesser der Teilchen in den einzelnen Teilchenklassen eingeführt wird. Falls die Grenzen überschritten werden, erfolgt eine geeignete Korrektur der Werte, so daß die verwendeten Parametrisierungen nicht versagen (siehe Tabelle 1).
Die Simulationsergebnisse werden durch diese Korrekturen im allgemeinen nur minimal beeinflußt, jedoch erhöht sich die Stabilität des Modells bei in Simulation auftretenden extremen Wettersituationen (z.B. starke Wolken-/Niederschlagsentwicklung bei Gewittern) erheblich.

Teilchenklasse	verletztes Kriterium	Korrektur
Wolkenwasser (Index W)	$\overline{m}_{Min}$ bzw. $\overline{D}_{Min}$	Überführung in Wasserdampf, Freisetzung von N_W Aerosolteilchen (Kondensationskernen).
Wolkenwasser	$\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$	Überführung in Regenwasser.
Regenwasser	$\overline{m}_{Min}$ bzw. $\overline{D}_{Min}$	Überführung in Wolkenwasser.
Regenwasser (Index R)	$\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$	Erhöhung der Teilchenzahl N_R, so daß $\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$ erreicht wird.
Eis (Index I)	$\overline{m}_{Min}$ bzw. $\overline{D}_{Min}$	Überführung in Wasserdampf, Freisetzung von N_I Aerosolteilchen (Kondensationskernen).
Eis	$\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$	Überführung in Schnee.
Schnee (Index S)	$\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$	Erhöhung der Teilchenzahl N_S, so daß $\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$ erreicht wird.
Schnee	$\overline{m}_{Min}$ bzw. $\overline{D}_{Min}$	Überführung in Eis.
Graupel (Index G)	$\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$	Erhöhung der Teilchenzahl N_G, so daß $\overline{m}_{Max}$ bzw. $\overline{D}_{Max}$ erreicht wird.
Graupel	$\overline{m}_{Min}$ bzw. $\overline{D}_{Min}$	Überführung in Eis.

Tabelle 1: Korrekturen bei Überschreitung von Teilchenklassengrenzen

5. Ein Test: Vergleich der Varianten der Aerosolbehandlung

Zur Beurteilung der Varianten wurden Simulationen mit den Wolkenmodellen von Levkov (1992) und Devantier (1995) bei verschiedener Aerosolbehandlung durchgeführt. Dazu wurde die am LIM – Institut für Meteorologie der Universität Leipzig aus dem dreidimensionalen GESIMA abgeleitete zweidimensionale Variante des GESIMA genutzt. Das Modell hatte dabei eine horizontale Ausdehnung von 11 Gitterzellen (á 1000 m) und eine vertikale Ausdehnung von 14 Gitterzellen (Zellgrenzen bei 0 m, 40 m, 100 m, 300 m, 500 m, 800 m, 1100 m, 1500 m, 2000 m, 2500 m, 3000 m, 3500 m, 4000 m, 4500 m und 5000 m). Um eine Dynamik anzuregen wurde als Unterlage der ersten 5 Zellen küstennahes Meer und für die restlichen 6 Zellen Ackerland angenommen und ein geostrophischer Wind senkrecht zur Modellausdehnung (u = 0 m/s, v = -2 m/s) festgelegt.

Die vertikalen Temperatur-, Feuchte- und Windgeschwindigkeitsprofile nach dem eindimensionalen Vorlauf sind in der Abbildung 2 dargestellt. Die Meeres- und Bodentemperatur wurde mit 283 K initialisiert.
Die Simulationen erfolgten über eine Dauer von 10 Tagen bei Sonnenhöchststand (91. Tag nach der Frühlungsäquinoxe). Simulationsbeginn war 0 Uhr (Mitternacht). Bei diesen (synthetischen) Bedingungen ist die Bildung einer einfachen Land-Seewind-Zirkulation zu erwarten.

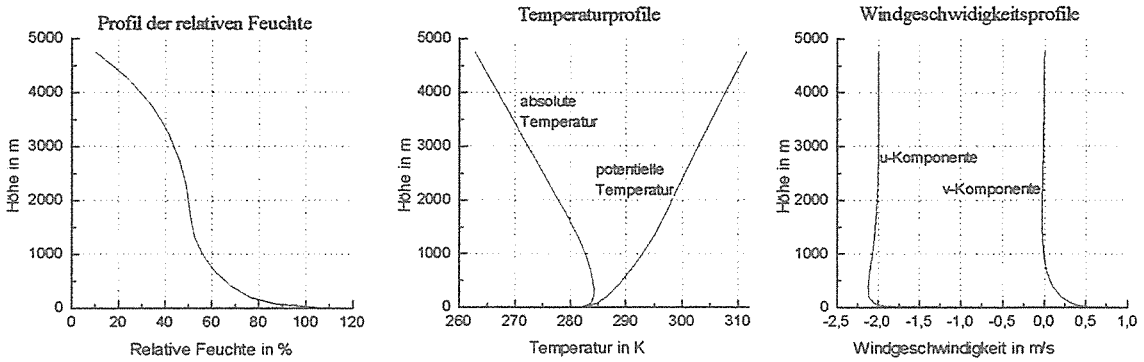


Abb. 2: Initialisierungsprofile der Simulationen zum Vergleich der Varianten der Aerosolbehandlung.

5.1. Aerosolmenge

Abbildung 3 zeigt die Entwicklung der Menge des freien Aerosols bei Simulationen über 10 Tage mit den Wolkenmodellen von Levkov (1992) und Devantier (1995) bei verschiedener Aerosolbehandlung.
Deutlich erkennbar ist bei beiden Wolkenmodellen die rasche Abnahme der Anzahl der Aerosolteilchen und das bleibende niedrige Restniveau bei Simulationen mit ursprünglichen Aerosolbehandlung ohne Verlustausgleich (Schalterstellung IFAERT = 1). Dieses dokumentiert die in 3.2. erläuterten Probleme.
Die in Abbildung 3 dargestellten Aerosolmengen für die Simulationen mit Aerosolverlustausgleich (Schalterstellungen IFAERT = 2 und 3) geben das Verhalten des Modells mit den in 2.3. vorgeschlagenen und 2.4. dokumentierten Korrekturen wieder. Deutlich erkennbar ist, daß die Aerosolmenge nicht unter den nach der Initialisierung ermittelten Grenzwert (hier $17 \cdot 10^9$ Teilchen) fällt. Bei Simulationen mit konstanter Aerosolverteilung (Schalterstellung IFAERT = 0) bleibt die Anzahl auf diesem Wert konstant. Das übersteigen des Grenzwertes tritt bei Wolkenauflösung auf (siehe 2.2. und Abbildung 1). In der Abbildung 3 ist erkennbar, daß der Ersatz des Aerosolverluste in Bodennähe (IFAERT = 3) zu geringer Wolkenauflösung durch Verdunstung/Sublimation führt und die Aerosolzahl näher am Ausgangswert bleibt.

5.2. Wolkenwassermenge

Die Abbildung 4 zeigt die Entwicklung der Mengen des Wolkenwassers bei Simulationen über 10 Tage mit den Wolkenmodellen von Levkov (1992) und Devantier (1995) bei verschiedener Aerosolbehandlung.
In den Abbildungen wird deutlich, daß in beiden Wolkenmodellen ohne Kompensation der Aerosolverluste (IFAERT = 1) die Menge des Regenwassers ab ca. der 26. Stunde Simulationszeit gering bleibt. Dies ist auf einen Mangel an Kondensationskeimen zurückzuführen und entspricht der in Abbildung 3 aufgezeigten Abnahme des freien Aerosols. Die nach ca. 50 Stunden einsetzende geringe Neubildung von Wolkenwasser geschieht durch die im Modell parameterisierte kondensationskernfreie Tröpfchenbildung bei hinreichender Wasserdampfübersättigung.

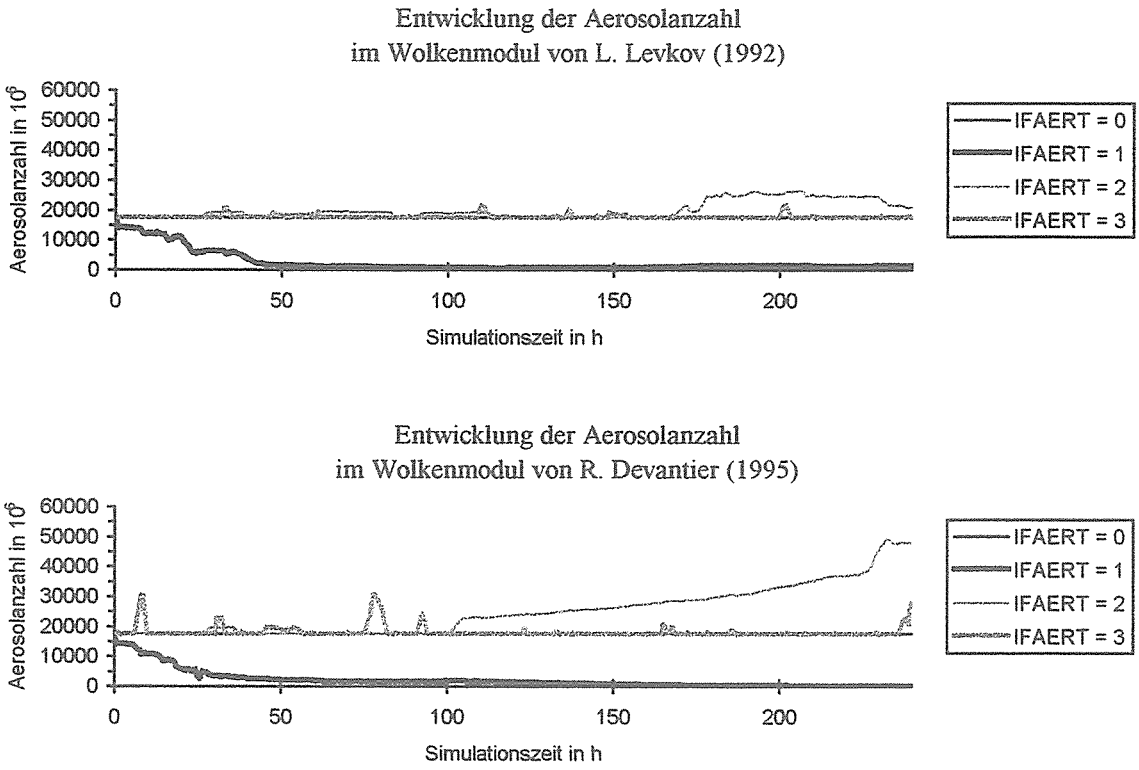


Abb. 3: Entwicklung der Menge des freien Aerosols.

IFAERT = 0 – Die Aerosolmenge und -verteilung werden nach der Initialisierung konstant gehalten.

IFAERT = 1 – Die Aerosolbehandlung entspricht dem ursprünglichen Stand der einzelnen Wolkenmodule (vor Einführung des Schalters IFAERT).

IFAERT = 2 – Die Gesamtmenge des freien Aerosols wird beobachtet. Bei Unterschreiten der nach der Initialisierung festgestellten Menge freien Aerosols werden so viele Aerosolteilchen in das Modell eingebracht, daß die nach der Initialisierung festgestellte Menge wieder erreicht wird. Die Kompensation erfolgt in allen Zellen des Modells mit dem gleichen Betrag.

IFAERT = 3 – Die Gesamtmenge des freien Aerosols wird beobachtet. Bei Unterschreiten der nach der Initialisierung festgestellten Menge freien Aerosols werden so viele Aerosolteilchen in das Modell eingebracht, daß die nach der Initialisierung festgestellte Menge wieder erreicht wird. Die Kompensation erfolgt in allen Zellen der untersten Luftschicht des Modells gleichmäßig.

Um die Varianten der Aerosolverlustkompensation zu beurteilen, werden sie hier mit dem Fall der konstanten Aerosolverteilung (IFAERT = 0) verglichen. Dabei fällt auf, daß die Wolkenwassermenge bei Aerosolersatz im gesamten Modellgebiet (IFAERT = 2) geringer ausfällt als bei konstanter Aerosolverteilung oder Aerosolersatz in Bodennähe (IFAERT = 3). Dies ist auf eine Verzerrung des vorgegebenen (an Messungen orientierten) Aerosolprofils zurückzuführen. In beiden Wolkenmodellen stimmt die Größenordnung der Menge des Wolkenwassers bei konstanter Aerosolverteilung und Aerosolersatz in Bodennähe gut überein. Dies zeigt, daß die Dynamik der Aerosolverteilung bei Aerosolersatz in Bodennähe am ehesten der physikalischen Realität entspricht.

Bemerkenswert ist, daß die gesamte Dynamik des Modells vom Aerosolhaushalt stark beeinflußt wird, so daß Einzelereignisse zu anderen Zeiten und anderen Orten im Modell auftreten. Das Modell ist daher bei längeren Simulationen nur in der Lage, die Gesamtwettersituation wiederzugeben.

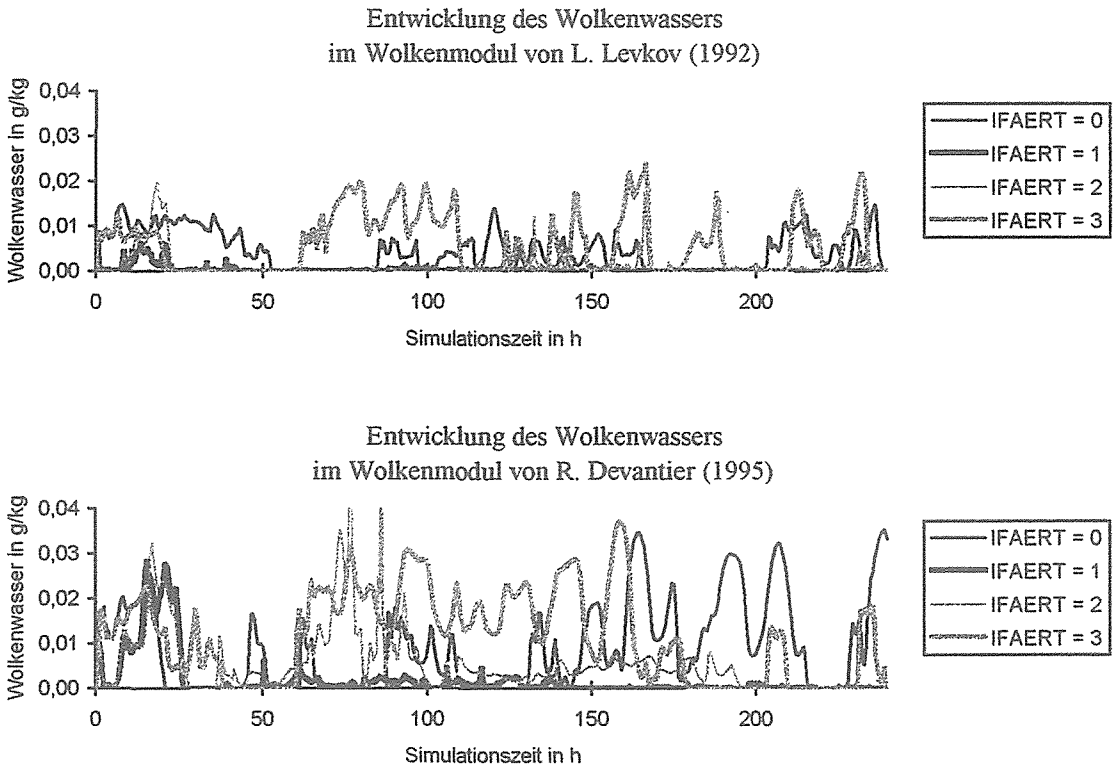


Abb. 4: Entwicklung der mittleren Menge des Wolkenwassers im gesamten Modellgebiet. Zur Erläuterung der Legenden siehe Abbildung 3.

Auf den ersten Blick scheint die Größenordnung der Regenintensität am Boden nicht von der Aerosolbehandlung abzuhängen. Eine genauere Analyse zeigt, daß ohne Kompensation der Aerosolverluste (IFAERT = 1) ab ca. der 25. Stunde Simulationszeit der Regen aus relativ wenigen faßt unrealistisch großen Tropfen besteht. Ursache dafür ist der Mangel an Aerosol, in folge dessen eine hohe Wasserdampfkonzentration zu kondensationskernloser Tröpfchenbildung und deren schnellem Wachstum führt. Bei konstanter Aerosolverteilung (IFAERT = 0) und bei Aerosolersatz in Bodennähe (IFAERT = 3) bleibt die Zusammensetzung des Regens nahezu unverändert. Die Größe und Anzahl der Regentriopfen bei Aerosolersatz im gesamten Modellgebiet (IFAERT = 2) liegt zwischen den anderen Werten.
Für die Diagramme werden keine integralen Werte sondern Augenblickswerte aller zwei Stunden Simulationszeit verwendet. Bei der Simulation mit dem Wolkenmodell von Levkov (1992) treten viele sehr kurze Regenschauer auf, von denen nur ein Teil in der Abbildung 5 erfaßt ist. Die bei Verwedung des Modells von Devantier (1995) auftretenden längeren Regenereignisse werden besser wiedergegeben, so daß in Abbildung 5 scheinbar mehr Regen auftritt als bei Verwendung des Modells von Levkov (1992). Die Gesamtregenmenge ist bei beiden Modellen für die Varianten der Aerosolbehandlung jeweils ähnlich.
In Abbildung 5 zeigt sich, daß die Niederschläge bei veränderter Aerosolbehandlung aber sonst identischen Simulationsbedingungen zu verschiedenen Zeitpunkten und in verschiedener Stärke auftreten.

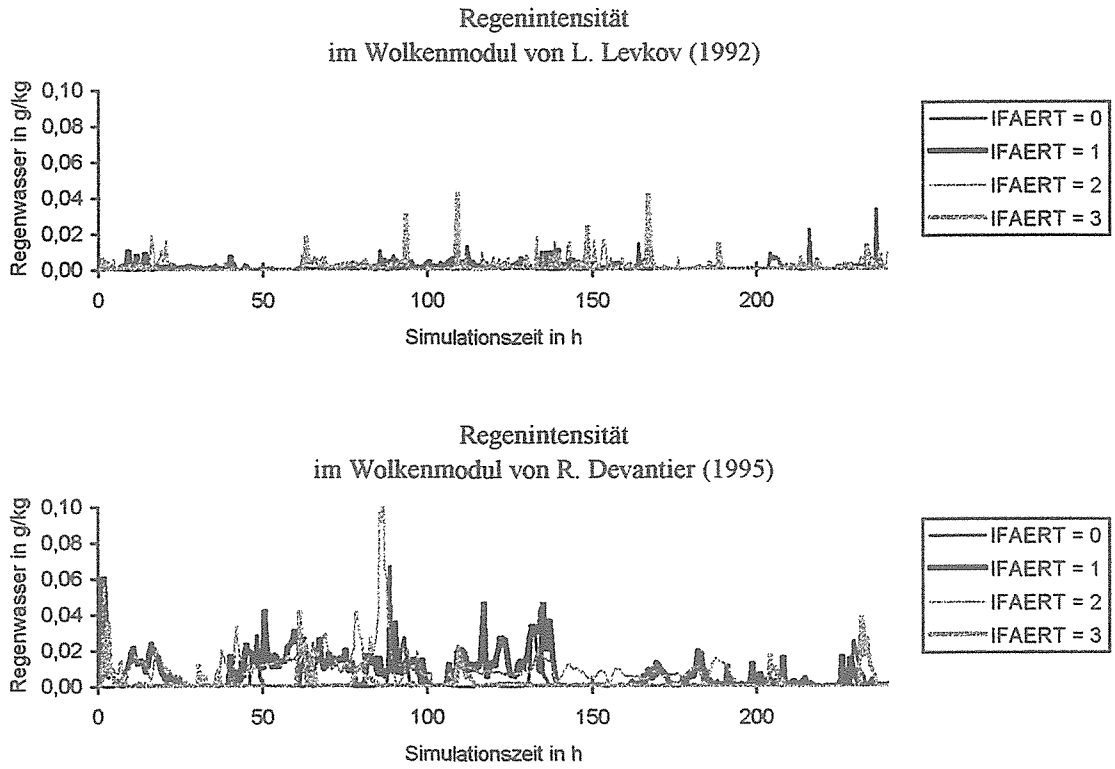


Abb. 5: Entwicklung der Regenintensität am Boden (Regenwasser in der untersten Modellzeile). Zur Erläuterung der Legenden siehe Abbildung 3.

6. Schlußfolgerungen

Die Betrachtung der Aerosolmenge (siehe 5.1. und Abbildung 3) zeigt, daß von den vorgeschlagenen Varianten die Kompensation der Aerosolverluste in Bodennähe die realistischsten Resultate liefert, wobei die Dynamik der Wolkenentwicklung (siehe 5.2. und Abbildung 4) im Vergleich zur ursprünglichen Situation deutlich verändert wird. Die gleichmäßige Kompensation der Aerosolverluste im gesamten Modellgebiet verändert die Wolkendynamik weniger, führt jedoch zu einer schlechter ausgewogenen Aerosolbilanz (siehe 5.1. und Abbildung 3) und zu Veränderungen in der Tropfengrößenverteilung des Niederschlags (siehe 5.3. und Abbildung 5).
Die in 5.2. und 5.3. festgestellte Sensibilität des Wolkenbildungsprozesses auf Veränderungen im Aerosolhaushalt legt eine stärkere Berücksichtigung dessen nahe (Einbau eines umfassenden realistischen Aerosolmoduls).
Die weiterhin vorgenommenen Änderungen bezüglich der Fallgeschwindigkeiten und der Teilchenklassengrenzenüberwachung wirken sich positiv auf die Stabilität längerer Simulationen mit dem Modell aus.

7. Literatur

Devantier, R., 1995, Wolkenbildungsprozesse über der südwestlichen Ostsee – Anwendungen eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell, Wiss. Mitt. Aus dem Inst. f. Met. D. Univ. Leipzig u. d. Inst. f. Troposphärenf. e.V. Leipzig, Bd. 2

Devantier, R., Raabe, A.,1996, Application of a Quasispectral Cloud Parameterization Scheme to a Mesoscale Snowfall Event over the Baltic Sea, Beitr. Phys. Atmosph., Vol. 69, S. 375-384

Eppel, D. P., Claußen, M., Jacob, D. Kapitza, H. et al., 1992, GESIMA – Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre, I. Das Modellkonzept, GKSS 92/I/2 (intern), GKSS Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Geesthacht

Jacob, D., 1991, Numerische Simulation der Wolkenbildung in einer Land-Seewind-Zirkulation, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH

Kapitza, H., 1987, Das Dynamische Gerüst eines nicht hydrostatischen Mesoskalen-Modells der atmosphärischen Zirkulation, Dissertation, Universität Hamburg

Levkov, L., Rockel, B., Kapitza, H., Raschke, E., 1992, 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution, Phys. Atmosph., 65: 35-55

Mölders, N., 1993. Wolkenparametrisierung für ein Chemie-Transport-modell, Mitt. Inst. f. Geophys. u. Met. Univ. zu Köln, 88

Mölders, N., H. Hass, H.J. Jakobs, M. Laube, A. Ebel, 1994, Some effects of different cloud parameterizations in a mesoscale model and a chemistry transport model, J. Appl. Met. 33: 527-545.

Mölders, N., M. Laube, G. Kramm, 1995, On the parameterization of ice microphysics in a mesoscale alpha weather forecast model, Atmos. Res. 39: 207-235.

Mölders, N., G. Kramm, M. Laube, A. Raabe, 1997, On the influence of bulk-parameterization schemes of cloud microphysics on the predicted water-cycle-relevant quantities – A case study, Met. Zeitsch. 6: 21-32

Mölders, N., 1997a, persönliche Mitteilung am Institut für Meteorologie, Universität Leipzig

Raabe, A., Devantier, R., Hinneburg, D., 1993, Mesoskaliges Modell zur Simulierung regionaler Phänomene der Wolkenbildungs- und Strahlungsprozesse über der südwestlichen Ostsee/Meklenburg-Vorpommern, Zwischenbericht für das Vorhaben Förderkennzeichen 07KFT83, Berichtszeitraum 1992, Universität Leipzig, Fachbereich Physik/Meteorologie

Raabe, A., Devantier, R., 1995, Mesoskaliges Modell zur Simulierung regionaler Phänomene der Wolkenbildungs- und Strahlungsprozesse über der südwestlichen Ostsee/Meklenburg-Vorpommern, Zwischenbericht für das Vorhaben Förderkennzeichen 07KFT83, Berichtszeitraum 1994, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie (LIM)

Raabe, A., Devantier, R., Jagusch, F., 1996, Mesoskaliges Modell zur Simulierung regionaler Phänomene der Wolkenbildungs- und Strahlungsprozesse über der südwestlichen Ostsee/Meklenburg-Vorpommern, Zwischenbericht für das Vorhaben Förderkennzeichen 07KFT83, Berichtszeitraum 1995, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie (LIM)

Raabe, A., Jagusch, F., 1997, Mesoskaliges Modell zur Simulierung regionaler Phänomene der Wolkenbildungs- und Strahlungsprozesse über der südwestlichen Ostsee/Meklenburg-Vorpommern, Zwischenbericht für das Vorhaben Förderkennzeichen 07KFT83, Berichtszeitraum 1996, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie (LIM)

Raabe, A. , Jagusch, F., 1997, Mesoskaliges Modell zur Simulierung regionaler Phänomene der Wolkenbildungs- und Strahlungsprozesse über der südwestlichen Ost-

see/Meklenburg-Vorpommern, Abschlußbericht für das Vorhaben Förderkennzeichen 07KFT83, 1997, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie (LIM)

Anhang A

In der Arbeit von Devantier (1995) (und bei Raabe (1995)) sind folgende Formeln mit den hier wiedergegebenen zu ersetzten (die Nummerierung der Formeln entspricht den genannten Quellen):

(66) $$g'\left(U_x,U_y\right)=\sqrt{\left(\alpha U_x-\beta U_y\right)^2+\gamma U_x U_y} \quad \text{mit } \alpha=1,\ \beta=1,\ \gamma=0{,}04$$

(70) $$\frac{\partial q_x}{\partial t}=\underbrace{\frac{\rho_y}{\bar{\rho}}E_{xy}\frac{\pi^2}{24}g'n_{0x}N_y}_{H}\int_0^\infty\int_0^\infty\frac{1}{\sqrt{2\pi}\ln\sigma_y D_y}\left(D_x^2D_y^3+2D_xD_y^4+D_y^5\right)e^{-\lambda_x D_x}\cdot \cdot\exp\left[\frac{-\ln^2\left(D_y/D_{0y}\right)}{2\ln^2\sigma_y}\right]dD_x dD_y$$

(71) $$\frac{\partial q_x}{\partial t}=H\left[I_{MP}^{(2)}\left(\lambda_x\right)I_{LN}^{(3)}\left(\sigma_y\right)+2I_{MP}^{(1)}\left(\lambda_x\right)I_{LN}^{(4)}\left(\sigma_y\right)+I_{MP}^{(0)}\left(\lambda_x\right)I_{LN}^{(5)}\left(\sigma_y\right)\right]$$

(90) $$AU_{WR}=0.067E_{WW}\bar{\rho}q_W^2\left[10^{16}\left(\frac{\bar{\rho}q_W}{N_W}\right)^{1.33}(varx)^{1/2}-2.7\right]\cdot\left[10^4\left(\frac{\bar{\rho}q_W(varx)^{1/2}}{N_W}\right)^{1/3}-1.2\right]$$

mit $E_{WW}=0.1$ (Kollisionseffektivität)

(92) $$-\frac{\partial q_w}{\partial t}=AU_{WR} \quad ; \quad +\frac{\partial q_R}{\partial t}=AU_{WR}$$

(113) $$H=\frac{\rho_w}{\bar{\rho}}\frac{\pi}{24}g'\left(U_R,U_S\right)$$

(129) $$AC_{RG}^{dry}=\frac{\rho_W}{\bar{\rho}}\frac{\pi}{24}n_{0G}g'\left(U_R,U_G\right)\cdot N_R\left[I_{LN}^{(5)}\left(\sigma_R\right)I_{MP}^{(0)}\left(\lambda_G\right)+2I_{LN}^{(4)}\left(\sigma_R\right)I_{MP}^{(1)}\left(\lambda_G\right)+I_{LN}^{(3)}\left(\sigma_R\right)I_{MP}^{(2)}\left(\lambda_G\right)\right]$$

(175) $$N_{AIN}=\left(0.956+0.12\left(T_0-T\right)-\left[0.316+0.036\left(T_0-T\right)\right]S_I\right)\cdot 10^3$$

(208) $$DEP_{VG}=\frac{2\pi S_I}{\bar{\rho}G_S(T,p)}n_{0G}\left[0.78\lambda_G^{-2}+0.31Sc^{1/3}\Gamma\left(\frac{5+b_G}{2}\right)\nu^{-1/2}\lambda_G^{-\frac{5+b_G}{2}}a_G^{1/2}\left(\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\right)^{1/4}\right]$$

Nur in der Arbeit von Devantier (1995) sind zusätzlich noch folgende Formeln mit den hier wiedergegebenen zu ersetzten:

(215) $$U_x^{MP}=\frac{a_x}{6}\frac{\Gamma\left(4+b_x\right)}{\lambda_x^{b_x}}$$

(216) $$U_x^{LN}=a_x D_{0x}^{b_x}\exp\left[\frac{b_x}{2}\ln^2\sigma_x\right]$$

Akustische Tomographie und optische Scintillometertechnik zur Sondierung der atmosphärischen Grenzschicht

Ulrich Teichmann, Astrid Ziemann, Klaus Arnold und Armin Raabe

Zusammenfassung

Während eines Experimentes an der Forschungsstation Melpitz des IfT (Institut für Troposphärenforschung) im September 1997 wurden erstmalig zwei verschiedene Meßmethoden gleichzeitig eingesetzt, die flächengemittelte Lufttemperaturen (Akustische Tomographie - Leipziger Institut für Meteorologie (LIM)) sowie liniengemittelte fühlbare Wärmeflüsse (Scintillometertechnik - IfT) lieferten. Es konnte gezeigt werden, daß teilweise erhebliche Temperaturdifferenzen an einem Strahlungstag auf dieser oberflächlich betrachteten horizontal homogenen Wiese existieren. Die geringe Datenbasis, größtenteils bedingt durch die ungünstige Anströmrichtung während dieses Zeitraums, läßt noch keinen sicheren Schluß zu, ob diese horizontalen Temperaturdifferenzen für die ebenfalls beobachteten horizontalen Unterschiede der vertikalen fühlbaren Wärmeflüsse und damit für die manchmal in Melpitz beobachtete Nicht-Schließung der Energiebilanz verantwortlich sind.

Summary

During an experiment at the IfT field research station Melpitz in September 1997 for the first time two different techniques were used to determine simultaneously area averaged air temperatures (Acoustic Tomography –LIM) and line averaged sensible heat fluxes (Scintillation technique – IfT). It could be shown that on a 'golden' day appreciably large temperature differences occurred on this superficially considered horizontal homogeneous meadow. Because of the weak data base mostly due to difficult fetch conditions it could not be proven that these temperature differences led to the horizontal differences of vertical sensible heat fluxes and therefore to the sometimes observed non-closure of the energy balance in Melpitz.

1. Einleitung

Ein Problem bei mikrometeorologischen Messungen turbulenter Flüsse über natürlichen Oberflächen besteht, neben der Festlegung der zu betrachtenden räumlichen und zeitlichen Skalen sowie der Meßmethode, in der Bestimmung eines geeigneten Aufstellungsortes für die Meßapparatur (Schmid, 1997). Die aus den theoretischen Betrachtungen häufig zugrunde gelegten horizontal homogenen Bedingungen sind bei Messungen außerhalb von Laborbedingungen nur schwer zu erfüllen bzw. zu dokumentieren. Da die Landoberflächen naturgegeben eher nicht horizontal homogenen Verhältnissen entsprechen, wendet sich das Interesse der Mikrometeorologen zunehmend den realen heterogenen Flächen zu.
Dabei spielt auch der Übergang von Punkt- zu Linien- oder Flächenmessungen eine wesentliche Rolle (Foken u.a., 1994; Mahrt u.a., 1994). Solche räumlich gemittelten Werte meteorologischer Größen werden gewöhnlich durch Punktmessungen (z.B. meteorologischer Mast) und anschließende Interpolationsverfahren hergestellt.
Die bei dem hier vorgestellten Experiment auf der Testfläche Melpitz eingesetzten Methoden, Akustische Tomographie (Ziemann u.a., 1998) und Scintillometertechnik (Teichmann u.a.,

1997), bieten die Möglichkeit, Flächenmittelwerte der Lufttemperatur mit liniengemittelten Flüssen der fühlbaren Wärme zu kombinieren. Diese Verfahren sowie erste Ergebnisse des gemeinsamen Experimentes sollen in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Akustische Laufzeittomographie

Ein relativ neuer Weg, um Flächenmittel meteorologischer Größen im unteren Teil der Bodenschicht direkt zu erhalten, ist die Anwendung tomographischer Methoden auf die Atmosphäre (siehe u.a.: Wilson und Thomson, 1994; Ziemann u.a., 1999).
Als Eingangswerte für eine akustische Laufzeittomographie werden experimentell bestimmte Laufzeiten der Schallausbreitung

$$\tau = \int_{\text{Strahl}} \frac{\mathrm{d}l}{\left|\vec{c}_{eff}(t,x,y)\right|} = \int_{\text{Strahl}} s(t,x,y)\mathrm{d}l \qquad (1)$$

zwischen Sendern und Empfängern genutzt. Diese Laufzeiten akustischer Signale können dabei als Integral über das Produkt aus reziproker effektiver Schallgeschwindigkeit c_{eff} (bzw. die Langsamkeit s), die räumlich und zeitlich variabel ist, und dem Linienelement $\mathrm{d}l$ entlang des Schallstrahls dargestellt werden. Ausgehend von den Energiequellen (Sendern) erfolgt die Schallausbreitung je nach den Eigenschaften des Mediums Atmosphäre mit unterschiedlicher Geschwindigkeit, so daß die Schallwellen als Träger von Informationen bei geeignetem Empfang ein Abbild seiner Eigenschaften liefern.
Die Ableitung flächengemittelter Werte für die effektive Schallgeschwindigkeit

$$\vec{c}_{eff}(T,\vec{v}) = c(T(t,x,y))\vec{n}(t,x,y) + \vec{v}(t,x,y) \qquad (2)$$

mit der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit $c = \sqrt{\kappa RT}$ unter adiabatischen Schallausbreitungsbedingungen (Lufttemperatur T, Windvektor $\vec{v}$, Einheitsvektor normal zur Wellenfront $\vec{n}$, Verhältnis der spezifischen Wärme bei konstantem Druck und konstantem Volumen κ, Gaskonstante R) und anschließend für meteorologische Größen resultiert aus der Inversion der Laufzeitwerte für alle möglichen Schallwege. Dabei wird ein auf anderen Gebieten vielfach benutztes Verfahren der Strahltomographie (Simultane Iterative Rekonstruktionstechnik - SIRT) angewendet, welches sich durch minimalen Rechenzeitbedarf und einfache Handhabbarkeit auszeichnet (Arnold u.a., 1999; Ziemann u.a., 1998; Ziemann u.a., 1999). Der Einfluß der Luftfeuchte auf die Schallgeschwindigkeit wurde hier vernachlässigt, da die Schallgeschwindigkeit feuchter Luft nur um maximal 0,3% von ihrem Wert für trockene Luft unter Annahme entsprechender Werte der spezifischen Feuchte für mittlere Breiten abweicht (siehe Ziemann u.a., 1999).

2.2 Scintillometertechnik

Optische Scintillationsmethoden bieten die Möglichkeit liniengemittelte mikrometeorologische Flüsse von fühlbarer und latenter Wärme sowie von Impuls zu bestimmen. Das zugrunde liegende Meßprinzip ist die Streuung elektromagnetischer Strahlung durch Brechungsindexirregularitäten, die durch turbulente Temperatur- und Feuchtefluktuationen verursacht werden. Erste meteorologische Anwendungen wurden von Wesely (1976) vorgestellt. Einige grundlegen-

de Vorteile dieser Technik sind: keine Störung der Messung durch Geräte und Masten, größeres Quellgebiet als bei der Punktmessung, statistisch stabilere Ergebnisse in kürzerer Zeit als bei der Eddy-Korrelationsmethode, ‚handhabbarer' Datensatz und es ist keine absolute Kalibrierung notwendig. In früheren Studien (z.B. Green u.a., 1994; de Bruin u.a., 1995) wurden jeweils Prototypen eingesetzt, doch steht seit Thiermann (1992) ein erstes kommerzielles Gerät zur Verfügung (SLS-20, Fa. Scintec), bei dem als Basisparameter die Strukturfunktionskonstante des Brechungsindex und die innere Skalenlänge der Turbulenz bestimmt werden. Aus diesen Parametern werden dann die Dissipationsrate und der Impulsfluß sowie der Fluß fühlbarer Wärme, unter Verwendung der Monin-Obukhovschen-Ähnlichkeitstheorie, ermittelt.

3. Experimenteller Aufbau

Das Feldexperiment MEPEX 97 (Melpitzer Experiment) wurde an der Forschungsstation Melpitz (40 km nordöstlich von Leipzig) des IfT vom 09. bis 25.09.1997 durchgeführt. Eine detailliertere Beschreibung dieses Standortes mikrometeorologischer Messungen kann z.B. bei Spindler u.a. (1996) sowie Laubach und Teichmann (1996) nachgelesen werden.
An den Rändern des Meßfeldes der Größe von 200 × 260 m^2 wurden sechs Schallsender (Druckkammerlautsprecher in 1,5 m über dem Boden) und vier Empfänger (Mikrofone in 4,5 m über dem Boden) installiert, deren gegenseitige Positionierung auf 1 cm genau vermessen wurde. Die Sender strahlen gleichzeitig ein kurzes Signal (Sinusburst mit 1000 Hz) aus, das synchron empfangen wird. Die Geometrie des Meßfeldes ermöglicht eine eindeutige Zuordnung der Signaleinsätze zu den jeweiligen Sendern. (Arnold u.a., 1999). Die akustischen Messungen wurden in einem Meßintervall variierend zwischen 30 s und 60 s durchgeführt.
Innerhalb des tomographischen Meßfeldes wurden bis zu drei Scintillometermeßstrecken (Streckenlänge zwischen ca. 100 m und ca. 125 m) aufgebaut. Zusätzlich wurden an zwei Positionen im Meßfeld Ultraschallanemometer des Typs Solent (Research R2) und METEK (USA-1) eingesetzt. Weiterhin konnte für die Auswertung auf die Temperatur-, Wind- und Strahlungsdaten (z.B. 12 m-Profilmast) der Forschungsstation zurückgegriffen werden.
Die Meßstrecken der zwei für die Auswertung genutzten Scintillometer, die Position der Ultraschallanemometer und des Profilmastens sowie das tomographische Meßfeld sind in Abbildung 1 dargestellt.

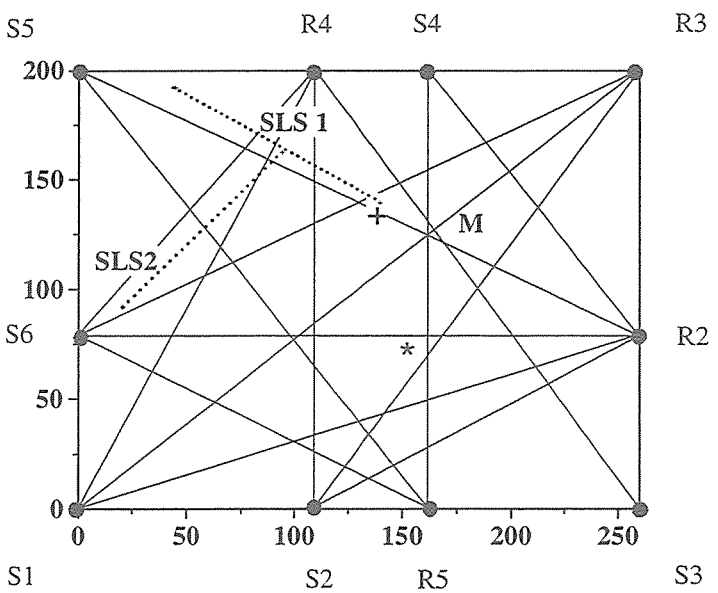


Abb. 1: Schematische Darstellung des Meßfeldes (200 × 260 m^2) in Melpitz.

Akustische Laufzeittomographie:
- S1...S6: Schallsender
- R2...R4: Empfänger
- — Schallstrahlen

Scintillometerpfade:
SLS 1 und SLS 2

Ultraschallanemometer:
Solent +
USA-1 *

Meteorologischer Mast: M

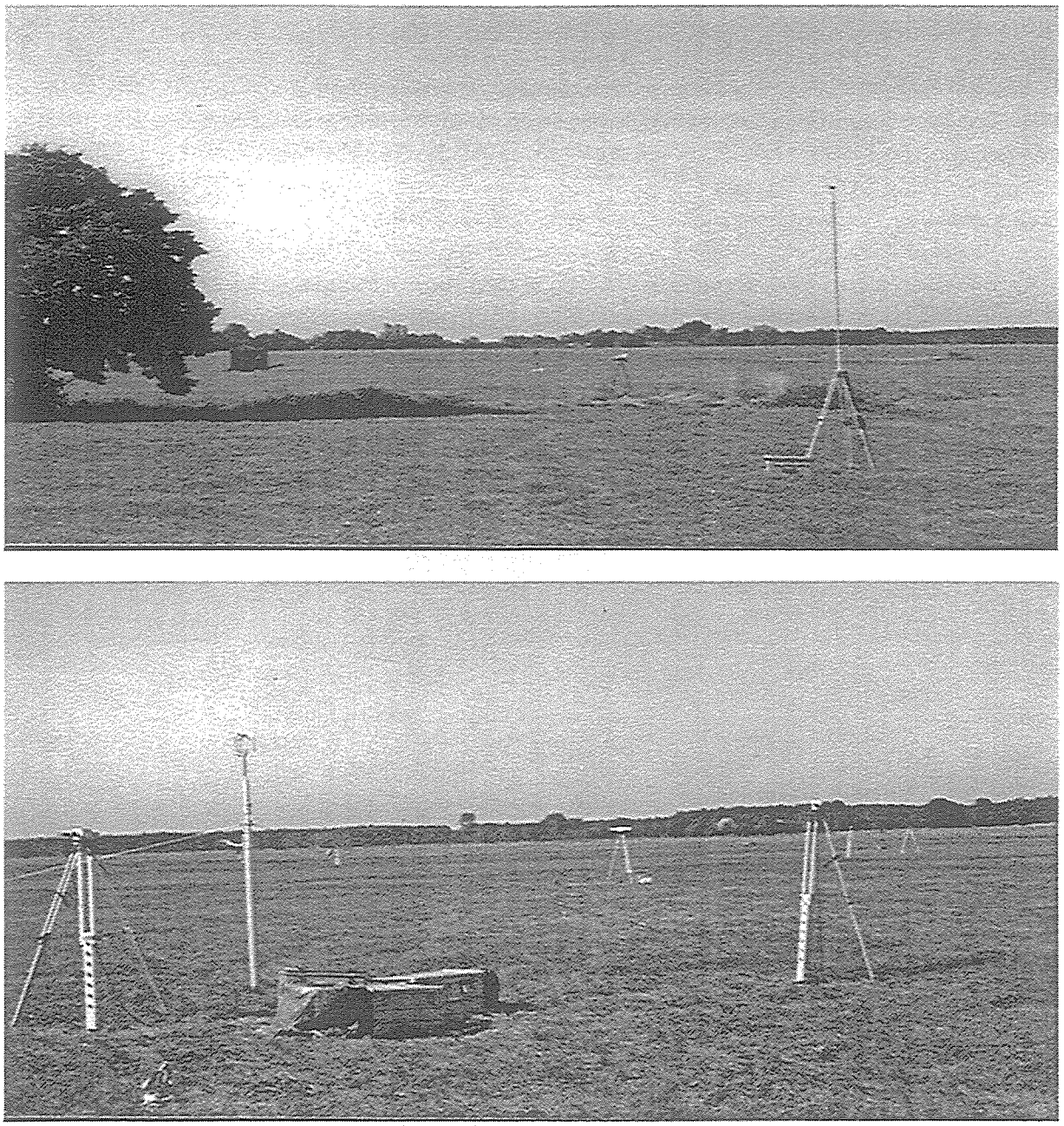


Abb. 2 Positionierung der Sender (Lautsprecher in 1,5 m) und Empfänger (Mikrofone in 4,5 m über dem Boden) an den Rändern des Untersuchungsgebietes (Bild oben). Das untere Bild zeigt die Scintillometermeßstrecken sowie das Ultraschallanemometer vom Typ Solent, die innerhalb des Meßfeldes errichtet wurden.

4. Diskussion der Ergebnisse

Optimale Bedingungen für einen Vergleich der beiden Verfahren sind an Tagen mit hoher Einstrahlung und geringer Windgeschwindigkeit gegeben. Deshalb wurde für diese Studie der 25.09.1997 wegen seiner deutlichen Charakterisierung als Strahlungstag, mit Globalstrahlungswerten bis ca. 600 Wm^{-2}, Lufttemperaturen bis ca. 20 °C und Windgeschwindigkeiten bis ca. 2,5 ms^{-1} (jeweils 10 min-Mittelwerte), für eine nähere Betrachtung gewählt.
Die günstige Situation für akustische Messungen war dabei wegen der vorherrschenden Windrichtung Nord bis Ost an schlechtere fetch-Bedingungen für die Messungen der fühlbaren

Wärme geknüpft. Die optimale Anströmungsrichtung für mikrometeorologische Messungen ist in Melpitz West/Südwest (Spindler u.a., 1996).
Die sensiblen Wärmeflüsse (Linienintegral) erreichten am 25.09.1997 Werte bis 150 Wm^{-2}, wobei sich zum Teil erhebliche Abweichungen für die zwei unterschiedlichen Scintillometermeßstrecken SLS1 und SLS2 von maximal 45 Wm^{-2} in der Mittagszeit ergaben (10-min-Mittelwerte). Die Erfahrung aus eigenen früheren Scintillometervergleichen (Teichmann u.a., 1997) sowie der Vergleich des SLS2 mit den Wärmeflüssen des Solent-Ultraschallanemometers sowie des SLS1 mit einem nahezu parallel messenden dritten Scintillometer während MEPEX 97 zeigte, daß die Unterschiede nicht auf Meßfehler zurückzuführen sind.
Löst man die Scintillometermessungen aber höher auf (1-min-Mittelwerte), um sie mit den mit dem Verfahren der akustischen Laufzeittomographie bestimmten Flächenmittelwerte für die effektive Schallgeschwindigkeit (Tomogramme) zu vergleichen, ergibt sich ein etwas anderes Bild: Während wieder größtenteils die Werte für den sensiblen Wärmefluß der Meßstrecke SLS1 diejenigen des Pfades SLS2 übertreffen, fällt z.B. eine Umkehrung dieses Verhältnisses um ca. 11:27 bis 11:30 MESZ auf, die mit einer gleichzeitigen Winddrehung von Nord auf Ost (siehe Abb.3) verbunden war.

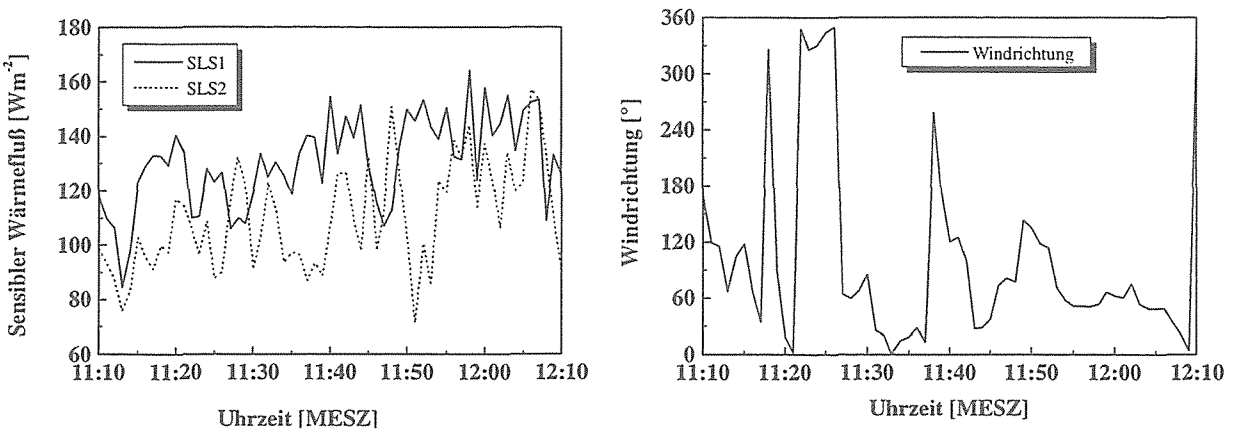


Abb. 3: Mittelwerte über eine Minute der fühlbaren Wärme für die Scintillometerpfade SLS1 und SLS2 (links) und Windrichtung (rechts) am 25.09.1997 zwischen 11:10 und 12:10 MESZ.

Die Laufzeiten der akustischen Signale zwischen dem jeweiligen Sender und Empfänger, als Eingangsdaten für den SIRT-Algorithmus, wurden mit einer Genauigkeit von ca. 0,5 ms bestimmt. Da die Sender und Empfänger in verschiedenen Höhen errichtet wurden, repräsentieren die Tomogramme (siehe Abb. 4) damit strenggenommen auf eine Fläche projizierte Volumenmittelwerte. Die Genauigkeit der aus der Schallgeschwindigkeit abgeleiteten Temperaturwerte variiert in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Schallquelle und Empfänger (50 m bis 330 m) von 1 K bis 0,5 K.
Die Tomogramme spiegeln sowohl den Tagesgang der Temperatur an einem Strahlungstag (hier nicht gezeigt) als auch kurzzeitige Schwankungen der Lufttemperatur unter relativ geringem Windeinfluß ($v_h \leq 1$ ms^{-1}) wider. Die Einteilung der tomographischen Meßfläche in Gitterzellen der Größe 20×20 m^2 wurde als Kompromiß zwischen der rein mathematischen Auflösung (ca. 50×50 m^2), gegeben durch die Anzahl von Schallstrahlen (24) zwischen Schallsendern und Empfängern, und der gewünschten hohen räumlichen Auflösung mikroskaliger Strukturen gewählt. Gegenüber früheren Auswertungen des Datensatzes MEPEX97 (z.B. Arnold u.a., 1999; Ziemann u.a., 1998) wurde eine genauere Längenbestimmung des Schallstrahls während der Experimentierphase (Laservermessung) und im Tomographiealgorithmus (feinere Intervallschachtelung) eingeführt, was zu einer größeren Sicherheit der Gitterzellenwerte führt.

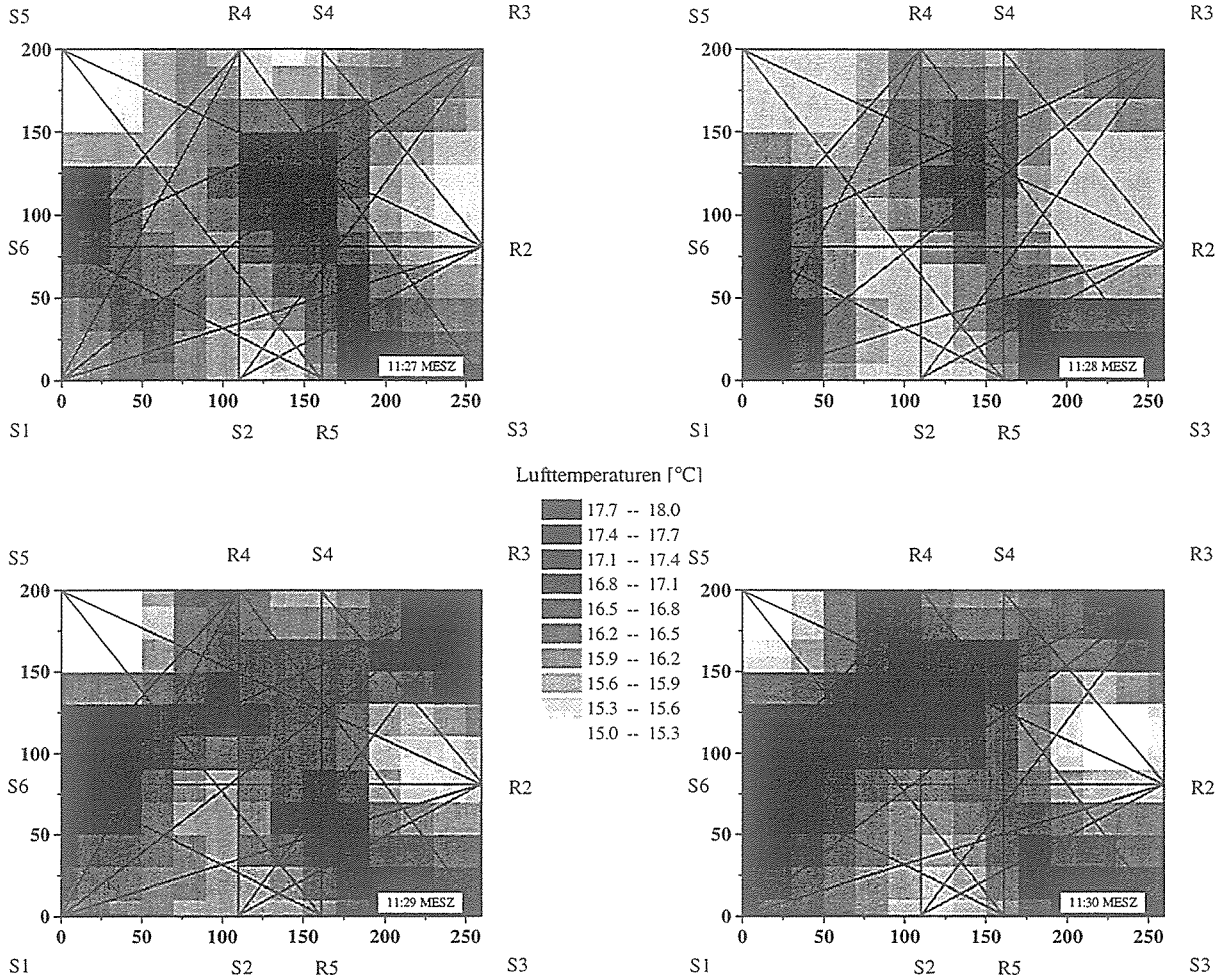


Abb. 4: Tomogramme der Lufttemperatur [°C] am 25.09.1997 von 11:27 bis 11:30 MESZ.

Die Temperaturverteilung auf der Meßwiese in Melpitz ist entsprechend Abbildung 4 nicht homogen, sondern es existieren kühlere und wärmere Flecken bedingt durch Inhomogenitäten der Oberfläche (z.B. unterschiedliche Bodenfeuchtigkeit).

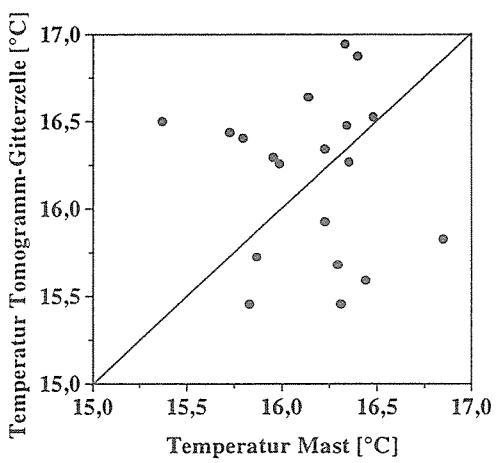


Abb. 5: Vergleich von Punktmessungen (Mast) und Flächenmittelwerten (Tomogramm – Gitterzelle) der Lufttemperatur am 25.09.1997 (11:05 - 11:30 MESZ).

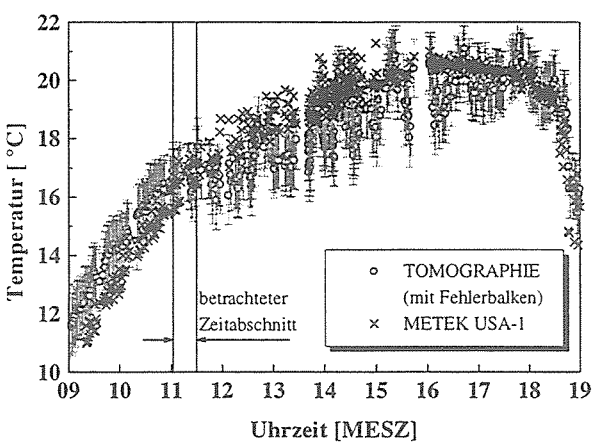


Abb. 6: Vergleich der akustisch bestimmten Temperaturwerte mit den Ultraschallanemometerwerten für den 25.09.97.

Die prinzipielle Übereinstimmung von tomographisch bestimmten Flächenmittelwerten der Lufttemperatur und einer Punktinformation repräsentiert durch Daten eines meteorologischen Profilmastes der Forschungsstation Melpitz demonstriert Abbildung 5. Die Abweichungen der Werte voneinander wird durch die unterschiedlichen Meßverfahren (akustische bzw. konventionelle meteorologische Meßtechnik) sowie die unterschiedlichen Methoden (Flächenmittel bzw. Punktmessung) bestimmt.
Gleichzeitig werden die flächen- (bzw. volumen) gemittelten akustisch bestimmten Momentantemperaturen des gesamten Meßfeldes mit der über 10 s gemittelten Punkttemperatur des METEK-Ultraschallanemometers verglichen (Abb. 6).
Die Pfadmitteltemperaturen entlang der Scintillometerstrecken (arithmetisches Mittel über die betreffenden Gitterzellenwerte der Tomogramme) ergeben eine fast durchgängig höhere Temperatur für die Strecke SLS2 (siehe Abb. 7). Die Änderungen dieser Temperaturwerte erfolgen für beide Pfade abgesehen von wenigen Ausnahmen (z.B.: 11:26-11:27 MESZ) relativ gleichsinnig.

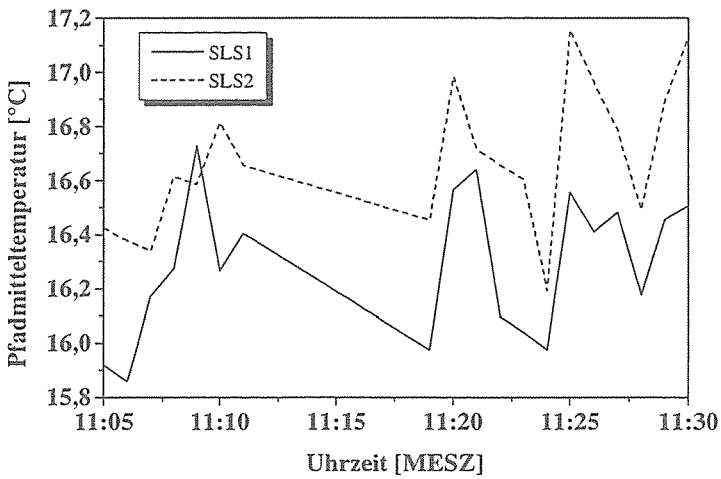


Abb. 7: Pfadmitteltemperaturen entlang der Scintillometerstrecken SLS1 und SLS2 aus den Flächenmittelwerten der akustischen Laufzeittomographie für den 25.09.1997.

Eine mögliche Ursache für die beobachteten Unterschiede in den linienintegrierten sensiblen Wärmeflüssen kann diese tomographisch nachgewiesene Inhomogenität des Meßgebietes (siehe Abb. 4 und Abb. 7) sein, wie nachfolgende Abschätzung zeigt.
Betrachtet man nun qualitativ die Differenzen der gemessenen sensiblen Wärmeflüsse und die horizontalen Temperaturdifferenzen, so läßt sich mit Gleichung (3) die Größenordnung des horizontalen Diffusionskoeffizienten K_h abschätzen, wobei H_z ist der sensible Wärmefluß, ρ die Dichte und c_p die spezifische Wärme der Luft sind.

$$K_h = \left| -\frac{\Delta H_z}{\rho c_p} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta T} \right| \tag{3}$$

Am 25.09. 97 betrugen im Zeitraum zwischen 11:05 und 11:30 Uhr die horizontalen Temperaturgradienten im Mittel ca. $|\Delta T / \Delta x| \approx 0{,}01$ Km^{-1}, der Mittelwert der Differenz der vertikalen Wärmeflüsse (Betrag) ca. 20 Wm^{-2}. Damit ergibt sich für den horizontalen Diffusionskoeffizienten $K_h \approx 2$ m^{2}s.

Diese Größenordnung steht in guter Übereinstimmung mit den für die Bodenschicht beispielsweise in Mesoskalenmodellen verwendeten Werten für den horizontalen Diffusionskoeffizienten (Schlünzen, 1994).

4. Schlußfolgerungen und Ausblick

Eine Abschätzung der Auswirkung der horizontalen Inhomogenität auf die fühlbaren Wärmeflüsse kann mit dieser, teilweise witterungsbedingt, schwachen Datenbasis nur vermutet werden. Prinzipiell wäre jedoch ein solcher Zusammenhang durch die Kombination der beiden Meßverfahren, Scintillometertechnik und akustische Tomographie, nachweisbar. Der Ursache der vielfach zitierten „nichtgeschlossenen Energiebilanz" (z.B. Laubach, 1996; Panin u.a., 1998) wäre mit der Verbindung dieser beiden Meßmethoden sicher ein Schritt näher zu kommen.
Mahrt u.a. (1994) beobachteten z.B. eine Advektion kühler Luft von bewässerten zu trockenen Feldern hin, was zu einer Zunahme des vertikalen sensiblen Wärmeflusses führte. Ein ähnlicher Effekt in der unmittelbaren Umgebung der Scintillometer könnte zusätzlich noch zu der beobachteten Änderung der vertikalen Wärmeflüsse während MEPEX 97 beigetragen haben.
Aufgrund der hier gemachten Erfahrungen sollte ein zweites Experiment stattfinden, bei dem die Scintillometerstrecken definierter als bei MEPEX 97 ausgesucht werden müssen, d.h. variabel und möglichst entlang der Schallstrecken.

Danksagung

Ganz besonders möchten wir uns bei Herrn F. Weiße, Herrn M. Engelhorn und Herrn T. Kildal für die Unterstützung bei der Entwicklung und Anfertigung des akustischen Meßsystems bzw. für die Mitarbeit am Programm zur Datenauswertung bedanken.
Weiterhin möchten wir uns für die Unterstützung durch Herrn Dr. Danckwardt vom Institut für Geophysik und Geologie der Universität Leipzig bei der Anwendung des tomographischen Algorithmus bedanken. Unser Dank gilt außerdem den Mitarbeitern des Meßfeldes Melpitz, Herrn J. Hanß und Herrn A. Grüner, für die freundliche Unterstützung während MEPEX 97.
Ein Teil dieser Studie zur akustischen Tomographie wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (Kennzeichen: Ra 569/3-1 und Ra 569/3-2) unterstützt.

Literatur

Arnold, K., Ziemann, A. und Raabe, A.: 1999, Acoustic tomography inside the atmospheric boundary layer. *Phys. Chem. Earth (B). Special Issue: European Water Resources and Climate Change Processes* - Part 2, **24**, 133-137.

De Bruin, H.A.R., van den Hurk, B.J.J.M., und Kohsiek, W.: 1995, The scintillation method tested over a dry vineyard area. *Boundary-Layer Meteorol.*, **76**, 25-40.

Foken, Th., Jochum, A. und Dlugi, R.: 1994, Possibilities of experimental investigations of the area averaging process for turbulent fluxes. In: *Proc. 3th Symposium on Tropospheric Profiling*. Hamburg, August 30 - September 2, 105-108.

Green, A.E., McAneney, K.J., and Astill, M.S.: 1994, Surface-layer scintillation measurements of daytime sensible heat and momentum fluxes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **68**, 357-373.

Hill, R.J.: 1992, Review of optical scintillation methods of measuring the refractive-index spectrum, inner scale and surface fluxes. *Wav. Random Media*, **2**, 179-201.

Laubach, J.: 1996, Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelations-Messungen. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig und Inst. für Troposphärenforschg. Leipzig*, **3**, 139 S..

Mahrt, L., Sun, J., Vickers, D., MacPherson, J.I., Pederson, J.R. und Desjardin, R.L.: 1994, Observations of Fluxes and Inland Breezes over a Heterogeneous Surface. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2484-2499.

Panin, G.N., Tetzlaff, G. und Raabe, A.: 1998, Inhomogeneity of the Land Surface and Problems in the Parameterization of Surface Fluxes in Natural Conditions. *Theor. Appl. Climatol.*, **60**, 163-178.

Schlünzen, K.H.: 1994, Mesoscale Modelling in Complex Terrain – An Overview on the German Nonhydrostatic Models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **67**, 243-253.

Schmid, H.-P.: 1997, Experimental design for flux measurements: matching scales of observations and fluxes. *Agric. For. Meteorol.*, **87**, 179-200.

Spindler, G., Teichmann, U., Theiss, D. und Brüggemann, E.: 1996, Trockene Deposition von Schwefeldioxid (SO_2), Ozon (O_3) und Stickoxiden (NO_x) an der Forschungsstation des IfT in Melpitz 1992-1995 – Meßtechnische Realisierung und Ergebnisse, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig und Inst. für Troposphärenforschg. Leipzig*, **4**, 30-51.

Teichmann, U., Laubach, J., and Beyrich, F.: 1997, Comparison of heat and momentum fluxes over grass as derived by laser scintillation and ultrasonic measurements. *Proc. 12th Symposium on Boundary Layers and Turbulence, Amer. Meteorol. Soc.*, Boston, 372-373.

Thiermann, V.: 1992, A displaced-beam scintillometer for the line-averaged measurements of surface layer turbulence. *Proc. 10th Symposium on Turbulence and Diffusion, Amer. Meteorol.* Soc., Boston, 244-247.

Wesely, M.: 1976, A comparison of two optical methods for measuring line averages of thermal exchanges above warm water surfaces. *J. Appl. Meteorol.*, **15**, 1177-1188.

Wilson, D.K. und Thomson, D.W.: 1994, Acoustic tomographic monitoring of the atmospheric surface layer, *J. Atm. Ocean. Technol.*, **11**, 751-768.

Ziemann, A., Arnold, K., und Raabe, A.: 1998, Acoustic tomography in the atmospheric surface layer, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig und Inst. für Troposphärenforschg. Leipzig*, **9**, 82-96.

Ziemann, A., Arnold, K. und Raabe, A.: 1999, Acoustic tomography in the atmospheric surface layer, *Annales Geophys.*, **17**, 139-148.

Anschrift der Autoren:

Dr. U. Teichmann
Institut für Troposphärenforschung
Permoser Str. 15
04303 Leipzig

A. Ziemann, K. Arnold, Dr. A. Raabe
Institut für Meteorologie, Universität Leipzig
Stephanstr. 3
04103 Leipzig

Zur räumlichen Niederschlagsverteilung in der Region Leipzig

Ulrich Müller

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden verfügbare Normalwerte (Zeitraum 1951 bis 1980) aufbereitet und eine Karte der mittleren jährlichen Niederschlagssummen für den Raum Leipzig entwickelt. Darüber hinaus erfolgen spezielle Auswertungen der in den Jahren 1992 bis 1998 an drei Standorten durchgeführten zehnminütlichen Niederschlags- und Windmessungen. Niederschlags-Windrosen und Häufigkeitsverteilungen der Niederschlagsintensitäten werden gezeigt und diskutiert.

Summary

In this work available normal values (period 1951 to 1980) are edited and a card of the middle annual precipitation totals for the area of Leipzig is developed. In the another part of this study the ten minutes measurements of precipitation and wind from three stations in Leipzig in the years 1992 to 1998 are analysed. Precipitation wind-roses and frequency distributions of rain intensities are shown and discussed.

1. Einleitung

Für viele Fragestellungen sind Kenntnisse über die Niederschlagsverhältnisse im Raum Leipzig von Interesse. Das im Lee des Harzes vorhandene Trockengebiet reicht bis in den Raum Halle - Schkeuditz hinein. Konkrete Darstellungen der mittleren Niederschlagsverteilung sind aus der Literatur nicht bekannt. Mit dieser Arbeit soll diese Lücke geschlossen werden. Weitere interessante Fragestellungen zu den Niederschlagsverhältnissen in der Stadt Leipzig - Niederschlagsintensitäten und Windrichtungsabhängigkeit der Niederschlagsereignisse - werden behandelt. Die mittlere Niederschlagsverteilung in der Stadt Leipzig hat erstmalig **Werner (1942)** untersucht, wobei die Niederschlagsregistrierungen von insgesamt 12 Standorten während des kurzen Zeitraumes April bis November 1934 zugrunde gelegt wurden. Rückschlüsse auf die urbane Beeinflussung des Niederschlages konnten nicht abgeleitet werden, da keine Daten von Umlandstationen zur Verfügung standen.

2. Datenmaterial und Methodik

Eine sehr gute Basis für die hier vorliegenden Untersuchungen stellen die vom **Meteorologischen Dienst der DDR (1987)** herausgegebenen Klimatologischen Normalwerte 1951/80 dar. Bei der Erstellung der mittleren Niederschlagsverteilung für den Raum Leipzig wurden die mittleren jährlichen Niederschlagssummen von insgesamt 26 Stationen verwendet, die das Gebiet in West-Ost-Erstreckung von Halle bis Machern bzw. in Nord-Süd-Erstreckung von Bitterfeld bis Meuselwitz umfassen:

Bitterfeld	Tiefensee	Spröda	Halle-Kröllwitz
Halle-Ammendorf	Kölsa	Krensitz	Eilenburg
Leipzig-Schkeuditz	Machern	Merseburg	Bad Dürrenberg
Großlehna-Altranstädt	Leipzig	Lützen	Zitzschen
Großpösna-Oberholz	Lippendorf-Kieritz	Weißenfels	Gröben
Großgrimma-Deumen	Osterfeld	Zeitz	Meuselwitz
Flößberg	Windischleuba		

Mit dem linearen Kriging-Verfahren wurde die räumliche Niederschlagsverteilung gewonnen. Den weiteren Auswertungen liegen die Daten von drei Stationen des ehemaligen Stadtklimameßnetzes vom Umweltforschungszentrum Leipzig - Halle GmbH (**Müller, 1997**) bzw. des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig (**Müller, 1996-1998**) zugrunde. Die Standorte können wie folgt kurz beschrieben werden. Die Station Leipzig-Plaußig befand sich nordöstlich von Leipzig in der nur geringe Höhenunterschiede aufweisenden Partheaue in freier Lage; der Stadteinfluß kann als vernachlässigbar eingeschätzt werden. Die Station Leipzig-Universität liegt in bebautem Gelände südöstlich des eigentlichen Stadtkerns von Leipzig; Bebauung und Bewuchs beeinflussen diesen Standort. Die Station Leipzig-Probstheida befindet sich in einer Kleingartenanlage am südöstlichen Stadtrand; der Standort ist frei und wird im wesentlichen durch lockeren, niedrigen Baumbestand geprägt. Die bei diesen stationären Messungen eingesetzten Datalogger erfassen 10-Minuten-Werte. Mit den Datensätzen lassen sich detaillierte Aussagen über die Niederschlagsintensitäten und über Wind-Niederschlags-Abhängigkeiten (Niederschlags-Windrose) ableiten.

3. Ergebnisse

Einen ersten Eindruck über die monatlichen Normalwerte des Niederschlages in Leipzig und in den stadtnahen Standorten vermittelt Abbildung 1. Wie allgemein bekannt, treten in den Sommermonaten hohe und in den Wintermonaten niedrige Niederschlagssummen auf, wobei an den verschiedenen Leipziger Standorten eine leichte Verschiebung der sommerlichen Maxima festzustellen ist.

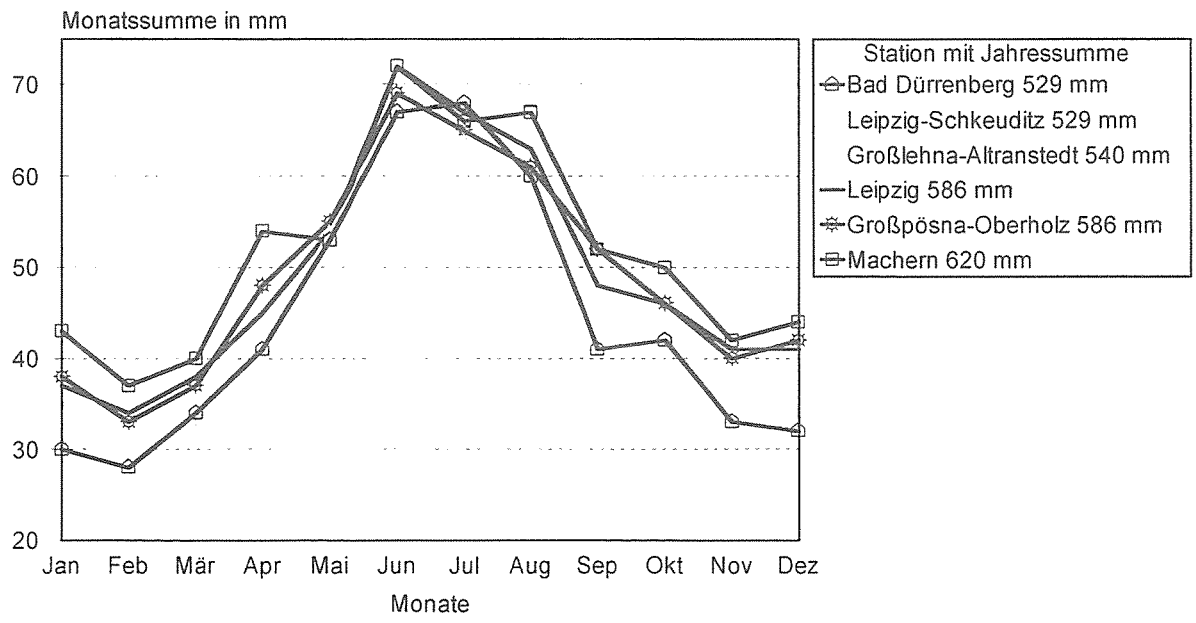


Abb. 1:
Mittlere Monats- und Jahressummen des Niederschlages von Leipziger Stationen
Zeitraum: 1951 bis 1980
Datengrundlage: Meteorologischer Dienst der DDR (1987)

Für die weiteren Betrachtungen hat die Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen im Raum Leipzig besondere Bedeutung (Abb. 2). Im untersuchten Gebiet zeigt sich eine deutliche Zunahme der jährlichen Niederschlagssumme von Nordwesten nach Osten bzw. Südosten: die Stadt Halle weist einen Wert von etwa 490 mm / Jahr auf, während im Zentrum von Leipzig etwa 580 mm / Jahr und in dem östlich von Leipzig liegenden Vorort Machern bereits 620 mm / Jahr erreicht werden. An weiter östlich gelegenen Stationen - z. B.

Röcknitz/Krs. Wurzen (585 mm / Jahr), Börln (619 mm / Jahr), Trebsen (590 mm / Jahr), Oschatz (583 mm / Jahr) - tritt wieder eine Abnahme auf. Das Niederschlagsminimum im Nordwesten läßt sich mit der Leewirkung des Harzes erklären.

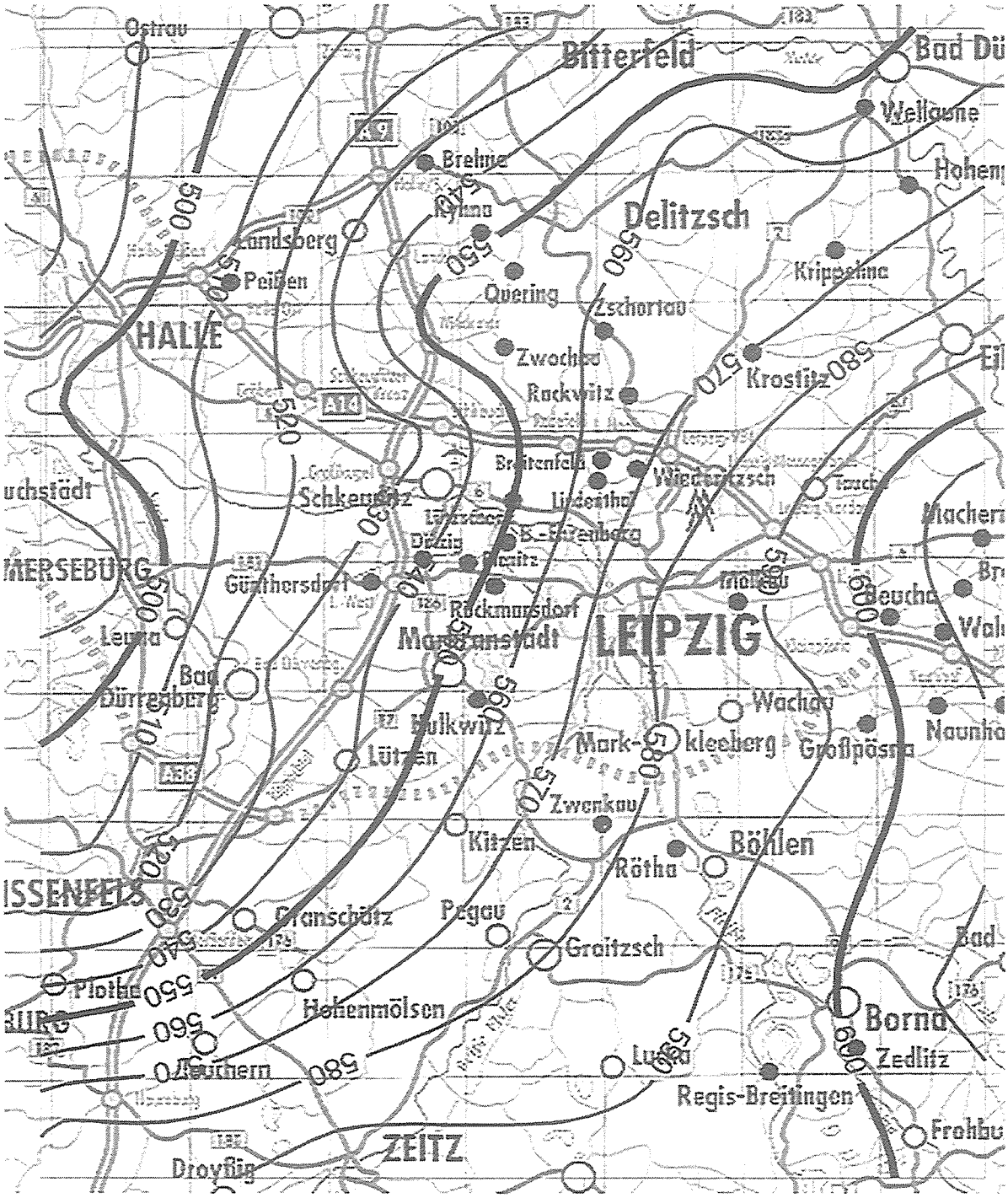


Abb. 2:
Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen im Raum Leipzig
Angaben in mm
Zeitraum 1951 bis 1980
Datengrundlage: **Meteorologischer Dienst der DDR (1987)**

Die Niederschlagszunahme in südöstlicher Richtung kann - unter Berücksichtigung der geringen Höhenunterschiede im Stadtgebiet von Leipzig – nicht a priori auf urbane Einflüsse

zurückgeführt werden. Außerhalb des Bezugsraumes sind im Osten und Süden orographische Effekte nicht zu vernachlässigen.
Zum Nachweis des Stadteinflusses auf die Niederschlagsverhältnisse in Leipzig können kleinräumige Niederschlagsverteilungen herangezogen werden, die von **Müller und Junge (1999)** unter Verwendung von Beobachtungen an insgesamt 13 Standorten in der Stadt und im näheren Umland von Leipzig für den Zeitraum 1981 bis 1990 angegeben wurden (Abb. 3).
Mit Ausnahme der Station Leipzig-Schkeuditz befinden sich diese Standorte im östlichen Teil des Untersuchungsgebietes. Die aus der großräumigen Niederschlagsverteilung - der abweichende Beobachtungszeitraum 1951 bis 1980 sollte beachtet werden - bekannte Zunahme des Niederschlages läßt sich auch in dieser Darstellung erkennen. Bemerkenswert ist die Herausbildung eines deutlichen Maximums im Nordosten von Leipzig.

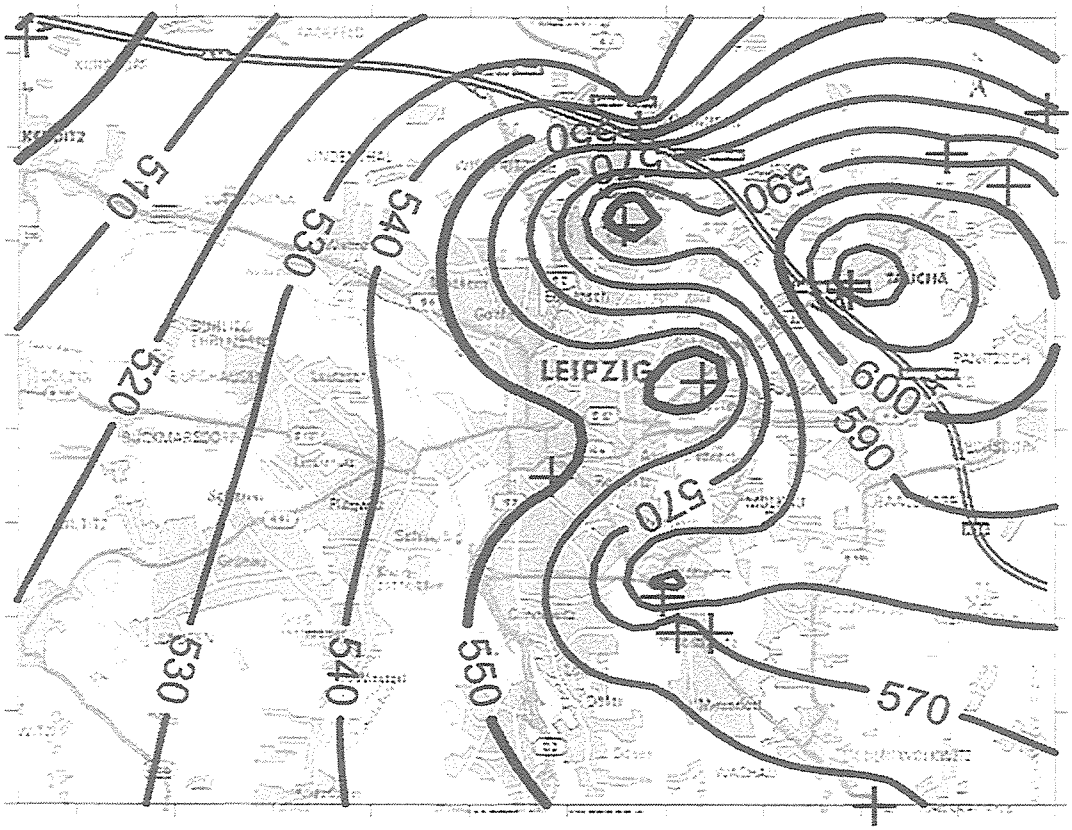


Abb. 3:
Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen in Leipzig
(nach **Müller und Junge, 1999**)
Angaben in mm
Zeitraum 1981 bis 1990
+ Lage der Niederschlagsmeßstellen

Es stellt sich nun die Frage, inwieweit urbane Einflüsse für diese kleinräumige Verteilung verantwortlich gemacht werden können. Zur Klärung dieses Sachverhaltes wurden die vorhandenen Wind- und Niederschlagsdaten der Station Leipzig-Plaußig genutzt **(Müller, 1997)**. Auf Grund der 10minütlichen Messungen ergibt sich trotz des kurzen Beobachtungszeitraumes von 3 ½ Jahren ein umfangreicher Datensatz von über 180 000 Werten.
Die in Abbildung 4 enthaltene allgemeine Windrose zeigt eine sehr große Häufigkeit südwestlicher Winde. Bei Betrachtung der Niederschlags-Windrose, die alle Niederschlagsereignisse erfaßt, ergeben sich im Vergleich zur allgemeinen Windrose - mit Ausnahme des östlichen Bereiches - kaum wesentliche Unterschiede. Ganz anders sehen die Verhältnisse bei Starkniederschlägen - Intensität über 1 mm / 10 min - aus. Diese Ereignisse sind häufig mit

Winden aus West bzw. Nordwest verbunden. Unter der Annahme, daß bei diesen Starkniederschlägen konvektive Vorgänge in der Atmosphäre entscheidend sind, kann das kleinräumige Niederschlagsmaximum im Lee von Leipzig als Folge der städtischen Wärmeinsel angesehen werden.

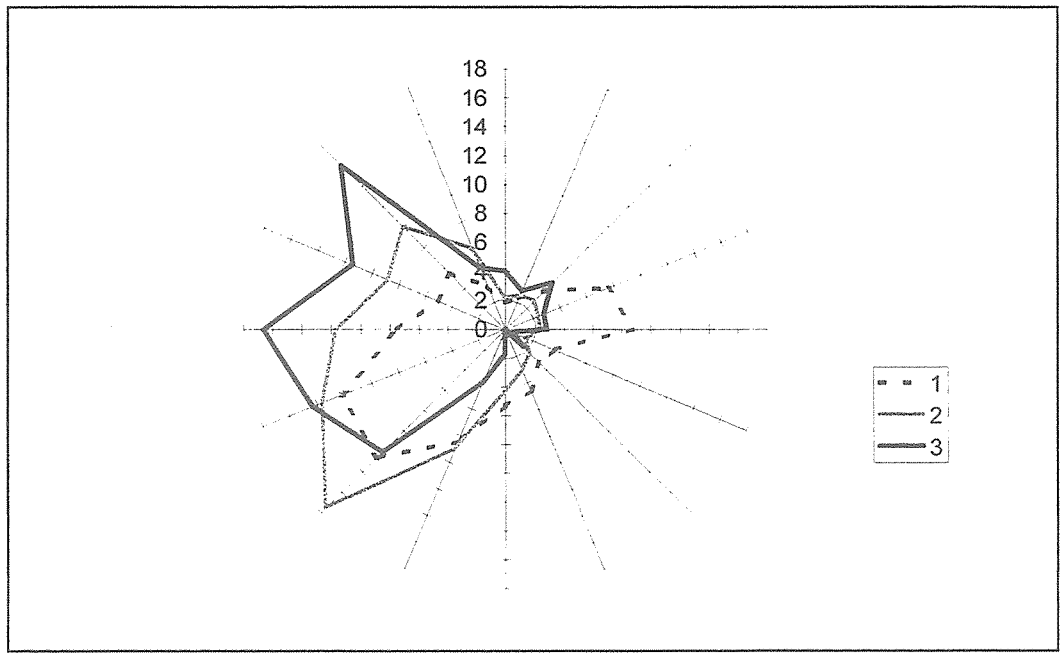


Abb. 4:
Niederschlags-Windrose
Station Leipzig-Plaußig
Zeitraum August 1992 bis Januar 1996
Häufigkeitsangaben in %
Kurve 1: allgemeine Windrose
Kurve 2: Niederschlags-Windrose für alle Niederschlagsereignisse
Kurve 3: Niederschlags-Windrose für Starkniederschläge (Intensität über 1 mm / 10 min)

Für praktische Fragen, vor allem für technische und wasserwirtschaftliche Überlegungen, können Kenntnisse über zu erwartende Niederschlagsintensitäten von großer Bedeutung sein.
Aus einer älteren Arbeit lassen sich Richtwerte über die in Mitteleuropa und in der Welt möglichen maximalen Niederschlagsintensitäten entnehmen (siehe Tab. 1). Allgemein gilt, daß im Durchschnitt mit zunehmender Niederschlagsdauer die Intensität abnimmt.

Tab. 1:
Maximale Niederschlagsintensitäten (nach **Böer, 1964**)
Angaben in mm / min

Dauer (Minuten)	Mitteleuropa einmal in 5 Jahren	Welt	Welt wahrscheinliches absolutes Maximum
5	2,8	3,2	20,5
10	1,9	2,5	15,2
30	1,4	2,0	9,3
60	1,0	1,3	6,4

Für diese Fragestellung wurde das umfangreiche Datenmaterial der Stationen Leipzig-Universität und Leipzig-Probstheida **(Müller, 1997; Müller, 1996-1998)** spezifisch ausgewertet. Mit den üblichen täglichen Niederschlagswerten können solche detaillierten Aussagen nicht getroffen werden. Die Ergebnisse dieser Intensitätsuntersuchungen sind in der Abbildung 5 dargestellt. Aus praktischen Gründen wurde eine konstante Klassenbreite für die Intensitäten und eine logarithmische Skalierung für die Anzahl der Ereignisse gewählt. An beiden Stationen ergibt sich ein ähnliche Abhängigkeit zwischen Niederschlagsintensität und Häufigkeit, wobei der Standort Leipzig-Probstheida bis zu Intensitäten von 10 mm / 10 min eine leicht größere Anzahl der Ereignisse aufweist. Erklärt werden kann dieser Sachverhalt mit der um 5,5 % größeren Niederschlagssumme am Standort Leipzig-Probstheida gegenüber dem Standort Leipzig-Universität. Die Klassen 12,1 bis 14,0 mm / 10 min sind nicht belegt, was auf einen zu geringen Zeitraum der Datenerfassung hindeutet.

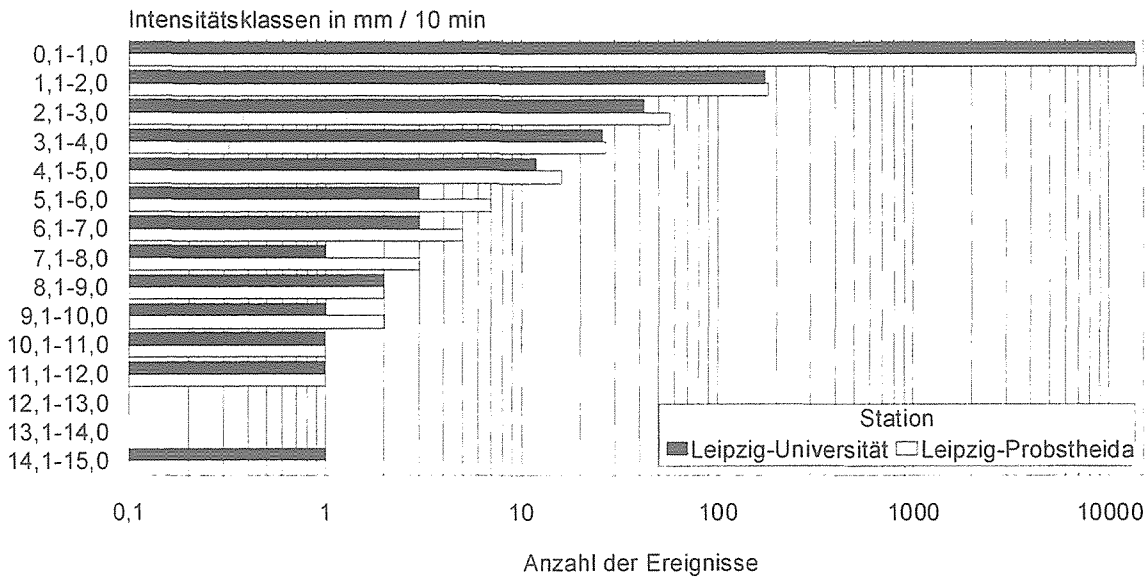


Abb. 5:
Häufigkeit der Niederschlagsintensitäten für zwei Leipziger Standorte
Zeitraum 8/1992 bis 6/1998

An der Station Leipzig-Universität wurde im Beobachtungszeitraum eine maximale Niederschlagsintensität von 14,2 mm / 10 min festgestellt. Damit wird im wesentlichen die in der zweiten Zeile der Tabelle 1 für Mitteleuropa enthaltene Angabe bestätigt.

4. Schlußfolgerungen

Die großräumige Niederschlagsverteilung im Nordwesten Sachsens wird geprägt durch eine Zunahme der mittleren jährlichen Niederschlagssummen von Nordwesten nach Südosten bis Osten: in der Stadt Halle etwa 490 mm / Jahr, im Zentrum von Leipzig etwa 580 mm / Jahr und in Machern 620 mm / Jahr.
Im Lee des Harzes bildet sich ein Trockengebiet aus, das bis in den Hallenser Raum reicht. Im untersuchten Gebiet verschwindet der Einfluß dieses Mittelgebirges.
Bei Betrachtung der kleinräumigen Niederschlagsverteilung zeigt sich ein Niederschlagsmaximum nordöstlich von Leipzig, das anhand detaillierter Wind- und Niederschlagsmessungen auf die urbane Wärmeinsel zurückgeführt wird.

5. Literatur

Böer, W., 1964: Technische Meteorologie. B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
Meteorologischer Dienst der DDR, 1987: Klimadaten der DDR - ein Handbuch für die Praxis, Reihe B, Bd. 14 „Klimatologische Normalwerte 1951/80", Potsdam.
Müller, U. und Ch. Junge, 1999: Ergebnisse neuerer Klimabeobachtungen in Leipzig. Ersch. gl. Heft.
Müller, U., 1997: Beziehungen zwischen urbanen Flächennutzungsstrukturen und klimatischen Verhältnissen am Beispiel der Stadtregion Leipzig. UFZ-Bericht Nr. 2, Umweltforschungszentrum Leipzig - Halle GmbH.
Müller, U., 1996-1998: Klimabeobachtungen am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und in Leipzig-Probstheida. Unveröff. Daten.
Werner, F., 1942: Die Niederschlagsverteilung über Leipzig 1934. Diss. Univ. Leipzig.

Anschrift des Autors

Dr. Ulrich Müller
Institut für Meteorologie
Universität Leipzig
Stephanstraße 3
04103 Leipzig

Ergebnisse neuerer Klimabeobachtungen in Leipzig

Ulrich Müller und Christof Junge

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird über Klimamessungen berichtet, die beide Autoren in den achtziger Jahren im Raum Leipzig durchgeführt haben. Damit wird ein erster Versuch der Darstellung stadtklimatologischer Differenzierungen in Leipzig unternommen. Anhand der mittleren Lufttemperaturen läßt sich die städtische Wärmeinsel nachweisen. Darüber hinaus wird eine kleinräumige Niederschlagsverteilung von Leipzig angegeben.

Summary

In this work on climatic measurements one reports, which executed both authors in the eighties in the area of Leipzig. Thus a first attempt of the representation of urban-climatological differentiations in Leipzig is undertaken. The average air temperatures show the urban heat island. Beyond that a small-scale precipitation distribution of Leipzig is indicated.

1. Einleitung

Erste Klimaaufzeichnungen lassen sich für Leipzig bereits im 17. Jahrhundert nachweisen (**Börngen und Müller, 1999**). Damit verfügt Leipzig neben Jena (**Grebe, 1936**) und Berlin (**Bahr, 1966**) über die ältesten meteorologischen Beobachtungsreihen im Osten Deutschlands. Vom heutigen Standpunkt verwertbare und lückenlose Klimareihen liegen für Leipzig seit Mitte des vorigen Jahrhunderts vor.
Erste Auswertungen der Leipziger Temperaturbeobachtungen wurden von **Hoppe (1886)** und **Rößner (1914)** vorgenommen. Besondere Verdienste um die Aufbereitung der langjährigen Leipziger Klimabeobachtungen, insbesondere der Temperaturverhältnisse, hat sich **Naegler (1936)** erworben. Häufigkeitsstatistische Auswertungen von Windbeobachtungen liegen unter anderem für die Zeiträume 1881-1920/1922-1925 (**Klimakunde des Deutschen Reiches, 1939**) bzw. 1925-1944 (**Pleiß, 1951**) vor. Den Einfluß der Lufttrübung auf die Sicht und die Sonnenstrahlung in Leipzig untersuchte **Bielich (1933)**. **Löbner (1935)** bestimmte mittels Konimeter die Staubkonzentration in der Leipziger Luft und entwarf Staubverteilungskarten unter Berücksichtigung der Flächennutzung des Leipziger Stadtgebietes; ähnliche Messungen führte **Hesse (1951)** in kriegszerstörten Stadtgebieten Leipzigs durch. Bei der ersten Darstellung der Niederschlagsverteilung in Leipzig wurden die an 12 Standorten im kurzen Zeitraum April bis November 1934 vorgenommenen Registrierungen zugrunde gelegt (**Werner, 1942**).
Bei anwendungsorientierten universitären Forschungsvorhaben wurde der Schlagregen auf Gebäude erfaßt (**Helbig, 1964**) bzw. der Einfluß der Tageshelligkeit auf den Elektroenergieverbrauch untersucht (**Langner und v. Schönermark, 1964**).
Die langjährigen Leipziger Temperaturaufzeichnungen unterzog **Günther (1972)** einer kritischen Sichtung. **Börngen und Dobierzin (1976)** wiesen die anthropogen verursachte Temperaturerhöhung in Leipzig nach.
Zur gleichen Zeit beschäftigte sich eine Arbeitsgruppe an der Universität Leipzig mit Aerosol- und Strahlungsproblemen in der Stadt Leipzig (**Hänsel, 1978; Hänsel und v. Hoyningen-Huene, 1980**). Im Rahmen des Interkosmos-Experimentes "Geoex" wurden vom Institut für Geographie und Geoökologie im Sommer 1986 Fernerkundungsuntersuchungen am südlichen Stadtrand von Leipzig vorgenommen. Am Hygieneinstitut des Bezirkes Leipzig erfolgten Untersuchungen zur

lufthygienischen Belastung der Stadt Leipzig (**Bredel und Herbarth, 1978, 1980, 1982**). Die Ergebnisse dieser Arbeiten waren allerdings schwer zugängig. Erst nach der Wiedervereinigung Deutschlands wurden in Leipzig verstärkt stadtklimatologische Fragestellungen aufgegriffen. Im Rahmen eines am neugegründeten Umweltforschungszentrum Leipzig - Halle GmbH bearbeiteten stadtökologischen Verbundprojektes (**Breuste, 1996**) wurden Untersuchungen zum Leipziger Stadtklima (**Müller, 1997**) und zu ausgewählten Immissionen vorgenommen (**Freyer u. a., 1996**). Im Auftrage der Stadt Leipzig erfolgten in den Jahren 1992 (**Spacetec Datengewinnung GmbH, 1993**) und 1997 (**Steinicke und Streifeneder, 1998**) Thermalbefliegungen des Stadtgebietes von Leipzig und die Erstellung eines Klimagutachtens für den Standort Neue Messe durch den **Deutschen Wetterdienst (1993)**. Darüber hinaus sind in den von der Stadtverwaltung herausgegebenen **Umweltberichten 1991** und **1995** unter anderem auch Ausführungen zum Stadtklima und zur Luftbelastung enthalten. Verwiesen werden soll des weiteren auf den **Luftreinhalteplan Leipzig (1992)**. Im Rahmen eines vom Freistaat Sachsen geförderten Forschungsvorhabens erfolgten am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig Untersuchungen zur Modellierung des Leipziger Stadtklimas (**Daunke, 1997**). Eine mikrometeorologische Analyse und Bewertung kleinräumiger Leipziger Stadtstrukturen nahm **Bauer (1998)** vor.
Gegenwärtig werden vom Deutschen Wetterdienst an zwei Leipziger Standorten (Leipzig, Prager Straße nahe Völkerschlachtdenkmal und Flughafen Schkeuditz) Klimabeobachtungen vorgenommen. Darüber hinaus betreiben auch andere Institutionen, zum Beispiel das Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, das Umweltforschungszentrum Leipzig - Halle GmbH und die Meteo Media AG, an verschiedenen Standorten Klimastationen.

2. Datenmaterial und Methodik

Von den Autoren wurden an den Standorten Pönitz bei Taucha (51° 24,6' n.B. und 12° 31,2' ö.L., Höhe 137 m über NN) und Leipzig-Probstheida (51° 18,2' n.B. und 12° 25,1' ö.L., Höhe: 142 m über NN) über einen Zeitraum von zehn Jahren Temperatur- und Feuchteregistrierungen sowie Niederschlagsmessungen vorgenommen. Die Station Pönitz (**Junge, 1989**) befand sich in einem Wochenendgrundstück in leicht abfallenden Gelände in dem kleinen Ort nördlich von Taucha, die Station Leipzig-Probstheida in einem kleingärtnerisch genutzten Areal am südöstlichen Stadtrand von Leipzig. Zum Einsatz gelangten in Wetterhütten aufgestellte Thermohygrographen vom Feingerätebau Fischer in Drehbach mit Wochenumlauf. Die Aufzeichnungen wurden mindestens wöchentlich einmal unter Verwendung von Aspirations-Psychrometern nach Aßmann mit geeichten Thermometern kalibriert. Bei der manuellen Auswertung der Schreibstreifen wurden Tagesmittel der beiden Größen aus den Terminwerten 1, 7, 13 und 19 Uhr MEZ und die täglichen Extrema der Lufttemperatur bestimmt. Diese Tagesmittelwerte waren die Grundlage zur Bestimmung der entsprechenden Monats- und Jahresmittel. Darüber hinaus gelangte auch ein Erdbodenminimumthermometer in Leipzig-Probstheida zum Einsatz. An beiden Standorten erfolgten Niederschlagsbeobachtungen mit Regenmessern nach Hellmann, die zur Bestimmung der Monats- und Jahressummen verwendet wurden.
Die in der Stephanstraße 3 - dem jetzigen Institut für Meteorologie der Universität Leipzig (51°20,1' n.B. und 12°23,3' ö.L., Höhe: 118 m über NN) - vorgenommenen analogen Thermohygrographenaufzeichnungen wurden auf die gleiche Weise ausgewertet; auch die für diesen Standort vorliegenden Niederschlagsbeobachtungen konnten genutzt werden. Die im Rahmen eines Forschungsvorhabens in Lausen bei Leipzig (51°18,4' n.B. und 12°16,8'ö.L., Höhe: 123 m über NN) im Jahre 1984 durchgeführten Klimamessungen - zum Einsatz gelangte ein Thermohygrograph, der in einer Wetterhütte aufgestellt war - wurden ebenfalls herangezogen (**Müller, 1985**).
Darüber hinaus fanden die veröffentlichten Daten des **Meteorologischen Dienstes** bzw. des **Deutschen Wetterdienstes (1981-1992)** der Stationen Leipzig in der Prager Straße nahe dem

Völkerschlachtdenkmal (51°19' n.B. und 12°25' ö.L., Höhe: 141 m über NN) und Leipzig-Schkeuditz (51°24' n. B. und 12° 13' ö.L., Höhe: 122 m über NN) sowie die an weiteren Standorten im Raum Leipzig vorgenommenen Niederschlagsmessungen Verwendung.
Im Stadtgebiet und in der näheren Umgebung von Leipzig werden durch verschiedene Betreiber Niederschlagsbeobachtungen vorgenommen. Diese Werte sind im allgemeinen schwer zugängig. Für diese Untersuchung konnten von insgesamt dreizehn Standorten Niederschlagsdaten genutzt werden. Eine Vollständigkeit der Jahressummen war leider nicht gegeben. Aus diesem Grunde wurde ein zehnjähriger Zeitraum mit der größten Datenbereitstellung ausgewählt und die unvollständigen Jahressummen mit der von **Dingman (1994)** angegebenen kumulativen Methode des Gebietsmittels ergänzt. Mit Ausnahme der Station Leipzig-Schkeuditz befanden sich die Niederschlagsmeßstellen im östlichen Teil des Untersuchungsraumes, der durch die Orte Schkeuditz im Westen, Jesewitz im Norden und Großpösna-Oberholz im Süden begrenzt wird (siehe Abb. 2).
Mit Hilfe des linearen Kriging-Verfahrens wurde die Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen in der Stadt und in der näheren Umgebung von Leipzig erstellt.

3. Ergebnisse der Beobachtungen

Die an den einzelnen Standorten - Leipzig-Probstheida (PHD), Leipzig, Prager Straße (L), Leipzig-Universität (UNI), Leipzig-Schkeuditz (SCHK), Pönitz bei Taucha (PÖ), Seehausen bei Leipzig (SHN) und Lausen bei Leipzig (LSN) - bestimmten Daten sind den folgenden Tabellen 1 und 2 zu entnehmen.

Tabelle 1: Leipziger Klimadaten; Lufttemperaturen, Zeitraum 1981 bis 1992
t_M Mittlere Lufttemperatur in °C
t_{MAX} Mittlere tägliche Lufttemperaturmaxima in °C
t_{MIN} Mittlere tägliche Lufttemperaturminima in °C
t_{EMIN} Tiefste Erdbodenminimumtemperatur im Jahr in °C

Jahr	Klimastation PHD				L			UNI			SCHK			PÖ			SHN			LSN		
	t_M	t_{MAX}	t_{MIN}	t_{EMIN}	t_M	t_{MAX}	t_{MIN}	t_M	t_{MAX}	t_{MIN}	t_M	t_{MAX}	t_{MIN}	t_M	t_{MAX}	t_{MIN}	t_M	t_{MAX}	t_{MIN}	t_M	t_{MAX}	t_{MIN}
81					**9,0**						**8,7**						**9,1**	12,9	5,2			
82	**9,5**	14,5	5,3	-19,1	**10,2**	14,5	6,2		15,0	7,1	**9,8**	14,6	5,7				**10,3**	14,7	5,5			
83	**9,6**	14,5	5,6	-17,0	**10,1**	14,4	6,3	**10,6**	14,8	7,1	**9,7**	14,2	5,8	**9,6**	14,4	5,6	**10,2**	14,3	5,7			
84	**8,4**	12,8	5,0	-10,8	**9,0**	12,6	5,4	**9,3**	13,3	6,1	**8,6**	12,6	5,3	**8,2**	12,7	4,8	**8,8**	12,7	5,0	**8,6**	12,4	5,1
85	**7,9**	12,6	4,1	-23,3	**8,5**	12,6	4,9	**8,8**	13,1	5,4	**8,1**	12,4	4,5	**7,8**	12,5	4,0	**8,4**	12,7	4,4			
86	**8,5**	13,3	4,7	-22,0	**8,9**	13,3	5,2	**9,4**	13,8	5,8	**8,5**	12,9	4,2	**8,3**	13,1	4,5	**8,9**	13,3	5,0			
87	**7,8**	12,1	4,3	-25,2	**7,9**	12,0	4,5	**8,6**	12,7	5,4	**7,7**	11,9	4,0	**7,5**	11,9	4,1	**8,0**	12,1	4,4			
88	**9,8**	14,2	6,3	-8,5	**9,8**	14,0	6,3	**10,2**	14,4	6,9	**9,7**	14,0	6,1	**9,5**	14,0	6,0						
89	**10,4**	15,3	6,5	-8,0	**10,7**	15,3	6,8	**10,8**	15,7	6,8	**10,4**	15,2	6,2	**10,1**	15,3	6,0						
90	**10,0**	15,0	6,1	-8,5	**10,8**	15,2	7,2	**10,7**	15,6	6,7	**10,4**	15,0	6,4	**9,9**	15,0	5,9						
91	**8,6**	13,6	4,8	-11,7	**9,6**	13,8	6,4	**9,4**	14,0	5,8	**9,0**	13,6	5,1	**8,8**	14,0	4,7						
92	**9,6**	14,6	5,7	-10,0	**10,6**			**10,4**	14,9	6,7	**10,1**			**9,8**	14,9	5,7						

Anhand der Mitteltemperaturen t_M läßt sich sehr gut der Wärmeinseleffekt der Stadt Leipzig erkennen. Wie zu erwarten, zeigen sich am zentrumsnahen Standort Leipzig-Universität im allgemeinen die höchsten Mitteltemperaturen. Aber auch der im Südosten der Stadt gelegene Standort Leipzig weist hohe Werte auf; die für die letzten Jahre vorliegenden Mittelwerte sind allerdings schwer erklärbar. Die am Stadtrand von Leipzig gelegenen Stationen - Leipzig-Probstheida im Südosten und Lausen südlich des erhebliche Ausdehnung aufweisenden, in Großplattenbauweise

errichteten Neubaugebietes Leipzig-Grünau - sind urban beeinflußt. Die Mitteltemperaturen am Flughafen Leipzig-Schkeuditz lassen erkennen, daß dieser Standort infolge der Bodenversiegelung und Bebauung keine Umlandbedingungen repräsentiert. Die im allgemeinen angewandte Praxis, den Standort Leipzig typisch für Stadtverhältnisse und den Standort Leipzig-Schkeuditz als Umlandstation anzusehen, wird durch diese Angaben widerlegt. Aber auch die Mitteltemperaturen an der Station Seehausen - obwohl dieser Standort abseits der Stadt Leipzig liegt – deuten auf eine urbane Beeinflussung hin. Von den betrachteten sieben Stationen weist Pönitz die niedrigsten Mitteltemperaturen auf; dieser Standort kann als weitgehend urban unbeeinflußt angesehen werden.
Für den zugrunde gelegten Zeitraum lassen sich maximale Unterschiede in den Mitteltemperaturen zwischen der Stadt und dem Umland von 0,7 bis 1,0 K angeben. **Müller (1997)** fand bei seinen stadtklimatologischen Untersuchungen, die einen Meßzeitraum von 3 Jahren (7/1992 bis 6/1995) umfaßten, maximale Differenzen von knapp 1,4 K. Als Erklärung können einerseits die abweichenden Standorte - Stadtstation Leipzig-Hauptbahnhof statt Leipzig-Universität, Umlandstation Elsteraue südlich von Schkeuditz statt Pönitz - und andererseits die unterschiedlichen Meßbedingungen (Zeiträume, Meßgeräte und Meßtermine) genannt werden. Während bei der vorliegenden Arbeit weitgehend Thermohygrographenregistrierungen täglich vierterminig ausgewertet wurden, gelangten bei der zitierten Untersuchung moderne Datalogger mit 10minütlicher Meßwerterfassung und damit 144 Tageswerten zum Einsatz.

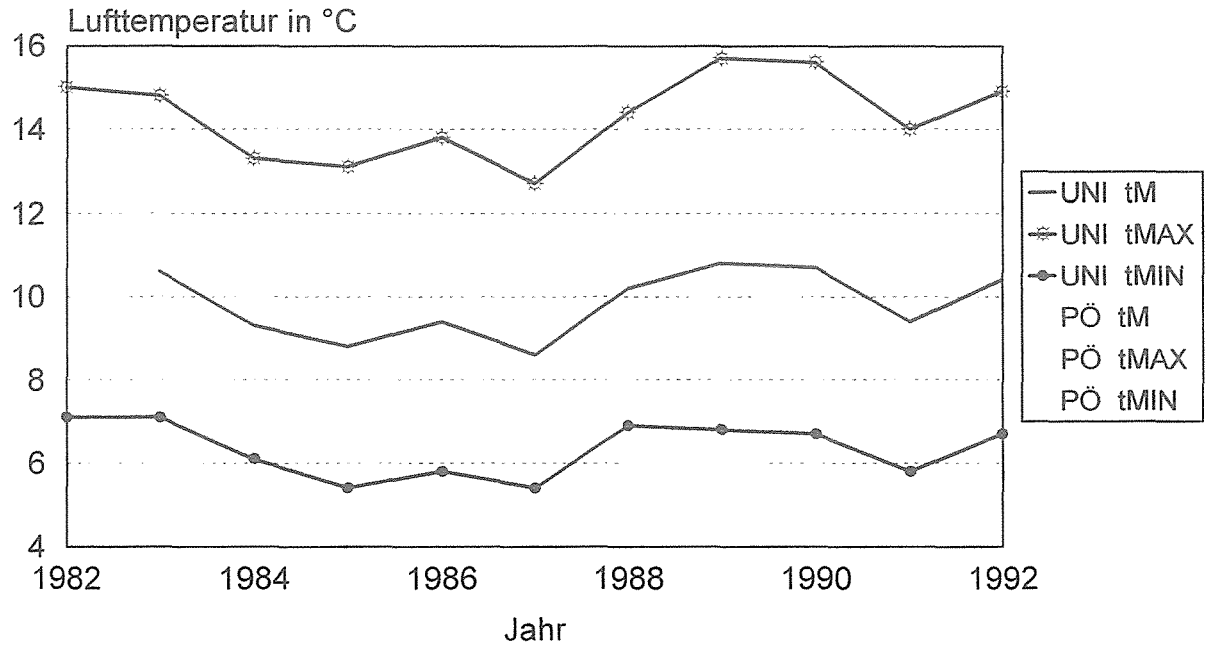


Abb. 1: Lufttemperaturen an der Stadtstation (UNI) und der Umlandstation (PÖ); Zeitraum 1982 bis 1992
t_M Mittlere Lufttemperatur
t_{MAX} Mittlere tägliche Lufttemperaturmaxima
t_{MIN} Mittlere tägliche Lufttemperaturminima

In der Tabelle 1 sind darüber hinaus - bei Zugrundelegung der täglichen Lufttemperaturextrema an den verschiedenen Standorten - für die einzelnen Jahre die mittleren täglichen Maxima bzw. Minima angegeben.
Die größten Unterschiede zwischen den mittleren täglichen Maxima t_{MAX} liegen in der gleichen Größenordnung wie die der Mitteltemperaturen. Es zeigt sich, daß an der zentrumsnahen Station Leipzig-Universität die höchsten und an den stadtfernen Stationen die niedrigsten Werte der mitt-

leren täglichen Maxima auftraten. Diese Signifikanz der Stadtstation gegenüber den stadtfernen Standorten zeigt sich insbesondere in den mittleren täglichen Lufttemperaturminima t_{MIN}; die Unterschiede Stadt-Umland sind mit bis zu 1,8 K sehr hoch.
Die in der Tabelle 1 für die Station Leipzig-Probstheida angegebenen minimalen Erdbodentemperaturen zeigen die aufgetretenen Extrema im bodennahen Bereich.
Abbildung 1 veranschaulicht die Temperaturunterschiede zwischen der Stadt (Station Leipzig-Universität) und dem Umland (Station Pönitz).

Tabelle 2: Leipziger Klimadaten; Relative Luftfeuchtigkeit und Niederschlag, Zeitraum 1981 bis 1992
f_M Jahresmittel der relativen Luftfeuchtigkeit in %
N Jahressumme des Niederschlages im mm

Jahr	Klimastation									
	PHD		L		UNI		SCHK	PÖ		SHN
	f_M	N	f_M	N	f_M	N	N	f_M	N	N
1981				803		735	629		738	
1982	72,7	461	75,2	372	64,6	364	307		350	349
1983	75,6	619	74,1	714	71,3	641	559	77,5	688	613
1984	78,3	489	77,6	572	73,9	525	486	79,8	510	486
1985	78,2	481	75,9	505	71,6	446	389	78,4	466	463
1986	76,9	610	76,4	634	72,5	594	561	79,2	612	564
1987	79,8	712	78,6	742	69,3	686	592	81,8	757	684
1988	76,1	576	75,5	621	71,8	555	483	78,9	598	
1989	75,9	471	72,9	498	70,6	492	432	77,8	499	
1990	75,8	499	70,4	496	64,8	490	456	76,4	549	
1991	75,0	432	71,6	501	73,3	423	352	78,6		
1992	74,6	592		661	76,6	580	560			

Aus der Tabelle 2 lassen sich die großen Differenzierungen des Niederschlages erkennen.
Die Niederschlagsverteilung nordwestlich des Untersuchungsgebietes wird geprägt durch den großräumigen Einfluß des Harzes. Im Lee dieses Gebirges bildet sich ein Trockengebiet aus, das bis in den Raum Halle - Schkeuditz reicht. Weiter östlich verliert der Harz seinen Einfluß und andere Faktoren prägen die Niederschlagsverhältnisse. Bei Betrachtung der großräumigen Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen ist eine Zunahme des Niederschlages im Leipziger Raum von Halle bis Machern zu erkennen **(Müller, 1999)**.
Kleinräumige Angaben zur Niederschlagsverteilung im Stadtgebiet von Leipzig können aus diesen Angaben nicht abgeleitet werden. Unter Einbeziehung von Daten weiterer - insgesamt dreizehn – Niederschlagsmeßstellen lassen sich detaillierte Aussagen über die Niederschlagsverhältnisse in der Stadt und der näheren Umgebung von Leipzig gewinnen (Abb. 2). Es wurden bereits weiter oben die Gründe für die Wahl des 10jährigen Mittelungszeitraumes von 1981 bis 1990 genannt.
In der kleinräumigen Niederschlagsverteilung von Leipzig zeigt sich eine Zunahme der mittleren Jahressummen von West nach Ost und die Ausbildung eines sehr markanten Maximums im Gebiet von Taucha. Durch spezifische Aufbereitung von Wind- und Niederschlagsdaten der Station Leipzig-Plaußig konnte gezeigt werden, daß für dieses Niederschlagsmaximum im Nordosten von Leipzig urbane Einflüsse verantwortlich gemacht werden können **(Müller, 1999)**. Abweichend von der allgemeinen Windverteilung, die ein Maximum bei südwestlichen Richtungen besitzt, traten Starkniederschläge sehr häufig bei westlichen und nordwestlichen Winden auf. Unter der Annahme, daß Starkniederschläge mit konvektiven Prozessen verbunden sind, läßt sich das Niederschlagsmaximum im Lee der Stadt mit der städtischen Wärmeinsel in Verbindung bringen.

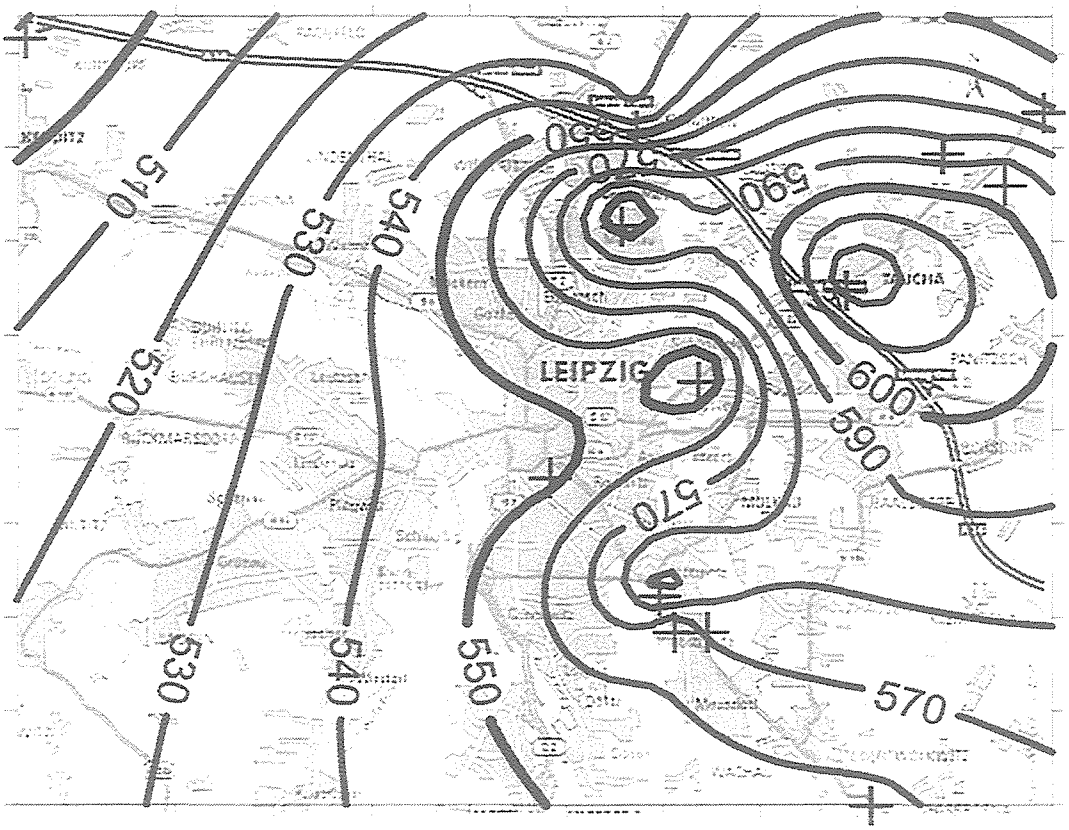


Abb. 2: Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen in Leipzig; Angaben in mm, Zeitraum 1981 bis 1990; + Lage der Niederschlagsmeßstellen

Im allgemeinen weisen Stadtgebiete infolge der Bodenversiegelung und der damit eingeschränkten Evapotranspiration niedrigere Feuchtewerte als die unbebaute Umgebung auf; allerdings kann diese Verteilung durch advektive Vorgänge und anthropogene Wasserdampfquellen überdeckt werden. So konnte **Müller (1997)** anhand seiner von 1992 bis 1995 vorgenommenen umfangreichen Messungen in der Stadt und im Umland von Leipzig – es wurden auch die unbewaldeten Auengebiete untersucht - den Nachweis der Abhängigkeit zwischen Dampfdruckmittelwerten und Bodenversiegelung mit genügender statistischer Sicherheit nicht erbringen. Bei Betrachtung der Jahresmittel der relativen Luftfeuchtigkeit an den verschiedenen Stationen während des Zeitraumes 1982 bis 1992 (Tab. 2) läßt sich aber eine gute Zuordnung erkennen. Die niedrigsten Feuchtewerte traten – mit Ausnahme des Jahres 1991, das bereits hinsichtlich der Temperaturverhältnisse Abweichungen zeigte – am Stadtstandort (Leipzig-Universität) auf. Eine Zunahme der Feuchte an den Stadtrandstationen (Leipzig und Leipzig-Probstheida) ist gut erkennbar. Die höchsten Werte weist der Umlandstandort Pönitz auf. Dieses Ergebnis bestätigt die aus der Literatur bekannten Feuchteunterschiede zwischen Stadt und Umland (**Landsberg, 1981; Kuttler, 1987**). Es muß allerdings berücksichtigt werden, daß im betrachteten Fall nur vier Standorte herangezogen werden konnten.

4. Schlußfolgerungen

In den achtziger Jahren führten die beiden Autoren stadtklimatologische Messungen durch und trugen die verfügbaren Daten von anderen Leipziger Stationen zusammen.
Die in dieser Arbeit angegebenen Temperatur- und Feuchtewerte verschiedener Standorte in der Stadt und in der Umgebung von Leipzig zeigen einerseits die Ausprägung der städtischen Wärmeinsel und andererseits die in der Literatur beschriebene Feuchtesenke in Städten und industriel-

len Ballungsräumen. Die angegebene Niederschlagsverteilung von Leipzig mit einem Maximum im Gebiet von Taucha läßt sich auf urbane Einflüsse zurückführen.

5. Literatur

Bahr, R. M., 1966: Geschichte der meteorologischen Beobachtungen der Stadt Berlin. Diss. Humboldt-Univ., Berlin.
Bauer, B., 1998: Mikrometeorologische Analyse und Bewertung kleinräumiger Stadtstrukturen. Diss. Univ. Göttingen.
Bielich, F.-H., 1933: Einfluß der Großstadttrübung auf Sicht und Sonnenstrahlung. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig, Band VI, Heft 2, Leipzig.
Börngen, M. und O. Dobierzin, 1976: Beitrag zur Kenntnis des anthropogenen Effekts auf die mittlere Lufttemperatur - dargestellt anhand eines Vergleiches zwischen den Stationen Leipzig und Schwerin. Z. f. Meteor. 26, 146-151.
Börngen, M. und U. Müller, 1999: Geschichtlicher Überblick und Ergebnisse von Klimabeobachtungen in Leipzig. Poster Workshop Stadtklima 17./18.2.1999 in Leipzig, Tagungsband. Wiss. Mitt. Inst. Meteor. Univ. Leipzig u. Inst. Troposphärenforschg. e.V. Leipzig, Bd. 13.
Bredel, H. und O. Herbarth, 1978: Untersuchungen zur CO-Belastung kommunaler Ballungszentren. Z. ges. Hyg. 24, 9, 678-685.
Bredel, H. und O. Herbarth, 1980: Vergleichende Untersuchungen über die SO_2- und H_2S-Immission in einem kommunalen Ballungsgebiet. Z. ges. Hyg. 26, 7, 517-522.
Bredel, H. und O. Herbarth, 1982: Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Emissionsdichte und Belastung am Beispiel von SO_2 und Sedimentationsstaub in kommunalen Ballungszentren. Z. ges. Hyg. 28, 4, 237-241.
Breuste, J., 1996: Stadtökologie und Stadtentwicklung: Das Beispiel Leipzig. Analytica Verlagsgesellschaft, Berlin.
Daunke, R., 1997: Darstellung der Wirkung des Kleinklimas auf größere Bevölkerungsgruppen. Teil 1. Unveröff. Abschlußbericht, Inst. f. Meteorologie Univ. Leipzig, Forschungsvorhaben Nr. 4-7541.82-0361/414, Sächs. Staatsministerium für Wissenschaft und Kunst, Dresden.
Deutscher Wetterdienst, Wetteramt Leipzig, 1993: Amtliches Gutachten zu den klimatischen Auswirkungen der geplanten Bebauung des ehemaligen Flughafens Leipzig-Mockau. Unveröff.
Dingman, S. L., 1994: Physical Hydrology. Macmillan Publishing Company, New York.
Freyer, K., P. Popp, H. C. Treutler, D. Wagler und G. Schuhmann, 1996: Untersuchungen zu Wechselbeziehungen zwischen Immissionen und Flächennutzung auf strukturtypischen Testflächen in Leipzig. UFZ-Bericht Nr. 10, Umweltforschungszentrum Leipzig - Halle GmbH.
Grebe, H., 1936: Die Temperaturverhältnisse in Jena von 1770 bis 1935. Diss. Univ. Jena.
Günther, S., 1972: Die Geschichte der meteorologischen Beobachtungen in Leipzig unter besonderer Berücksichtigung der Temperaturverhältnisse. Dipl.-Arbeit, Sektion Physik, Humboldt-Univ., Berlin, unveröff.
Hänsel, Chr., 1978: Messungen der Extinktion der Sonnenstrahlung in der atmosphärischen Bodenschicht des Stadtgebietes Leipzig. Z. f. Meteor. 28, 31-33.
Hänsel, Chr. und W. v. Hoyningen-Huene, 1980: Untersuchungen zur Trübungswirkung des Aerosols über dem Stadtgebiet von Leipzig und zur inversen Problemstellung der atmosphärischen Optik. Geophys. u. Geol., Geophys. Veröff. Karl-Marx-Univ. Leipzig, Bd. 2, H. 2, 229-238.
Helbig, A., 1964: Zum Problem des Schlagregens. In: **Koch, H.:** Industriemeteorologie. Karl-Marx-Univ. Leipzig. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig.
Hesse, W., 1951: Neue städteklimatologische Untersuchung in Leipzig. Ann. Meteor. 4, 62-64.
Hoppe, H., 1886: Ergebnisse der Temperaturbeobachtungen an 34 Stationen Sachsens von 1865 bis 1884 und in Leipzig von 1830 bis 1884. Diss. Univ. Leipzig.

Junge, Ch., 1989: Mitteilung zur Tagestemperaturmittelbildung. Z. f. Meteor. 39, 231-233.
Klimakunde des Deutschen Reiches, 1939, Band II, Tabellen, Berlin, Dietrich Reimer.
Kuttler, W., 1987: Stadtklimatologie; eine Bildmediensammlung zur Westfälischen Landeskunde. Grundlagen und Probleme der Ökologie 4, Landschaftsverband Westfalen-Lippe, Münster.
Landsberg, H. E., 1981: The Urban Climate. Internat. Geophys. Ser. 28, New York, Academic Press.
Langner, A. und E. v. Schönermark, 1964: Der Einfluß meteorologischer Elemente auf die Elektroenergieversorgung und Untersuchungsergebnisse zur Vorhersage der Tageshelligkeit. In: **Koch, H.:** Industriemeteorologie. Karl-Marx-Univ. Leipzig. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig.
Löbner, A., 1935: Horizontale und vertikale Staubverteilung in einer Großstadt. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig, Band VII, Heft 2, Leipzig.
Luftreinhalteplan Leipzig 1992, 1992. Regierungspräsidium Leipzig.
Meteorologischer Dienst / Deutscher Wetterdienst, 1981-1992: Monatlicher Witterungsbericht. Potsdam bzw. Offenbach.
Müller, U., 1985: Untersuchung des Witterungseinflusses auf das Raumklima von elektrischen Schaltanlagen. Unveröff. Abschlußbericht, Forschungs- und Beratungsstelle für spezielle Produktionsoptimierung Leipzig.
Müller, U., 1997: Beziehungen zwischen urbanen Flächennutzungsstrukturen und klimatischen Verhältnissen am Beispiel der Stadtregion Leipzig. UFZ-Bericht Nr. 2, Umweltforschungszentrum Leipzig - Halle GmbH, Leipzig.
Müller, U., 1999: Zur räumlichen Niederschlagsverteilung in der Region Leipzig. Ersch. gl. Heft.
Naegler, W., 1936: Statistik der Temperaturverhältnisse von Leipzig (1831-1935). Ber. Math.-phys. Klasse Sächs. Akad. Wiss., LXXXVIII. Bd., Leipzig.
Pleiß, H., 1951: Die Windverhältnisse von Sachsen. Abh. Meteor. Dienst d. DDR, Nr. 6, Akademie-Verlag, Berlin.
Rößner, E., 1914: Untersuchungen über den Gang der Lufttemperatur in Leipzig. Diss. Univ. Leipzig.
Spacetec Datengewinnung GmbH, Freiburg, 1993: Stadtklimauntersuchung Leipzig. Unveröff. Abschlußbericht.
Steinicke und Streifeneder, Freiburg, 1998: Stadtklimauntersuchung Leipzig 1997. Unveröff. Abschlußbericht.
Umweltbericht der Stadt Leipzig 1991, 1992. Rat der Stadt Leipzig, Dezernat für Umweltschutz und Sport. PögeDruck, Leipzig.
Umweltbericht 1995, 1995. Stadt Leipzig, Amt für Umweltschutz. PögeDruck, Leipzig.
Werner, F., 1942: Die Niederschlagsverteilung über Leipzig 1934. Diss. Univ. Leipzig.

Schlußwort und Danksagung

Aufbau und Betrieb der Klimastationen sowie Auswertung der Messungen an den beiden Standorten Pönitz und Leipzig-Probstheida waren nur durch hohen persönlichen Einsatz der beiden Autoren möglich. Erwähnt werden sollte auch, daß trotz des langen Beobachtungszeitraumes von etwa zehn Jahren keine Ausfälle zu verzeichnen sind. Für die Überlassung von Klimadaten weiterer Stationen möchten sich die Autoren bei den Betreibern herzlich bedanken.

Anschrift der Autoren
Dr. Ulrich Müller, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3, 04103 Leipzig.
Dr. Christof Junge, Geschwister-Scholl-Straße 8, 04155 Leipzig.

Die Wetteraufzeichnungen des Abtes Mauritius Knauer

Michael Börngen und Gerd Tetzlaff

Zusammenfassung

Der „Hundertjährige Kalender" basiert auf Wetteraufzeichnungen von Mauritius Knauer (1613-1664), der als Abt im oberfränkischen Zisterzienserkloster Langheim wirkte. Die zwischen März 1652 und März 1659 fast täglich notierten Beobachtungen ermöglichen eine statistische Auswertung und die - teilweise sogar quantitative - Gegenüberstellung damaliger und heutiger Wetterverhältnisse. Vergleiche mit Niederschriften weiterer zeitgenössischer Autoren belegen den wissenschaftlichen Wert der Knauerschen Aufzeichnungen. Der Beobachtungszeitraum fällt in die „kleine Eiszeit" und zeichnet sich durch eine Reihe sehr strenger Winter aus.

Summary

The "Hundred Year's Calendar" is based on weather recordings of Mauritius Knauer (1613-1664), which worked as an abbot in the upper-Frankish Cistercian monastery Langheim. Between March 1652 and March 1659 almost daily noted observations enable a statistical analysis and - partly even quantitative - the confrontation weather conditions at that time and of today's. Comparisons with notes of further contemporary authors show the scientific value of the Knauer recordings. The observation period falls into the "little ice age" and is characterised by a series very severe winter.

1. Einleitung

Eines der verbreitetsten Bücher ist der "Hundertjährige Kalender". Ihm liegen die Wetteraufzeichnungen von Mauritius Knauer (1613-1664) zugrunde, der als Abt im fränkischen Kloster Langheim wirkte. Zu seiner Zeit glaubte man, daß die sieben damals bekannten Planeten, zu denen auch Sonne und Mond gerechnet wurden, den Ablauf des Wetters bestimmen. Folgerichtig beschränkte Knauer die Beobachtungen auf einen siebenjährigen Zeitraum, der wahrscheinlich von März 1652 bis März 1659 reichte. Zu seinen Wahrnehmungen notierte er Schlußfolgerungen für die menschliche Gesundheit und die landwirtschaftliche Praxis. Von diesen Aufzeichnungen wurden in den Folgejahren zahlreiche Handschriften angefertigt. Ludwig Christoph Hellwig (1663-1721), Stadtphysikus im thüringischen Tennstädt, ließ schließlich im Jahre 1700 den Kalender erstmalig drucken. Dabei richtete er die Planetentafel auf ein Jahrhundert ein, womit der eingängige Kurztitel "Hundertjähriger Kalender" geboren war (HÄNSEL & BÖRNGEN 1994).

So großen Zuspruchs sich der Kalender beim einfachen Volk erfreute, so ablehnend wurde er von Anfang an von der Wissenschaft aufgenommen. Doch erst der Fund der Originalhandschrift durch Ernst Heimeran um 1930 (HEIMERAN 1992) machte das ganze Ausmaß der unrühmlichen Geschichte des Hundertjährigen Kalenders deutlich. Der Vergleich des Knauerschen Manuskripts mit den späteren Drucken ließ den willkürlichen Umgang mit den gewissenhaft vorgenommenen Wetteraufzeichnungen erkennen. Es zeigte sich, daß die Ausgaben unvollständig und fehlerhaft waren. Vor allem aber wurde die Perfektform in den Futur gebracht, wodurch sich der Bericht in eine Prognose verwandelte. Ein Beispiel für die Verfäl-

schung gibt die den Januar 1654 (Planetenjahr Sonne) betreffende Eintragung. Bei Knauer hieß es *„Ist nicht aufgezeichnet worden, vermutlich aber ist er trocken und ziemlich kalt, doch nicht gar zu kalt gewesen"*. In den Druckschriften steht nur noch: *„trocken und ziemlich kalt"*.

Mit dem meteorologischen Inhalt der Knauerschen Beobachtungen wurde sich in der Literatur bisher kaum auseinandergesetzt. Dabei fallen die Beobachtungsjahre in die klimatologisch interessante „Kleine Eiszeit". Mit dem Jahrzehnt 1651/60 beginnt eine Folge von Dezennien mit meist außerordentlich niedrigen Wintertemperaturen.

In der vorliegenden Untersuchung werden die Aufzeichnungen statistisch ausgewertet und mit weiteren zeitgenössischen Quellen verglichen. Hierzu dient vorrangig Curt Weikinns „Quellensammlung zur Hydrographie und Meteorologie". Diese umfangreiche Sammlung wurde bisher nur teilweise publiziert (u.a. WEIKINN 1961). Die unveröffentlichten Bestandteile, wozu sämtliche meteorologischen Texte gehören (WEIKINN [o.J.]), befinden sich im Institut für Länderkunde in Leipzig.

2. Räumliche und zeitliche Einordnung der Knauerschen Wetteraufzeichnungen

Wie eingangs erwähnt, machte Mauritius Knauer seine Wetteraufzeichnungen im Zisterzienserkloster Langheim. Von diesem in Oberfranken gelegenen, zum Bistum Bamberg gehörenden Kloster sollen heute nur noch einige Ruinen existieren. Im Umkreis befinden sich die Städte Bamberg, Bayreuth, Coburg und Hof (Abb. 1). Die klimatologischen Werte dieser Orte (KLIMAATLAS VON BAYERN 1952, 1996) werden zu Vergleichszwecken herangezogen.

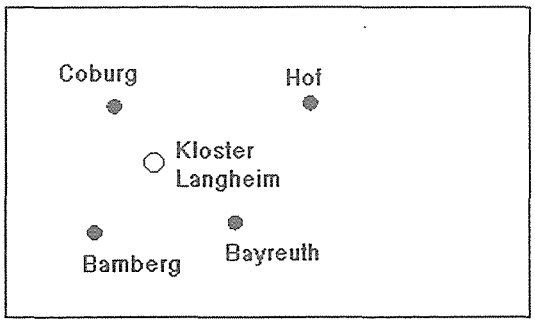


Abb. 1. Lage des einstigen Zisterzienserklosters Langheim

Die nach damaliger Auffassung für das Wetter verantwortlichen Planeten sind Saturn, Jupiter, Mars, Sonne, Venus, Merkur, Mond. Das Planetenjahr beginnt mit dem Frühling und schließt den Winter völlig ein (Tab. 1).

HEIMERAN (1992) wies nach, daß Knauer im Septennium 1652/58 beobachtet hat. Durch Vergleich der Schilderung markanter Witterungsereignisse mit der anderer Autoren (siehe auch Abschn. 5) kann dies weitgehend bestätigt werden. Allerdings bleibt eine gewisse Unsicherheit hinsichtlich Beginn und Endes der Eintragungen in das Wettertagebuch, da nicht deutlich wird, ob sich Heimerans Angabe des Zeitraums auf Kalender- oder auf Planetenjahre bezieht. In diesem Fall wären also die Aufzeichnungen nicht vom 1.1.1652 bis zum 31.12.1658, sondern zwischen dem 21.3.1652 und dem 20.3.1659 verfertigt worden. Vergleiche der fraglichen Wahrnehmungen mit anderen Quellen lassen vermuten, daß die letzte Variante die wahrscheinlichere ist.

Die Aufzeichnungen sind „im neuen Stil", also nach dem Gregorianischen Kalender vorgenommen worden.

Tab. 1. Planetenjahre

Planet	Beginn des Planetenjahres	Ende des Planetenjahres
...	...	...
Saturn	21.3.1650	20.3.1651
Jupiter	21.3.1651	20.3.1652
Mars	21.3.1652	20.3.1653
Sonne	21.3.1653	20.3.1654
Venus	21.3.1654	20.3.1655
Merkur	21.3.1655	20.3.1656
Mond	21.3.1656	20.3.1657
Saturn	21.3.1657	20.3.1658
Jupiter	21.3.1658	20.3.1659
...	...	...

3. Auswertung der Wetteraufzeichnungen

Knauer hat in den sieben Jahren wohl täglich beobachtet, bei der Niederschrift aber Tage mit gleichem oder ähnlichem Wetter zusammengefaßt. Für den Januar 1653 (Marsjahr) heißt es beispielsweise: *„Fängt an mit Kälte, taut den 4., folgt gleich wieder Kälte, den 15. Glatteis etliche Tage, den 19. Schnee, darauf vermischtes Wetter bis auf den 27., da Regenwetter und Schnee bis zu Ende"*.

Für insgesamt 36 Tage existieren keine Aufzeichnungen. In einigen Fällen wurden differenzierte Angaben zu den Tageszeiten gemacht.

Die vorliegende statistische Auswertung beruht auf der Auszählung der Tage mit bestimmten Ereignissen (z.B. Kälte, Regen, Gewitter). In vielen Fällen beschreibt Knauer das Ausmaß des Geschehens (*etwas Regen, Regen, starker Regen*), was für eine Wichtung und damit für Bildung von Indizes (z.B. Niederschlags-Index) genutzt wird.

In der nachfolgenden Übersicht finden sich die von Knauer für die einzelnen Wetter- oder Klimaelemente gebrauchten Formulierungen sowie die von den Autoren für die statistische Auswertung vergebenen Zahlenwerte.

Lufttemperatur

a) Kalte Tage

kühl, etwas kühl, rauh, unmild, mittelkalt, leidliche Kälte, nicht gar zu kalt, Schnee:	-0,5
(ziemlich) kalt, gefriert, wintert zu, Eis, Glatteis, hart und rauhes Wetter, frostig:	-1
sehr kalt, grausam kalt, überaus kalt, grimmig kalt, große Kälte, unleidlich, dick Eis gefroren, gefriert hart:	-2
übergrimmige Kälte, unerhörte Kälte, kälter denn jemals, ein so kalter Tag, dergleichen in vielen Jahren nicht gewesen, welcher Tag alle anderen mit Kälte übertroffen:	-3

b) Warme Tage

schön, lind, fein, lustig, lieblich, weich, taut, nimmt den Schnee, Sonnenschein:	0,5
(schön) warm, herrlich schön, geschwülig, Heuwetter:	1
sehr warm, hitzig, Hitze, heiß:	2
große unleidliche Hitze:	3

c) Besonders in den Sommermonaten macht Knauer oft Angaben zur Nachttemperatur:

nachts kühl, Nächte kühl, nachts kalt, sehr kalte Nacht, früh (sehr) kalt, früh gefroren, nachts gefriert es Eis, gereift, Reif:	-0,3

d) Eistage: Tage mit Kälte-Index -2 oder -3 und die nicht in die Sommermonate fielen: 1
e) Frosttage: zusätzlich Tage mit stundenweise Frost: 1

Niederschlag
a) als Regen:
wenig Regen, etwas Regen, kleine Regengüsse: 0,5
Regen, Regenwetter: 1
großer Regen, (langer) starker Regen, steter Regen, viel Regen, starkes Regenwetter, (großer) Platzregen, Tag und Nacht Regen, ganzer Tag Regen, große Wassergüsse: 2
b) als Schnee:
wenig Schnee: 0,5
Schnee, es schneit, geschneit: 1
großer Schnee, stark geschneit: 2
Anmerkungen:
- Wenn Knauer *„Schnee"* notiert kann mitunter auch „Schneedecke" gemeint sein.
- Wird für einen Tag Schnee und Regen gemeldet, erhalten beide Elemente (je nach Intensität): 0,5 oder 1
- Parallel zur Indexbildung wurde die Zahl der Niederschlagstage (Tage mit Regen und/oder Schnee) und die Zahl der Tage mit Schneefall ermittelt.

c) Niederschlagsdefizit (Dürre, Trockenheit):
Dürre, trocken: 1
große Dürre: 2

Bewölkungsverhältnisse
a) Heiterer Tag:
hell, schön, lieblich, fein, lustig, herrlich schön sowie Sonnenschein, Heuwetter: 1
c) Trüber Tag:
trüb, unlustig, ungeschlacht, ungestüm sowie Tage mit Nebel, Schnee und/oder Regen: 1
Die nur vereinzelt benutzte Bezeichnung „wolkig" wurde unberücksichtigt gelassen.

Nebel
(großer) Nebel, neblig: 1

Windverhältnisse
etwas windig: 0,5
Wind, windig, wild: 1
starke Winde, grausame Winde, große ungewöhnliche Sturmwinde, sehr windig: 2

Gewitter
Gewitter, Donner, Wetter, Wetterregen: 1

Hagel
Hagel, Prellen, Kiesel: 1

unbeständiges Wetter
unbeständig, unstet, veränderlich, vermischt: 1

Mitunter steht bei zusammenfassenden Schilderungen eines längeren Zeitraums, daß es *„bisweilen"* oder *„unterweilen"* geschneit bzw. geregnet hat oder es etliche Gewitter gab. In diesem Fall wurden pro Tag Werte von 0,1 bis 0,3 vergeben.

Diese Bewertungen werden zur Berechnung der mittleren Jahresgänge und der sieben Einzeljahre benutzt. Das Jahr entspricht im folgenden dem Planetenjahr und reicht vom 21. März bis zum 20. März des Folgejahres. Je nach Verwendung gewichteter oder ungewichteter Werte sind in den Graphiken Indizes oder Zahl der Tage dargestellt.

4. Beschreibung der Klimaelemente

4.1. Temperaturverhältnisse

Nach unserem heutigen Wissen verwundert es nicht, daß Knauer häufiger Angaben zur Kälte als zur Wärme macht. Dem jährlichen Kälte-Index von -149,8 (einschließlich -9,4 für Nachtkühle) steht ein Wärme-Index von 130,3 gegenüber. Ansonsten zeigt der Jahresgang der Wärme- und Kälte-Indizes (Abb. 2a) wenig Überraschungen.

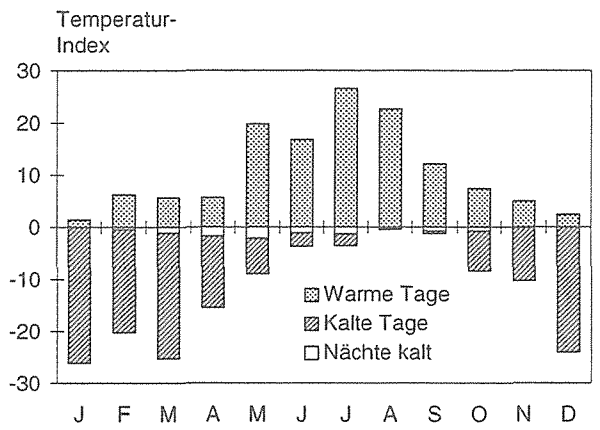


Abb. 2a. Jahresgang der Temperatur am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659 (Index bezogen auf den Monat)

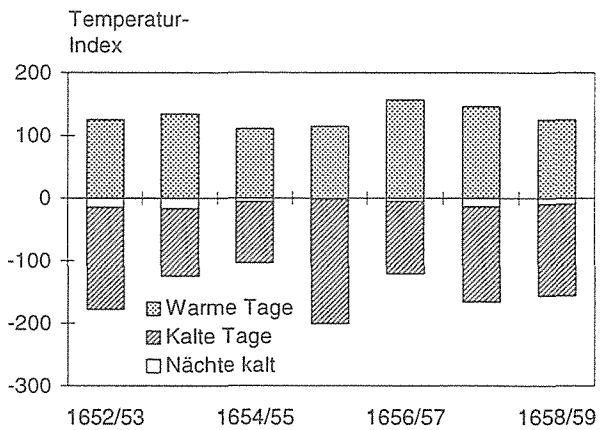


Abb. 2b. Temperaturverhältnisse am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659 (Index bezogen auf das Jahr)

In der Darstellung des Septenniums 1652/59 (Abb. 2b) können die negativen Indizes grob als Maßstab der Winterstrenge gedeutet werden. Mit einem hohen Kälte-Index fällt sofort das Jahr 1655/56 heraus, es folgen 1652/53 und 1657/58. Dies stimmt teilweise mit anderen Quellen überein. So enthält das Weikinnsche Material (WEIKINN [o.J.]) für ganz Europa überdurchschnittlich viele Meldungen zu den Wintern 1654/55, 1655/56 und besonders 1657/58. Nach Easton (zitiert bei LAMB 1985) muß in Westeuropa der Winter 1657/58 als sehr streng, der Winter 1655/56 zumindest als streng angenommen werden. In England gab es 1654/55 (Themse gefroren), 1657/58 und möglicherweise auch 1655/56 harte Winter (LAMB 1985).

Sicherer mit heutigen Beobachtungen lassen sich die Zahl der Eis- und Frosttage (Abb. 3a, b) vergleichen. Erwartungsgemäß ist deren Zahl mit durchschnittlich 35 bzw. 73 Tagen pro Jahr früher erheblich höher als heute, da die Zahl der Eistage in Oberfranken im Mittel nur 26 beträgt (KLIMAATLAS VON BAYERN 1996). In guter Übereinstimmung mit der Literatur treten die Jahre bzw. Winter 1654/55, 1655/56 und 1657/58 durch das häufige Vorkommen von Frosttagen hervor. Dagegen findet die für 1652/53 ermittelte hohe Zahl der Eis- und Frosttage im Schrifttum keine Entsprechung.

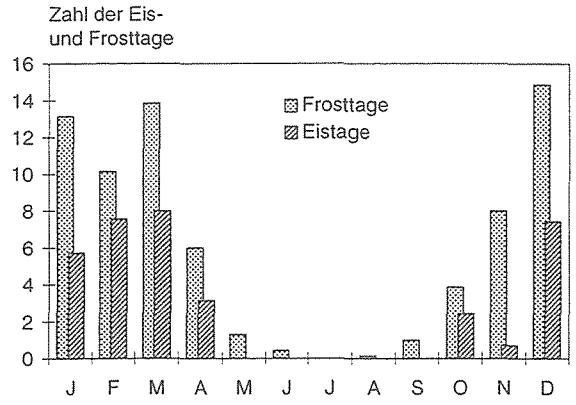


Abb. 3a. Zahl der Eis- und Frosttage pro Monat am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659

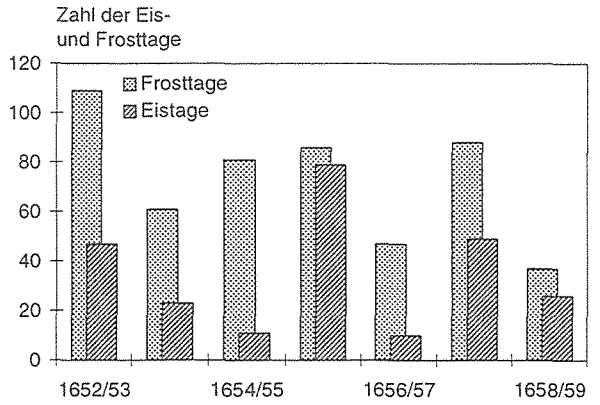


Abb. 3b. Zahl der Eis- und Frosttage pro Jahr am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659

Absolute Temperaturen sind aus Knauers Beschreibungen kaum ableitbar. Nach Untersuchungen von GLASER (1995, s. a. KLIMAATLAS VON BAYERN 1996) erreichten im Jahrzehnt 1651/60 die durchschnittliche Wintertemperatur -1,6 °C und die Sommertemperatur 16,8 °C. Im Zeitraum 1951/80 lagen dagegen im Raum Bamberg / Bayreuth / Coburg die Temperaturen bei -0,4 °C bzw. 16,6 °C.

4.2. Niederschlag

Die durchschnittliche jährliche Niederschlagsverteilung (Abb. 4a) zeigt nicht den zweigipfligen Jahresgang mit dem Hauptmaximum im Juni und einem Nebenmaximum im Dezember, wie er aus den Zahlenwerten für 1961/90 (KLIMAATLAS VON BAYERN 1996) abzulesen ist.

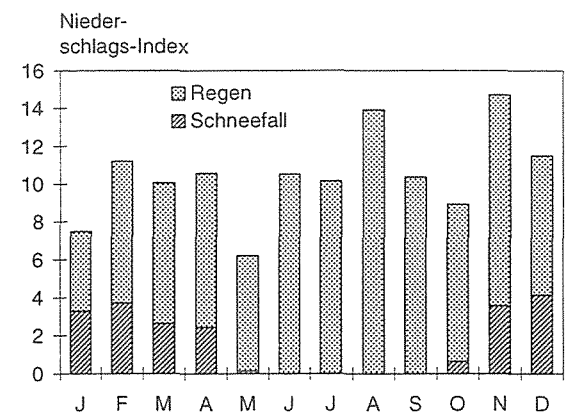


Abb. 4a. Jahresgang des Niederschlags am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659 (Index bezogen auf den Monat)

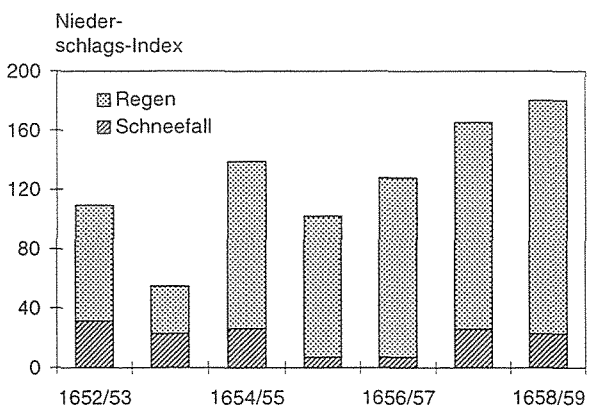


Abb. 4b. Niederschlagsverhältnisse am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659 (Index bezogen auf das Jahr)

Nach der Gegenüberstellung der Niederschlagstage der Zeiträume 1652/59 und 1961/90 (Tab. 2) muß angenommen werden, daß es damals etwas trockener als heute gewesen ist. Ein deutliches Übergewicht der Schneefalltage verglichen mit den Regentagen läßt sich in den alten Beobachtungen wider Erwarten nicht erkennen.

Tab. 2. Zahl der Niederschlagstage in den Zeiträumen 1652/59 am Kloster Langheim und 1961/90 in Oberfranken (Quelle: KLIMAATLAS VON BAYERN 1996)

	1652/59	1961/90
Niederschlag	112	>= 0,1 mm: 182 >= 1 mm: 122
Schneefall	24	>= 0 cm: 58 >= 10 cm: 20

Die Jahre 1652/53, 1653/54 und 1655/56 werden von Knauer mit *„eher trocken als feucht"*, die übrigen mit *„eher feucht als trocken"* bezeichnet (Abb. 4b). Die Grenze zwischen beiden Gruppen stimmt mit dem Jahresmittelwert der Niederschlags-Indizes von 125,5 überein.

Der auffallend geringe Niederschlags-Index für den Monat Mai korrespondiert mit einem sehr großen Dürre-Index (Abb. 5a). In den anderen Monaten ist eine solch deutliche Korrelation nicht zu erkennen.

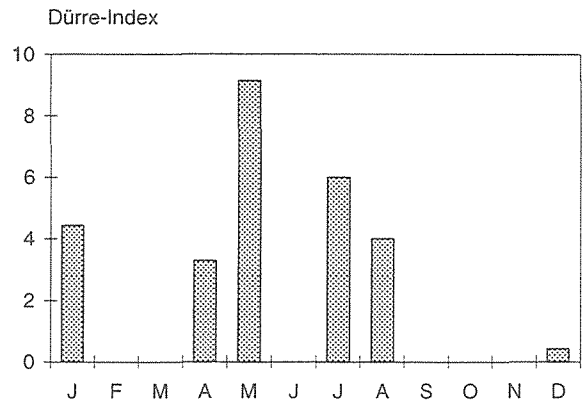


Abb. 5a. Jahresgang des Dürre-Index am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659 (Index bezogen auf den Monat)

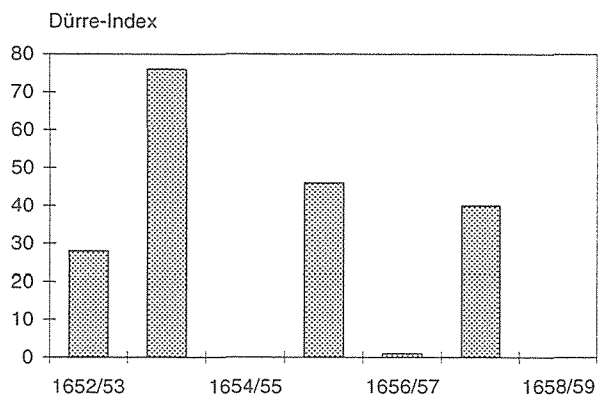


Abb. 5b. Dürre-Index am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659 (Index bezogen auf das Jahr)

Ein hoher Dürre-Index tritt im Jahr 1653/54 auf (76 gegenüber Mittelwert von 27,3; Abb. 5b); er läßt sich mit weiteren Quellen belegen, z.B.: *„War ein dürrer Sommer und große Noth wegen des Futters, der Wein wurde trefflich gut, aber nicht allzuviel, ..."* (GLASER & MILITZER 1993).

4.3. Bewölkungsverhältnisse

Zur Charakterisierung der Bewölkungsverhältnisse dienen die Angaben zu den Heiteren oder Trüben Tagen.

Die Zahl der Heiteren Tage weicht bei Knauer (90,7 im Jahr) deutlich von der für den Zeitraum 1951/80 bestimmten Zahl ab (37,4 im Jahr; Abb. 6). Es ist anzunehmen, daß Knauer auch Tage mit einer stärkeren Bewölkung als *„hell"*, *„lustig"* usw. angesehen hat. Erstaunlich ist hingegen die Übereinstimmung bei den Trüben Tagen (Abb. 7); die Jahressummen betragen 139,3 bei Knauer und 156,2 gegenwärtig. Lediglich in den Wintermonaten Dezember und Januar ist heute der Bedeckungsgrad deutlich höher als früher. Mit gewisser Vorsicht kann

daraus auf eine erhöhte winterliche Ausstrahlung in der Mitte des 17. Jahrhunderts geschlossen werden.

Die Variabilität beider Größen innerhalb des Septenniums ist meist gering; weshalb auf eine Darstellung verzichtet wurde. Nur das Jahr 1653/54 mit 85 trüben Tagen und das Jahr 1658/59 mit 50 heiteren Tagen liegen deutlich unter dem Durchschnitt von 139 bzw. 90,7 Tagen.

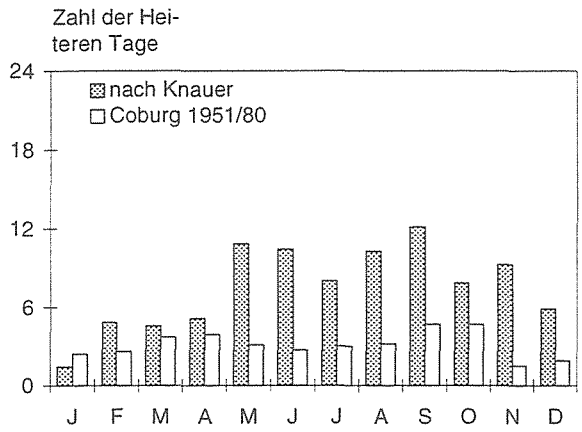


Abb. 6. Zahl der Heiteren Tage pro Monat am Kloster Langheim März 1652/ März 1659 und in Coburg 1951/80.

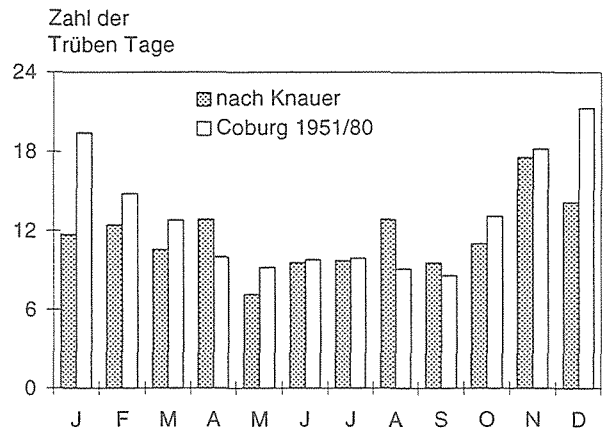


Abb. 7. Zahl der Trüben Tage pro Monat am Kloster Langheim März 1652/März 1659 und in Coburg 1951/80.

4.4. Nebel

Die Zahl der Nebeltage scheint nach Abb. 8a heute viermal höher zu sein als zu Zeiten der Knauerschen Beobachtungen (40,1 gegenüber 9,7 pro Jahr). Mit Sicherheit ist aber anzunehmen, daß Knauer erst bei länger anhaltender und/oder stärkerer Beeinträchtigung der Sichtweite von „*Nebel*" gesprochen hat als dies heute in der meteorologischen Praxis üblich ist („Nebel": Nichterkennen einer 1000 m entfernten Sichtmarke, „Nebeltag": einmaliges Auftreten von Nebel gleich welcher Dauer).

Die Variabilität der Nebelverhältnisse von Jahr zu Jahr ist sehr groß (Abb. 8b).

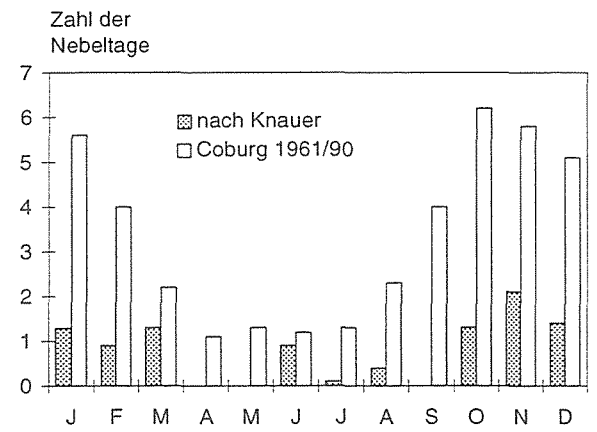


Abb. 8a. Zahl der Nebeltage pro Monat am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659

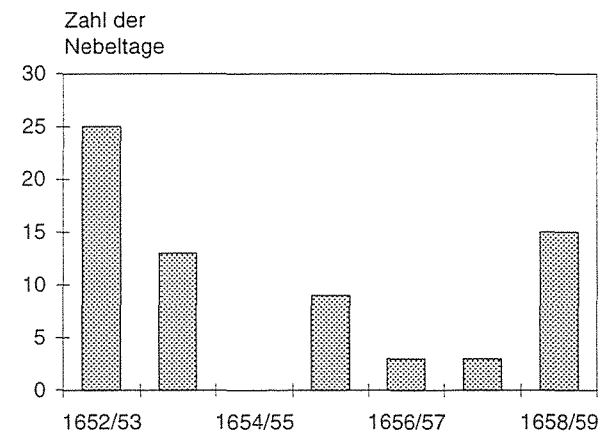


Abb. 8b. Zahl der Nebeltage pro Jahr am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659

4.5. Windverhältnisse

Der Wind-Index kennzeichnet das Auftreten „bemerkenswerter" Winde oder Stürme (Jahresdurchschnitt 34,5). Der Index zeigt einen deutlichen Jahresgang mit einem Maximum im Februar und im März (Abb. 9a). Diese Monate gehören auch heute in Nordbayern zu den mit den höchsten Windgeschwindigkeiten (Abb. 9c). Im relativ hohen Wind-Index für August spiegeln sich spezifische Wetterlagen der Jahre 1652/59 wider.

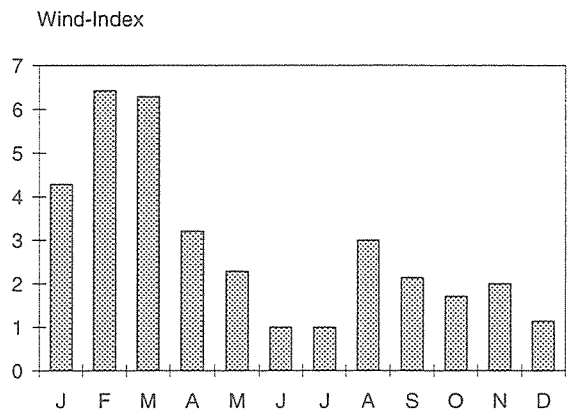


Abb. 9a. Jahresgang der Windverhältnisse am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659 (Index bezogen auf den Monat)

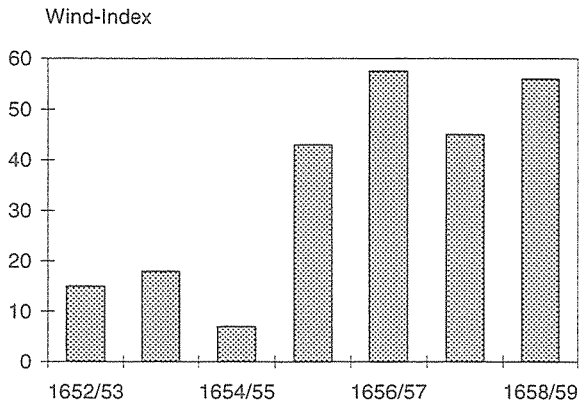


Abb. 9b. Windverhältnisse am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659 (Index bezogen auf das Jahr)

Ähnlich wie bei den Niederschlagsverhältnissen ist eine Zunahme der starken Winde im Beobachtungszeitraum von Knauer zu verzeichnen (Abb. 9b).

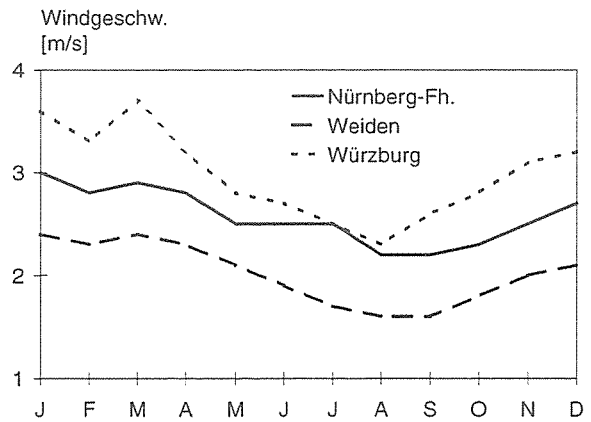


Abb. 9c. Jahresgang der Windgeschwindigkeit an drei Stationen Nordbayerns 1981/90

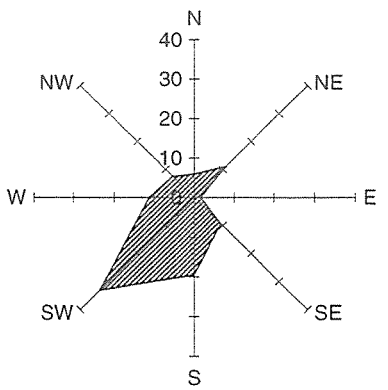


Abb. 9d. Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen (in %) für Hof 1910-1945, 1947-1948.

Bezüglich der Windrichtung macht Knauer Aussagen für 1653/54 (*"Der Ost- und Nordwind weht meistenteils dieses Jahr, bisweilen auch der Westwind, der Südwind gar selten."*) und für 1655/56 (*„Die meisten Winde, die dieses Jahr wehen, sind der Ost-, manchmal der West-, selten aber der Nordwind"*). In der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts dominierte im benachbarten Hof mit 33 % die südwestliche Windrichtung. In ca. 64 % der Fälle waren Winde aus südlichen bis westlichen Richtungen zu beobachten (Abb. 9d; KLIMAATLAS VON BAYERN 1952).

Das von Knauer erwähnte Vorherrschen des Ostwindes, vor allem auch im Jahr mit dem extremen Winter 1655/56, kann sehr gut mit den tiefen Temperaturen in Verbindung gebracht werden.

4.6. Gewitter und Hagel

Gewitter und Hagel sind in erster Linie an die Sommermonate gebunden, wobei Knauer Hagelfälle vor allem im Mai und Gewitter vorrangig im August feststellte (Abb. 10a). Die alten Chroniken widmen diesen Wettererscheinungen meistens besondere Aufmerksamkeit. Deshalb nimmt sich die Zahl von durchschnittlich 11 Gewittern pro Jahr recht bescheiden aus; die Klimaatlanten von Bayern (1952, 1996) geben für unser Jahrhundert eine mindestens doppelt so große Zahl an.

Etwa ein Zehntel der Gewitter sind von Hagel begleitet; damit dürfte die von Knauer notierte Zahl der Hageltage (im Mittel 3,3 im Jahr) ungefähr der heutigen entsprechen.

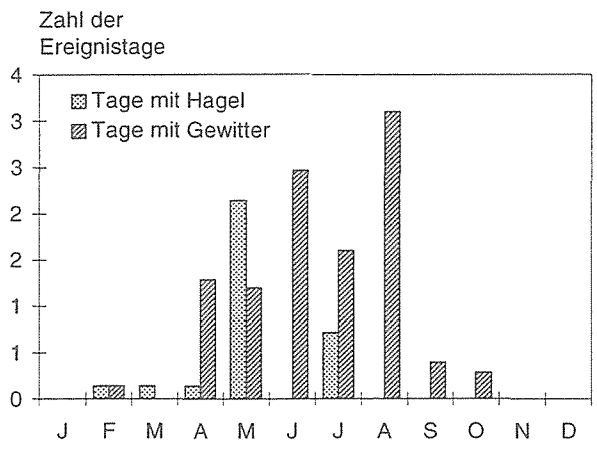


Abb. 10a. Zahl der Tage pro Monat mit Gewitter und Hagel am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659

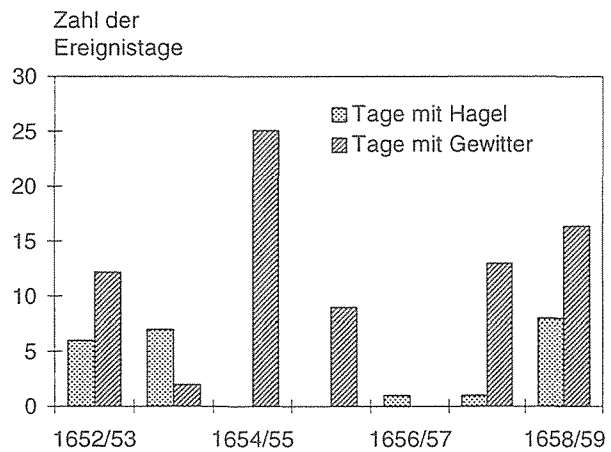


Abb. 10b. Zahl der Tage pro Jahr mit Gewitter und Hagel am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659

Im - relativ feuchten - Venusjahr 1654/55 (Abb. 10b) verzeichnet Knauer *„sehr viele und fast tägliche große Ungewitter, die zwar nicht anzünden, aber große Wolkenbrüche und Güsse verursachen"*.

4.7. Unbeständiges Wetter

Auch im Knauerschen Beobachtungszeitraum tritt der April deutlich als derjenige Monat hervor, der „nicht weiß, was er will". Der Übergangsmonat Oktober zeichnet sich ebenfalls durch Unbeständigkeit aus (Abb. 11a). Im Mittel gibt Knauer für 22,4 Tage im Jahr wechselhaftes Wetter an.

Über den betrachteten Zeitraum schwankt die Zahl solcher Tage beträchtlich (Abb. 11b), wobei für die Jahre mit strengen Wintern die niedrigsten Werte auftreten.

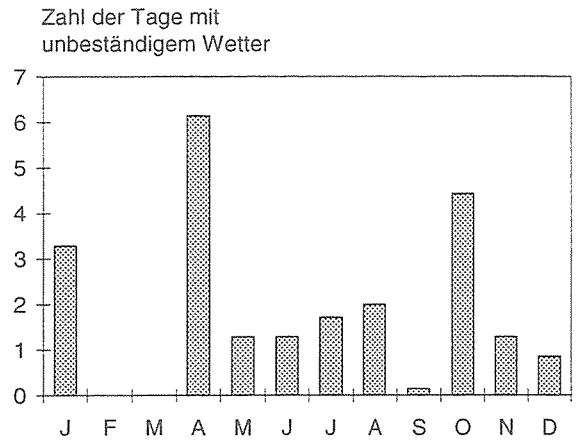


Abb. 11a. Zahl der Tage pro Monat mit unbeständigem Wetter am Kloster Langheim, Mittel März 1652/März 1659

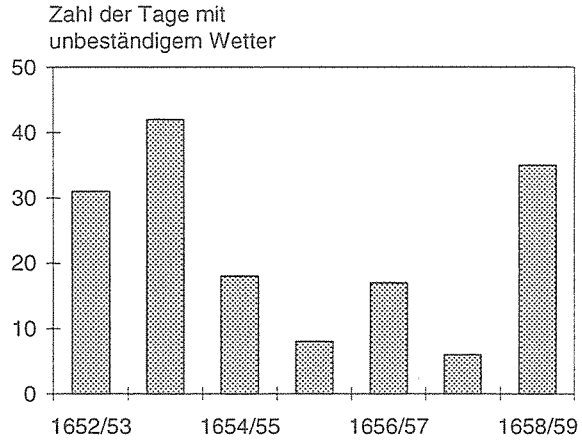


Abb. 11b. Zahl der Tage pro Jahr mit unbeständigem Wetter am Kloster Langheim von März 1652 bis März 1659

5. Ausgewählte Ereignisse

Einige Wetterereignisse des Septenniums 1652/59, so die Hochwasser Anfang 1655 und der strenge Winter 1657/58, verdienen besondere Beachtung. Das Geschehen wird von Mauritius Knauer und anderen Chronisten wiedergegeben. Der Vergleich dieser Berichte stand zeitlich am Anfang der vorliegenden Untersuchung. Die dabei festgestellte gute Übereinstimmung der Schilderungen belegte die Glaubwürdigkeit der Knauerschen Witterungsbeschreibungen und gab darüber hinaus weitgehend Sicherheit bei der zeitlichen Einordnung des Wettertagebuchs.

5.1. Die Überschwemmungen von 1655

Eine der großen Überschwemmungen des 17. Jahrhundert fand Anfang 1655 statt. Dieses Ereignis und die meteorologische Vorgeschichte findet auch bei Knauer Erwähnung. Nach seiner Schilderung waren die Monate November 1654 bis Januar 1655 (Venusjahr) ausnehmend kalt und niederschlagsreich. Der Februar "*fängt trüb an, den 4. ein schöner lustiger Tag, darauf unlustig, den 8. fällt große Kälte ein, den 9. ein so kalter Tag, dergleichen in vielen Jahren nicht gewesen, den 10. und 11. auch sehr unleidlich kalt, den 12. wird es jählings warm mit Regen, daß aller Schnee in einem Tag vergangen, darauf große unordentliche Wasser erfolgt, dauert das weiche warme Wetter bis zum 27., da es bis zum Ende rauh und unlustig mit Frost, Regen und Schnee. Den 15. ist das angelaufene Wasser am allergrößten gewesen, dergleichen sich kein Mensch erinnern kann, hat aller Orten unaussprechlichen Schaden zugefügt, Häuser und Menschen hinweggeführt*".

In der unveröffentlichten Sammlung meteorologischer Texte (WEIKINN [o.J.]) ist die Zahl der Niederschriften über den Winter 1654/55 beachtenswert. Nach diesen Berichten dürften die Temperaturen sehr niedrig gewesen sein. Kleinere Flüsse und Bäche froren zu; die Mühlen arbeiteten nicht mehr. Vielen Brunnen konnte kein Wasser entnommen werden. Auch größere Gewässer hatten eine Eisdecke. So waren der Bodensee hart gefroren, die Elbe 15 Wochen lang vereist und Teile der Ostsee mit Pferdegespannen befahrbar, *"deßgleichen in 30 Jahren nicht gesehen"*. Zu den Schneeverhältnissen aber finden sich nur wenige Aussagen.

Selbstverständlich nimmt die Überschwemmung Anfang 1655 auch im hydrographischen Teil

der Weikinnschen Quellensammlung (WEIKINN 1961) einen breiten Raum ein. Aus Coburg wird für den 14. Februar berichtet: *„Es entsteht schnelles Tauwetter und durch den geschmolzenen Schnee großes Wasser"*. Die weitaus größte Zahl der Meldungen aber betrifft Mitteldeutschland, wo die Überschwemmungen ein gewaltiges Ausmaß erreichten. An der Elbe ereignete sich sogar das größte Hochwasser des 17. Jahrhunderts.

Auch das „Leipzigische Geschichtbuch" (VOGEL 1756) gibt eine schöne Darstellung des Witterungsverlaufs. Unter Anno 1654 findet man: *"Sonst war zu Ausgang dieses und Anfang folgendes Jahres ein sehr harter und lang anhaltender Winter. Acht Tage vor Martini frohren die Wasser zu und blieben also drey gantzer Monat lang stehen / immittelst fehlete es an vielen Schnee nicht. Im Hornung thauete es gehling auff / und ward so groß Wasser / als in langer Zeit nicht gewesen / sonderlich trat die Bahre aus / gieng in die Häuser und Ställe vor den Thoren / und that grossen Schaden. Dazumahls ertruncken viel Menschen und Vieh"*.

5.2. Winter1657/58

Zu den markanten Witterungsereignisse im besprochenen siebenjährigen Zeitraum gehörte der strenge Winter 1657/58 (Saturnjahr). Nach Knauer war die erste Hälfte des Dezembers recht wechselhaft: es gab Schnee und Regen aber auch einen *"herrlich schönen warmen Frühlingstag"* (10. Dez. 1657). Der 19. Dezember war hell und gefroren, und es *"wintert zu"*. Bis zum 29. blieb es *"hell, still"* und *"sehr kalt ohne Schnee"*. Die nächsten Tage wurde es trüb und etwas wärmer. Die Niederschläge fielen als Regen und Schnee, ab 6. Januar blieb der Schnee liegen, und in den nächsten Tagen kam Schnee hinzu. Mit dem 20. Januar 1658 setzte *"grimmige Kälte"* ein, am 25. und 26. *"unerhörte Kälte"*, und am letzten Tag des Monats herrschte *"übergrimmige Kälte"*. In diesen Tagen fiel oft Schnee, und es war teilweise sehr windig. Die Temperaturen sanken mit Beginn des Februars weiter. Am 7. war es *"kälter denn jemals, in allen Kellern gefroren, also auch den 8., 9., welcher Tag alle anderen mit Kälte übertroffen, sind viel Menschen, Vieh und Vögel erfroren, besonders fast alle Amseln"*. Am 10. stiegen die Temperaturen etwas, doch immer noch war es *"grimmig kalt"*. In den folgenden drei Tagen erhob sich wieder starker Wind, es schneite und war sehr kalt. Erst für den 17. Februar notierte Knauer wieder *"lindes"* Wetter, obwohl nachts immer noch Kälte herrschte. Vom 20. bis 27. regnete es, wodurch *"der großmächtige Schnee meistenteils abgenommen"*.

Diese Witterungstexte betonen den thermischen Aspekt. Eine hinsichtlich der Schneeverhältnisse aufschlußreiche Notiz fand HEIMERAN in Knauers Konzept: *„Nota, Diesen Winter ist der größte Schnee gewesen, den ein Mensch gedenken mag, nämlich vom 6. Jan. 1658 hat es angefangen zuzuschneien, mit kleinem Schnee, hat sich von Tag zu Tag gemehret, bis er ungewöhnlich groß geworden, und hat gelegen bis über den halben April"*.

In der unveröffentlichten Weikinnschen Quellensammlung zur Meteorologie (WEIKINN [o.J.]) ist die Zahl der Berichte über den Winter 1657/58 äußerst umfangreich. Die Dauer des Winters wird dabei unterschiedlich angegeben, reicht aber mindestens von Beginn des neuen Jahres bis Mitte Februar. Alle Chronisten heben mehr oder weniger die *"erbärmliche"* Kälte und den *"entsetzlich vielen"* Schnee hervor. Thüringer Quellen berichten *"Ist ein harter Winter gewesen, da kein Mann in 40 Jahren gedacht, ..., und fiel ein überaus großer Schnee"*. In Baden, Württemberg und anderen Weinbaugebieten erfroren alle Reben. Auch Obst-, besonders Nußbäume nahmen Schaden. Im Harz kostete der Winter sogar Menschenleben.

Dieser harte Winter betraf ganz Europa, so war in Paris *„starker Frost"*, in Rom eine *„ungeheure Menge Schneefall"* und auch Siebenbürgen hatte *„einen sehr kalten Winter"*. Durch die anhaltende und große Kälte froren viele Gewässer zu. Der Große und der Kleine Belt trugen

wieder eine dicke Eisdecke. Viele Chroniken berichten, daß der schwedische König Karl Gustav in diesen Tagen mit seiner Armee von Jylland nach Fyn und Langeland und von da nach Lolland, Falster und Sjæland zog.

Das jähe Tauwetter führte ab 23. Februar an vielen Flüssen in Deutschland und Frankreich zu Eisaufbruch und Überschwemmungen mit erheblichem Schaden. So berichtet eine Frankfurter Chronik über den seit dem 21. Januar 1658 zugefrorenen Main: *„Zwischen 12 und 1 Uhr zu Mittage / da ist er aufgebrochen / bis an den Nicolaß-Thurm in die Stadt gelauffen. Das Hochwasser bleibt bis 22. Februar* [alten Stils, also 4. März neuen Stils]". Am 25. Februar trat am Rhein *„eine gewaltige Überschwemmung ein, die die Brücken fortreißt"*. An Weser, Elbe, Mulde und Elster brach das Eis einen Tag später auf (WEIKINN 1961).

Im „Leipzigischen Geschichtbuch" (VOGEL 1756) ist unter Anno 1658 vermerkt: *"Im Anfang dieses Jahres fiel eine grimmige Kälte ein und darauff ein sehr tieffer Schnee / dergleichen bey Mannes Gedencken nicht geschehen. Dieser Frost hat biß auff die Fasten=Zeit continuirlich angehalten / zu welcher sich gehling Thau=Wetter eingefunden / davon die Wasser sich ergossen / so daß es auch an 5. Orten hoch über dem Rannstädter Stein=Weg gegangen / diesen zerrissen / auch ein Stück von der steinernen Brücke bey der Ziegel=Scheune von 28. Ellen lang eingeworffen / überdiß auch auff dem Lande grossen Schaden gethan"*.

Der Kälteeinbruch Mitte März führte nochmals zu einer (kurzfristigen) Vereisung der Belte sowie der Elbe und der Oder.

6. Schlußbemerkung

HEIMERAN (1992) resümierte in seiner Ausgabe des Hundertjährigen Kalenders: Knauers *„Aufzeichnungen haben ... den nämlichen wissenschaftlichen Wert wie zahlreiche von Hellmann ... in den Neudrucken ... mit großer Liebe und Sorgfalt editierte und gewürdigte. Daß der H[undertjährige] K[alender] bisher diese Schätzung nicht finden konnte, liegt an den Drucken, die sich bemühten, dem H[undertjährigen] K[alender] einen prognostischen Sinn unterzuschieben, wodurch er bei der Wissenschaft in Verruf, beim Volke in Ansehen kam ..."*.

Die Aufzeichnungen von Mauritius Knauer geben eine - zumindest qualitative - Beschreibung der Witterung des Zeitraumes von März 1652 bis März 1659, die durch harte Winter und möglicherweise geringere Niederschläge gekennzeichnet ist. Die Winterstrenge kann nach vorliegender Auswertung ihre Ursache in vermehrten Ostwinden und erhöhter winterlicher Ausstrahlung haben. Die Darstellung markanter Wetterereignisse, wie des Hochwassers Anfang 1655 und des Winters 1657/58, hat Gültigkeit über den oberfränkischen Raum hinaus.

Der besondere Wert des Wettertagebuchs von Knauer liegt darin: Die aus dem 17. Jahrhundert überlieferten Chroniken, Flugschriften usw. halten überwiegend ungewöhnliche, meist katastrophale Witterungserscheinungen fest (Temperaturextreme, Vereisungen von Gewässern, Dürre, Überschwemmungen, verheerende Stürme, starke Gewitter u. dgl.). Bei Knauer wird dagegen auch das „normale" oder das „schöne" Wetter beschrieben, wodurch ein realistisches Bild der Witterungsverhältnisse in der „Kleinen Eiszeit" entsteht und gleichzeitig die historisch interessante Epoche nach dem Ende des Dreißigjährigen Krieges erhellt wird.

Danksagung

Dank gebührt der Deutschen Forschungsgemeinschaft, durch deren Förderung auch diese Studie möglich wurde. Ferner ist dem Institut für Länderkunde für die Bereitstellung des unveröf-

fentlichten Teiles der meteorologisch-hydrographischen Quellensammlung von Curt Weikinn zu danken.

Literatur

GLASER, R. (1995): Thermische Klimaentwicklung in Mitteleuropa seit dem Jahr 1000. - Geowissenschaften 13 (8-9), 302-312.

GLASER, R. & MILITZER, S. [Hrsg.] (1993): Wetter - Witterung - Umwelt. Aufzeichnungen und Daten aus Franken, Sachsen, Sachsen-Anhalt und Thüringen. - Würzburg, 795, LVIII S. (Materialien zur Erforschung früher Umwelten; 2).

HÄNSEL, C. & BÖRNGEN, M. (1994): Sächsisch-thüringische frühe Beiträge zur Wetter- und Klimakunde. - Sitz.-Ber. Sächs. Akad. d. Wiss. zu Leipzig, Bd. 125, H. 3, Leipzig, 25 S.

HEIMERAN, E. [Hrsg.] (1992): Echter 100jähriger Kalender. Astrologisch-meteorologischer Text mit den Wettervorhersagen und Planetentabellen. Gültig bis 1995/96. - Pendo, Zürich, 109 S.

KLIMAATLAS VON BAYERN (1952), Herausgegeben vom DWD in der US-Zone. - Bad Kissingen.

KLIMAATLAS VON BAYERN (1996), Herausgegeben vom Bayerischen Klimaforschungsverbund (BayFORKLIM). - Müchen.

LAMB, H. H. (1985): Climatic History and Future. - Princeton.

VOGEL, J. J. (1756): Leipzigisches Geschicht-Buch oder Annales, ... Zweite Auflage. - Lankischens Buchhandlung, Leipzig.

WEIKINN, C. (1961): Quellentexte zur Witterungsgeschichte Europas von der Zeitwende bis zum Jahre 1850. Hydrographie Teil 3. - Akademie-Verlag, Berlin, 586 S.

WEIKINN, C. ([o.J.]): Quellentexte zur Witterungsgeschichte Europas von der Zeitwende bis zum Jahre 1850. Band Meteorologie, unveröffentlicht.

Zur Entwicklung des Forschungsgebietes Dynamik der Hochatmosphäre

- Schritte und Schriften -

Rudolf Schminder

Zusammenfassung:

Auf der Basis einer am Observatorium Collm erarbeiteten ALLEGRO-Datei mit 7800 Zitaten (Stand Mitte 1998) von Veröffentlichungen für das Gebiet der Dynamik der Hochatmosphäre wird eine Übersicht über die Entwicklung des Fachgebietes von den Anfängen bis zur Gegenwart gegeben.

Summary:

On the basis of an ALLEGRO-file with 7800 quotations compiled at the Collm Geophysical Observatory it is given a survey of the development of the field of the dynamics of the upper atmosphere by the begins up to the present.

1. Vorbemerkung

Eine rückschauende Betrachtung der Entwicklung des Gebietes der Dynamik der Hochatmosphäre muß eingrenzen; ein Gesamtüberblick über Methoden und Ergebnisse sprengt jeden vernünftigen Rahmen. GROVES hat das 1969 in Bezug auf das damals schon weitgehend abgeschlossene Kapitel der Raketenexperimente versucht, GAGE 1984 für das erste Jahrzehnt MST-Radars, HINES 1989 für den sehr umfänglichen Bereich der Wellenphänomene, WHITEHEAD 1990 für die sporadische E-Schicht und ihre Dynamik und BRIGGS schließlich 1994 für funktechnische Windmessungen.
Über einzelne Meßmethoden gibt es ganze Bücher, so z.B. über Fabry-Perot-Interferometer von VAUGHAN 1989. Wollte man noch Aussagen aus den Messungen charakterisieren, fände man noch weniger ein Ende. Allein FORBES hat von 1977 bis heute etwa 75 Arbeiten vorzugsweise zur theoretischen Behandlung von Gezeitenwinden in der Hochatmosphäre vorgelegt, MANSON ab 1969 (GREGORY & MANSON 1975) mehr als 180 Veröffentlichungen zu Ergebnissen von Bewegungsvorgängen in der oberen Mesopausenregion, Wind und Wellen eingeschlossen.
Wir haben am Geophysikalischen Observatorium Collm der Universität Leipzig versucht, eine Kartei aller zugänglichen Arbeiten zu führen, zurückgehend bis zu den Anfängen, und sind dabei bis zum Stichtag des 30.6.98 auf 7800 Arbeiten gekommen, davon 6063 in lateinischer und 1737 in kyrillischer Schrift. Die Dokumentation liegt seit 1994, stets auf dem laufenden gehalten, als Datei in ALLEGRO-C vor, ausgestattet zusätzlich mit über 250 Suchwörtern. Sie baut auf einer bereits 1983 in Heftform veröffentlichen Literatursammlung auf (SCHMINDER 1983). ALLEGRO ist ein an den Universitätsbibliotheken Deutschlands verbreitetes Programm zur Erfassung bibliographischer Daten, entstanden 1988 an der TU Braunschweig. Die Datei (ohne den kyrillischen Teil) steht derzeit im Netz der UB Leipzig und kann darüberhinaus allen Inter-

essenten über Disketten zugänglich gemacht werden.
Der Leitgedanke dieser Rückschau besteht in dem Wunsch, einige Aspekte der Entwicklung darzustellen, um das Fachgebiet der hochatmosphärischen Dynamik an ausgewählten Stichworten zu charakterisieren. Ich beschränke mich daher auf einige Literaturangaben zu den im Text genannten Autoren und bitte mir zu glauben, daß niemand aus dem Kreise der über viertausend Autoren gering geschätzt ist, auch wenn er nicht erwähnt werden konnte.

2. Frühe Arbeiten

Läßt man die ersten, aus den tageszeitlichen Variationen des erdmagnetischen Feldes stammenden Hinweise auf hochatmosphärische Luftbewegungen außer acht (STEWART 1882, SCHUSTER 1889), so sind vermutlich die Beobachtungen an Leuchtenden Nachtwolken von JESSE 1885 in Berlin die ersten unzweifelhaft direkten Beobachtungen von Bewegungsvorgängen in der Mesopausenregion (um 82 km). Es gibt vier Veröffentlichungen in der Meteorologischen Zeitschrift aus den Jahren 1885 - 1888, eine ausführliche Darstellung in den Sitzungsberichten der Preußischen Akademie der Wissenschaften von 1890, und, besonders interessant, 1896 eine Bestimmung der Höhe dieser Erscheinungen in den Astronomischen Nachrichten. Das Verfahren ist über alle Jahrzehnte hinweg aktuell geblieben. Insgesamt sind es über achtzig Veröffentlichungen, von denen die Arbeit von HOFFMEISTER von 1946 aus seiner Tätigkeit an der Sternwarte Sonneberg, die Beobachtungen von FOGLE aus den sechziger Jahren und die Zusammenstellungen von SCHRÖDER (zwanzig Veröffentlichungen von 1964 - 1976) erwähnt werden müssen. Geradezu anrührend wirkt die Arbeit von GADSDEN 1994 im J. atmos. terr. Phys. mit einem zur Hälfte deutschen Titel ("Anweisungen für die photographischen Aufnahmen der Leuchtenden Nachtwolken - ") zu Ehren der Pionierarbeit von JESSE, "103 years on", wie es in der zweiten Titelhälfte heißt.
Der nächste Schritt bestand in der photographischen Beobachtung der Bewegung von Meteorspuren, deren Höhenbereich man zu 80-110 km eingrenzen konnte. Als erste Arbeit ist uns die Veröffentlichung von KAHLKE 1921 bekannt. OLIVIER in den dreißiger und vierziger Jahren und LILLER & WHIPPLER in den frühen fünfziger Jahren führen die Tradition fort, bis die sehr aufwendige Methode mit der Ergänzung durch Funkortungsverfahren einen ganz neuen Charakter und eine enorme Aufwertung erfährt. Diese Bestandsaufnahme wird übrigens zweierlei erkennen lassen: In den Kriegsjahren sind alle diesbezüglichen Arbeiten weitgehend ausgesetzt gewesen und nach dem Krieg hat die während des Krieges forcierte Entwicklung der Funktechnik im allgemeinen und der Radartechnik im besonderen einen sehr großen Entwicklungsschub gebracht.
CLEGG zeigte 1950, wie die Höhe der Meteorspuren funktechnisch zu messen ist. Die ersten systematischen Untersuchungen stammen 1950 von MANNING, VILLARD & PETERSON (abgeschlossen von MANNING 1962 mit der ersten "Bibliographie of the ionosphere", die bekannt geworden ist), GREENHOW (1952), später zusammen mit NEUFELD, sowie ELFORD (1953) und BOOKER (1956). Die Methode behielt ihre dominierende Rolle bis zur Einführung partieller Reflexionsmessungen (PR-Verfahren) für diesen Zweck, die aber erst Mitte der sechziger Jahre (FRASER) und sehr zögerlich einsetzt. Sogar noch wesentlich später werden PR-Anlagen für Elektronendichtemessungen gebaut, bei denen die Einrichtungen für Windmessungen nachgerüstet werden müssen. Die eine zeitlang als D2-Verfahren bekannte Radarmeteormethode hat zu derzeit über 670 Originalarbeiten geführt, in der Zahl (aber vielleicht nicht im Gewicht) gleichverteilt im lateinischen und kyrillischen Schrifttum. Zehn Prozent davon stammen aus den neunziger Jahren. Allein zu dem nichttrivialen Problem der Bestimmung der Bezugshöhe gibt es mehr als ein Dutzend Arbeiten.
Parallel zur Einführung funktechnischer Verfahren in bereits bekannte Meßmethoden wurden

seit den dreißiger Jahren eigenständige funktechnische Verfahren entwickelt, anfangs auf der Totalreflexion der Funkwellen beruhend, später, mit großem Erfolg, auf der partiellen Reflexion oder einfach der Streuung. Das setzte wegen der sehr viel geringeren Empfangsfeldstärken große Verbesserungen in der Empfindlichkeit der Empfänger voraus.

3. Neue Verfahren

Die Idee, aus der zeitlichen Änderung der Momentanfeldstärken von Funkwellen (Fading) an engräumig im Gelände aufgestellten Empfängern (Distanz $\lambda/3$ - λ, λ = Wellenlänge der Funkwelle) Bewegungen der Feldstärkemuster über den Erdboden, damit von Ladungsträgerdichtestrukturen im Reflexionsniveau und schließlich, bei Annahme einer Mitnahme dieser Spurenbestandteile des hochatmosphärischen Gases mit dem Neutralwind, Luftbewegungen in der Hochatmosphäre feststellen zu können, stammt von PAWSEY, der Mitte der dreißiger Jahre in Cambridge in der Gruppe von RATCLIFFE arbeitete. Am 16.3.1934 beobachtet PAWSEY zum ersten Mal in Sidney im Fadingverlauf an zwei Empfängern bei 140 m Distanz eine Zeitverschiebung, die er sofort richtig als Folge der Bewegung zugehöriger Reflexionselemente interpretiert. Das Datum markiert den Beginn einer neuen Ära in der Geschichte der hochatmosphärischen Windmessung. In England und Australien zunächst nicht weiterverfolgt, wurde die Anregung in Deutschland von KRAUTKRÄMER aufgenommen, der am Geophysikalischen Institut der Universität Köln versuchte, systematische Erprobungen des Meßverfahrens vorzunehmen. Da die Ergebnisse bis Kriegsende nur in einem geheimen (und leider verschollenen) Forschungsbericht der Zentrale für das wissenschaftliche Berichtswesen der Luftfahrtforschung niedergelegt wurden und KRAUTKRÄMER durch die Kriegs- und Nachkriegsereignisse seine Arbeit erst 1950 publizieren kann, verliert er die Priorität an MITRA, der auf Anregung von RATCLIFFE unmittelbar nach dem Krieg den Gedanken aus den dreißiger Jahren wieder aufnimmt und seine immer wieder zitierte Veröffentlichung 1949 in den Proc. Inst. Electr. Engrs. herausbringt. Das Verfahren bleibt Jahrzehnte mit dem Namen MITRA verbunden.
Ebenso wie die im Kriege besonders in England vorangetriebene Radarentwicklung später dem Meteorwindverfahren zugute kommt, drängen sich nunmehr freigewordene Kräfte auch in diese Forschungsrichtung. Die anfänglich ausschließlich verwendete "similar-fade" - Auswertungsmethode wird 1954 auf einer Conferenz in Cambridge einer vernichtenden Kritik unterzogen, noch dazu sich rasch erweist, daß im Kompromiß gesuchte Auswege (PÜTTER, BRIGGS & PAGE, später WRIGHT, YERG) den Kern des Problems nicht berühren. So erscheinen die ab 1950 von BRIGGS, PHILLIPS & SHINN entwickelten Korrelationsmethoden bald jedem als das non plus ultra. Allein aus der Feder von BRIGGS gibt es bis Mitte der neunziger Jahre mehr als dreißig Arbeiten zu diesem Thema. Ende der fünfziger Jahre nehmen sich auch die Russen (GUSEW, MIRKOTAN) des Themas intensiv an. KUSCHNEREWSKY (MIRKOTAN & KUSCHNEREWSKY 1964) konnte uns schon Mitte der sechziger Jahre in Moskau die ersten mit Rechnerhilfe gewonnenen vollständigen Korrelationsanalysen zeigen. Die Namensliste der Autoren, die sich an der Verbesserung der Analysemethoden und der Klärung der anstehenden Probleme beteiligt haben, ist lang. BURKE bringt sein unermüdliches Abklopfen der Korrelationsmethode auf Schwachstellen in der Beweisführung in Adelaide in der ersten Hälfte der siebziger Jahre erheblichen Ärger ein. Er hat sich einige Male bei mir bitter darüber beklagt. CHANDRA widmet sich Ende der siebziger Jahre intensiv der Frage der Filterung der Fadingregistrierungen vor der Anwendung der Korrelationsanalyse, um bei Vergleichen zwischen den Ergebnissen der "similar-fade" - und der Korrelationsmethode sicherzustellen, daß beide Verfahren auf dasselbe Fadingspektrum zurückgreifen - ein ungemein wichtiger und lange übersehener Punkt. Nicht nur der erhebliche Rechenaufwand, der in den Anfängen eine ausschlaggebende Rolle (und heute gar keine mehr) spielt, sondern auch systemimmanente Überlegungen führten

jedoch bald zur Abwägung der Vorteile und Nachteile beider Auswerteverfahren, und heute wird manches in einem anderen Licht betrachtet.
Verfahren, die auch die Vertikalkomponente des Windes bestimmen wollen, sind jedoch in jedem Fall auf Korrelationsrechnungen angewiesen. Die Frage der Bestimmung der Struktur der Diffraktionsmuster (in der Regel Annäherung durch orientierte Ellipsen) zur Begründung der Notwendigkeit von Korrelationsanalysen spielt dagegen schon lange keine Rolle mehr. Das ist auch einer der Gründe dafür (die anderen liegen in dem immensen technischen Aufwand und Platzbedarf), daß die "spatial correlation analysis", die das Feldstärkemuster am Erdboden zu aufeinanderfolgenden Zeitpunkten flächenhaft ausmißt, über Ansätze niemals hinausgekommen ist, obwohl sie gegenüber der oben beschriebenen "temporal correlation analysis", die die zeitliche Abfolge von Feldstärkewerten an einigen wenigen Punkten (minimal drei) bestimmt, einige durchaus relevante Vorteile hat.
Es fehlte auch bald nicht an Versuchen, die Bestimmung der Zeitverschiebung zwischen den an verschiedenen Empfangspunkten erhaltenen Fadingverläufen zu automatisieren, beginnend bei PHILLIPS 1955 über HARNISCHMACHER 1961 bis zu den robusten und alle Ansprüche befriedigenden algorithmischen Lösungen von KÜRSCHNER ab 1962 und fortgeführt bis zum heutigen Tage. Die Korrelationsverfahren sind ohne eine rationelle Automatisierung - beispielhaft von der Kühlungsborner Gruppe um SINGER (HOFFMANN u.a. 1990) ab 1989 gelöst - ohnehin undenkbar.
Ungeachtet aller Bemühungen blieb die Interpretation der Messungen lange strittig, nicht nur, was die "chaotic velocity", das schwer interpretierbare und daher immer wieder kontrovers diskutierte v_c (als Turbulenz oder einfach nur als Verformung des Feldstärkemusters mit unterschiedlicher Deutung) angeht. BERG kommt in der Nachfolge von KRAUTKRÄMER das Verdienst zu, Mitte der fünfziger Jahre die Meßmethode anschaulich erläutert zu haben. FAUST ist in den sechziger Jahren vermutlich der erste, der die Meßergebnisse in meteorologische Überlegungen einbindet (das Metier wechselt in diesen Jahren aus der "Ionosphärenphysik" in die "Physik der Hochatmosphäre"). SPRENGER schließlich führt in dieser Zeit das Verfahren durch bewußte Beschränkung auf den Langwellenbereich aus der Kalamität heraus, bei Messungen im Kurzwellenbereich und Zuordnung der Ergebnisse zu Höhen über 110 km nicht mehr zwischen Winden und Wellen unterscheiden und den Einfluß elektrischer Felder nicht mehr abschätzen zu können. (Frühere Versuche, mit Langwellen zu arbeiten, hatten keinen systematischen Charakter, [MILLMAN 1951]). Allein um die Frage der Dispersion in den Fadingregistrierungen als vermeintlichen Hinweis auf Wellenbewegungen anstelle von Wind hatte sich beispielsweise in den sechziger Jahren eine heftige, besonders von JONES & MAUDE geführte Diskussion entsponnen, die erst von FELGATE & GOLLEY 1971 mit Hinweis auf Windvariationen innerhalb des Mittelungszeitraumes durch Computersimulation zufriedenstellend beigelegt werden konnte.
KÜRSCHER gelang Anfang der achtziger Jahre der entscheidende Schritt der Messung der Referenzhöhe bei den Langwellendriftmessungen, der in der Folge die Berechnung von Höhen-Wind-Profilen und Höhen-Zeit-Schnitte der Windfeldparameter ermöglichte. Der springende Punkt lag in der Verwendung des Modulationspektrums anstelle der aus Gründen der Eindeutigkeit weitgehend ungeeigneten Trägerphasen zur Messung der Laufzeitdifferenz zwischen Boden- und Raumwelle und damit der Reflexionshöhe.
Die Windmessungen auf der Basis von Totalreflexionen im Kurzwellenbereich, die über mehr als zwanzig Jahre mehr oder weniger sporadisch an über sechzig Stationen durchgeführt worden waren, verschwinden bald praktisch vollständig. Sie werden ersetzt durch Incoherent-Scatter-Anlagen (anfangs THOMSON-Scatter genannt, erste Arbeiten von THOME 1964, Einstieg in Windmessungen mit WOODMAN & GUILLEN 1974) im VHF-, später im UHF-Bereich (50 MHz bzw. 500 MHz und mehr) und den PR - Verfahren um 3 MHz. Erstere werden bald als

MST-Radars bezeichnet, wobei das M für Mesosphäre in den meisten Fällen bis heute nur selten zu Recht im Namen geführt wird (S steht für Stratosphäre, T für Troposphäre). Beide Verfahren werden die Domänen der Untersuchung von Schwerewellen (internal atmospheric gravity waves, nicht zu verwechseln mit den WEBERschen Gravitationswellen). Obwohl die erste Arbeit zu diesem Thema von HINES in "Nature" von 1953 stammt (meist wird die Arbeit in Can. J. Phys. von 1960 zitiert), braucht es noch länger als ein Jahrzehnt, bevor erkannt wird, welche ausschlaggebende Rolle Schwerewellen bei der Ausbildung der hochatmosphärischen Windsysteme spielen. Zu diesem Komplex gibt es inzwischen über 900 Belegarbeiten. Ein Grund für diese Schwerpunktbildung ist bezüglich der MST-Anlagen sicher in den hohen Kosten für die Nutzung dieser Geräte zu sehen, die die Gewinnung von Langzeit-Meßreihen zur Ableitung von Windfeldern und ihren jahreszeitlichen Variationen und Trends sehr erschweren und in der Regel verbieten. Für das PR-Verfahren gelten diese Einschränkungen ungeachtet des auch nicht geringen Aufwandes nicht. Ein großer Teil der insgesamt etwa 450 Veröffentlichungen zu Messungen der Gezeitenwindparameter geht auf sein Konto.
Höhen im Bereich der unteren Thermosphäre werden auch durch die schon genannten Fabry-Perot-Interferometer-Messungen abgedeckt. Der Umfang der bekannten Arbeiten geht über 150 hinaus. Periheldrehungen von Satellitenbahnen durch Abbremsung sind seit den Veröffentlichungen von KING-HELE über immerhin 23 Jahre von 1964 bis 1987 nicht mehr als Mittel der Bestimmung der Superrotation der Atmosphäre (obere Thermosphäre) aufgetaucht. Ich komme aber auf exotische Methoden für verschiedene Höhenbereiche noch einmal zurück.
Inzwischen ist auch der erste Wind-Satellit nicht nur gestartet (REBER 1993; BURRAGE u.a., 1996), sondern im wesentlichen auch schon wieder außer Betrieb. Zugängliche Meßdaten haben erhebliche Kalibrierungsprobleme erkennen lassen.
Radarmeteorwindmessungen, PR-Messungen und Langwellenmessungen sind also seit geraumer Zeit innerhalb der funktechnischen Methoden die wesentlichen Verfahren, die für den Höhenbereich von 70 km bis zur Obergrenze des meteorologisch noch relevanten Höhenraumes (Turbopause zwischen 105 - 110 km) das Gros der zur Verfügung stehenden Meßwerte beisteuern.
Lidarmessungen in Höhen der oberen Mesopausenregion sind von den Sichtbedingungen abhängig und daher in unseren Breiten für kontinuierliche Messungen ungeeignet. Ungeachtet dessen gibt es etwa hundert Arbeiten, von denen sicher den Beiträgen von CHANIN seit dem Beginn der achtziger Jahre besondere Bedeutung zukommt.
Daneben existierte immer schon eine Reihe von mehr oder weniger aus dem Rahmen fallenden Methoden, die nur sporadisch zur Anwendung gekommen und meist mit einzelnen Namen verknüpft sind. Dazu gehören an herausragender Stelle die Experimente von RIND & DONN aus den siebziger Jahren unter Zuhilfenahme von bei der Meeresbrandung entstehenden Infraschallwellen, die eine sehr schöne Abbildung der Gezeitenverhältnisse in der oberen Mesopausenregion gestatten, sowie ihre Messungen an Raketenausstoßgasen 1975, Messungen bei der Shuttle-Abbremsung (FRITTS u.a. 1989), Ionosondenmessungen unter Verwendung der Basishöhe der F2-Schicht (h_mF2, z.B. MILLER u.a. 1986), Beobachtungen an der sporadischen E-Schicht (E_s) unter Einbeziehung der Funkamateure, besonders in den USA (GERSON, 1950/51), die Verwendung radioaktiver Isotope als Tracer für Luftbewegungen (PETERS, 1959), Radiosternscintillationsmessungen (mit immerhin mehr als vierzig Arbeiten vertreten, z.B. MAXWELL 1952), der Einsatz von ausgemusterten Schiffsgeschützen extremen Kalibers als Projektilträger (MURPHY, Barbados, 1966-68) und manches andere, zu dessen wenigstens kurzer Erklärung hier kein Raum ist.
Ein besonderes Kapitel, das wir noch nachzutragen haben, stellen die inzwischen weitgehend der Vergangenheit angehörenden Raketenmessungen dar, die sowohl in den USA als auch, etwas später, in der UdSSR, in erstaunlichem Umfang durchgeführt worden sind. Die bedeutendste

Rolle haben dabei zweifellos die Granaten-, die Chaff- (Düpel-, Foil- oder Windows-), und die Fallschirmmethode sowie die Verfahren mit Partikelwolken gespielt, für die etwa 400 zugängliche Arbeiten vorliegen. Besonders erwähnen sollte man an dieser Stelle die Chaff-Entwicklungen von WIDDEL seit Beginn der siebziger Jahre und die lange Entwicklungsreihe der Partikelverfahren über Na- und Ba-Wolken bis zum Trimethylaluminium. Allein von den 7 Stationen des US-Netzes sollen in den fünfziger bis siebziger Jahren mehr als 10 000 sogenannte meteorologische Raketen gestartet worden sein. Sie haben in den Jahren, in denen man sich über die Zuverlässigkeit von funktechnischen Windmessungen noch sehr im Zweifel war, auch für Vergleichsauswertungen eine große Rolle gespielt (z. B. WRIGHT & FEDOR 1967). Die vermutlich letzten Experimente dieser Art sind mit einem Restbestand sowjetischer Forschungsraketen zu Beginn der neunziger Jahre von einem Startplatz nahe Zingst (Ostsee) vorgenommen worden (Fallschirmmethode).

4. Interpretationsschwerpunkte

Die Windbeobachtungen der frühen Jahre waren in der Hauptsache der Sicherstellung der Existenz von permanenten Windsystemen unterschiedlicher Anregung gewidmet. In einer nächsten Etappe wurde versucht, längere Zeitreihen der in einem begrenzten Höhenraum, etwa der oberen Mesopausenregion, gewonnenen Daten in einen nur mit der Jahreszeit variablen Grundwind und die Gezeitenwindanteile aufzutrennen. Gleichzeitig wurden mit Anlagen, die einerseits die erforderliche Meßdichte garantierten, andererseits aber keine Langzeitmessungen gestatteten, Aussagen über Schwerewellen angestrebt. Der dritte Schritt bestand schließlich, sehr gefördert durch den Einsatz der PR-Anlagen, in der Messung momentaner oder auch mittlerer (über mehrere Tage zu festen Tageszeiten gemessener) Windprofile über Höhenabschnitte, deren absolute Lage von der Art der verschiedenen Meßmethoden abhängt. Unter Zuhilfenahme herkömmlicher meteorologischer Windmeßverfahren gelang es erstmals MANSON & MEEK Ende der siebziger Jahre, durchgängige Windprofile von der Tropopause bis zur Turbopause zu gewinnen und daraus sehr eindrucksvolle Höhen-Zeit-Schnitte zu konstruieren. Ein Schwachpunkt bleibt bis heute die Region zwischen 40 km und 70 km, die GIRAYTYS & RIPPY schon 1964 als "Ignorosphere" bezeichnet haben.
Das Spektrum der wissenschaftlichen Interessen in diesem Gebiet ist breit. Angefangen hat eine systematische Darstellung der hochatmosphärischen Windfelder auf der Basis vorerst noch ziemlich kritiklos verwendeten Datenmaterials aus unterschiedlichen Tages- und Jahreszeiten, verschiedenen Jahren und sehr ungleich auf der Erde verteilten Meßstationen, dazu gewonnen mit den unterschiedlichsten Methoden, schon Anfang der fünfziger Jahre mit der Arbeit von KELLOGG & SCHILLING 1951, gefolgt von PANT 1956 und MURGATROYD 1957. Es handelte sich um Höhen-Breiten-Schnitte des Grundwindes, die qualitativ noch heute gültige Aussagen lieferten. Inzwischen gibt es ein halbes Hundert Arbeiten, die sich diesem Thema zugewendet haben, und die danach hinzugekommenen Höhen-Zeit-Schnitte, seit dem Ende der siebziger Jahre auch für die Gezeitenwindparameter, weisen ein noch umfänglicheres Schriftum auf. Um den möglichen Durchgriff der Antriebskräfte und damit auch der Wirkungen durch die verschiedenen Stockwerke der Atmosphäre zu erklären, wurde auch nach Korrelationen mit anderen geophysikalischen Parametern gesucht: Abhängigkeiten von der Sonnenaktivität (annähernd 200 Arbeiten) auf der einen Seite und beispielsweise von der QBO (etwa 40 Arbeiten) auf der anderen Seite sind solche Aufhänger. Zunehmendes Interesse haben im Anschluß an die grundlegende Arbeit von MATSUNO 1971 und den umfangreichen Untersuchungen von LABITZKE mit insgesamt etwa einhundert Arbeiten bereits ab Beginn der sechziger Jahre (später zusammen mit van LOON) auch die Fragen der Auswirkungen von Stratosphärenerwärmungen (SCHERHAG 1952) in der oberen Mesopausenregion gefunden. Insgesamt sind

uns etwa 300 Arbeiten bekannt, in denen auf diese Fragen eingegangen wird. Zu diesem Komplex gehören auch Wellen mit Perioden, die an die Gezeiten anschließen und den Bereich bis zu mehreren Wochen abdecken. Allein zu der inzwischen sehr bekannten 2-Tage-Welle gibt es etwa 90 Arbeiten. Die Klimadiskussion hat die Suche nach Trends auch im hochatmosphärischen Windfeld intensiviert. An einigen Institutionen haben die Meßreihen eine Länge erreicht, die derartige Aussagen statistisch etwas sicherer machen (Adelaide, Atlanta, Collm, Fairbanks, Kühlungsborn, Saskatoon u.a.).
Rückschauend kann man sagen, daß auf dem Gebiet der Erforschung der Dynamik der Hochatmosphäre mit vorzugsweise funktechnischen Methoden eine vor Jahrzehnten in Gang gesetzte Entwicklung unvermindert anhält, während manche anderen Arbeitsgebiete aus der früheren "Ionosphärenphysik", die spätestens noch einmal mit dem Internationalen Geophysikalischen Jahr 1957 größere Aufmerksamkeit erregt hatten, heute kaum noch eine Rolle spielen.
Es gibt auch erfreulicherweise ein sich immer wieder neu einstellendes Gleichgewicht zwischen dem zunehmenden Umfang experimenteller Arbeiten und der Originalität der theoretischen (auch modellierenden) und statistischen Analysen. Das Hauptinteresse in Bezug auf Wind und Wellen in der irdischen Atmosphäre wird auch in Zukunft auf den Bereich bis etwa einhundert Kilometer Höhe konzentriert bleiben.

Danksagung:
Ich danke Herrn Roland Hohberg, technischer Assistent für Meteorologie am Geophysikalischen Observatorium Collm, für seine mühsame Arbeit bei der Schaffung des Grundstockes unserer ALLEGRO-Datei.

Literatur:

Berg, H. (1954) Auswertung und Deutung von Ionosphärenwindmessungen, Kleinheubacher Berichte, 99 - 106.

Booker, H.G. (1956) Turbulence in the ionosphere with application to meteor trails, radio-star scintillations, auroral radar echoes, and other phenomena, J. Geophys. Res. **61**, 673 - 705.

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.

Briggs, B.H., Page, E.S. (1955) An empirical study of random functions which arise in the interpretation of ionospheric movements, Rep. Phys. Soc., Conf. The Physics of the Ionosphere, Cavendish Lab., Cambridge, 119 - 122.

Briggs, B.H. (1994) The spaced-receiver technique, J. atmos. terr. Phys. **56**, 831 - 834.

Burke, M.J. (1976) Validity of three-station methods of determining ionospheric motions, J. atmos. terr. Phys. **38**, 553 - 559.

Burrage, M.D., Skinner, W.R., Gell, D.A., Hays, P.B., Marshall, A.R., Ortlan, D.A., Manson, A.H., Franke, S.J., Fritts, D.C., Hoffmann, P., Mc.Landress, C., Nieciejewski, R., Schmidlin, F.J., Shepherd, G.G., Singer, W., Tsuda, T., Vincent, R.A. (1996) Validation of mesosphere and lower thermosphere winds from the High Resolution Doppler Imager on UARS, J. Geophys. Res. **101**, 10365 - 10392.

Chanin, M.-L., Hauchecorne, A. (1981) Lidar observations of gravity and tidal waves in the stratosphere and mesosphere, J. Geophys. Res. **86**, 9715 - 9721.

Chandra, H., Briggs, B.H. (1978) The effect of filtering on ionospheric drift parameters determined by full correlation analysis, J. atmos. terr. Phys. **40**, 541 - 548.

Clegg, J.A., Davidson, I.A. (1950) A radio echo method for the measurement of heights of the reflecting points of meteor trails, Phil. Mag. **41**, 77 - 85.

Donn, W.L., Balachandran, N.K., Rind, D. (1975) Tidal wind control of long-range rocket infrasound, J. Geophys. Res. **80**, 1662 - 1664.

Elford, W.G., Robertson, D.S. (1953) Measurements of winds in the upper atmosphere by means of drifting meteor trails, J. atmos. terr. Phys. **4**, 271 - 284.

Faust, H. (1968) Der Aufbau der Erdatmosphäre, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 308 S.

Felgate, D.G., Golley, M.G. (1971) A cause of dispersion in ionospheric drift records, Austr. J. Phys. **24**, 397 - 401.

Fogle, B., Haurwitz,B. (1966) Noctilucent clouds, Space Sci. Rev. **6**, 279 - 430.

Forbes, J.M., Garrett, H.B. (1979) Theoretical studies of atmospheric tides, Rev. Geophys. Space Phys. **17**, 1951 - 1981.

Fraser, G.J. (1965) The measurement of atmospheric winds at altitudes of 64 - 120 km using ground-based radio equipment, J. atmos. Sci. **22**, 217 - 218.

Fritts, D.C., Blanchard, R.C., Coy, L. (1989) Gravity wave structure between 60 and 90 km inferred from Space Shuttle reentry data, J. atmos. Sci. **46**, 423 - 434.

Gadsden, M., Taylor, M.J. (1994) Anweisungen für die photographischen Aufnahmen der Leuchtenden Nachtwolken - 103 years on, J. atmos. terr. Phys. **56**, 447 - 459.

Gage, K.S., Balsley, B.B. (1984) MST radar studies of wind and turbulence in the middle atmosphere, J. atmos. terr. Phys. **46**, 739 - 753.

Gerson, N.C. (1950) Large-scale sporadic movements of the E-layer of the ionosphere, Nature **166**, 316 - 317.

Giraytys, J., Rippy, H.R. (1964) The USAF meteorological rocket sounding network: Present and future, Bull. Amer. Meteorol. Soc. **45**, 382 - 387.

Greenhow, J.S. (1952) A radio echo method for the investigation of atmospheric winds at altitudes of 80 to 100 km, J. atmos. terr. Phys. **2**, 282 - 291.

Gregory, J.B., Manson, A.H. (1975) Winds and wave motions to 110 km at mid-latitudes - II. Mean winds at 52N, 1969 - 1973, J. atmos. Sci. **32**, 1667 - 1675.

Groves, G.V. (1969) Wind models from 60 to 130 km altitude for different months and latitudes, J. Brit. Interplanet. Soc. **22**, 285 - 307.

Gusev, W.D., Mirkotan, S.F. (1960) Korrelationsanalyse und Anwendungen auf ionosphärische Prozesse, Иссл. неодн. ионосфере **4**, 7 - 19, Moskau, in russ.

Harnischmacher, E. (1961) Automatisches Driftmeßgerät, Kleinheubacher Berichte, 183 - 189.

Hines, C.O. (1953) Wave hypothesis of moving irregularities in the ionosphere, Nature **171**, 980.

Hines, C.O. (1960) Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, Can. J. Phys. **38**, 1441 - 1481 (mit Korrektur in **42**, 1424 - 1427).

Hines, C.O. (1989) Earlier days of waves revisited, PAGEOPH **130**, 151 - 170.

Hoffmann, P., Singer, W., Keuer, D., Schminder, R., Kürschner, D. (1990) Partial reflection drift measurements in the lower ionosphere over Juliusruh during winter and spring 1989 and comparison with other wind observations, Z. Meteorol. **40**, 405 - 412.

Hoffmeister, C. (1946) Die Strömungen der Atmosphäre in 120 km Höhe, Z. Meteorol. **1**, 33 - 41.

Jesse, O. (1885) Auffallende Abenderscheinungen am Himmel, Meteorol. Z. **1**, 311 - 312.

Jesse, O. (1886) Die Höhe der Leuchtenden Nachtwolken, Astron. Nachr. **140**, 161 - 168.

Jones, D., Maude, A.D. (1965) Evidence for wave motions in the E-region in the ionosphere, Nature **206**, 177 - 179.

Kahlke, S. (1921) Meteorschweife und hochatmosphärische Windströmungen, Ann. Hydrogr. Marit. Meteorol. **49**, 294 - 299.

Kellogg, W.W., Schilling, G.F. (1951) A proposed model of the circulation in the upper atmosphere, J. Meteor. **8**, 222 - 230.

King-Hele, D.G. (1964) Rotational speed of the upper atmosphere at heights of 200 - 300 km, Nature **202**, 893.

Krautkrämer, J. (1950) Über Wanderungserscheinungen rascher Feldstärkeschwankungen von Ionosphärenechos, Arch. Elektr. Übertr. **4**, 133 - 138.

Kürschner, D. (1962) Neuartiges Registriergerät für ionosphärische Driftmessungen, radio fernsehen **11**, 219 - 221.

Labitzke, K. (1962) Beiträge zur Synoptik der Hochstratosphäre, Meteorol. Abh. FU Berlin **28**, 93 S.

Liller, W., Whipple, F.L. (1954) High-altitude winds by meteor-train photography, J. atmos. terr. Phys., Spec. Suppl. **1**, 112 - 130.

Manning, L.A., Villard, O.G., Peterson, A.M. (1950) Meteoric echo study of atmosphere winds, Proc. IRE **38**, 877 - 883.

Manning, L.A. (1962) Bibliography of the ionosphere. An annotated survey through 1960, Stanford Univ. Press, Calif., 613 p.

Manson, A.H., Meek, C.E. (1984) Comparisons between Primrose Lake (54N, 110W) ROCOB winds (20 - 60 km) and Saskatoon (52N, 107W) M.F. radar winds (60 - 110 km): 1978 - 1982, Adv. Space Res. **4**, 133 - 137.

Matsuno, T. (1971) A dynamical model of the stratospheric sudden warming, J. atmos. Sci. **28**, 1479 - 1494.

Maxwell, A., Little, C.G. (1952) A radio-astronomical investigation of winds in the upper atmosphere, Nature **169**, 746 - 747.

Miller, K.L., Torr, D.G., Richards, P.G. (1986) Meridional winds in the thermosphere derived from measurements of F2 layer height, J. Geophys. Res. **91**, 4531 - 4535.

Millman, G.H. (1951) A note on ionospheric wind measurements at 150 kHz, Ann. Géophys. **7**, 272 - 274.

Mirkotan, S.F., Kuschnerewsky, J.W. (1964) Irreguläre Struktur und Bewegungen in der Ionosphäre, Иносф. иссл. **12**, 164 S., Moskau, in russ.

Mitra, S.N. (1949) A radio method of measuring winds in the ionosphere, Proc. Inst. Electr. Engrs. **96/III**, 441 - 446.

Murgatroyd, R.J. (1957) Winds and temperatures between 20 km and 100 km - a review, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. **83**, 417 - 458.

Murphy, C.H., Bull, G.V. (1966) Ionospheric winds measured by gun-launched projectiles, J. Geophys. Res. **71**, 4535 - 4544.

Olivier, C.P. (1933) Heights and train-drifts of Leonid meteors of 1932, Proc. Amer. Phil. Soc. **72**, 215 - 227.

Pant, P.S. (1956) Circulation in the upper atmosphere, J. Geophys. Res. **61**, 459 - 474.

Pawsey, J.L. (1935) Further investigations of the amplitude variations of downcoming wireless waves, Proc. Cambr. Phil. Soc. **31**, 125 - 144.

Peters, B. (1959) Cosmic-ray produced radioactive isotopes as tracers for studying large-scale atmospheric circulation, J. atmos. terr. Phys. **13**, 351 - 370.

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, Rep. Phys. Soc., Conf. The Physics of the Ionosphere, Cavendish Lab., Cambridge, 191 - 201.

Reber, C.A. (1993) The upper atmosphere research satellite (UARS), Geophys. Res. Lett. **20**, 1215 - 1218.

Rind, D., Donn, W.L., Dede, E. (1973) Upper air wind speeds calculated from observations of natural infrasound, J. atmos. Sci. **30**, 1726 - 1729.

Scherhag, R. (1952) Die explosionsartigen Stratosphärenerwärmungen des Spätwinters 1951/52, Berichte Dt. Wetterd. **6**, 51 - 63.

Schminder, R. (1983) Bibliography on motions in the upper atmosphere, Geod. Geoph. Veröff. Reihe II, Heft 25, herausgegeben vom NKGG der AdW Berlin, 174 S.

Schröder, W. (1964) Über die leuchtenden Nachtwolken, Gerlands Beitr. Geophys. **73**, 157 - 160.

Schuster, A. (1889) The diurnal variation of terrestrial magnetism, Phil. Trans. Roy. Soc. **A180**, 467 - 518.

Sprenger, K. (1958) Ionosphärendriftmessungen im Langwellenbereich als Beitrag zum Problem der allgemeinen Zirkulation der Hochatmosphäre, Z. Meteorol. **12**, 211 - 218.

Stewart, B. (1882) Terrestrial magnetism, Encyclopaedia Brit., 9th Edition, 36 pp.

Thome, G.D. (1964) Incoherent scatter observations of traveling ionospheric disturbances, J. Geophys. Res. **69**, 4047 - 4049.

Vaughan, J.M. (1989) The Fabry-Perot-Interferometer, Adam Hilger Publ. Ltd., Bristol, 572 p.

Whitehead, J.D. (1990) Sporadic E layers; history and recent observations, Adv. Space Res. **10**, 85 - 91.

Widdel, H.-U. (1985) Foil clouds as a tool for measuring wind structure and irregularities in the lower thermosphere (92 - 150 km), Radio Sci. **20**, 803 - 812.

Woodman, R.F., Guillen, A. (1974) Radar observations of winds and turbulence in the stratosphere and mesosphere, J. atmos. Sci. **31**, 493 - 505.

Wright, J.W., Fedor, L.S. (1967) Comparison of ionospheric drift velocities by the space receiver technique with neutral winds from luminous rocket trails, Space Res. **7**, 67 - 72.

Wright, J.W. (1968) The interpretation of ionospheric radio drift measurements - I. Some results of experimental comparisons with neutral wind profiles, J. atmos. terr. Phys. **30**, 919 - 930.

Yerg, D.G. (1956) Observations and analysis of ionospheric drift, J. atmos. terr. Phys. **8**, 247 - 259.

Planetary wave-mean flow interaction seen in midlatitude mesopause region wind measurements at Collm

Christoph Jacobi

Summary:

From daily analyses of the prevailing wind at the mesopause region (about 95 km) oscillations in the period range of the so-called quasi 16-day wave are obtained that can be interpreted as the signal of these planetary waves in the wind field. Investigating these waves for the period of 1980 through 1997 in connection with the prevailing wind gives insight to the behaviour of planetary wave-mean flow interaction in the upper middle atmosphere. It is found that in winter the planetary wave activity in the mesopause region is positively correlated with the zonal mean westerly wind, and negatively correlated with its mean vertical gradient. This means that strong planetary wave activity in the mesopause region is not necessarily connected with strong wave activity in the lower atmosphere, but rather is the result of incomplete wave breaking below the measuring level.

Zusammenfassung:

Aus täglichen Analysen des mittleren Winds im Mesopausenbereich (etwa 95 km Höhe) werden Oszillation im Periodenbereich der sogenannten quasi 16-Tage-Welle bestimmt, die als Signal dieser Welle angesehen werden. Es wird der Zusammenhang dieser Oszillationen mit dem mittleren Wind untersucht. Es zeigt sich, daß starke Wellenaktivität mit größerem (negativen) Gradienten, aber auch mit größerer mittlerer Windgeschwindigkeit verbunden ist. Dies bedeutet, daß die Variabilität der Aktivität planetarer Wellen im Mesopausenbereich nicht notwendigerweise diejeniger planetarer Wellen in der unteren Atmosphäre widerspiegelt, sondern ein Maß dafür ist, inwieweit die Energieübertragung der Wellen auf den Grundstrom im Mesopausenbereich bereits abgeschlossen ist.

1. Introduction

Planetary wave activity in the upper middle atmosphere has been of special interest in the past and measurements of these have frequently been reported in literature (e.g. Manson et al., 1981; Williams and Avery, 1992; Jacobi et al., 1998). Long-period planetary waves as 16-day wave generally originate from the troposphere (e.g. Ebel et al., 1992) and propagate through the stratosphere to the mesosphere, where due to the low pressure and the small energy needed for a large signal the largest amplitudes are found. From model calculations, Forbes et al. (1995) did not find a significant penetration of the quasi 16-day wave to the height region above 100 km, which coincides with the results of Grollmann (1992).

Long-period planetary waves in the mid- or high-latitude middle atmosphere are mostly found in winter (Salby and Roper, 1980; Manson et al., 1981; Hirooka and Hirota, 1985; Jacobi et al., 1998). In summer, due to the easterly winds in the stratosphere and mesosphere, slowly westward travelling waves generally cannot propagate into the mesosphere region. However, this feature is not regular, and Williams and Avery (1992), for example, found the maximum of the quasi 16-day wave in summer, which may be due to ducting from the winter to the summer hemisphere through the mesosphere/thermosphere region. Espy et al. (1997) found a quasi 16-day oscillation in polar summer mesospheric temperatures and also proposed a propagation of planetary waves from the winter to the summer hemisphere, which, however, is modulated by

the equatorial quasi-biennial oscillation (QBO), while a QBO-dependence of the summer planetary wave activity was also found by Jacobi (1998a) from midlatitude mesopause region wind measurements. However, the amplitudes of the long-period (larger than the one of the quasi 2-day wave) planetary waves in summer are small compared to the amplitudes in winter.

Due to wave breaking a momentum transfer from the westward travelling planetary waves to the mean flow takes place, which in winter leads to a reduction of the eastward directed mean stratospheric and mesospheric flow (e.g. Grollmann, 1992), being, besides gravity wave drag, responsible for the decrease of the mesospheric westerlies with height and the easterlies in the thermosphere. Strong planetary wave forcing also leads to sudden stratospheric warmings that are one of the main dynamical feature in the winter stratospheric circulation. Model calculations focusing on wave-mean flow interaction thus often are used for describing such stratwarm events (Schoeberl, 1983; Hauchecorne and Chanin, 1988; Tao, 1994), being a sort of test for the correct description of the wave-mean flow interaction in the model. As it could be shown, the upper mesospheric winds are reacting on stratospheric warmings (Schminder and Kürschner, 1981; Greisiger et al., 1984; Muller et al., 1985; Jacobi et al., 1997a), so that generally the mesopause region zonal prevailing westerly wind is reduced or even easterlies prevail during a warming. However, due to possible compensation processes above the stratosphere the influence of stratospheric warmings on the dynamics of the upper mesosphere/lower thermosphere is not uniform (Jacobi et al., 1997a), and in some cases during a stratospheric warming even especially strong westerlies are found. Thus, the correlation between stratospheric and upper mesospheric mean winds is rather weak on a monthly or seasonally average (Beckmann and Jacobi, 1998).

It can be concluded that the dynamics of the upper mesosphere/lower thermosphere region is coupled to the stratosphere/mesosphere system, but its interannual variability is both steered through tropospheric forcing and internal stratospheric processes. However, it is possible to monitor wave-mean flow interaction that takes place in the mesopause region, and it is also possible to draw some conclusions concerning their connection to mesospheric processes.

In the following the mesopause region wind measurements at Collm (52°N, 15°E) are investigated. This investigation focuses on the quasi 16-day wave, being one of the largest signals in the winter mesopause region. A climatology of planetary waves as obtained from these measurements has already been presented by Jacobi et al. (1998), using data from the period 1983 through 1995. In the meantime, also the data reaching back to 1980 has been reanalysed using the same methods. The long-term variability of the mean flow has been presented by Jacobi et al. (1997b), using data from 1983 through 1995, and Jacobi et al. (1997c) presented the winter and summer mean wind fields from 1972 through May 1996. Thus this investigation is to a certain degree an update of their results.

2. Description of the Measurements

The wind field of the upper mesopause region is observed by daily D1 total reflection radio wind measurements in the low-frequency radio wave range, using the ionospherically reflected sky wave of three commercial radio transmitters on three measuring paths at 177, 225 and 270 kHz. A modified form of the similar-fade method is used to interpret the wind measurements (e.g. Schminder and Kürschner, 1994). The data are combined to half-hourly zonal and meridional mean wind values for the three measuring paths that refer to a reflection point at 52°N, 15°E. Since September 1982 the reflection height is measured on 177 kHz using travel time differences between the ground wave and the reflected sky wave in the modulation frequency range near 1.8 kHz (Kürschner et al., 1987). Since during the daytime due to the ab-

sorption in the D-region at times no measurements are possible then, the measurements are inhomogeneously distributed in time. Therefore a multiple regression analysis is used to determine estimates of the daily prevailing wind as well as the tidal wind field components from he monthly median half-hourly zonal and meridional wind values:

$$\begin{aligned} v_z &= v_{oz} + b\ \sin(\omega t) + c\ \cos(\omega t)\ , \\ v_m &= v_{om} + b\ \cos(\omega t) - c\ \sin(\omega t)\ , \end{aligned} \tag{1}$$

where v_Z and v_M are the horizontal monthly median wind components, v_{oz} and v_{om} are the monthly zonal and meridional prevailing wind (estimated, as well as b and c, by least square fit), and ω is the angular frequency of the semidiurnal tide. The spectral selectivity of the separation of prevailing and tidal wind was improved through fitting the measured values for the two horizontal wind components as a vector, assuming clockwise circularly polarized tidal wind components (Kürschner, 1991).

The reflection height is not directly used in this kind of analysis. As a consequence of its diurnal variations only those half-hourly mean wind values are included, when the mean monthly reflection height has values that are sufficiently close to the mean nighttime value of about 95 km (e.g. Kürschner et al., 1987; Jacobi et al., 1998). In this investigation only half-hourly medians are used between 18 and 6 local mean time.

As a measure for the activity of the quasi 16-day-wave, the standard deviation σ, calculated from the filtered time series of the daily values of the prevailing wind is used. The filter used is a Lanczos filter (see, e.g., Thomson and Chow, 1980) with 100 weights, with a period window from 12 through 20 days, which indicates the period range of the quasi 16-day wave in the upper mesosphere. The standard deviation values σ_z and σ_m for the horizontal components were calculated on a basis of one month each, from these monthly values of σ 3-monthly (December - February) winter means are calculated, too, as well as a total standard deviation

$$\sigma_b = \left(\sigma_z^2 + \sigma_m^2\right)^{-1/2}, \tag{2}$$

for both components together. The procedure is described in Jacobi et al. (1998). The monthly mean prevailing wind values are also calculated after Eq. (1), but using monthly mean half-hourly wind values.

3. Results and discussion

The interannual variability of the planetary wave activity in the 12-20 day range in the course of each year is shown in Figure 1. The contour plots show the zonal (upper panel) and meridional (lower panel) standard deviation calculated from the bandpass filtered daily prevailing wind values. It can be seen that the largest signals are generally found in late winter, but a strong interannual variability is visible, hinting to a 4-5-year oscillation of the planetary wave activity as measured in the mesopause region. This is best visible in the zonal component, while the meridional component firstly shows smaller energy on an average, and secondly reflects the behaviour of the zonal component only on an average, but not in all cases.

The mesopause zonal prevailing wind field in the course of the year consists of an annual and semiannual oscillation that are responsible for about ¾ of the annual variability (e.g. Dartt et al., 1983; Jacobi et al., 1997b), while the interannual variability of monthly or seasonal mean values of v_{oz} is relatively small compared to these oscillations. This is illustrated in Figure 2, showing the 1980 - 1997 mean monthly mean values of v_{oz}, together with the standard devia-

tion σ_v for each month of the year. Thus, to visualise only the interannual - and not the annual - variability of v_{oz} in the course of the year, in Figure 3 the 1980 - 1997 mean was subtracted from the respective monthly means, and these values were divided by the 1980 - 1997 standard deviation of the respective month:

$$v_{oz,n} = \frac{v_{oz}}{v_{oz} \cdot \sigma_v}, \tag{3}$$

for each month of the year, where $\bar{v}_{oz}$ is the 1980 - 1997 mean of the zonal wind in the respective month, and $v_{oz,n}$ the normalized zonal prevailing wind. Comparing Figure 3 with the upper panel of Figure 1, some of the patterns can be compared. Especially in winter the large values of the standard deviation are connected with large prevailing winds, which can be seen, for instance for the winters of 1981, 1989 and 1994. In summer, a negative solar cycle dependence of the zonal prevailing wind is found with smaller values in the early 1980s and around 1990 (Namboothiri et al., 1993; Jacobi et al., 1997b,c; Jacobi, 1998b; Bremer et al., 1997), which is in part connected with a positive dependence of the standard deviation on the solar cycle as to be seen in Figure 1, for instance, in relatively large values in the early 1980s, but small values in the middle 1980s.

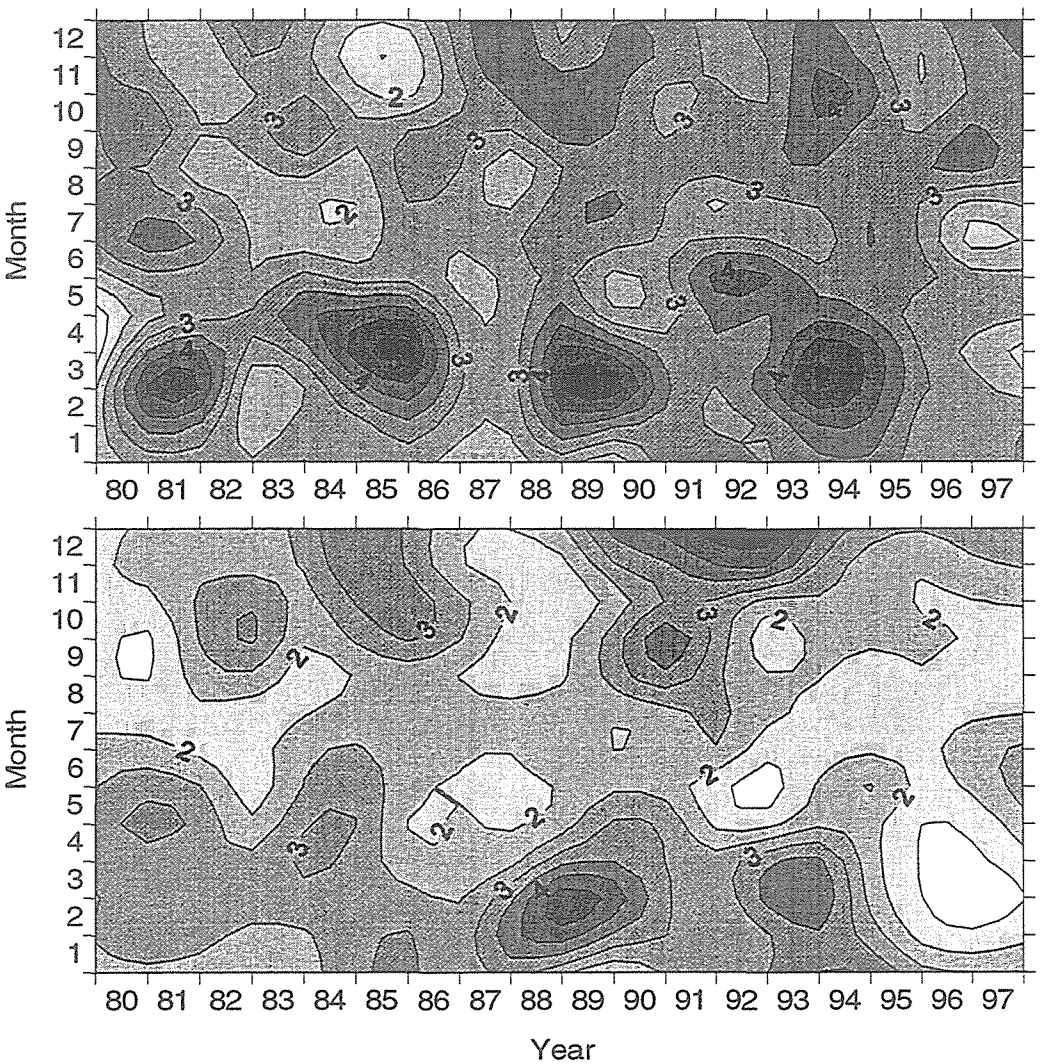


Figure 1: *Standard deviation in the 12 - 20 day period range, calculated from the bandpass filtered time series of daily estimates of the zonal (upper panel) and meridional (lower panel) prevailing wind.*

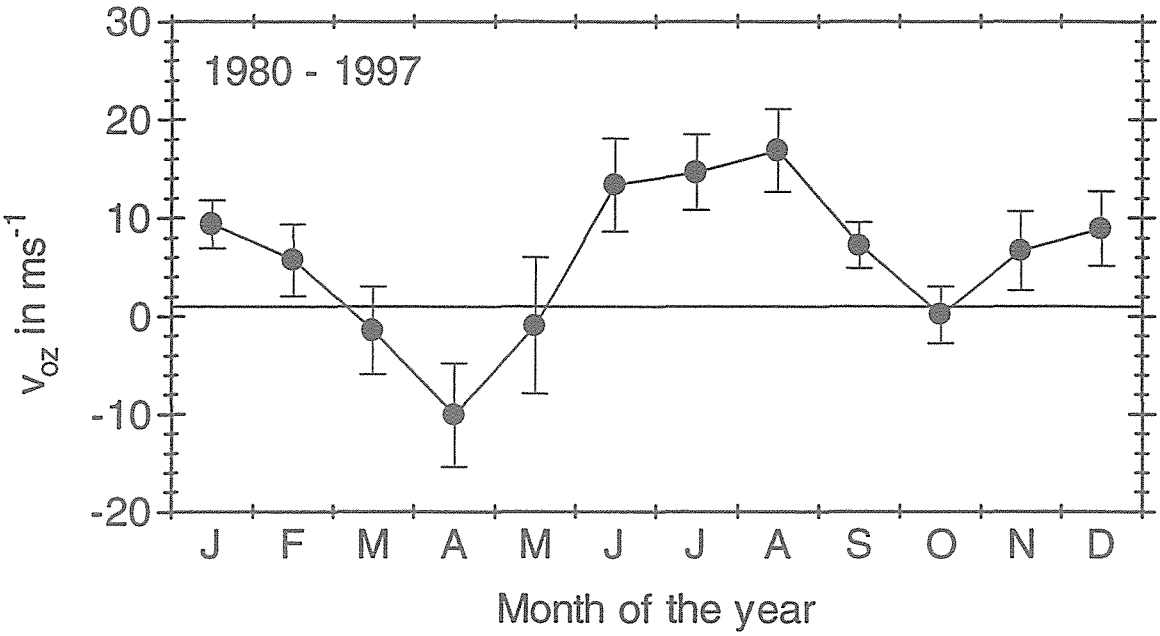


Figure 2: *1980 - 1997 mean monthly mean zonal prevailing wind around 95 km height at Collm. The bars denote standard deviation of the monthly means.*

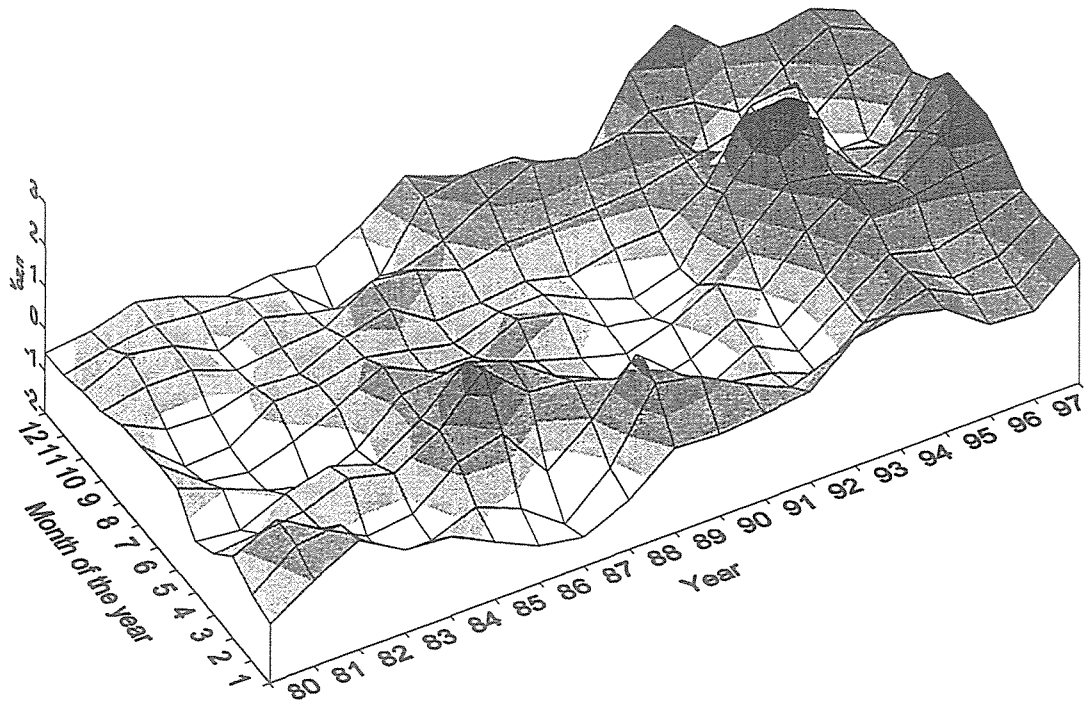


Figure 3: *Normalized monthly mean mesopause region zonal prevailing wind after Eq. (3) as measured at Collm, for each month of the period 1980 - 1997.*

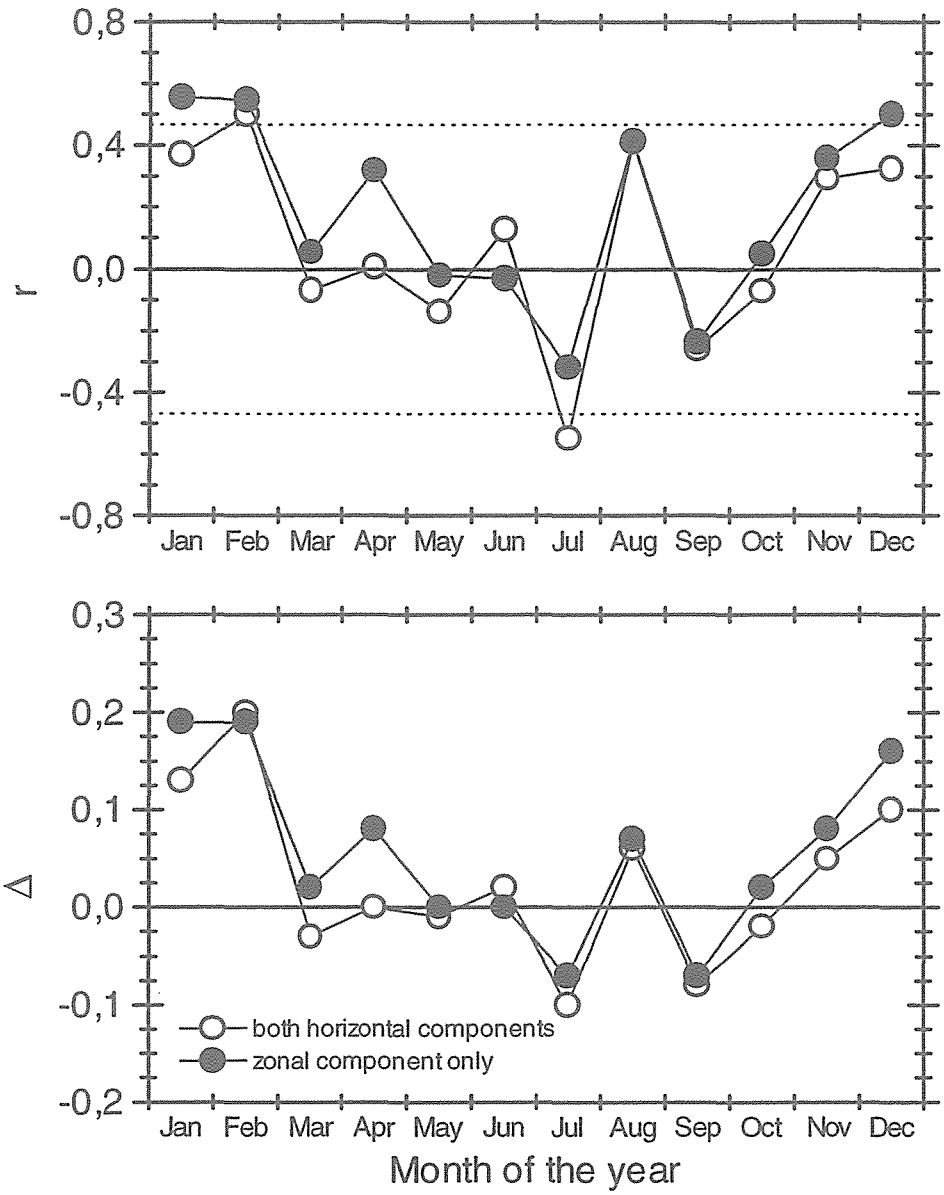


Figure 4: *Correlation coefficient r (upper panel) and dependence Δ (lower panel) of the zonal prevailing wind v_{oz} and the planetary wave activity σ as calculated after Eq. (4) for both components (open symbols) and the zonal component only (filled symbols), for every month of the year.*

To investigate the possible connection between the zonal prevailing wind and the planetary wave activity in more detail, we analyse monthly mean values on σ and v_{oz} with respect to their correlation using simple regression analysis:

$$\sigma = a + \Delta \bullet v_{oz} \tag{4}$$

The results are shown in Figure 4. One can see that the correlation coefficients r are positive in winter, when also the coefficients Δ are large, but in part negative in summer, however, the latter signal is rather weak, and especially the August values is just opposite to that. Therefore, and since the mechanism of he propagation of planetary waves into the summer hemisphere middle atmosphere is rather complicated and thus a direct connection between their amplitude and the prevailing wind is not to be expected so strongly, we shall restrict to the winter situa-

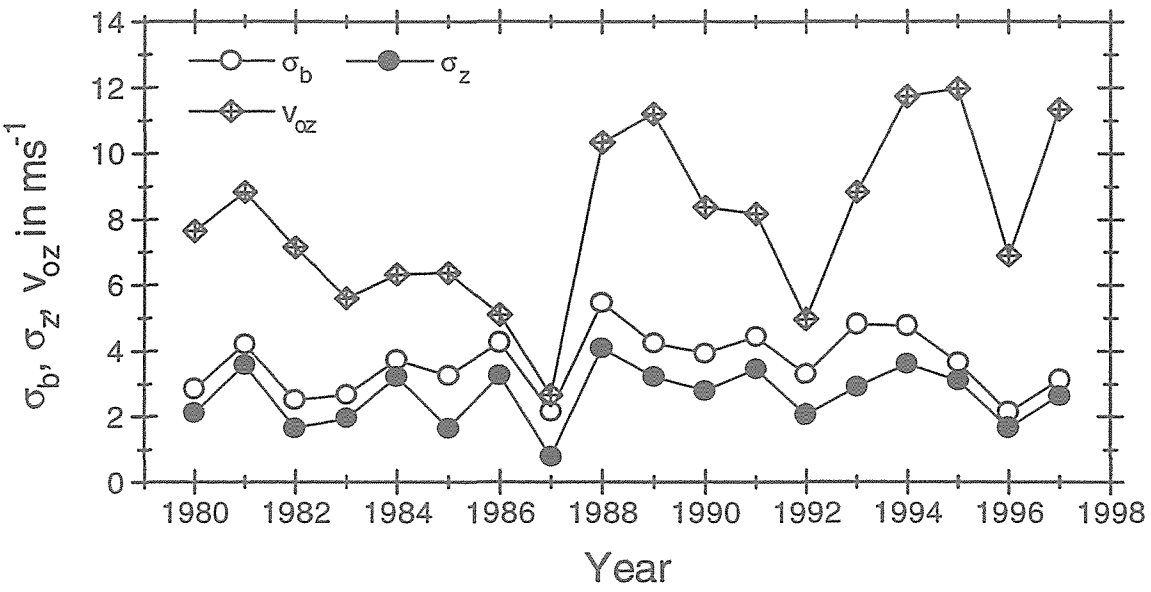


Figure 5: *Time series of winter (December - February) means of the standard deviation σ (both components, and zonal component only) of the bandpass filtered times series and the monthly mean zonal prevailing wind v_{oz}. The data were calculated from monthly means that were combined to 3-monthly means.*

tion in the following. Figure 5 contains time series of the winter standard deviation σ_b (for both horizontal components) and σ_z (for the zonal component only), as well as the prevailing wind v_{oz}. The data are December - February mean values, calculated from monthly means. There, as well as in the Figure 6, which shows winter (December - February) means of σ_b in dependence of v_{oz}, the positive correlation between planetary wave activity and zonal prevailing wind can be seen. In Figure 5 the curves of v_{oz} and σ quite nicely follow each other, and the correlation is significant at the 95% level. The correlation coefficients are shown in the second column of Table 1.

However, breaking westward travelling planetary waves should transfer westward momentum to the prevailing flow (e.g. Grollmann, 1992), thus a large planetary wave activity - or large planetary wave forcing in the lower atmosphere - should be connected with smaller eastward (or stronger westward, respectively) mean flow. The positive correlation between σ and v_{oz} in the mesopause region, however, represents just the opposite behaviour of the middle atmosphere. This, however, could be explained in such a way that large planetary wave activity as measured in the mesopause region not necessarily is connected with large planetary wave activity in the lower atmosphere, but rather is a hint to a wave breaking that has not yet been completely appeared in the layers below. In turn, low planetary wave activity measured at the mesopause region would mean that the waves have already transferred their energy to the mean flow in the stratosphere and mesosphere, thus decelerating the westerlies there and this is found in the mesopause region as weaker westerlies, too.

Regarding the mesosphere/lower thermosphere coupling, there should be an influence of planetary wave activity on the vertical gradients of the mean zonal wind. In the mesopause region in winter the vertical gradient of the zonal prevailing wind is negative on an average (e.g. Manson and Meek, 1986; Jacobi et al., 1997b; Schminder et al., 1997a,b). If a considerable portion of the planetary waves should break above the mesopause region (i.e. in those cases, when in the mesopause region still large planetary wave activity is measured), this would lead to a further

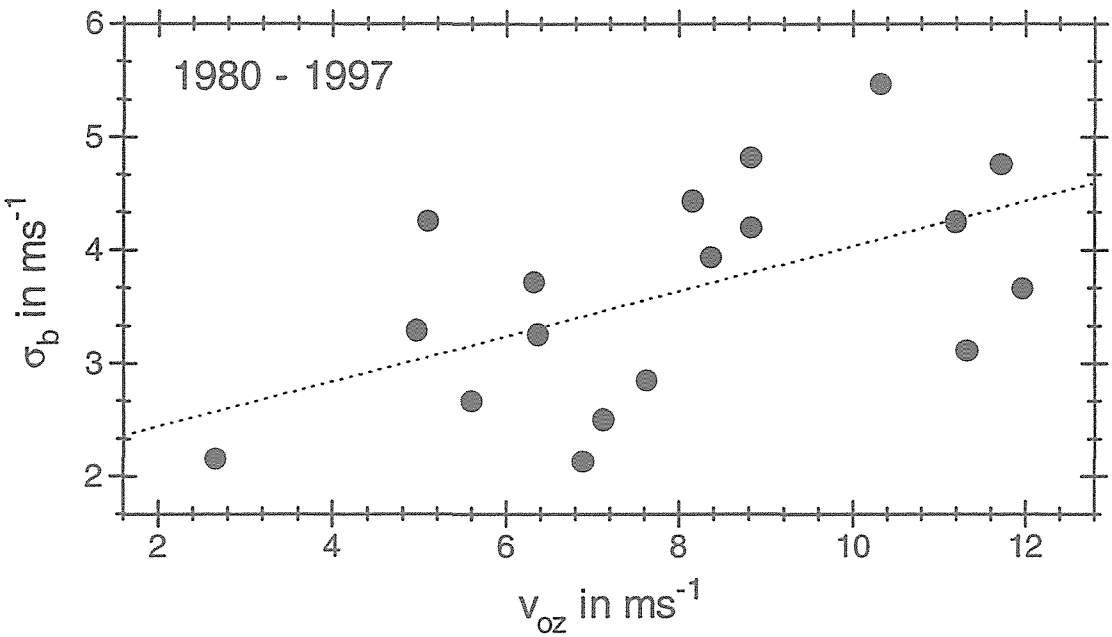


Figure 6: *Standard deviation σ_b of the bandpass filtered zonal prevailing wind in the 12 - 20 day range in dependence of the winter (December - February) zonal prevailing wind near 95 km, of the years 1980 - 1997.*

deceleration of the westerly flow above the measuring height, while the planetary wave activity seen there would still be relatively large. This would result in a negative correlation of planetary wave activity and the vertical gradient of the mean zonal prevailing wind. This is shown in Figure 7, where the December - February mean standard deviation σ_b is shown in dependence of the vertical gradient of the zonal prevailing wind at 95 km. The monthly vertical wind gradients were calculated from monthly mean profiles of v_{oz}. These profiles were obtained from the half-hourly means of the zonal and meridional wind and the reflection height using an extended form of Eq. (1) with height-dependent coefficients (e.g. Schminder et al., 1994). However, since the reflection height was not measured before autumn 1982, the results in Figure 7 are obtained from a smaller database. Nevertheless, the negative correlation is significant at the 99% level.

The correlation coefficients are also shown in the 3rd column of Table 1. It can be seen that the correlation between planetary wave activity and mean vertical gradient is stronger than the one between σ and zonal prevailing wind. This result is to be expected, since planetary waves that are still relatively large in the mesopause region have to transfer their energy to the mean flow above the measuring height, thus changing the gradients independently of the strength of the mean flow, and the original planetary wave in the lower middle atmosphere itself. Thus, the vertical wind gradient is more or less purely a result of wave breaking and thus should be directly linked to planetary wave activity. However, the prevailing wind at mesopause heights itself is an integrated result of dynamical and radiative influences on the middle atmosphere dynamics at all heights, and therefore reflects the variability of the entire atmosphere below (Beckmann and Jacobi, 1998), and therefore a part of the variability of v_{oz} is not connected to planetary wave activity. This leads to the observed lower correlation with the planetary wave activity.

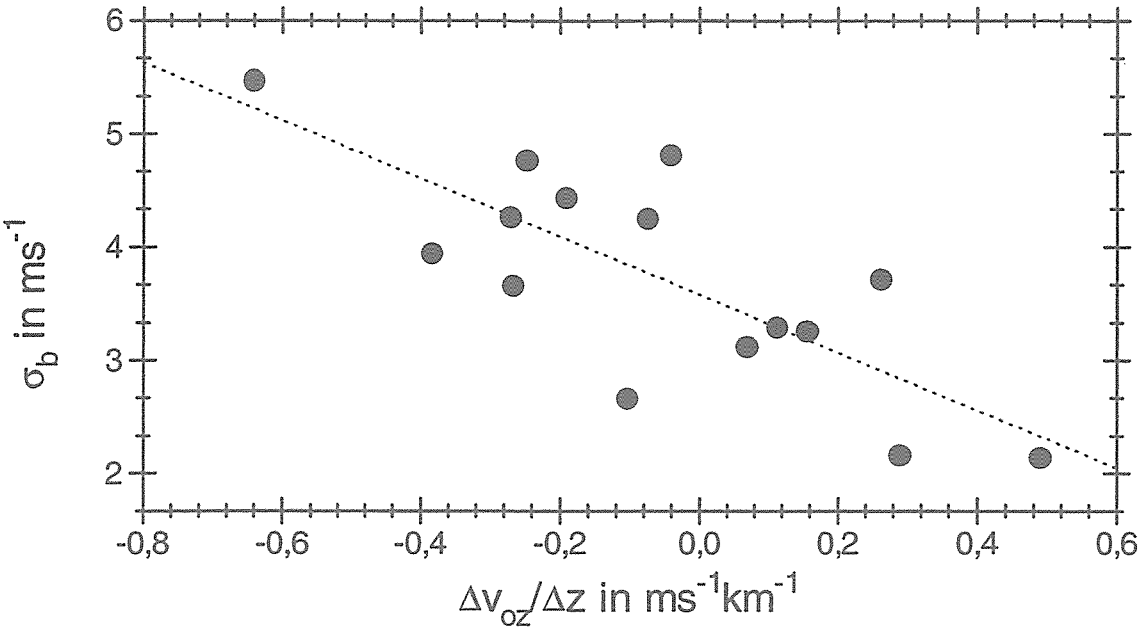


Figure 7: *Standard deviation σ_b of the bandpass filtered zonal prevailing wind in the 12 - 20 day range in dependence of the winter (December - February) vertical gradient of the zonal prevailing wind at 95 km, of the years 1983 - 1997.*

Parameter	Correlation coefficient (with v_{oz})	Correlation coefficient (with $\Delta v_{oz}/\Delta z$)
σ_z	0.68**	-0.73**
σ_m	0.25	-0.62*
σ_b	0.55*	-0.77**
σ_z^2	0.63*	-0.75**
σ_m^2	0.27	-0.59*
σ_b^2	0.56*	-0.77**

Table 1: *Correlation coefficient, obtained after Eq. (4) using different components of σ as estimates of the planetary wave activity. The results refer to winter (December - February) mean values of v_{oz}, $\Delta v_{oz}/\Delta z$, and σ. Values that are significant at the 95% or 99%-level are marked with one or two asterisks, respectively. Period used was 1983 - 1997.*

4. Concluding remarks

If at mesopause region heights a considerable planetary wave exists, it has to transfer its westward directed momentum to the mean flow above this level, and considering this it is clear that the observed negative correlation between vertical mean zonal wind gradient is a direct consequence of wave-mean flow interaction in the lower thermosphere. On the other hand, the positive correlation between planetary wave activity and zonal mean wind at the mesopause region means that planetary wave interannual variability is - at least in part - not due to the variability

of tropospheric wave excitation, but rather to the degree of wave breaking below the mesopause, so that large planetary wave activity at the mesopause means that simply the wave energy has not yet been transferred to the mean flow completely.

However, such a mechanism cannot be proved from mesopause region wind data alone. Numerical analyses as they were done by Grollmann (1992), however, also cannot completely elucidate the processes involved, since the stratospheric properties were the same for the model runs with and without planetary wave forcing. However, wave breaking at different levels will be steered by the mean state of the stratosphere. This would require a connection between mesopause region winds in winter and stratospheric dynamical parameters. Beckmann and Jacobi (1998) found that such a correlation is relatively weak, but their investigation was restricted to the mean wind. However, it will be of interest, if in those cases, when planetary wave activity is enhanced in the mesopause region, this is really not due to enhanced wave activity in the stratosphere, but rather due to mean flow modification. In future, combined investigation of stratospheric mean circulation and planetary waves with the mesopause region winds and waves are required. These should be able to shed light on the interannual variability of wave-mean flow interaction processes in the middle atmosphere.

Acknowledgements: This research was supported by the "Deutsche Forschungsgemeinschaft" under contract Schm 918/2-2. I wish to thank Drs. Rudolf Schminder and Dierk Kürschner, Collm, for helpful discussions and advices.

References

Beckmann, B.-R., and Jacobi, Ch., 1998: On the correlation of the mesopause region wind field, the North Atlantic Oscillation and the Central Europe winter temperatures. *Wiss. Mitt. des LIM und des IFT* **9**, Leipzig, 97 - 105.

Bremer, J., Schminder, R., Greisiger, K.M., Hoffmann, P., Kürschner, D., and Singer, W., 1997: Solar cycle dependence and long-term trends in the wind field of the mesosphere/lower thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 497-509.

Dartt, D., Nastrom, G., and Belmont, A., 1983: Seasonal and solar cycle wind variations, 80 - 100 km. *J. Atmos. Terr. Phys.* **45**, 707 - 718.

Espy, P.J., Stegman, J., and Witt, G., 1997: Interannual variations of the quasi-16-day oscillation in the polar summer mesospheric temperature. *J. Geophys. Res.* **102**, 1983 - 1990.

Forbes, J.M., Hagan, M.E., Miyahara, S., Vial, F., Manson, A.H., Meek, C.E., and Portnyagin, Yu.I., 1995: Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere. *J. Geophys. Res.* **100**, 9149 - 9163.

Greisiger, K.M., Portnyagin, Yu.I., and Lysenko, I.A., 1984: Large-scale winter-time disturbances in meteor winds over Central and Eastern Europe and their connection with processes in the stratosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **46**, 389 - 394.

Grollmann, T., 1992: Wechselwirkung freier Moden, Gezeiten und Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre. *Mitt. Inst. Geophys. und Meteorol. Univ. Köln* **84**, 141 p.

Hauchecorne, A., and Chanin, M.L., 1988: Planetary waves-mean flow interaction in the middle atmosphere: numerical modelling and lidar observations. *Ann. Geophysicae* **6**, 409 - 416.

Hirooka, T., and Hirota, I., 1985: Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part II: Second antisymmetric and symmetric modes of zonal wavenumber 1 and 2. *J. Atmos. Sci.* **42**, 536 - 548.

Jacobi, Ch., 1998a: The quasi 16-day wave in the summer midlatitude mesopause region and its dependence on the equatorial quasi-biennial oscillation. *Wiss. Mitt. des LIM und des IFT* **9**, Leipzig, 117 - 129.

Jacobi, Ch., 1998b: On the solar cycle dependence of winds and planetary waves as seen from midlatitude D1 LF mesopause region wind measurements. *Ann. Geophysicae* **16**, 1534 - 1543.

Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1997a: The winter mesopause wind field over Central Europe and its response to stratospheric warmings as measured by D1 LF wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.* **20**, 1223 - 1226.

Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1997b: Measurements of mesopause region winds over Central Europe from 1983 through 1995 at Collm, Germany. *Contrib. Atmos. Phys.* **70**, 189 - 200.

Jacobi, Ch., Schminder, R., Kürschner, D., Bremer, J., Greisiger, K.M., Hoffmann, P., and Singer, W., 1997c: Long-term trends in the mesopause wind field obtained from D1 LF wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.* **20**, 2085 - 2088.

Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1998: Planetary wave activity obtained from long-term (2-18 days) variations of mesopause region winds over Central Europe (52°N, 15°E). *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **60**, 81 - 93.

Kürschner, D., 1991: Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen. *Z. Meteorol.* **41**, 262 - 266.

Kürschner, D., Schminder, R., Singer, W., and Bremer, J., 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion. *Z. Meteorol.* **37**, 322 - 332.

Manson, A.H., Gregory, J.R., and Meek, C.E., 1981: Atmospheric waves (≈ 10 min - 30 days) in the mesosphere and lower thermosphere at Saskatoon (52°N, 107°W), October 1978 - September 1979. *Planet. Space Sci.* **29**, 615 - 625.

Manson, A.H., and Meek, C.E., 1986: The dynamics of the mesosphere and lower thermosphere at Saskatoon (52°N). *J. Atmos. Sci.* **51**, 276 - 284.

Muller, H.G., Whitehurst, G.A., and O´Neill, A., 1985: Stratospheric warmings and their effect on the winds in the upper atmosphere during the winter of MAP/WINE 1983 - 1984. *J. Atmos. Terr. Phys.* **47**. 1143 - 1147.

Namboothiri, S.P., Manson, A.H., and Meek, C.E., 1993: Variations of mean winds and tides in the upper middle atmosphere over a solar cycle, Saskatoon, Canada, 52°N, 107°W. *J. Atmos. Terr. Phys.* **55**, 1325 - 1334.

Salby, M.L. and Roper, R., 1980: Long-period oscillations in the meteor region. *J. Atmos. Sci.* **37**, 237 - 244.

Schminder, R., and Kürschner, D., 1981: Wind field anomalies in the upper mesopause region over Central Europe and the major stratospheric warming in February 1981. *J. Atmos. Terr. Phys.* **43**, 735 - 736.

Schminder, R., Singer, W., Kürschner, D., Hoffmann, P., and Keuer, D., 1994: Permanent monitoring of the upper atmosphere wind field over Central Europe by a joint analysis of LF wind profiler and MF radar measurements at Collm and Juliusruh (Germany). *Meteorol. Z., N.F.* **3**, 297 - 300, 1994.

Schminder, R., Jacobi, Ch., Kürschner, D., Hoffmann, P., Keuer, D., and Singer, W., 1997a: The upper mesosphere and lower thermosphere wind field over Central Europe from 1994 through 1996 obtained from a joint analysis of LF windprofiler and MF radar measurements. *Meteorol. Z., N.F.* **6**, 225 - 229.

Schminder, R., D. Kürschner, W. Singer, P. Hoffmann, D. Keuer, and J. Bremer, 1997b: Representative height-time cross-sections of the upper atmosphere wind field over Central Europe 1990 - 1996. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 2177 - 2184.

Schoeberl, M.R., 1983: A study of stratospheric vacillations and sudden warmings on a β-plane. Part I: single wave-mean flow interaction. *J. Atmos. Sci.* **40**, 769 - 787.

Tao, X., 1994: Wave-mean flow interaction and stratospheric sudden warmings in an isentropic model. *J. Atmos. Sci.* **51**, 134 - 153.

Thomson, R.E., and K.Y. Chow, 1980: Butterworth and Lanczos-window cosine filters with application to data processing on the UNIVAC 1106 computer. Institute of Ocean Sciences, Sindey, B.C., Pacific Marine Science Report 80-9.

Williams, C.R., and Avery, S.K., 1992: Analysis of long-period waves using the mesosphere-stratosphere-troposphere radar at Poker Flat, Alaska. *J. Geophys. Res.* **97**, 855- 861.

Author's address:

Christoph Jacobi
Institute for Meteorology
University of Leipzig
Stephanstr. 3
D-04103 Leipzig
Germany
email: jacobi@rz.uni-leipzig.de
http://www.uni-leipzig.de/~jacobi

Correlation between stratosphere and upper mesosphere: A comparison of Collm mesopause winds and Berlin stratospheric analyses

Christoph Jacobi and Peter Braesicke

Summary:

Collm mesopause winds are analysed with respect to their correlation with 30 hPa northern hemispheric stratospheric winds and pressure level heights. Correlation maps, based on the period of December 1978 through November 1997, are presented for each month of the year, showing possible connections between the lower and upper middle atmosphere, partly owing to the 10-12-year oscillation (TTO). Although in winter due to the propagation of planetary waves into the mesosphere direct coupling between the different layers of the atmosphere especially during stratospheric warmings is possible, the strongest correlation between stratosphere and mesopause region is found in summer, which is for the most part connected with the solar cycle dependence of the middle atmosphere.

Zusammenfassung:

Die Mesopausenwinddaten vom Collm werden in Bezug auf ihre Verbindung mit stratosphärischen Winden und Druckhöhen in 30 hPa untersucht. Abbildungen der Korrelationskoeffizienten, basierend auf dem Zeitraum von Dezember 1978 bis November 1997 zeigen mögliche Verbindungen zwischen Stratosphäre und Mesopausenregion, zum Teil über die 10-12-jährige Schwingung (TTO) der Stratosphäre. Obwohl im Winter wegen der Ausbreitung planetarer Wellen in die Mesosphäre speziell während rascher Stratosphärenerwärmungen eine direkte Verbindung zwischen den Schichten der Atmosphäre auftritt, werden die stärksten Korrelationen im Sommer gefunden, größtenteils durch den Einfluß der TTO.

1. Introduction

There have been numerous investigations on the coupling between the middle and upper atmosphere since a long time (Faust, 1967; Lauter, 1967; Heard, 1968; Manson, 1968; Ebel, 1975; Bencze, 1988; Abraham, 1997; Adler, 1997). A principle advantage of using upper atmosphere data e.g. for climate monitoring is the large scale size of wind systems there (Azcárraga et al., 1972; Muller and Kingsley, 1974; Muller et al., 1995), which to an important part excludes the influence of local effects on point measurements, so that the results from single time series can to a certain degree be interpreted in terms of a quasi-hemispheric signal. However, interpreting upper atmosphere data in terms of atmospheric processes requires the knowledge of the coupling processes between the different layers of the atmosphere. The mesosphere/lower thermosphere region is coupled to the middle and lower atmosphere due to gravity wave propagation and -breaking, and in winter through planetary waves that propagate upwards from the troposphere to the stratosphere and mesosphere. Thus different waves provide a direct dynamical link between the different layers of the atmosphere. However, there are many processes involved in this coupling. Therefore long-term studies are required that may cover the time scales of all concerned processes.

We are interested in dynamical links between the lower and upper middle atmosphere. Therefore stratospheric heights and winds have to be investigated together with upper middle at-

mospheric winds. Since the time scales of the relevant oscillations are long - at least the 10-12 year oscillation (TTO, Labitzke and van Loon, 1988; 1997) has to be taken into account, since the TTO influences planetary wave propagation and thus also the coupling between stratosphere and upper mesosphere - only long-term wind measurements in the mesopause region are useful for such a comparison. These time series are relatively rare, one of them is the Collm LF D1 wind time series. We will use monthly means of these data. When doing so, one has to be aware that many of the coupling processes are due to short term phenomena as gravity waves, tides, and planetary waves, especially during stratospheric warmings (Schminder and Kürschner, 1981; Jacobi et al., 1997a). However, most of these processes are very variable, so that it appears useful to use a more integrated measure of the dynamical processes, that is the prevailing wind.

Well-known oscillations that influence the stratosphere and mesosphere as well are the equatorial quasi-biennial oscillation QBO (Holton and Tan, 1980; 1982; Labitzke and van Loon, 1988, 1992; Jacobi et al., 1996) and the solar influence which represents itself in the 10-12 year oscillation (van Loon and Labitzke, 1994, 1997; Labitzke and van Loon, 1995) which is also found in upper atmospheric winds in summer (Jacobi et al., 1997b,c; Jacobi, 1998a,b). There is also an influence of the southern oscillation on the stratosphere (van Loon and Labitzke, 1987) which could lead to a possible correlation between stratosphere and upper mesosphere.

In the following we present correlation maps of the zonal prevailing wind v_{oz} at Collm and stratospheric parameters at 30 hPa. The analysis will mainly restrict to the presentation of the correlation patterns, but we will refer to current investigations on processes that are affected by stratosphere-mesosphere coupling, so that the presented figures will give additional insight into the dominant coupling processes involved.

2. Description of the datasets and analysis

The upper atmosphere zonal prevailing wind data measured at Collm are used. The measurements and data analysis have been extensively described by Kürschner (1975, 1991), Kürschner et al. (1987), Schminder (1995), Schminder and Kürschner (1988, 1994), and Jacobi et al. (1998). Monthly mean winds from three measuring paths are available since December 1978. They refer to a mean reflection point at 52°N, 15°E at a height of approximately 95 km.

For the stratospheric data we use gridded 30 hPa pressure level heights h_{30} from Berlin analyses (e.g. Pawson et al., 1993). Estimates of zonal geostrophic wind v_{30} at that height were calculated from the monthly mean geopotential heights by assuming geostrophic equilibrium (Pawson et al., 1993):

$$v_{30} = \frac{g}{2\Omega a \sin\varphi}\left(\frac{\Delta z}{\Delta \varphi}\right), \qquad (1)$$

with z as the height of the 30 hPa level, φ as the latitude, g as the acceleration due to gravity, and Ω as the rotation rate of the earth, and a as the radius of the earth.

The wind field of the mesopause region, as reflected in Collm wind data, and the stratospheric heights and winds are compared by simply using a linear regression analysis:

$$v_{oz} = x_1 + \Delta_1 \cdot v_{30}\,, \qquad \text{and} \qquad v_{oz} = x_2 + \Delta_2 \cdot h_{30}\,, \qquad (2)$$

with Δ_1 and Δ_2 showing the dependence of v_{oz} on the respective parameter. For the analysis, however, we use the correlation coefficients between v_{oz} and v_{30}, or v_{oz} and h_{30}, respectively, which will give insight into possible connection between the two height regions.

3. Results

Maps of the correlation coefficient between v_{oz} and h_{30} in the northern hemisphere are shown in the Figures 1 - 4 for each month of the year. The respective correlation coefficients between v_{oz} and the geostrophic zonal wind v_{30} derived from the h_{30} values are shown in Figures 5 - 8. Since the stratospheric winds are derived from the height gradients, these figures do not contain much more information, but are partly useful for visualising possible connections. Regions of correlation coefficients above 0.5 or below -0.5, respectively, are emphasized.

Considering the correlation between v_{oz} and h_{30}, the patterns appear variable from month to month, and additionally in most of the months a longitudinal variability is visible. As an exception from this rule, in spring and early summer in part large negative values are found at latitudes below 50°N, but positive values at higher latitudes (Figure 2). This means, however, that the mesopause region winds are negatively correlated with the stratospheric winds in midlatitudes. This can be seen in Figure 6. One of the dominating periods influencing the interannual variability of spring and summer monthly mean winds at the mesopause region is the 11-year solar cycle (Jacobi et al., 1998a,b). Negative correlation coefficients mean, however, that the influence of the solar cycle is different in the stratosphere and upper mesosphere. This is in correspondence with results of Hauchecorne et al. (1991), who reported a very complex height structure of the solar cycle influence on mesospheric temperatures, which possibly is connected with planetary wave propagation changes within the TTO (Keckhut et al., 1995).

The correlation patterns between stratospheric height and mesopause region wind in winter are more variable. For instance, the patterns in December (lower panel of Figure 4) and January (upper panel of Figure 1) are very different, so that in December positive correlations are found in the northernmost latitudes, but in January the correlation is negative there.

Considering the correlation with stratospheric winds, this means that in early and late winter (i.e. November, December, and March, Figures 5 and 8) the mesopause region winds are positively correlated with stratospheric winds at lower latitudes, and in part negatively correlated with high-latitude winds, while in January and February the opposite pattern is found. This may be due to the reaction of the upper mesosphere on stratospheric warmings that in part lead to a direct coupling between stratosphere and upper mesosphere through planetary wave propagation and the breakdown of the stratospheric polar vortex. The undisturbed conditions, however, are reflected in the early winter patterns and show a negative correlation between stratospheric vortex and upper mesosphere. This means, as it is the case in summer, the mesosphere reacts to external influences just in the opposite way as the stratosphere does.

In the autumn months (especially in September, and October, lower panels of Figures 3 and 7, upper panels of Figures 4 and 8) the patterns exhibit rather weak correlation between stratosphere and mesopause region. This is mostly due to enhanced uncertainty of the mesopause region winds in connection with the autumn transition of the wind field (e.g. Schminder and Kürschner, 1992, 1994; Schminder et al., 1997a,b). Usually shorter periods than one month are necessary to investigate correlations between the different layers of the atmosphere.

4. Conclusions

There are some months when the coupling between stratosphere and upper mesosphere appears to be enhanced, although it is not very strong on an annual mean. Usually, stratospheric and mesospheric wind fields are negatively correlated, that is, a stronger stratospheric polar vortex in winter is connected with weaker mesospheric winds, and in summer the mesopause region winds are negatively correlated with stratospheric zonal geostrophic winds at nearly the entire northern hemisphere. In summer, an influence of the 11-year solar cycle is found both in stratosphere and upper mesosphere. This leads to enhanced correlation coefficients then.

However, stratospheric warmings in the northern winter are leading to a reversed correlation, which means that in January and February stratospheric winds at higher latitudes are positively correlated to mesopause region winds.

Acknowledgements

This work was partly supported by the German Research Foundation under contract Schm 981/2-2. We wish to thank Drs. Rudolf Schminder and Dierk Kürschner, Collm, for providing Collm wind data and for many helpful advices, as well as the Berlin stratospheric research group for maintaining and providing the stratospheric height data.

References

Abraham, S., Dhaka, S.K., Praveen, K.D., Nath, N., Nagpal, O.P., and Baluja, K.L., 1997: Lower stratosphere coupling with the mesosphere through the QBO. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 1885 - 1889.

Azcárraga, A., Sánchez, L., Rose, G., and Widdel, H.U., 1972: An evaluation of the scale of mesospheric wind disturbances. *Space Res.*, **12**, 613 - 614.

Adler, N.O., Elias, A.G., and Manzano, J.R., 1997: Association between ionospheric maximum electron density and lower stratospheric temperature. *J. Geophys. Res.* **102**, 25973 - 25976.

Bencze, P., 1988: Dynamische Prozesse in der unteren Ionosphäre als Indikatoren der Wechselwirkung zwischen verschiedenen Schichten der Atmosphäre. *Z. Meteorol.*, **38**, 103 - 108.

Ebel, A., and W. Bätz, 1975: Beobachtungen der ionosphärischen Absorption im Vergleich mit Kenngrößen der stratosphärischen Zirkulation.

Faust, H., 1967: Interaction between the different layers of the homosphere. *Arch. Met. Geophys. Bioklimat.*, **A16**, 12 - 30.

Hauchecorne, A., Chanin, M.-L., and Keckhut, P., 1991: Climatology and trends of the middle atmospheric temperature (33-87 km) as seen by Rayleigh Lidar over the south of France. *J. Geophys. Res.* **96**, 15297 - 15309.

Heard, W.C., 1968: Mesospheric-stratospheric coupling. *Nature* **217**, 1038 - 1040.

Jacobi, Ch., 1998a: On the solar cycle dependence of winds and planetary waves as seen from midlatitude D1 LF mesopause region wind measurements. *Ann. Geophysicae*, in press.

Jacobi, Ch., 1998b: Der Einfluß des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auf dynamische Prozesse in der Mesosphäre mittlerer Breiten. *Ann. Meteorol.*, im Druck.

Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1996: On the influence of the stratospheric quasi-biennial oscillation on the mesopause zonal wind over Central Europe. *Meteorol. Zeitschrift N.F.* **5**, 218 - 223.

Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1997a: The winter mesopause wind field over Central Europe and its response to stratospheric warmings as measured by D1 LF wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.* **20**, 1223 - 1226.

Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1997b: Measurements of mesopause region winds over Central Europe from 1983 through 1995 at Collm, Germany. *Beitr. Phys. Atmosph.* **70**, 189 - 200.

Jacobi, Ch., Schminder, R., Kürschner, D., Bremer, J., Greisiger, K.M., Hoffmann, P., and Singer, W., 1997c: Long-term trends in the mesopause wind field obtained from D1 LF wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.* **20**, 2085 - 2088.

Keckhut, P., Hauchecorne, A., and Chanin, M.-L., 1995: Midlatitude long-term variability of the middle atmosphere: Trends and cyclic and episodic changes. *J. Geophys. Res.* **100**, 18887 - 18897.

Kürschner, D., 1991: Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen, *Z. Meteorol.* **41**, 262 - 266.

Kürschner, D., Schminder, R., Singer, W., and Bremer, J., 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion, *Z. Meteorol.* **37**, 322 - 332.

Labitzke, K., and van Loon, H., 1988: Associations between the 11-year solar cycle, the QBO and the atmosphere. Part I: The troposphere and stratosphere in the northern hemisphere in winter. *J. Atmos. Terr. Phys.* **50**, 197 - 206.

Labitzke, K., and van Loon, H., 1992: On the association between the QBO and the extratropical stratosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **54**, 1453 - 1463.

Labitzke, K., and van Loon, H., 1995: Connection between the troposphere and stratosphere on a decadal scale. *Tellus* **47A**, 275 - 286.

Labitzke, K., and van Loon, H., 1997: The signal of the 11-year sunspot cycle in the upper troposphere-lower stratosphere. Space Sci. Rev. **80**, 393 - 410.

Lauter, E.A., 1967: present research aspects in ionosphere-stratosphere coupling effects. *Space Res.* **7**, 212 - 217.

Manson, A.H., 1968: Coupling effects between the ionosphere and stratosphere in Canada (45°N, 75°W), 1962 - 1966. *J. Atmos. Terr. Phys.* **30**, 627 - 632.

Muller, H.G., and Kingsley, S.P., 1974: On the scale size of wind systems in the meteor zone. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **36**, 1851 - 1861.

Muller, H.G., Havill, R.L., Comley, V.E., and Hill, P.C.J., 1995: A study of meteor radar winds from two locations in the British Isles. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **57**, 979 - 993.

Pawson, S., Labitzke, K., Lenschow, R., Naujokat, B., Rajewski, B., Wiesner, M., and Wohlfart, R.-C., 1993: Climatology of the northern hemisphere stratosphere derived from Berlin analyses. Part 1: Monthly means. *Meteorol. Abh. des Inst. f. Meteorol. d. FU Berlin, N.F., Ser. A*, **7**(3).

Schminder, R., 1995: Die Entwicklung des Arbeitsgebietes Physik der Hochatmosphäre am Geophysikalischen Observatorium Collm. In: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig, *Wiss. Mitt. des LIM und des IFT*, Leipzig **1**, 1 - 21.

Schminder, R., and Kürschner, D., 1981: Wind field anomalies in the upper mesopause region over Central Europe and the major stratospheric warming in February 1981. *J. Atmos. Terr. Phys.* **43**, 735 - 736.

Schminder, R., and Kürschner, D., 1992: Höhen-Zeit-Schnitte der Windfelder (Grund- und Gezeitenwind) zwischen 85 und 105 km Höhe über Mitteleuropa für 1990 aus funktechnischen D1-Windmessungen am Observatorium Collm, *Kleinheubacher Berichte* **35**, 137 - 145.

Schminder, R., and Kürschner, D., 1994: Permanent monitoring of the upper mesosphere and lower thermosphere wind fields (prevailing and semidiurnal tidal components) obtained from LF D1 measurements in 1991 at the Collm Geophysical Observatory, *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 1263 - 1269.

Schminder, R., Jacobi, Ch., Kürschner, D., Hoffmann, P., Keuer, D., and Singer, W., 1997a: The upper mesosphere and lower thermosphere wind field over Central Europe from 1994 through 1996 obtained from a joint analysis of LF windprofiler and MF radar measurements. *Meteorol. Zeitschrift, N.F.* **6**, 225 - 229.

Schminder, R., Kürschner, D., Singer, W., Hoffmann, P., Keuer, D., and Bremer, J., 1997b: Representative height-time cross-sections of the upper atmosphere wind field over central Europe 1990-1996. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 2177 - 2184.

Van Loon, H., and Labitzke, K., 1987: The Southern Oscillation. Part V: The anomalies in the lower stratosphere of the northern hemisphere in winter and a comparison with the quasi-biennial oscillation. *Mon. Wea. Rev.* **115**, 357 - 369.

Van Loon, H., and Labitzke, K., 1994: The 10-12-year oscillation. *Meteorol. Zeitschrift, N.F.* **3**, 259 - 266.

Van Loon, H., and Labitzke, K., 1997: The global influence of the solar cycle in the stratosphere. Beilage zur Berliner Wetterkarte SO **8/97**, 8p.

Addresses of authors

Christoph Jacobi
Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

Peter Braesicke
Meteorological Institute of the FU Berlin, Carl-Heinrich-Becker-Weg 6 - 10, 12165 Berlin

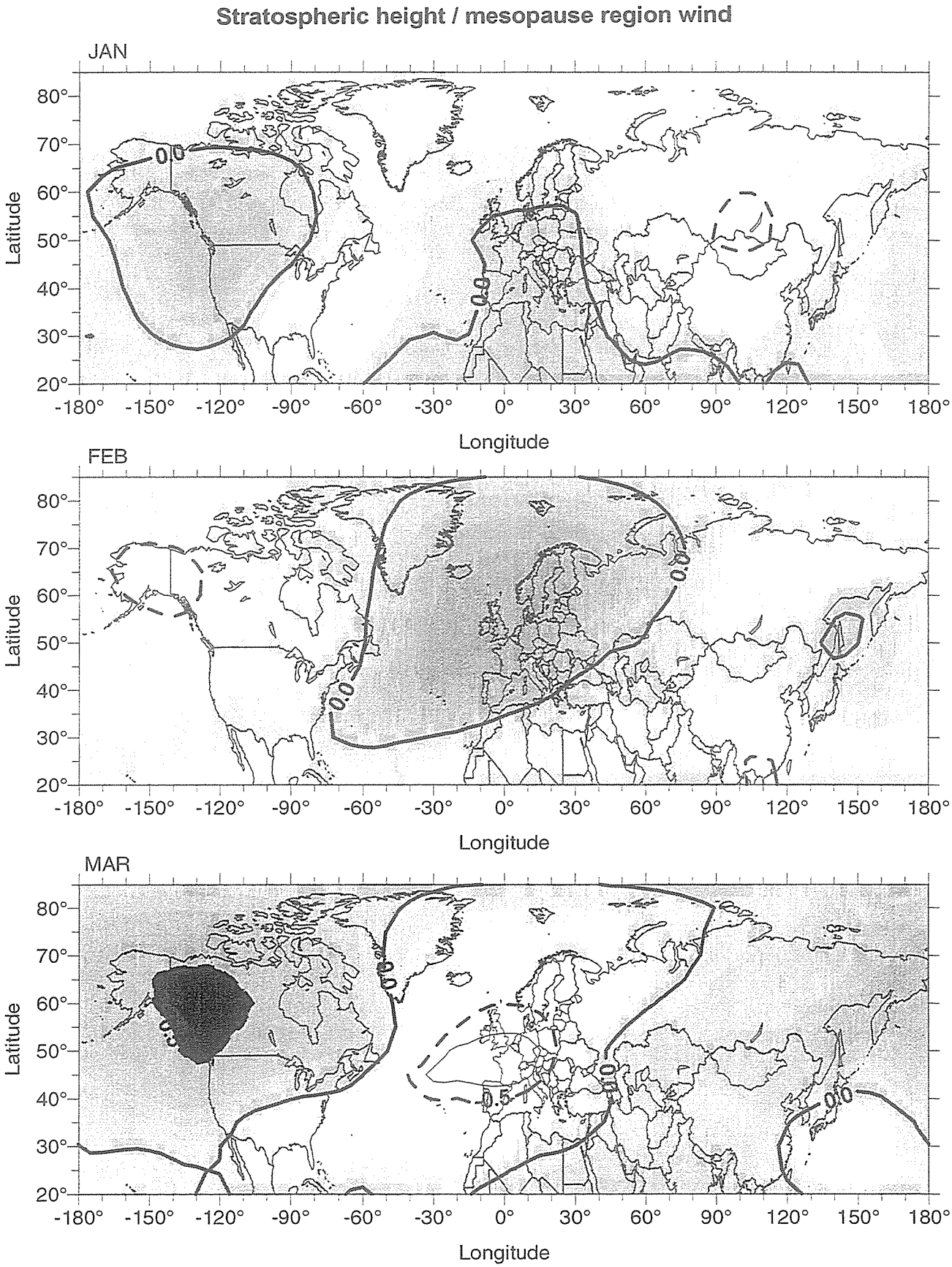


Fig. 1: *Correlation coefficients between Collm mesopause region zonal prevailing winds and heights of the 30 hPa level for January, February, and March.*

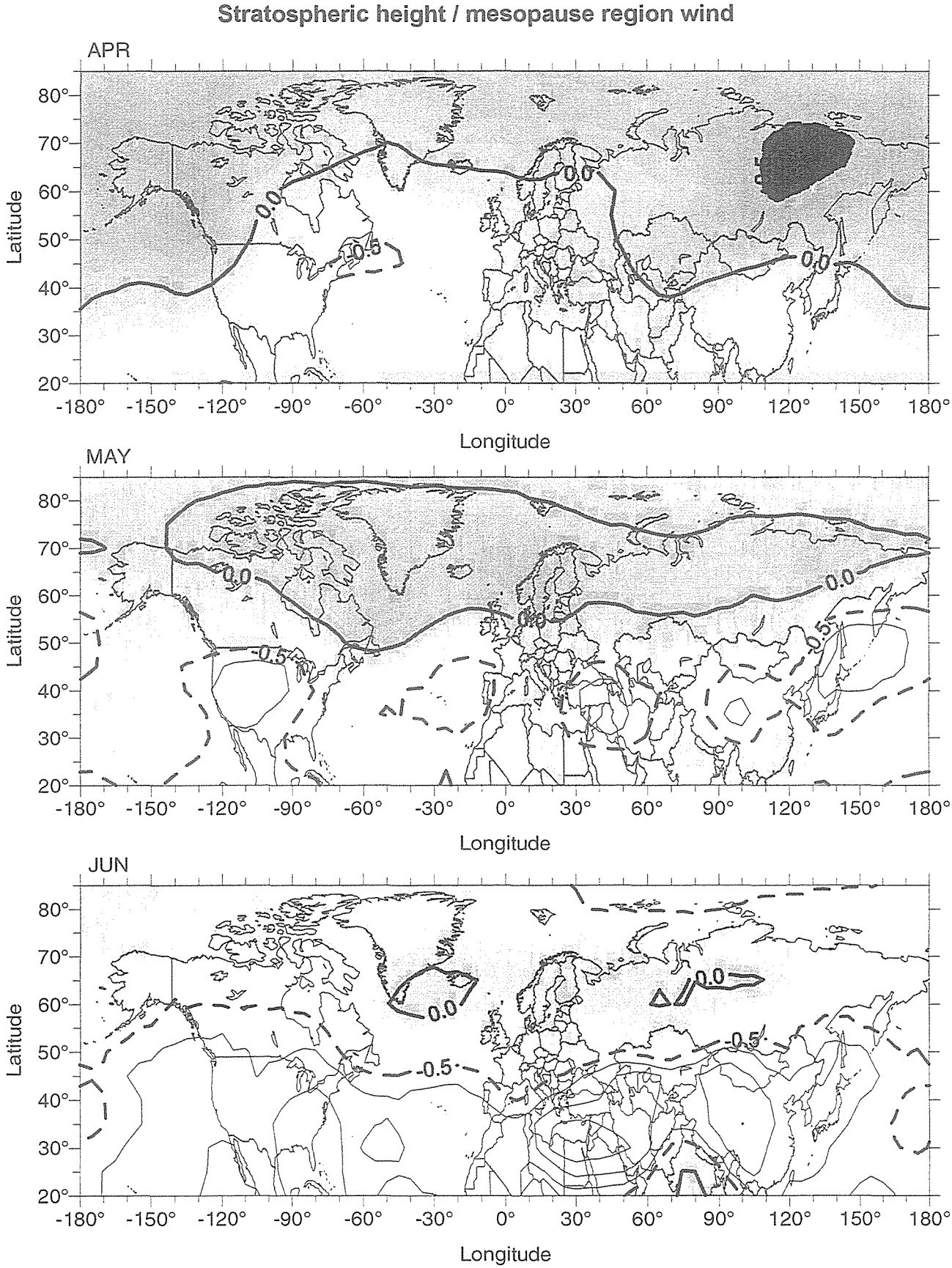


Fig 2: *As Figure 1, but for April, May, and June.*

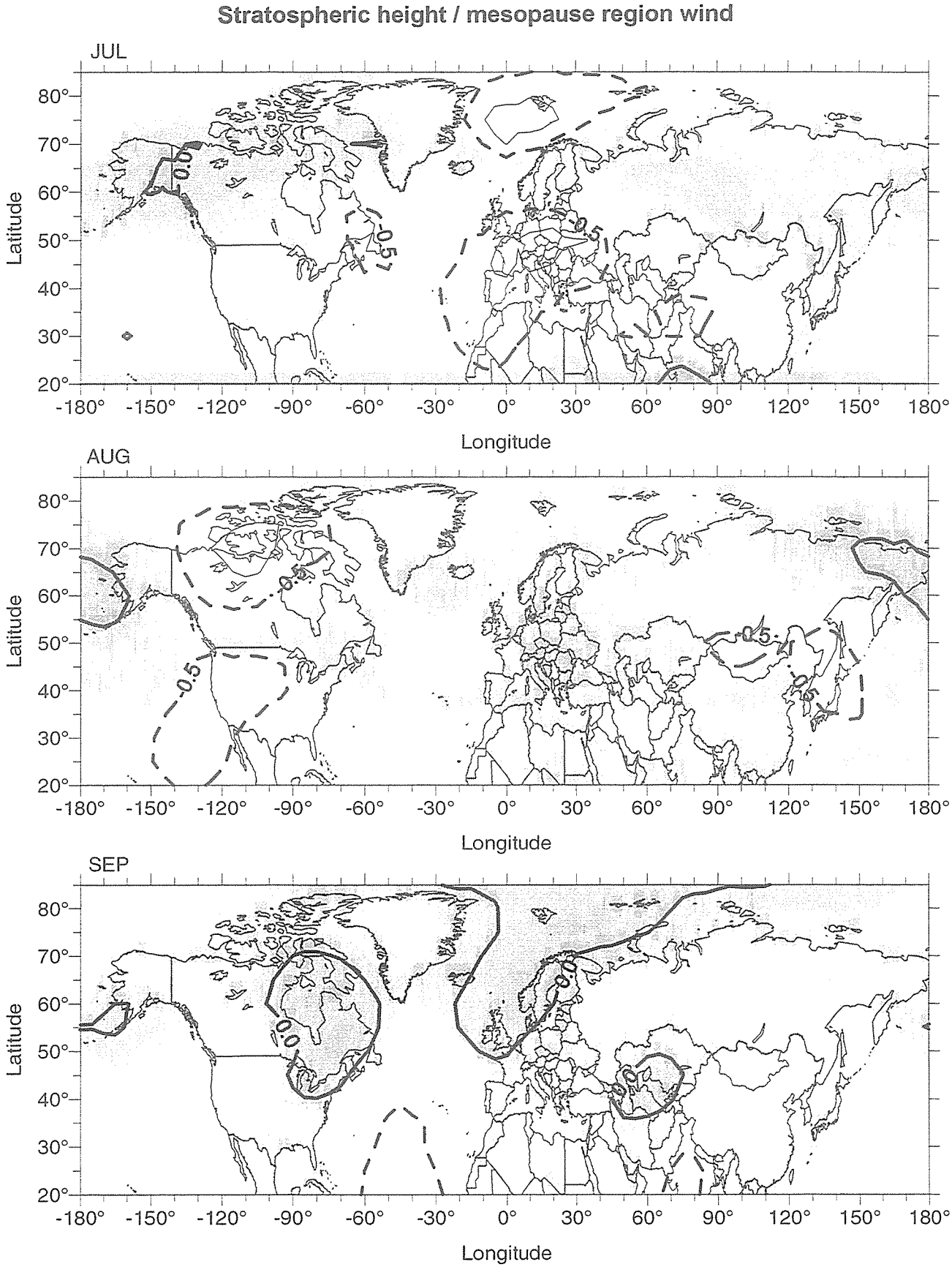


Fig. 3: *As Figure 1, but for July, August, and September.*

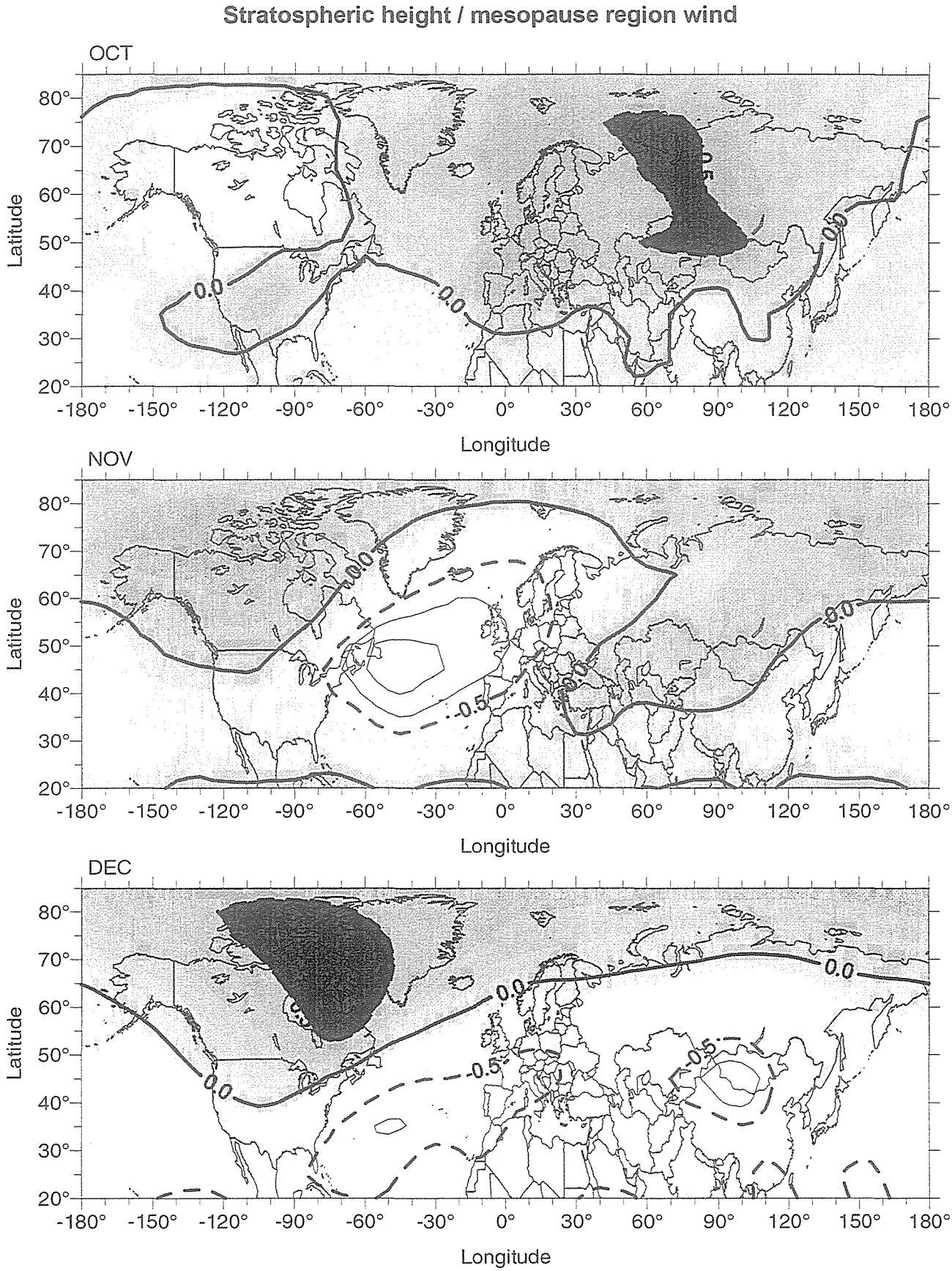


Fig. 4: *As Figure 1, but for October, November, and December.*

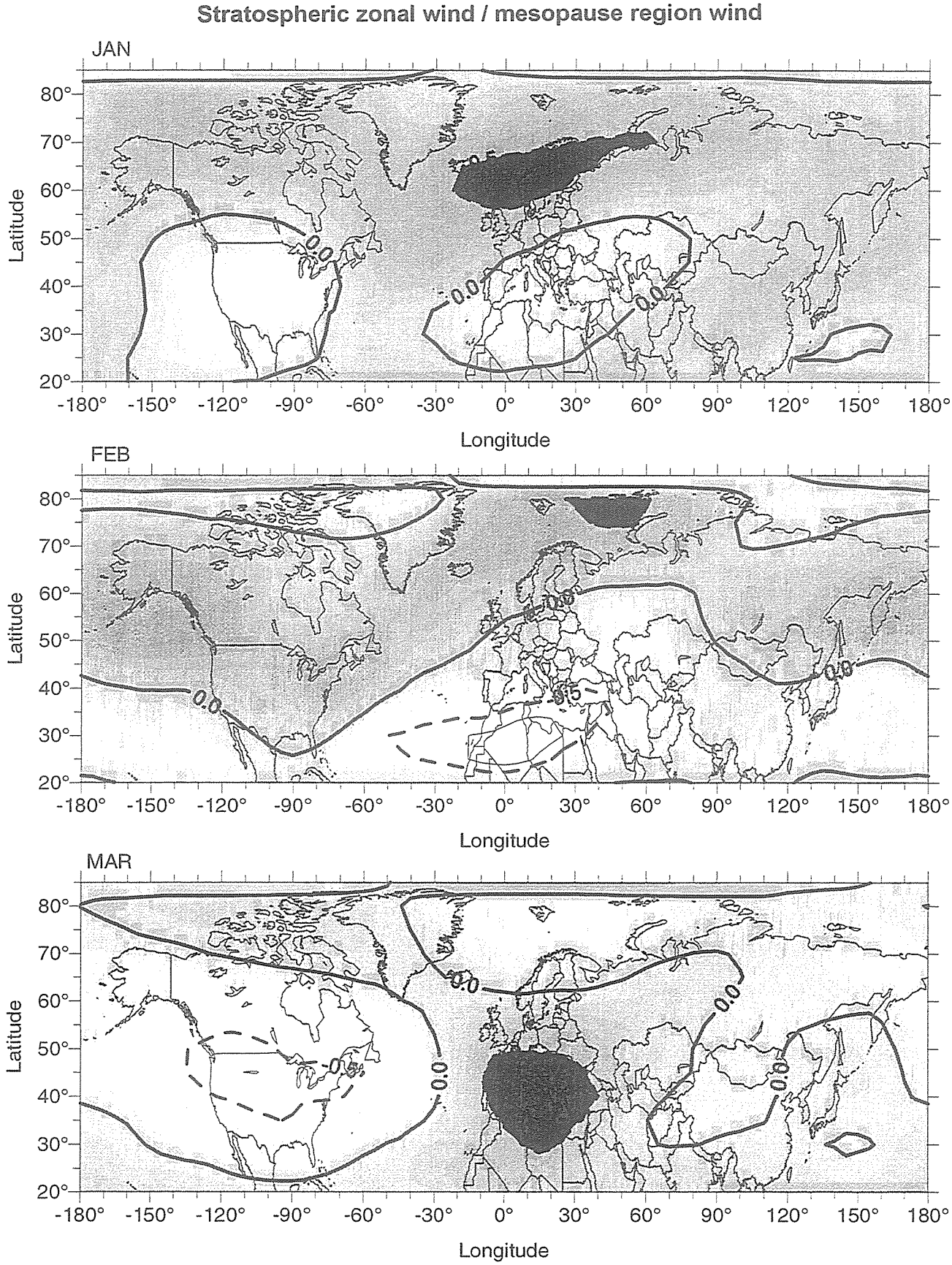


Fig. 5: *Correlation coefficients between Collm mesopause region zonal prevailing winds and 30 hPa zonal geostrophic wind for January, February, and March.*

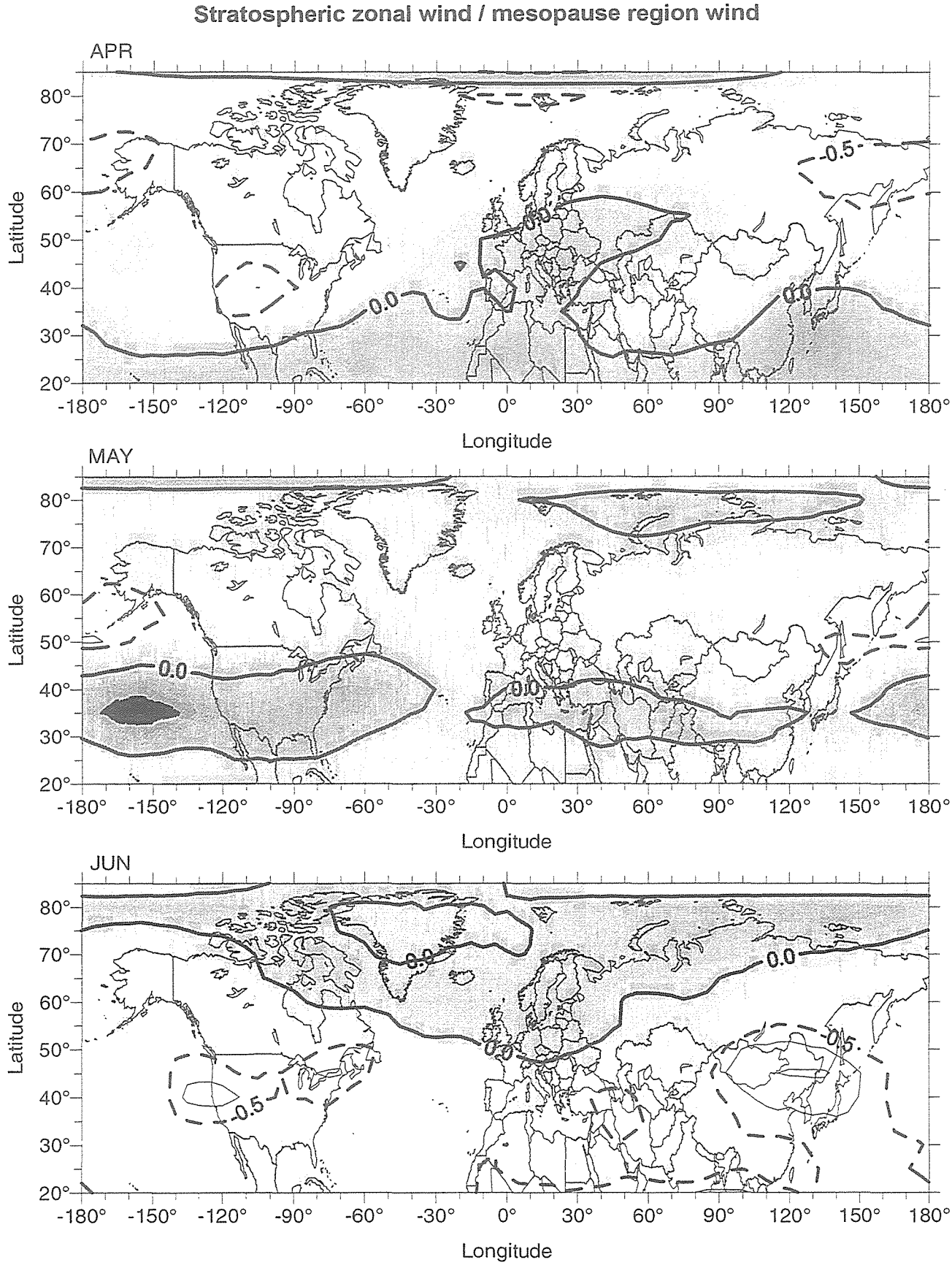


Fig. 6: *As Figure 5, but for April, May, and June.*

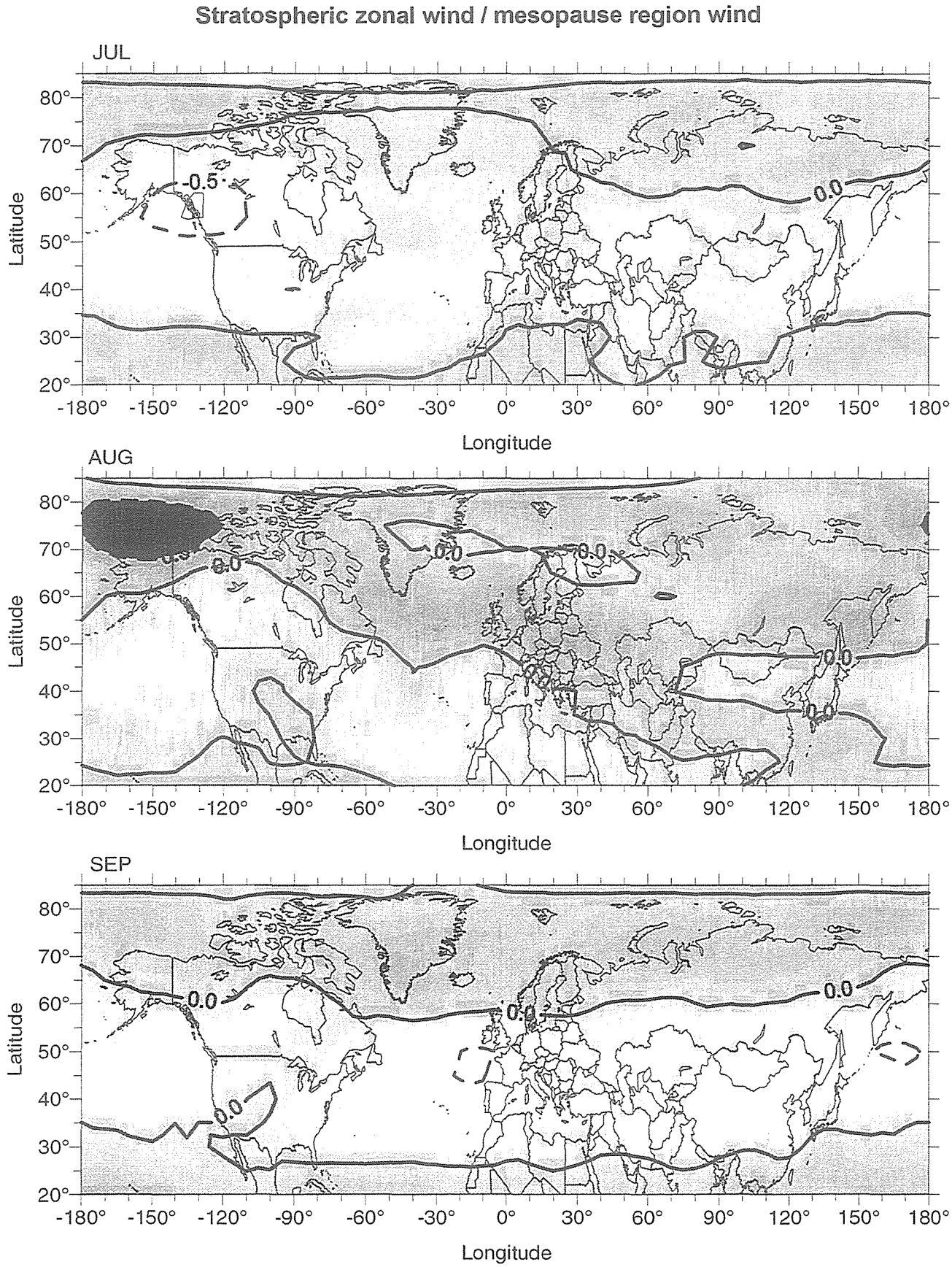


Fig. 7: *As Figure 5, but for July, August, and September.*

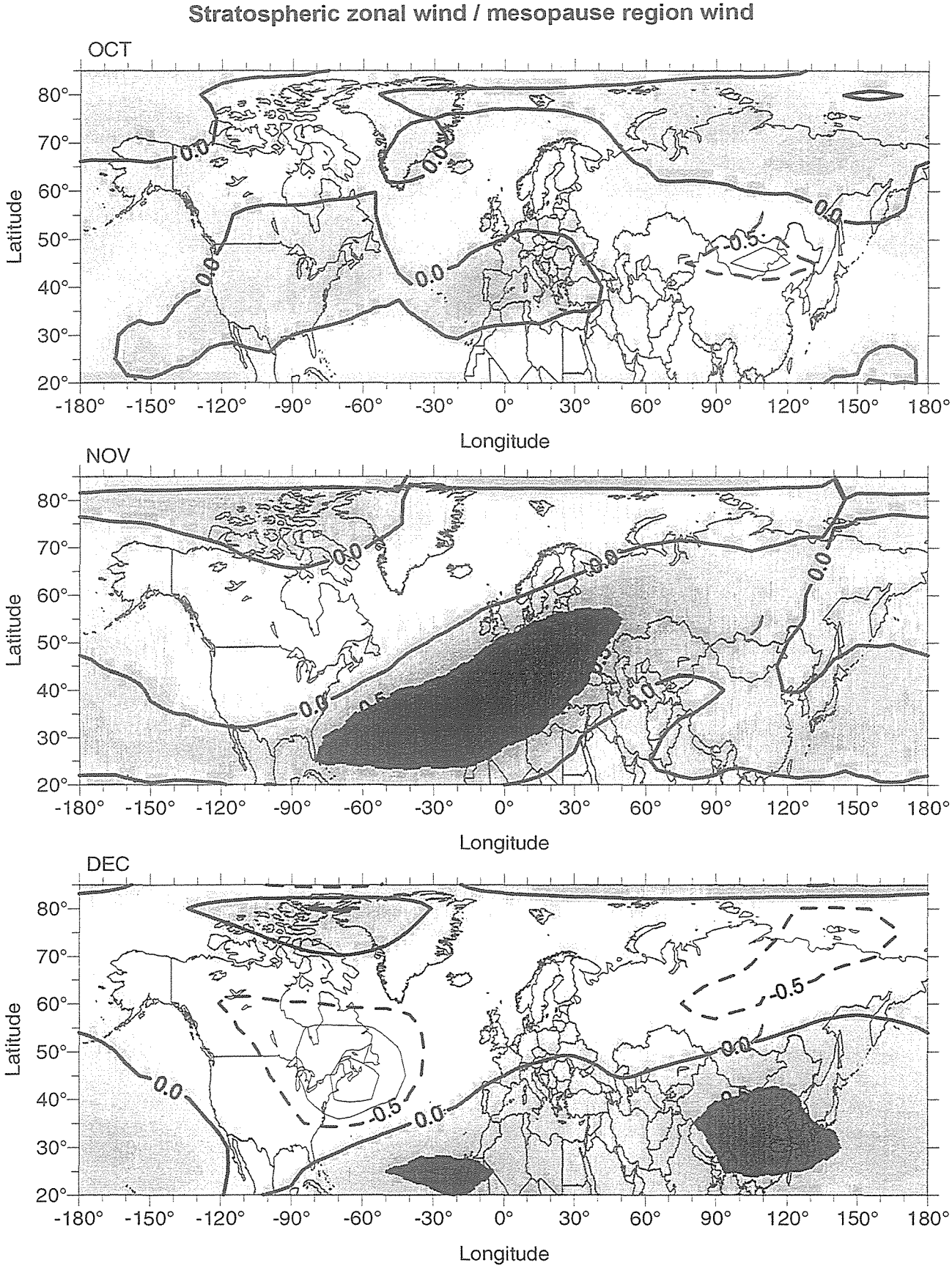


Fig. 8: *As Figure 5, but for October, November, and December.*

Der Zirkumpolarstrom als Wellenleiter für Rossby-Wellen

H.-J. Schönfeldt

Zusammenfassung

Der Einfluß eines Scherstroms auf die Ausbreitung langer barotroper Wellen wird untersucht. Der Antarktische Zirkumpolarstrom ist als eine zonale Scherströmung zu betrachten. Wir zeigen auf einer β-Ebene, daß der Antarktische Zirkumpolarstrom für zonal sich ausbreitende Wellen als Wellenleiter wirkt. Für den linearen Fall des Scherstromes wird die analytische Lösung angegeben. Die gebundenen Wellen sind meridional modal strukturiert und bewegen sich mit einer Gruppengeschwindigkeit von rund 0.02ms^{-1} von West nach Ost (alle).

Abstract

We study the influence of a shear current on barotropic long wave propagation. The Antarctic Circumpolar Current can be considered as a sheared zonal flow. We show that on a β-plane the Antarctic Circumpolar Current acts as a waveguide for zonally propagating waves. We give the analytical solution for the linear sheared case. The trapped waves are modal structured in the meridional direction and propagate from the West to the East (all) with a group velocity of nearly 0.02ms^{-1}.

1. Einleitung

Der Antarktische Zirkumpolarstrom ist mit Transportwerten von $218 \cdot 10^6$ m^{3}sec^{-1} die Meeresströmung mit dem größten Wassertransport auf der Erde (Dietrich u.a. 1975, S. 454 ff). Im antarktischen Wasserring ist die Strömung nicht durch kontinentale Barrieren unterbrochen, bei geringer Temperatur und Salzgehaltsschichtung herrscht annähernd Barotropie, Druckstörungen an der Meeresoberfläche können den Tiefseeboden erreichen, überwiegend zonal nach Osten gerichtete Winde erzeugen kräftige, die ganze Wassersäule erfassende Strömungen.
Harlander und Metz (1998) haben gezeigt, daß sich unter diesen Bedingungen zwischen Zirkumpolarstrom und Küste ein selektiver Wellenleiter für Rossby-Wellen ausbildet. Sie berechneten mittels WKB-Methode die Bahnen von Rossby-Wellenpaketen. Diese Rossby-Wellenpakete können sich überlagern. Das Ergebnis erinnert in Form und Aussehen an Randwellen, Schwerewellen, die am Wellenleiter Küste gefangenen sind. Randwellen lassen sich ebenso wie äquatorial gebundene Rossby-Wellen und auch Kontinentalschelfwellen durch den allgemeinen Wellenansatz

$$f(x,y,t)=f^*(y)e^{i(kx-\sigma t)} \qquad (1)$$

mit σ der Kreisfrequenz und der Wellenzahl k beschreiben (Gill, 1982), wobei wir hier mit der x-Richtung die zonale Richtung bezeichnen wollen. Gleichung (1) beschreibt eine sich zonal ausbreitende Welle mit einem Amplitudenfaktor in meridionaler Richtung. Die an einem Wellenleiter gebundenen Wellen haben die Eigenschaft, daß die Lösung für große y verschwindet. Betrachtet man z.B. äquatorial gebundene Rossby-Wellen, so werden hier die Amplitudenfaktoren $f^*(y)$ durch Hermitische Polynome, die mit der e-Funktion gefaltet werden, beschrieben (Gill, 1982, S. 438). Für an die Küste auf linear abfallendem Bodenprofil gebundene Randwellen sind die Amplitudenfaktoren $f^*(y)$ Laguerresche Polynome, die ebenfalls mit der e-Funktion gefaltet werden. Bisher existiert keine allgemeine analytische Lösung für Rossby-Wellen, die am Antarktischen Zirkumpolarstrom gebunden sind. In diesem Beitrag soll untersucht werden, ob Lösungen nach Gleichung (1) existieren, die durch eine uferparallele Strömung mit Strom-

scherung an die Strömung gebunden sind. Der von Howd et al. (1992) in die Bewegungsgleichung für Schwerewellen (Randwellen) eingeführte Scherstrom läßt sich auf Rossby-Wellen erweitern, wenn man zusätzlich zu dem Scherstrom die Coriolis-Kraft berücksichtigt.

2. Theorie

2.1. Differentialgleichungen für Wasserstand und Strömung aus den Flachwasser-gleichungen

Wir wählen ein Koordinatensystem mit positiver x-Achse in Richtung Osten und der z-Achse vom Nullniveau (NN) positiv aufwärts. Die hydrodynamischen Grundgleichungen ohne Einfluß äußerer Kräfte für die Geschwindigkeitskomponenten u und v mit der Wasserspiegelauslenkung η, dem breitenabhängigen Coriolis-Parameter f und der Erdbeschleunigung g lauten:

$$u_t+uu_x+vu_y+wu_z+g\eta_x-fv=0 \tag{2}$$

$$v_t+uv_x+vv_y+wv_z+g\eta_y+fu=0, \tag{3}$$

mit der Kontinuitätsgleichung

$$u_x+v_y+w_z=0, \tag{4}$$

wobei ein Index eine Ableitung nach der Größe bedeutet. Die Bewegungsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung werden über die Wassersäule h integriert und wir erhalten (siehe Pedlosky, 1987, S. 58ff):

$$(u_x+v_y)h+uh_x+vh_y+\eta_t+u\eta_x+v\eta_y=0 \tag{5}$$

Das Strömungsfeld ist aus einer welleninduzierten und einer mit der Uferentfernung veränderlichen Querströmung zusammengesetzt, damit hat der Strömungsvektor die Komponenten $\{u(x,y,t)+U(y),v(x,y,t),w(x,y,t)\}$. Weiter wird angenommen, daß die mit der Wellenbewegung verbundenen Geschwindigkeiten klein sind und die Wassertiefe $h=h(x,y)=h(y)$ sich in x-Richtung nicht ändert. Eine Änderung der Wassertiefe in y-Richtung wird zugelassen, auch wenn dies für Rossby-Wellen nicht notwendig ist. Dadurch können wir eine Differentialgleichung angeben, die sowohl für Rossby-Wellen als auch für Schwerewellen und hier für Kontinentalschelfwellen bis zu den Randwellen im Rahmen einer linearen Theorie gültig ist. Durch Anwendung einer Störungsrechnung und Verwendung der Terme, die linear in u,v,η sind erhalten wir das Gleichungssystem:

$$u_t+Uu_x+vU_y+g\eta_x-fv=0 \tag{6}$$

$$v_t+Uv_x+g\eta_y+fu=0 \tag{7}$$

$$\eta_t+\eta_xU+[hu]_x+[hv]_y=0 \tag{8}$$

Dieses Gleichungssystem lösen wir durch den allgemeinen Ansatz (1), eine Welle, die sich in oder entgegen der x-Richtung ausbreitet. Setzen wir (1) in (6)-(8) unter den oben gemachten Annahmen ein, erhalten wir

$$u^*(y)=\frac{gk\eta^*(y)+i(fv^*(y)-v^*(y)U_y(y))}{\sigma-kU(y)} \tag{9}$$

$$v^*(y)=-\frac{ig\eta^*{}_y(y)+ifu^*(y)}{\sigma-kU(y)} \tag{10}$$

$$\eta^*(y)=\frac{kh(y)u^*(y)-i[h(y)v^*(y)]_y}{\sigma-kU(y)} \quad . \tag{11}$$

Dieses System von Differentialgleichungen läßt sich numerisch lösen und in eine Differentialgleichung zweiter Ordnung in v^* (oder auch η^* , siehe Anhang) überführen. Wir lassen den Stern und die y-Abhängigkeit bei der Bezeichnung der Größen weg und geben Zwischenergebnisse an.
Zur Ableitung der Differentialgleichung für die Nord-Südkomponente der Geschwindigkeit v benutzen wir die gleichen Bezeichnungen wie oben und folgende Abkürzungen:

$$p=\sigma-kU, \quad c^2=gh, \quad a=p^2-c^2k^2, \quad d=f-U_y \tag{12}$$

Aus Gl. (9) u. (11) erhalten wir für $u^*(y)$ mit h=const. (im Anhang wird eine y-Abhängigkeit für h zugelassen), wobei wir der Einfachheit halber wieder den Stern weglassen:

$$u=\frac{c^2k^2u-ic^2kv_y+ipfv-ipU_yv}{p^2}=\frac{-ic^2kv_y+ipdv}{a} \tag{13}$$

und aus der Ableitung nach y der Gl. (11)

$$\eta_y=kh[\frac{-ic^2kv_y+ipdv}{pa}]_y-ih[\frac{v_y}{p}]_y \quad . \tag{14}$$

Aus (10), (13) und (14) erhalten wir dann

$$\begin{aligned} v=&-\frac{c^4k^2}{p}[\frac{v_y}{pa}]_y+\frac{c^2k}{p}[\frac{dv}{a}]_y+(\frac{fd}{a})v \\ &-\frac{c^2}{p}[\frac{v_y}{p}]_y-\frac{c^2kf}{pa}v_y \\ =&-\frac{c^2}{a}v_{yy}-\frac{c^2}{a}\frac{2p}{a}kU_yv_y+\frac{c^2}{a}(\frac{2k^2}{a}dU_y+\frac{fd}{c^2}+\frac{k}{p}d_y)v \end{aligned} \tag{15}$$

und nach Umformung

$$v_{yy}+\frac{2p}{a}kU_yv_y+(\frac{a}{c^2}-\frac{fd}{c^2}-\frac{k}{p}d_y-\frac{2k^2}{a}dU_y)v=0 \quad . \tag{16}$$

Im Fall des stromlosen Grundzustandes ($U=0$) können wir Gl. (16) wegen $p=\sigma$, $f=d$ und $a=\sigma^2-c^2k^2$ umschreiben zu

$$v_{yy}+(\frac{\sigma^2}{c^2}-k^2-\frac{f^2}{c^2}-\frac{k}{\sigma}f_y)v=0 \quad , \tag{17}$$

die bekannte Differentialgleichung für am Äquator gebundene Rossby-Wellen (equatorially trapped waves, Gill, 1982, S. 438).
Die Amplitudenformfunktion der Wasserstandsauslenkung $\eta^*(y)$ erhalten wir auf analogem Weg (siehe Anhang). Wir führen in Analogie zu der Theorie der Randwellen im Scherstrom (Howd et al., 1992) eine effektive Wassertiefe h' ein:

$$h'(y)=\frac{h(y)}{p^2-fd}=\frac{h(y)}{(\sigma-kU(y))^2-f^2+fU_y(y)} \tag{18}$$

Aus dem System Gl. (9)-(11) wird dann eine Differentialgleichung zweiter Ordnung in η, wobei wir wieder den * weglassen.

$$g[h'\eta_y]_y+(1-gk^2h'+\frac{gk}{(\sigma-kU)}[h'f]_y)\eta=0 \tag{19}$$

Die Ableitungen von f und h' nach y sind bei gegebenem Grundstrom U bekannt. Gleichungen (16) und (19) lassen sich mit einem Runge-Kutta Verfahren numerisch lösen. Randbedingungen für gebundene Wellen, deren Amplituden für große y gegen Null gehen (trapped waves), sind allgemein:

$$\eta(\infty)=0; \qquad u(\infty)=0; \qquad v(\infty)=0; \tag{20}$$

Die Randbedingungen an Küsten ergeben sich aus der Forderung, daß die ufersenkrechte Komponente der Strömung verschwindet, $v(0)=0$. Der Wasserstand kann mit einem beliebigen Wert als Integrationskonstante vorgegeben werden, z.B. $\eta(0)=1$. Aus Gl. (9)-(11) erhält man dann für $y=0$ die abgeleiteten Randbedingungen für die Amplitudenformfunktionen:

$$v(0)=0, \quad \rightarrow \quad \eta_y(0)=\eta\frac{f}{U-\frac{\sigma}{k}} \quad bzw. \quad v_y=\eta\frac{gk^2-(\sigma-kU)^2}{\sigma-kU}; \tag{21}$$

Für $U=0$ geht Gl. (19) in die bekannte Differentialgleichung für Kontinentalschelfwellen über, Schwerewellen, die in den Auftriebsgebieten an den Westküsten der Kontinente eine wichtige Rolle spielen (LeBlond and Mysak, 1978, S. 220 ff). Für kleine Wellenlängen ist der Coriolis-Parameter f zu vernachlässigen. Ohne Scherströmung U wird aus Gl. (19) die bekannte Differentialgleichung für Randwellen (LeBlond and Mysak, 1978, S. 225 ff), mit Scherströmung U (in diesem Fall ist U der uferparallele Brandungsstrom) erhält man die Differentialgleichung für Randwellen im Brandungsstrom (Howd et al., 1992). Randwellen sind uferparallel laufende Schwerewellen der Brandungszone, die an Sandbänke und/oder an dem Brandungsstrom gebunden sind. Der in uferparalleler Richtung setzende Brandungsstrom übernimmt die Rolle des Scherstroms in (16) bzw. (19) und wirkt als Wellenleiter für Randwellen (Schönfeldt, 1991, 1994, 1995).
Es sei noch bemerkt, daß man im Runge-Kutta Verfahren den sich aus der Kugelgeometrie ergebenen Coriolis-Parameter in den Gl. (16) und (19) verwenden kann, ohne sich auf β oder δ-Ebene festzulegen.

$$f=2\Omega \sin\phi \tag{22}$$

In Gleichung (22) bedeuten Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde und ϕ die geographische Breite.
Gl. (16) und (19) sind auch für ein spiegelsymmetrisches Problem (Äquator) anwendbar. Hier sind die Randbedingungen für y=0 (Äquator):

$$a) \quad v(0)=0 \qquad b) \quad v(0)=v_0; \tag{23}$$

Die abgeleiteten Randbedingungen erhält man wiederum aus Gl. (9)-(11). Wir erhalten die bekannten äquatorialen Rossby-Wellen und Rossby-Schwerewellen (mixed planetary-gravity wave, Gill, 1982, S. 438). Die theoretischen Lösungen von (17) sind für die Amplitudenformfunktionen die Hermitischen Polynome H_n, die Randbedingung a) führt zu den ungeraden n und b) zu den geraden.

2.2. Analytische Lösung für quasi stationäre Wellen

Um am Antarktischen Zirkumpolarstrom gebundene Wellen zu finden, wollen wir Gl. (16) etwas näher untersuchen. Aus Analogiegründen zu den äquatorialen Rossby-Wellen beschränken wir uns auf eine β-Ebene, aber mit $f=f_0+\beta y$, wobei $y \leq 4000\ km$ sein soll. Wir suchen Lösungen in der Nähe von $\sigma=0$ ($\sigma \sim 10^{-8}$), Wellenzahlen kleiner $10^{-6}\ m^{-1}$ sollen nicht interessieren. Für den Scherstrom benutzen wir einen linearen Ansatz $U=U_0+U_y y$. Die Strömung soll innerhalb 1000 km auf 1m/s steigen, $U_y \sim 10^{-6} s^{-1}$. Mit $h=4000m$ wird $c^2 \sim 40000 m^2 s^{-2}$. Es ist dann möglich, einige Terme in (16) zu vernachlässigen. Folgende Beziehungen lassen sich aus den obigen Beschränkungen ableiten:

$$|p|<k, \quad a \sim c^2 k^2, \quad \frac{a}{c^2} \sim k^2, \quad 0 \leq \frac{2p}{a} k U_y < 10^{-22},$$
$$\frac{f^2}{c^2} \sim 10^{-13}, \quad 2\frac{k^2}{a} f U_y \sim 10^{-14}, \quad \infty \geq \frac{k}{p} f_y > 10^{-11} \tag{24}$$

Mit (24) wird (16) näherungsweise mit einem Fehler kleiner 1%:

$$v_{yy} - \left(k^2 + \frac{1}{\frac{\sigma}{k} - U_0 - y U_y}\beta\right) v = 0 \quad . \tag{25}$$

Gleichung (25) läßt sich nur für den Fall

$$\sigma/k = U_0 \tag{26}$$

analytisch lösen. Die Bedingung (26) schließt stationäre Wellen unter der Voraussetzung $U_0=0$ mit ein. Gleichung (25) wird dann zu:

$$v_{yy} - \left(k^2 - \frac{1}{y U_y}\beta\right) v = 0 \quad . \tag{27}$$

In Gl. (27) kommt die Frequenz σ nicht mehr vor. Alle Wellen, die (26) erfüllen haben gleiche Wellenzahlen bei gleichem Scherstromgradienten, sie "driften" mit der Phasengeschwindigkeit U_0 und sind für einen Betrachter, der sich am Rand mit der Geschwindigkeit U_0 bewegt stationär. In Analogie zu den äquatorialen Rossby-Wellen und den Randwellen versuchen wir Lösungen durch Separation in ein endliches Polynom und eine abklingende Exponentialfunktion zu gewinnen. Die Randbedingungen Gl. (27) erfüllt der Ansatz:

$$v(y)=y\ \check{v}(\xi)\ e^{-\xi} \qquad mit \qquad \xi=ky \tag{28}$$

Gl. (28) setzen wir in (27) ein und erhalten:

$$\xi\check{v}_{\xi\xi}(\xi)-2(\xi-1)\check{v}_{\xi}+(\frac{\beta}{kU_y}-2)\check{v}(\xi)=0 \tag{29}$$

Es ist durch Einsetzen einer endlichen Potenzreihe in Gl. (29) leicht zu sehen, daß endliche Polynome als Lösungen nur unter der Bedingung:

$$(\frac{\beta}{kU_y}-2)=2n \qquad oder \qquad k_n=\frac{\beta}{2(n+1)U_y} \qquad mit \quad n=0,1,2... \tag{30}$$

existieren. Die Lösungen für $\check{v}(\xi)$ lauten dann:

$$\begin{gathered}
\check{v}_{n=0}(\xi)=1, \qquad \check{v}_{n=1}(\xi)=1-\xi, \qquad \check{v}_{n=2}(\xi)=1-2\xi+\frac{\xi^2}{3}, \\
\check{v}_{n=3}(\xi)=1-3\xi+2\xi^2-\frac{\xi^3}{3}, \quad \check{v}_{n=4}(\xi)=1-4\xi+4\xi^2-\frac{4\ \xi^3}{3}+\frac{2\ \xi^4}{15}, \\
\check{v}_{n=5}(\xi)=1-5\xi+\frac{20\ \xi^2}{3}-\frac{10\ \xi^3}{3}+\frac{2\ \xi^4}{3}-\frac{2\ \xi^5}{45},... \\
\check{v}_n(\xi)=\sum_{k=0}^{n}\binom{n}{k}\frac{1}{(k+1)!}(-2\xi)^k
\end{gathered} \tag{31}$$

Bzw. die vollständige Lösung von Dgl. (27) für die Meridionalkomponente der Geschwindigkeit mit der Dispersionsrelation (30) lautet:

$$v_n(y)=v_0\cdot y\cdot\check{v}_n(\xi)\ e^{-\xi}\ e^{i(k_n x-\sigma t)} \quad mit\ \sigma=0,\ \xi=k_n y,\ k_n=\frac{\beta}{2(n+1)U_y} \tag{32}$$

Im Gegensatz zu den äquatorialen Rossby-Wellen mit den Lösungen

$$v_n(y)=v_0 H_n(\xi)\ e^{-\frac{\xi_n^2}{2}}\ e^{i(k_n x-\sigma t)} \qquad mit \qquad \xi=y\sqrt{\frac{\beta}{c}} \quad , \tag{33}$$

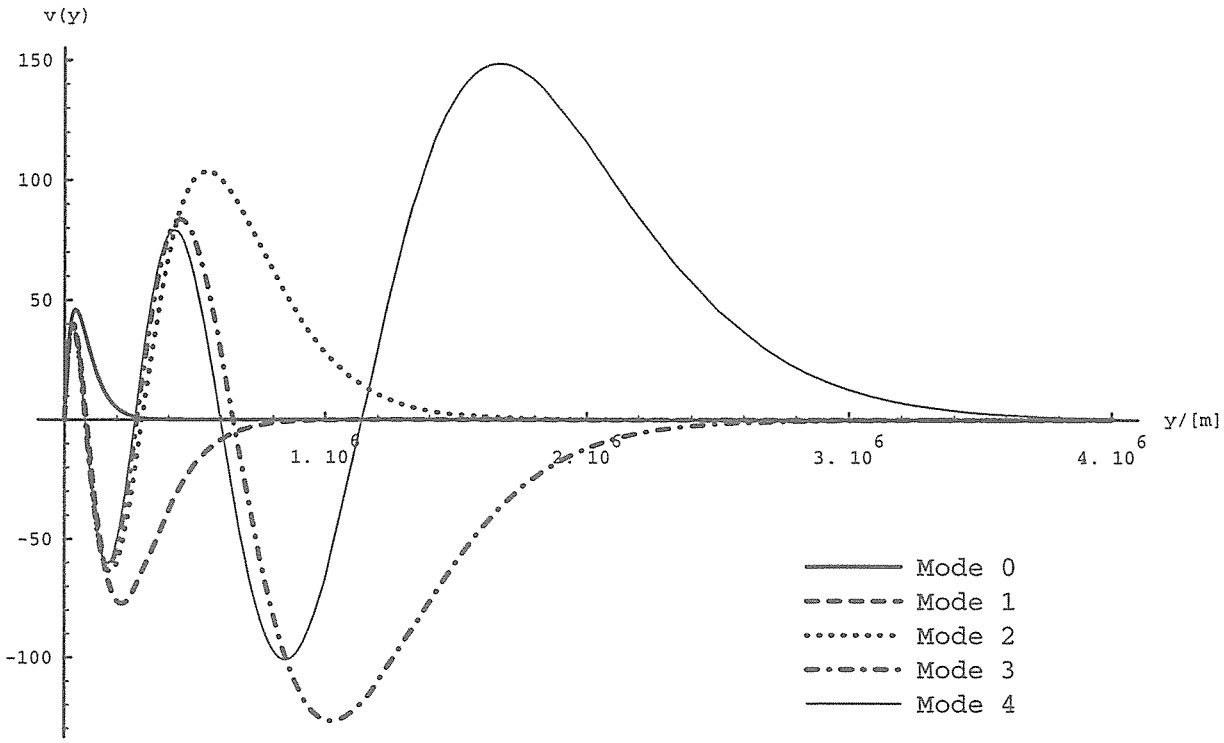


Abb.1 Amplitudenfunktionen der Nordkomponente der Strömung stationärer Rossby-Wellen auf linear anwachsendem Scherstrom (β=1.2*10^{-11}s^{-1}m^{-1}, U=U_y(=2.5*10^{-7}s^{-1})*y)

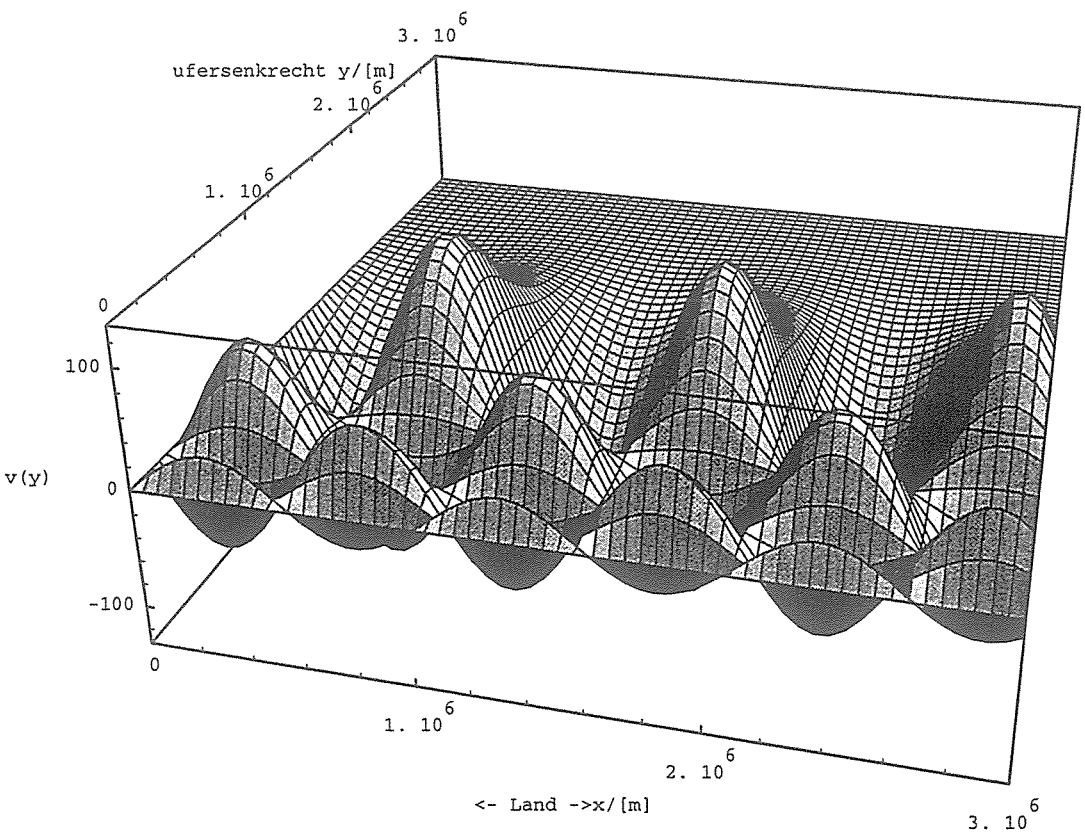


Abb.2 Amplitude der Nord-Südkomponente der Strömung des 3. Modes der stationären Rossby-Welle auf linearem Stromprofil (β=1.2*10^{-11}s^{-1}m^{-1}, U=U_y(=2.5*10^{-7}s^{-1})*y).

wobei H_n die Hermitischen Polynome bedeuten, fällt die Amplitude der am linearen Zirkumpolarstrom gefangenen Rossby-Wellen mit e^{-ky} in Richtung Meer ab. Dieses Verhalten haben diese Wellen wiederum mit den Randwellen (edge wave) gemein, wobei die Amplitudenfunktionen bei den Randwellen auf linearem Bodenprofil die Laguerresche Polynome sind (Krauss, 1973).

$$v_n(y)=v_0[L_n(2\xi)]_y \; e^{-\xi} \; e^{i(k_n x-\sigma t)} \qquad mit \qquad \xi=k_n y \tag{34}$$

Alle diese Wellen haben eine modale Struktur. Die Amplitudenfunktionen $\breve{v}(\xi)$ und die der Randwellen auf linearem Bodenprofil $L_n(2\xi)$ sind an der Küste Null, die Amplitudenfunktionen $H_n(\xi)$ sind zum Äquator spiegelsymmetrisch. Das Amplitudenverhalten der am Zirkumpolarstrom gebundenen Wellen und der äquatorialen Rossby-Wellen ist ähnlich, die Amplituden der höheren Moden nehmen stetig von Nulldurchgang zu Nulldurchgang zu, die Amplituden der Randwellen dagegen ab, obwohl die Entwicklungskoeffizienten (31) sich nur wenig von den Laguerreschen Polynomen unterscheiden. Die Lösungen (31) gehören wie die Hermitischen und Laguerreschen Polynome zu den konfluenten hypergeometrischen Funktionen. Genau wie bei den äquatorialen Rossby-Wellen und den Randwellen bilden die Lösungen (31) ein orthogonales System, d.h.

$$\int_0^\infty v_n(y)v_m(y)dy=0 \qquad für \qquad n\neq m \; . \tag{35}$$

Setzen wir in Gl. (30) $\beta=1.2\cdot10^{-11}s^{-1}m^{-1}$ und $U_y=2.5\cdot10^{-7}s^{-1}$, erhalten wir $k_0=2.4\cdot10^{-5}\,m^{-1}$ (l_0=261.8 km), $k_1=1.2\cdot10^{-5}\,m^{-1}$ (l_1= 523.6 km), $k_2=8\cdot10^{-6}\,m^{-1}$ (l_2=785.4 km), $k_3=6\cdot10^{-6}\,m^{-1}$ (l_3=1047 km), Wellenlängen, die in der Natur vorkommen können. Wenn wir einen Grundstrom $U_0>0$ an der Küste zulassen, mit $U(y)>0$ für alle y oder $\sigma\neq0$ wählen, ist Gl. (25) nur noch numerisch lösbar. Es ist leicht aus Gl. (25) abzulesen, daß eine Welle bei gleichmäßiger Erhöhung oder Erniedrigung des Grundstroms U_0 über den ganzen Kanal bei beliebigem Stromprofil (es treten dann höhere Glieder in y auf) seine räumlichen Eigenschaften nicht ändert. Es kommt zu einem "Verdriften" der Welle mit dem Grundstrom, der außenstehende Beobachter bemerkt eine Änderung der Phasengeschwindigkeit und wegen $k=const.$, eine Änderung der Frequenz. Aus gleichen Gründen ist es nur notwendig, die Abhängigkeit der Wellenzahl k vom Grundstrom bei einer Frequenz zu bestimmen, z.B. $\sigma=0$. Beliebige Wertepaare für σ und k lassen sich aus der Funktion $d(k)$ gewinnen, wegen $d=U_0-\sigma/k$ und

$$v_{yy}-(k^2-\frac{1}{d+yU_y}\beta)v=0 \; . \tag{36}$$

Ebenso ist leicht zu sehen, daß die Phasengeschwindigkeit der Rossby-Wellen in Richtung des Grundstroms nie größer als der Grundstrom selbst werden kann. Ist $c>U_0$, wird der Bruch in der Differentialgleichung (25) bzw. (36) für $y=(U_0-c)/U_y$ unendlich, die Gleichung hat eine Polstelle und läßt sich nicht lösen.

3. Numerische Ergebnisse

Wir haben einen in Ost-West-Richtung unendlich langen Kanal von 4000 km Breite untersucht. Die Kanalmitte soll sich bei 60° südlicher Breite befinden. Um (16) bzw. (19) zu lösen sind noch

Vorgaben für den Strom $U(y)$ notwendig. Wir haben zwei Stromprofile näher untersucht. Gl. (16) bzw. (19) wurden mit einem Runge-Kutta-Verfahren integriert, mit dem Startpunkt Küste und den Randbedingungen (21). Wir müssen zu jedem σ ein k suchen, das die Randbedingung (20) erfüllt. Es ist zwar ausreichend, wenn man ein kleines ϵ vorgibt, innerhalb dessen sich die Lösung für große y bewegt, aber dieser Punkt ist von der Modenzahl und der Frequenz stark abhängig und damit automatisch sehr schwer zu finden. Um die Randbedingungen (20) zu erfüllen bedienen wir uns des Wissens um die modale Struktur der Wellen (siehe Abb. 1). Wir beginnen mit einem zu großen k und erniedrigen k solange in großen Schritten, bis die Geschwindigkeit v den ersten Nulldurchgang hat (für den Wasserstand gilt ähnliches, die Zahl der Nulldurchgänge ist aber um eins höher). Jetzt ist die Schrittweite stetig zu erniedrigen und mit dem vorletzten k-Wert erneut zu beginnen, denn die exakte Lösung berührt die y-Achse erst im Unendlichen, wird sie im Endlichen geschnitten (gilt so für v und n=0), ist k etwas zu klein. Man sucht die Wellenzahl k, für die gilt, $v(k+\epsilon)>0$, für alle $y>0$ und $v(k)=0$ für ein großes y. Analoges gilt für die Modezahlen n=1,2,3,... , die Zahlen der Nulldurchgänge unterscheiden sich jeweils um eins, wenn man k_n um ϵ erniedrigt, wobei mit k_n die gesuchte Wellenzahl bezeichnet werden soll. Das Verfahren setzt dabei nichts über die möglichen Dispersionsbeziehungen voraus, sondern benutzt lediglich die Eigenschaft der analytischen Lösung, daß die Wellenzahl k mit steigender Modezahl n abnimmt. Der so beschriebene Algorithmus wurde in FORTRAN programmiert.

3.1 Linear anwachsender Grundstrom auf der β-Ebene

Im linearen Fall haben wir einen Strom vorgegeben, der von U_0 an der Küste auf 1m/s+U_0 am gegenüberliegenden Kanalufer (4000 km Breite) ansteigt.

$$U(y)=U_0+2.5*y*10^{-7} \tag{37}$$

Ein solches Profil ist wenig realistisch, soll uns aber einige grundlegende Erkenntnisse liefern.

1. Liefert das numerische Verfahren für hinreichend kleine U_0 die analytische Lösung?
2. Wie ändern sich die Wellenzahlen k der stationären Lösungen mit Vergrößerung von U_0?
3. Wie lautet die Dispersionsbeziehung der am Zirkumpolarstrom gebundenen Rossby-Wellen?

Zur Überprüfung dieser Fragen sind zwei Wege beschritten worden, die sich gegenseitig ergänzen. Mit "Mathematica 2.2" konnten die Differentialgleichungen direkt über ein Runge-Kutta Verfahren gelöst und graphisch dargestellt werden. Ein FORTRAN-Programm liefert bei gegebenen Scherstromprofilen die Dispersionsrelation nach den oben beschriebenen adaptiven Verfahren. Das FORTRAN-Programm benutzt ein Runge-Kutta Verfahren vierter Ordnung, während Mathematica durch adaptive Verfahren mit höheren internen Genauigkeiten und variabler Schrittweite höhere Rechengenauigkeit erzielt. In beiden Verfahren ist die relative Fehler kleiner als 10^{-6} und damit ausreichend. Überprüft wurde dies anhand der analytischen Lösungen (30) und (31). In Abb. 3 ist das Dispersionsdiagramm für einen Scherstrom nach Gl. (37) dargestellt. Bei gegebenem Grundstrom U_0 und gegebener Wellenzahl k läßt sich nicht nur die Frequenz σ der Rosby-Welle ablesen, sondern auch zur Frequenz σ und zum Grundstrom U_0 die zugehörige Wellenzahl k iterativ bestimmen. Die Werte mit d>0.01 ms^{-1} des vierten Modes lassen sich in dem oben beschriebenen Kanal nicht mehr realisieren, er ist hierfür zu schmal. Unterschiede, die sich aus der Benutzung der genäherten Gl. (27) und der vollständigen Gl. (16) ergeben sind in Abb. 3 nicht darstellbar, sie sind kleiner als 1%.

3.2 Exponentiell anwachsender und abfallender Grundstrom auf der β- und δ-Ebene

Ein eher natürliches Scherstromprofil wächst bis zur Kanalmitte an um dann wieder auf niedrigere Werte abzufallen. Wir benutzen das gleiche Grundstromprofil wie Harlander und Metz (1998)

$$U(y)=U_0*e^{-100*(y*10^{-7}-0.2)^2}, \quad U_0=1m/s \quad . \tag{38}$$

Das Profil wird an beiden Küsten nicht Null ($U(0)=U(4000000)=0.02$m/s). Neben den stationären Lösungen sind auch Wellen möglich, die von West nach Ost laufen. Gleichzeitig wurden zwei Fälle unterschieden, β-Ebene und δ-Ebene. Beide Funktionen schneiden sich in Kanalmitte und haben den Wert von Gl. (22) bei -60° Breite.

1. (β-*Ebene*) $f(y)=-1.26*10^{-4}+(y-2*10^{-6})*1.2*10^{-11}$
2. (δ-*Ebene*) $f(y)=-1.26*10^{-4}+(y-2*10^{-6})*1.2*10^{-11}$ (39)
   $+(y-2*10^{-6})^2*1.73*10^{-18}$

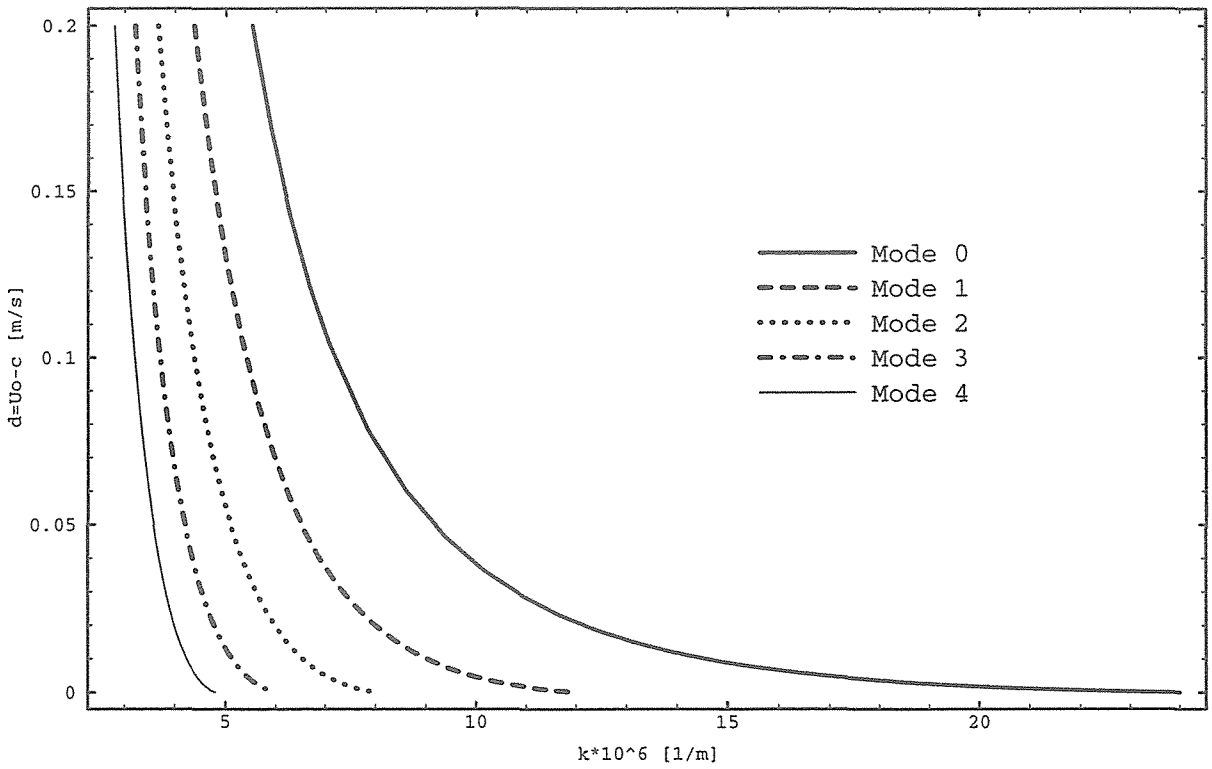


Abb.3 Dispersion der ersten fünf Rossby-Wellen Moden, die am linearen Scherstrom gebunden sind. Aus der Geschwindigkeit $d=U_0-\sigma/k$ läßt sich bei gegbenen U_0 die Frequenz σ der Welle bestimmen oder auch umgekehrt.

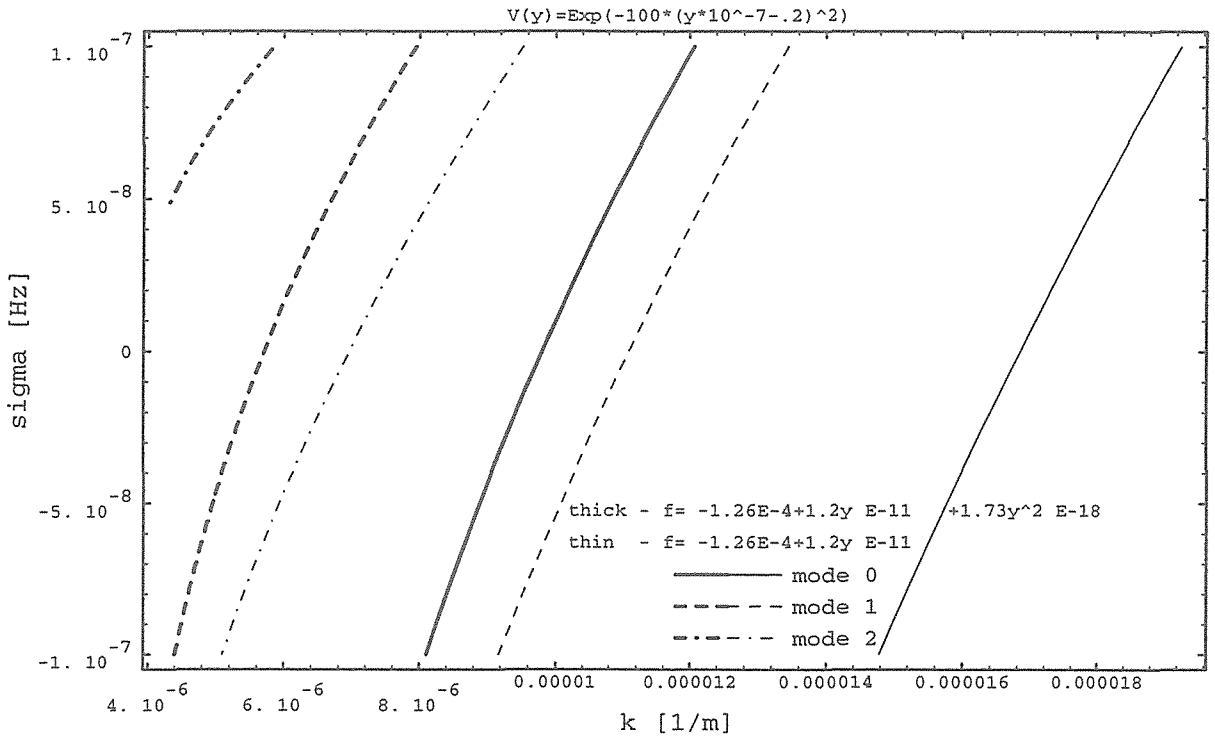


Abb. 4 Dispersion der gebundenen Rossby-Wellen auf exponentiell anwachsendem und abfallendem Scherstromprofil (Gl. (29)) auf der β- und δ-Ebene.

Die berechneten Dispersionskurven sind in Abb. 4 dargestellt.

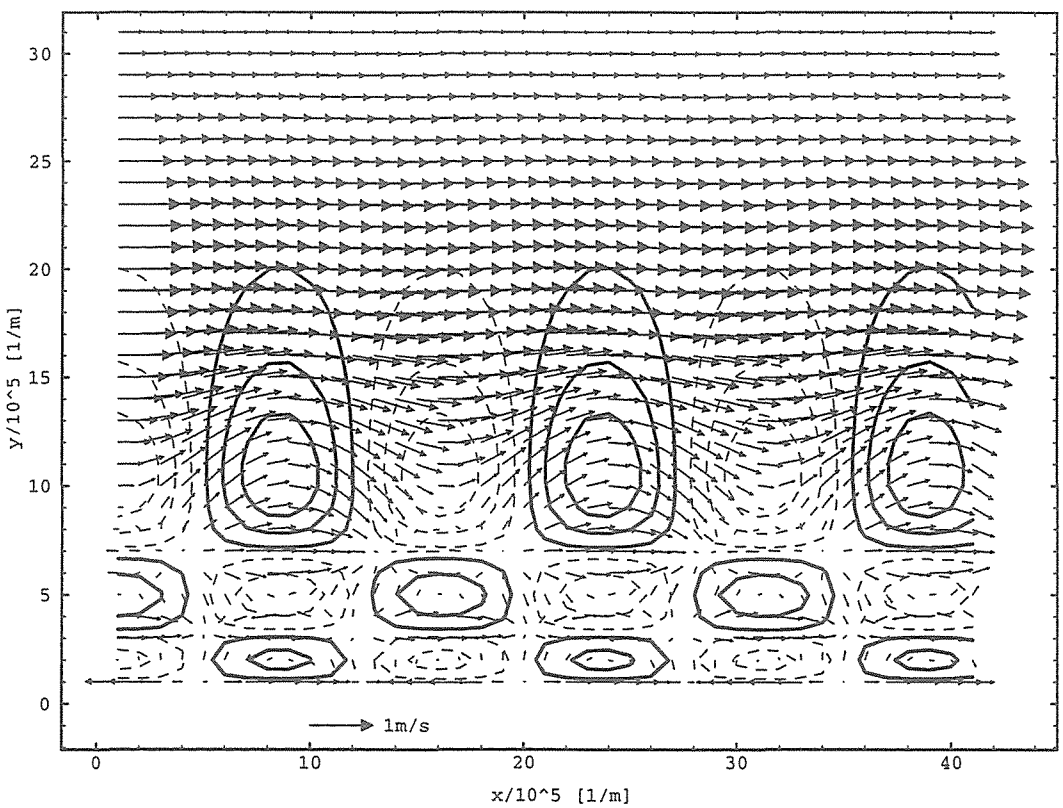


Abb. 5 Durch eine stationäre Rossby-Welle (2. Mode, k=4,15·10^{-6}m^{-1}) beeinflußtes exponentielles Stromprofil (Gl.(29)). Die Isolinien geben die Wasserstandsauslenkung an, die bei der gewählten Skalierung im Maximum 1m beträgt.

4. Diskussion

Die Dispersionsbeziehungen der an einem Scherstrom gebundenen Rossby-Wellen haben alle eine Gemeinsamkeit: Die Gruppengeschwindigkeit und damit der Energiefluß ist immer positiv in Richtung Zirkumpolarstom von Ost nach West gerichtet. Die dabei auftretenden Gruppengeschwindigkeiten sind sehr klein und liegen in der Größenordnung 0.02 ms^{-1}. Diese Gruppengeschwindigkeit (siehe Abb. 4) ist nur geringfügig von der Frequenz abhängig und ändert sich wenig von Modezahl zu Modezahl. Das bedeutet, daß eine Wellengruppe bestehend aus mehreren Moden und mehreren Frequenzen nur geringe Dispersion zeigt. Die Energie der Wellengruppe benötigt sechs Jahre, um den in Abb. 5 dargestellte Kanalausschnitt (1/5 des Erdumfanges in diesen Breiten) zu durchlaufen.
Einen sehr großen Einfluß auf die Wellenzahl einer am Zirkumpolarstrom gebundenen Rossby-Welle hat dagegen die Coriolis-Kraft. In Gl. (25) wird der Bruch im Bereich kleiner $c\text{-}U(y)$ sehr groß und dieser Einfluß wird durch die Coriolis-Kraft verstärkt. Das exponentielle Stromprofil (Gl. (38)) hat diesen Punkt in der Nähe der Küste. Hier liefert die β-Ebene gegenüber der δ-Ebene zu große negative Werte, außer man gleicht beide Approximationen an der Küste an. Man hat dann für große y stärkere Abweichungen, die bei diesem Stromprofil aber nicht ins Gewicht fallen. Für die durchgeführten numerischen Rechnungen bietet sich für die Coriolisbeschleunigung Gleichung (22) an. Die hier vorgestellten Ergebnisse sind im Sinne einer Sensitivitätsstudie bezüglich f zu betrachten.
Im Falle eines linearen Stromprofils wurde gezeigt, daß die Größe $d=\sigma/k\text{-}U_0$ einen erheblichen Einfluß auf die Dispersionsrelation hat. Der Parameter d ist für beliebige Stromprofile (Gl. 36) einführbar. Analog der Behandlung des linearen Stromprofils (siehe Abb. 3) ist die Abhängigkeit der Dispersionsrelation vom Grundstrom bestimmbar, so daß die Funktion $k(d)$ die vollständige Information für das untersuchte Grundstromprofil liefert.
Fünf große Hindernisse, nämlich Südantillenbogen, Südatlantischer Rücken, Kerguelenrücken, Macquarieschwelle und Südpazifischer Rücken, müssen von der zirkumpolaren Strömung überschritten werden (Dietrich u.a. 1975, S. 456). Da die potentielle Vorticity beim Überströmen dieser Hindernisse konstant bleiben muß, kommt es zur Auslenkung der mittleren Strömung und möglicherweise zur Anregung topographischer Rossby-Wellen. Diese Wellen sind aber im Wellenleiter Zirkumpolarstrom gefangen und es kommt zu keiner meridionalen Energieabstrahlung, eine stationäre Rossby-Welle kann sich einstellen. Hinweise auf die Existenz solcher Wellen findet man in den Karten der mittleren relativen Topographie der Meeresoberfläche (z.B. Bearman, 1989). Hughes (1995) findet Rossby-Wellen in den Altimeterdaten von TOPEX/POSEIDON und im hochaulösenden numerischen Modell. Die Wellenparameter stimmen größenordnungsmäßig mit den hier gefundenen überein, wobei die Küste keine Rolle zu spielen scheint. Die hier gemachten Voraussetzungen müssen weiter modifiziert werden, die Rolle der Küste übernehmen kritische Linien mit $c\text{-}U(y)=0$.

5. Schlußfolgerungen

Die hier vorgestellten Ergebnisse geben einige Anhaltspunkte zur Identifizierung von Rossby-Wellen im antarktischen Zirkumpolarstrom. Es ist sicherlich zur Zeit nicht möglich genügend hochauflösende Informationen über das Stromsystem in den erforderlichen Breiten und Tiefen zu bekommen. Auf der anderen Seite gibt es hochauflösende Altimeterdaten, die entsprechend aufbereitet werden müssen. Um die stationären Rossby-Wellen von den Schwereanomalien zu trennen, ist nach Zyklen in zonalen Spektren zu suchen. Höhere Moden müssen sich durch Gegenphasigkeit in zwei benachbarten Zonen auszeichnen. Die Größe der zu untersuchenden Strukturen dürfte nicht kleiner als 250 km sein.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Dr. U. Harlander für die Anregung zu dieser Arbeit und für die hilfreiche Diskussion und bei Herrn M. Simmel für die kritische Korrektur bedanken.

6. Anhang

Zur Ableitung der Differentialgleichung für die Amplitudenformfunktion der Wasserstandsauslenkung η benutzen wir die gleichen Bezeichnungen und Abkürzungen wie oben und lassen wieder den Stern weg:

$$p=\sigma-kU, \quad d=f-U_y$$

In (9) und (10) kann man u und v durch η ersetzen

$$v=-i\frac{pg\eta_y+gkf\eta}{p^2-fd}=-i\frac{(\sigma-kU)g\eta_y+gkf\eta}{(\sigma-U)^2-f^2+fU} \tag{A1}$$

$$u=\frac{pgk\eta+dg\eta_y}{p^2-fd}=\frac{(\sigma-kU)gk\eta+(f-U_y)g\eta_y}{(\sigma-kU)^2-f^2+fU} \tag{A2}$$

Aus (11), (A1) und (A2) ergibt sich:

$$\eta=-\frac{g}{p}[\frac{ph\eta_y}{p^2-fd}]_y-\frac{gk}{p}[\frac{hf\eta}{p^2-fd}]_y+\frac{gk^2h\eta}{p^2-fd}+\frac{dgkh\eta_y}{p(p^2-fd)} \tag{A3}$$

Wir führen analog zu Howd et al. (1992) eine effektive Wassertiefe h' ein.

$$h'(y)=\frac{h(y)}{p^2-fd}=\frac{h(y)}{(\sigma-kU(y))^2-f^2+fU_y(y)} \tag{A4}$$

Aus Gl. (A3) wird dann eine Differentialgleichung zweiter Ordnung in η, wobei die Ableitungen von f und h' nach y bei gegebenem Grundstrom U bekannt sind.

$$g[h'\eta_y]_y+(1-gk^2h'+\frac{gk}{(\sigma-kU)}[h'f]_y)\eta=0 \tag{A5}$$

Literatur:

Bearman, G. (Editor), J. Brown u.a. (1989) Ocean Circulation. Pergamon Press, S. 57

Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss und G. Siedler (1975) Allgemeine Meereskunde, Eine Einführung in die Ozeanographie. Geb. Borntraeger, Berlin-Stuttgart

Gill A. E. (1982) Atmosphere - Ocean Dynamics. International Geophysics Series, Vol. 30, Academic Press

Howd, P. A.; Bowen, R. A.; Holman, R. A. (1992) Edge waves in strong longshore currents. *J. Geophys. Res.*, **97**, 11357-11371.

Harlander U. and W. Metz (1998) Rossby wave propagation in a bounded ocean current. Wiss. Mitt. aus dem Inst. für Meteorologie der Univ. Leipig und dem Inst. für Troposphärenforschung e.V. Leipzig, Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (III) Band 9

Hughes, C. W. (1995) Rossby Waves in the Southern Ocean: A comparison of TROPEX/POSEIDON altimetry with model prediction. J. Geoph. Res., 100, 15933-15950

Krauss, W. (1973) Methoden und Ergebnisse der theoretischen Ozeanographie. (I) Dynamics of the homogeneous and the quasihomogenious ocean. Berlin-Stuttgart
LeBlond P. H. and L. A. Mysak (1978) Waves in the Ocean. Elsevier Scientic Publishing Company, Amsterdam
Pedlosky J. (1987) Geophysical Fluid Dynamics, Second Edition, Springer-Verlag
Schönfeldt, H.-J. (1991): Dispersionsbeziehungen von Randwellen auf natürlichen Bodenprofilen mit uferparallelen Sandbänken; Beitr. zur Meereskunde **62** (53-68)
Schönfeldt, H.-J. (1994): Randwellen in der Ostsee und anormale Dispersion in der Brandungszone; D. Hydrogr. Z. **46** (81-98)
Schönfeldt, H.-J. (1995): On the modification of edge waves by longshore currents; Continental Shelf Research, **15** (1213-1220)

Anschrift des Autors

H.-J. Schönfeldt (email: gpphjs@kpkom23.meteo.uni-leipzig.de)
Institut für Meteorologie (LIM)
Stephanstr. 3
D-04103 Leipzig

Asymptotic and numerical solutions of trapped Rossby waves in high-latitude shear flows with boundaries

Uwe Harlander

Abstract

We consider the amplitudes of coastally trapped Rossby waves in a high-latitude shear flow on a modified β-plane, where also the effect of the sphericity of the earth (δ-effect) is taken into account. We present a particular analytical solution and also asymptotic and numerical solutions. We find that the asymptotic WKB solutions are accurate compared to the numerical results. We show that the δ-effect is most important for shorter waves and leads to an enhanced selection of trapped Rossby wave modes.

Zusammenfassung

Wir betrachten die Amplituden von küstennah gefangenen Rossby-Wellen in einer Scherströmung hoher Breiten. Die Rechnungen werden auf einer modifizierten β-Ebene durchgeführt, die auch die Spherizität der Erde berücksichtigt (δ-Effekt). Wir zeigen eine spezielle analytische Lösung und auch asymptotische und numerische Lösungen. Die asymptotischen WKB-Lösungen erweisen sich als genau, verglichen mit den numerischen Resultaten. Der δ-Effekt wirkt sich a stärksten bei den sehr langen und den kurzen Wellen aus und führt zu einer stärkeren Selektion von Moden gefangener Rossby-Wellen.

1 Introduction

Rossby waveguides play an important role in atmospheric and oceanic wave dynamics since in waveguides wavepackets and the corresponding wave activity can propagate far distances along the zonal direction without approaching a critical line (cf. Hoskins and Ambrizzi 1993, Chang and Philander 1989). In a previous paper, Harlander and Metz (1998) discussed the possibility of a Rossby waveguide in a high-latitude shear flow on a modified β-plane. The authors showed by applying the WKB-method that wavepackets can be trapped between a reflecting boundary and a turning latitude for Rossby wavepackets. In the present short note we follow Schönfeldt (1999) and compute single modes of trapped Rossby waves with constant zonal wavenumber and we ask how such modes can be influenced by the sphericity of the earth. Therefore we solve the corresponding amplitude eigenvalue problem with different methods. The eigenfunctions determine the amplitudes of the trapped waves and the eigenvalues the zonal wavenumbers. In contrast to Schönfeldt (1999) we compare WKB solutions to numerical solutions.

In section 2 we briefly recapitulate the basic equations used by Harlander and Metz (1998) and, furthermore, describe the WKB-amplitude equation and the eigencondition for trapped modal waves. In section 3 we show an analytic solution computed by Schönfeld (1999), asymptotic WKB solutions and numerical solutions for trapped large-scale waves.

2 WKB solution of the quasi-geostrophic vorticity equation

We are concerned with high-latitude southern hemisphere flow on a modified β-plane where the β-term alone may not be sufficient to provide an adequate representation of

the effects of sphericity of the earth. Therefore we retain the second term in the Taylor-series expansion of the Coriolis parameter on this β-plane and write:

$$f \approx -f_0 + \beta_0 L y + \frac{1}{2} f_0 \frac{L^2}{a^2} y^2 \quad , \tag{1}$$

where $f_0 = 2\Omega \sin \mid \phi_0 \mid$, $\beta_0 = 2\Omega/a \cos\phi_0$, $L = 1000km$ ist the length scale and y the dimensionless meridional coordinate, ϕ_0 is the tangential latitude of the β-plane and a the earth radius.

Assuming a (geostrophic) zonally symmetric basic flow $\bar{U}$ that depends only on the y-coordinate, the linearized (dimensionless) quasi-geostrophic potential vorticity equation for the perturbation streamfunction ψ_0 on the southern hemisphere is written as

$$\Big(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U}\frac{\partial}{\partial x}\Big)(\nabla^2\psi_0 - F\psi_0) + B_1 \frac{\partial \psi_0}{\partial x} = 0 \quad , \tag{2}$$

with

$$B_1 = F\bar{U} + \bar{\beta} + \bar{\delta} y - \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} \quad , \tag{3}$$

where $\epsilon_R = \frac{U}{f_0 L}$ is the Rossby number, $U = 1m/s$, ψ_0 is the $\mathcal{O}(\epsilon_R^0)$ streamfunction, $\bar{\beta} = \frac{\beta}{\epsilon_R} = \mathcal{O}(1)$, $\bar{\delta} = \frac{\delta}{\epsilon_R} = \mathcal{O}(1)$, $\beta = \frac{\beta_0 L}{f_0}$, $\delta = \frac{L^2}{a^2}$. All the other symbols have their conventional meanings. Note that we have included in (2) the effects of an upper free surface ("Froude"-parameter $F = f_0^2 L^2/gD = \mathcal{O}(1)$), where D is the vertical scale height. Except for the δ-term which results from the second derivative of the Coriolis parameter with respect to latitude (3) is of standard form (for more details see Harlander and Metz, 1998).

We restrict our discussion to the case where $\bar{U}$ and B_1 vary in such a way that we may apply the WKB ansatz

$$\psi_0 = (\tilde{\psi}_0(Y) + \epsilon\tilde{\psi}_1(Y) + \cdots)\exp(i\theta(Y)/\epsilon) \tag{4}$$

to the quasi-geostrophic potential vorticity equation (QGV). Here $Y = \epsilon y$ is a slow variable, introduced usually in the WKB context with $\epsilon = 0.1$. Following e.g. Yang (1991) we may write the dispersion relation of a quasi-geostrophic Rossby wave packet:

$$\sigma = \bar{U}m - \frac{m}{K^2} B_1 \quad , \tag{5}$$

where $K^2 = m^2 + n(Y)^2 + F$ is the total wave number.

2.1 The amplitude equation

Using (5) we can compute the local meridional wavenumber

$$n(Y)^2 = (\frac{\partial\theta}{\partial Y})^2 = -\frac{mB_1}{\sigma - \bar{U}m} + m^2 + F =: q(Y) \quad . \tag{6}$$

This equation is called Eikonal-equation. From the order ϵ^1 problem of the WKB approximation we find the equation for the amplitude $\tilde{\psi}_0$ of the wavepacket

$$n(Y)'\tilde{\psi}_0(Y) + 2n(Y)\tilde{\psi}_0(Y)' = 0 \quad , \tag{7}$$

Table 1: Parameter setting for the two experiments described in the text.

	$\bar{U}$	U_0	F	β	δ
E1	eq.(15)	0.5	1	5	1
E3	eq.(16)	1	1	5	1

with the solution

$$\tilde{\psi}_0 = \frac{c}{n(Y)^{\frac{1}{2}}} \quad , \tag{8}$$

where c is a constant of integration. Sometimes (7) is called transport equation.

The WKB solution is not valid near the turning points Y_T where $q(Y) = 0$. In our case we have a single zero at the turning point with $q'(Y_T) > 0$. Using a linear approximation for $q(Y)$ near the turning point it can be shown (e.g. Holmes 1995) that

$$\tilde{\psi}_0 = \begin{cases} \frac{1}{|q(Y)|^{1/4}}(2a_R \cos(\frac{1}{\epsilon}\theta(Y) - \frac{\Pi}{4}) + b_R \cos(\frac{1}{\epsilon}\theta(Y) + \frac{\Pi}{4}) & : \quad Y < Y_T \\ \frac{1}{q(Y)^{1/4}}(a_R \exp(-\frac{1}{\epsilon}\kappa(Y)) + b_R \exp(\frac{1}{\epsilon}\kappa(Y)) & : \quad Y_T < Y \end{cases} \tag{9}$$

where

$$\theta(Y) = \int_Y^{Y_T} \mid q(s) \mid^{1/2} ds \tag{10}$$

and

$$\kappa(Y) = \int_{Y_T}^{Y} q(s)^{1/2} ds \quad . \tag{11}$$

2.2 Trapped modal waves

The continous spectrum of trapped local wavepackets allows trapped modal waves along the coast for some specific zonal wavenumbers (eigenvalues) m. Hence the boundary conditions for the amplitude at and far away from the coast are

$$\tilde{\psi}(Y_B) = \tilde{\psi}(\infty) = 0 \quad , \tag{12}$$

and this can be used as eigencondition. To satisfy the boundary conditions we see from (9) that b_R must be zero and

$$\frac{1}{\epsilon}\theta(Y) - \frac{\pi}{4} = \frac{\pi}{2}(2n-1) \quad \text{with} \quad n = 1, 2, \cdots, \infty \quad . \tag{13}$$

If, for a chosen n, a k can be found from the continous spectrum of trapped wave packets so that

$$(\frac{\pi}{2}(2n-1) + \frac{\pi}{4})\epsilon = \int_{Y_B}^{Y_T} \mid q(s) \mid^{1/2} ds \quad , \tag{14}$$

then a trapped modal wave exists with zonal wave number k and mode $n-1$. (The mode defines the number of zeros between the boundary and the turning latitude.)

3 Results

Here we focus on the Rossby wave propagation properties in sheared high-latitude westerly ocean currents where β becomes smaller than in middle latitudes and the second derivative of the Coriolis parameter becomes more important. The current is assumed to be i) bounded at its southern side by a rigid east-west oriented boundary and ii) situated in the southern hemisphere.

In the experiments performed two different basic flows are used, i) a linear flow profile

$$\bar{U}(Y) = \frac{U_0}{\epsilon} Y + 1.02 \tag{15}$$

and ii) a jet-like basic flow profile

$$\bar{U}(Y) = U_0 \exp\left\{ -\left(\frac{Y}{\epsilon}\right)^2 \right\} \quad , \tag{16}$$

where U_0 is constant.

The order of magnitude of the different effects considered are

$$\bar{U} \sim \mathcal{O}(1) \quad , \quad F \sim \mathcal{O}(1) \quad , \quad \bar{\beta} \sim \mathcal{O}(1) \quad , \quad \bar{\delta} \sim \mathcal{O}(1) \quad . \tag{17}$$

It is worth to mention that the specific setting of U_0, F, $\bar{\beta}$ and $\bar{\delta}$ of the experiments performed (cf. Table 1) is consistent with these order of magnitudes. As shown in Tab. 1 we assumed that the β-effect is half as strong than in middle latitudes and that the δ-effect is five times smaller than the β-effect. The use of $U_0 = 0.5$ in experiment E1 corresponds to a velocity gradient of $1ms^{-1}/2000km$ and $U_0 = 1$ in experiment E3 corresponds to a maximal jet velocity of $1ms^{-1}$ 2000km north of the "coast".

3.1 Trapped modal waves

3.1.1 Analytical solution

In the following we present the analytic solution given in Schönfeldt (1999) but include the δ-effect. Let us use $\psi_0 = \tilde{\psi}(y) \exp i(mx - \sigma t)$ to transform (2) to

$$\epsilon^2 \frac{d^2\tilde{\psi}}{dY^2} - q(Y)\tilde{\psi} = 0 \quad , \tag{18}$$

where $q(Y)$ is given by (6). For the linear basic flow an analytic solution of (18) can be found if $\sigma - m\bar{U}(Y_B) = 0$, i.e. if the boundary is a critical line. Here we assume that $\sigma = \bar{U}(Y_B) = 0$ and therefore

$$q(Y) = m^2 - \left(\frac{\bar{\beta} - \delta_\epsilon \bar{Y}}{U_\epsilon(\bar{Y} + Y)} + \frac{\delta_\epsilon}{U_\epsilon}\right) \quad , \tag{19}$$

where $\bar{Y} = \epsilon/U_0$, $U_\epsilon = \bar{Y}^{-1}$, $\delta_\epsilon = \bar{\delta}/\epsilon$. Using the ansatz of Schönfeldt (1999)

$$\tilde{\psi} = \zeta\hat{\psi}(\tilde{m}\zeta) \exp\left(-\tilde{m}\zeta\right) \quad , \tag{20}$$

where $\zeta = Y + \bar{Y}$ and $\tilde{m} = (\frac{m^2}{\epsilon^2} - \frac{\delta_\epsilon}{\epsilon^2 U_\epsilon})^{1/2}$ and substituting (20) in (18) we obtain an equation for $\hat{\psi}$

$$\zeta\tilde{m}\hat{\psi}'' + 2(1 - \zeta\tilde{m})\hat{\psi}' + \left(\frac{\bar{\beta} - \delta_\epsilon \bar{Y}}{\epsilon^2 U_\epsilon \tilde{m}} - 2\right)\hat{\psi} = 0 \quad . \tag{21}$$

This equation can be solved by an infinite power series expansion yielding the eigenfunctions

$$\hat{\psi}_n(\zeta\tilde{m}) = \sum_{j=0}^{n} \binom{n}{j} \frac{1}{(j+1)!}(-2\zeta\tilde{m})^j \quad , \tag{22}$$

and the corresponding eigenvalues

$$m_n = \left\{ \left(\frac{\bar{\beta} - \delta_\epsilon \bar{Y}}{U_0 2(n+1)}\right)^2 + \frac{\delta_\epsilon}{U_\epsilon} \right\}^{1/2} \tag{23}$$

for all $n = 0, 1, 2, \cdots, \infty$. Equations (22) and (23) are the solutions of Schönfeldt (1999) (extended by the δ-term), where also a brief discussion of the particular properties of such waves is given. Using the parameters given in Tab. 1 we find $m_0 = 3.31$, $m_1 = 2.06$, $m_2 = 1.73$, $m_3 = 1.6$ with $\bar{\delta} = 1$ and $m_0 = 5$, $m_1 = 2.5$, $m_2 = 1.67$, $m_3 = 1.25$ with $\bar{\delta} = 0$, i.e. trapped long and short waves are strongly modified by the sphericity of the earth, whereas waves with a wavelength of about $3000km$ show no significant modification. However, this result is not independent of the geometrie of the modified β-channel, e.g. short waves are not modified by the δ-effect if the line $y = 0$ corresponds with the coast line.

3.1.2 WKB and numerical solutions

Unfortunately, a WKB solution of the situation considered in the previous subsection can not be expected to be accurate since the coastal boundary is a critical line. To be more precise, we can not compute the zonal wavenumbers via (14) with a sufficient accuracy since $q(s)$ has a singularity at the boundary. However, we compare WKB-solutions to solutions obtained numerically by a forth-order Runge-Kutta method.

The Figs. 1 and 2 show the amplitudes of different modes of stationary coastally trapped Rossby waves, with and without the $\delta-$effect, for the linear basic flow profile and the jet-like profile, respectively. It is obvious that both basic flows used do not violate the WKB assumptions and therefore the WKB solutions are accurate, especially for the jet-like basic flow. Near the turning latitude, however, the WKB solution (9) is not valid. As can be expected from Fig. 1 of Harlander and Metz (1998), the δ-effect shifts the turning latitude and therefore the maximal amplitude of the trapped waves closer to the boundary.

A trapped Rossby wave with mode 2 or larger does not exist for the jet-like basic flow, and even mode 1 occurs only if the δ-effect is neglected. Therefore, the δ-effect enhances not only the selection of trapped wavepackets but also reduces the number of modes of trapped Rossby waves.

Finally, we belief that (together with the results given in Harlander and Metz (1998)) we have shown a rather complete picture of possible large-scale trapped waves in bounded zonal high-latitude flows and the importance of the sphericity of the earth on the wave characteristics.

Acknowledgments

The author thanks Dr. H.-J. Schönfeldt for many fruitful discussions and for proofreading the manuscript.

Chang P. and S.G.H. Philander 1989: Rossby wave packets in baroclinic mean currents. *Deep-Sea Research*, **36**, 17-37.

Harlander U. and W. Metz 1998: Rossby wave propagation in a bounded ocean current. Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig, **9**, 130-148.

Holmes M.H. 1995: *Introduction to perturbation methods.* Texts in applied math.,**20**, Springer Verlag, 337pp.

Hoskins B.J. and T. Ambrizzi 1993: Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661-1671.

Schönfeldt H.-J. 1999: Der Zirkumpolarstrom als Wellenleiter für Rossby-Wellen Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig.

Yang H. 1991: *Wave packets and their bifurcations in geophysical fluid dynamics.* Springer Verlag, Appl. Math. Sci. 85, 247pp.

Corresponding author adress: Dr. Uwe Harlander, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, D-04103 Leipzig, e-mail: uwehar@dynamics.meteo.uni-leipzig.de.

Figure 1: Normed amplitudes of trapped stationary Rossby waves of E1. $m_1^{num} \approx 1.971$, $m_1^{WKB} \approx 2.02$ (a), $\bar{\delta} = 0$, $m_1^{num} \approx 2.241$, $m_2^{WKB} \approx 2.324$ (b), $m_2^{num} \approx 1.697$, $m_2^{WKB} \approx 1.714$ (c), $\bar{\delta} = 0$, $m_2^{num} \approx 1.547$, $m_2^{WKB} \approx 1.586$ (d).

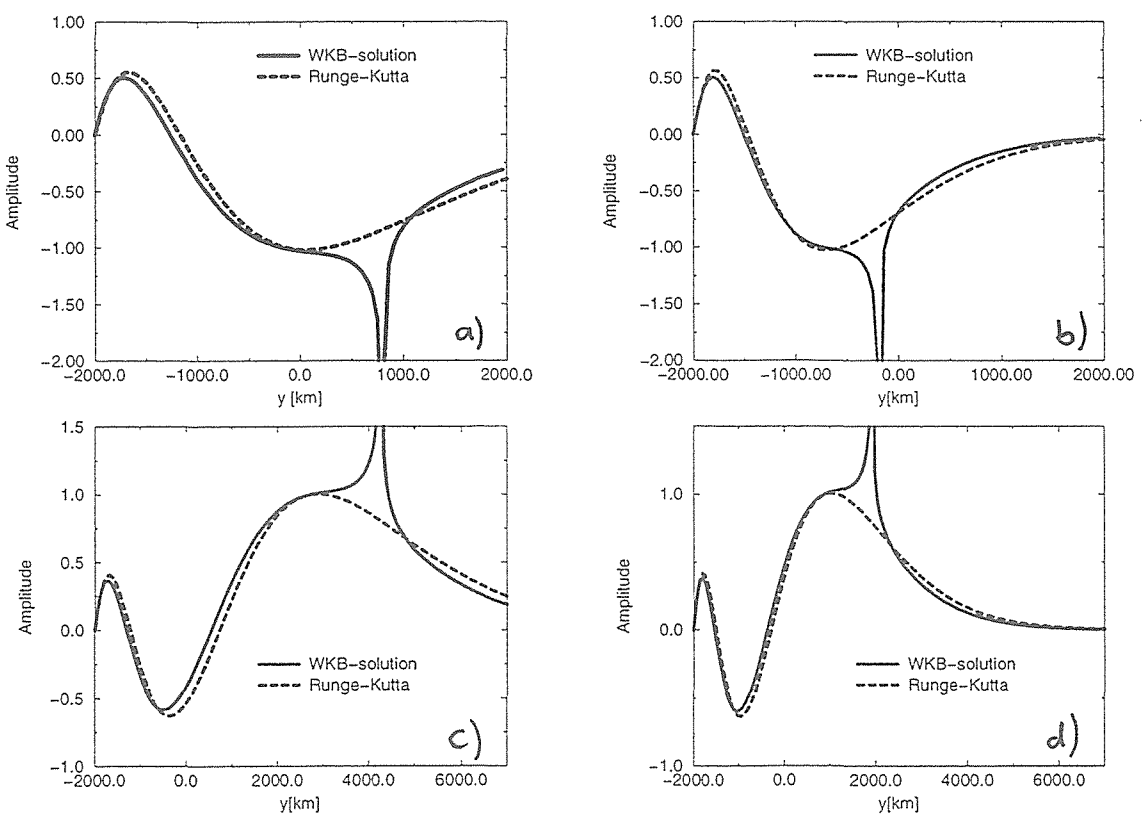
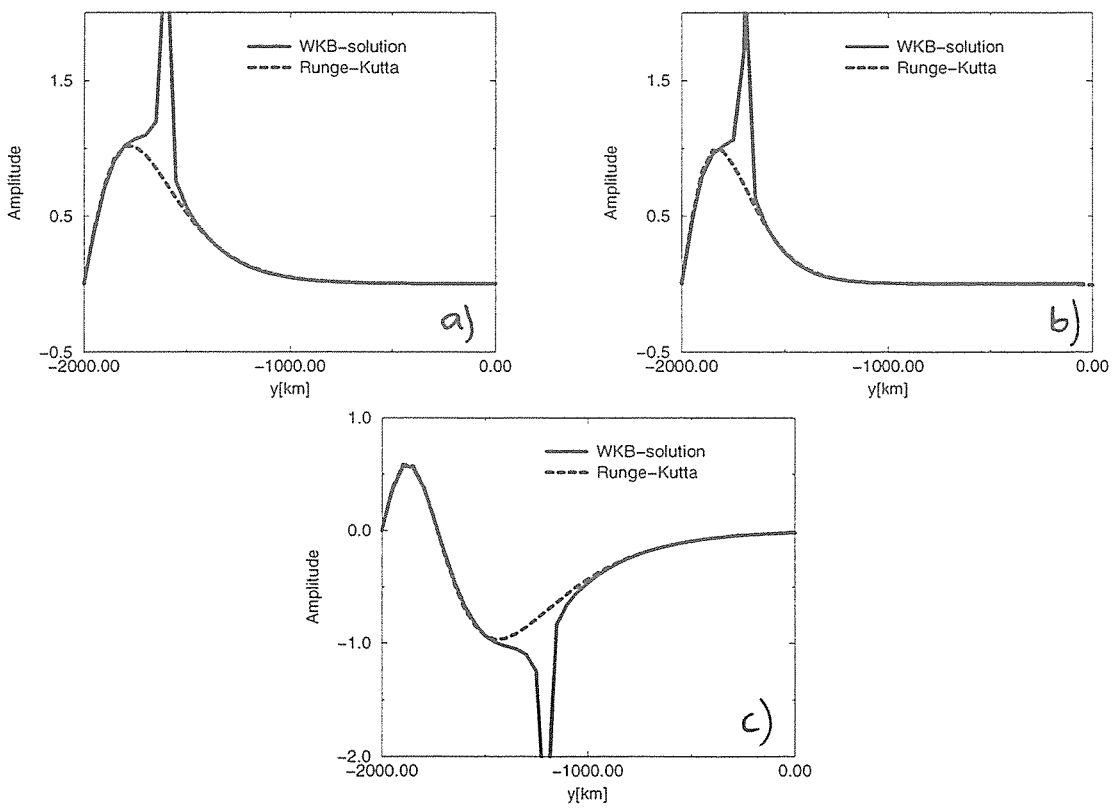


Figure 2: Normed amplitudes of trapped stationary Rossby waves of E3. $m_0^{num} \approx 5.935$, $m_1^{WKB} \approx 5.992$ (a), $\bar{\delta} = 0$, $m_0^{num} \approx 8.814$, $m_2^{WKB} \approx 8.879$ (b), $\bar{\delta} = 0$, $m_1^{num} \approx 4.150$, $m_2^{WKB} \approx 4.175$ (c).



Interne Moden der atmosphärischen Komponente interdekadischer Klimavariabilität

Martin Klingspohn

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Hypothese getestet, ob ein Teil der atmosphärischen Komponente interdekadischer Klimavariabilität durch die Anregung interner, atmosphärischer Moden, speziell von singulären Moden eines linearen, stationären Atmosphärenmodell, begründet werden kann. Die Analysen basieren auf einem linearen, baroklinen quasigeostrophischen Modell, wobei der Grundzustand aus Daten einer Langzeitintegration des ECHAM1/LSG abgeleitet wird. Sie beziehen sich auf eine detektierte Oszillationsmode mit einer Periode von 18 Jahren in dieser GCM Integration. Es zeigt sich, daß der führende rechte singuläre Vektor des linearen baroklinen Modells signifikant mit der interdekadischen Anomalie der atmosphärischen Zirkulation über der Nordhemisphäre korreliert. Damit kann ein Anteil von über 40% der räumlichen Varianz dieser interdekadischen Mode erklärt werden.

Abstract

In the present paper we examine the hypothesis that a part of the atmospheric component of interdecadal variability is manifested in the exitation of internal, atmospheric modes, in particular in singular modes of a linearized, steady-state atmospheric model. This hypothesis is tested by using a baroclinic quasigeostrophic model, for which data from the climate model ECHAM1/LSG are utilized to define the long-term mean basic state. The analysis refers to the interdecadal oscillation with a period of 18 years in this GCM-integration. A significant projection is found of the first singular vector and the interdecadal mode of atmospheric circulation. This singular vector is able to explain about 40% of the spatial variance of the interdecadal anomaly over the Northern Hemisphere.

1 Einleitung

Untersuchungen beobachteter Klimadatenreihen sowie gekoppelte Klimamodelle zeigen eine ausgeprägte Variabilität auf der interdekadischen Zeitskala. Die Ursachen dieser Klimavariabilität können sehr unterschiedlich geartet sein. In erster Linie wird dabei zwischen externen und internen Antriebsmechanismen unterschieden.
Als externe Antriebe können z.B. Variationen der Solarstrahlung fungieren (z.B. Labitzke, 1987), wobei die Stärke des Einflusses auf die Troposphäre zur Zeit noch umstritten ist. Weitaus wichtiger erscheint derzeit die Variabilität auf der interdekadischen Zeitskala, welche auf Wechselwirkungen innerhalb bzw. zwischen den einzelnen Klimasubsystemen beruht. Der Ozean und die Atmosphäre gelten hierbei als wichtigste Klimasubsysteme.

Interne Moden von Atmosphäre und Ozean

James und James (1989) fanden beispielsweise in einem einfachen atmospärischen Zirkulationsmodell langperiodische Oszillationen, die allein auf eine nichtlineare Wechselwirkung einer instabilen wandernden und einer angeregten stehenden Welle zurückgeführt werden

konnten.
Verschiedene Autoren untersuchten interne interdekadische Variabilität im Ozean (z.B. Delworth et al., 1993 sowie Greatbatch und Zang, 1995). Insbesondere Delworth et al. konnten in einem gekoppelten Ozean-Atmosphärenmodell eine irreguläre Oszillation der thermohalinen Zirkulation (THC) auf der Zeitskala von etwa 50 Jahren finden. Sie wiesen nach, daß diese periodische Fluktuation in der THC im wesentlichen das Ergebnis ozeaninterner Prozesse darstellt, wobei hier vor allem der horizontale Temperatur- und Salztransport durch die horizontalen Ozeanzirkulationsräder zu nennen ist.
Solche internen ozeanischen Moden können jedoch durch atmosphärisches Rauschen verstärkt oder gedämpft werden (Weisse et al., 1994).

Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre

a) Passiver Ozean

Hasselmann (1976) entwickelte das Konzept des stochastischen Klimamodells. Dieses basiert auf einer Einwegekopplung des Ozeans mit der Atmosphäre, wobei der atmosphärische Antrieb des Ozeans als "weißes" Rauschen (im allgemeinen via synoptische Störungen) beschrieben wird. Hasselmann konnte zeigen, daß dieser Antrieb zu "roten" Spektren in den ozeanischen Größen führt. Die Ursachen liegen in den längeren Zeitskalen des Ozeans begründet (z.B. längere Relaxationszeiten der Temperatur, unter anderem bedingt durch die größere Wärmekapazität). Der Ozean wirkt also wie ein Integrator der hochfrequenten atmosphärischen Störungen. Frankignoul und Hasselmann (1977) konnten in ihren Untersuchungen der interanualen Variabilität in den mittleren Breiten der ozeanischen Deckschicht dieses Konzept bestätigen.
Zoritas und Frankignouls (1996) sowie Klingspohn (1996) detektierten eine Oszillation mit einer Periode von etwa 18 Jahren in einer Langzeitintegration des gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modells ECHAM1/LSG über dem Nordatlantik. Sie vermuteten, daß die Anomalien in der SST durch die Atmosphäre angetrieben werden, d.h. daß der Ozean lediglich passiv auf einen atmosphärischen Antrieb reagiert, wobei die Zeitskala von dem Ozean bestimmt zu sein scheint. Hierbei spielen sowohl die vertikale Temperaturadvektion im Ozean, welche durch "Eckman pumping" angetrieben wird, als auch die horizontale Advektion eine entscheidene Rolle. Der Ursprung der atmosphärischen Komponente blieb jedoch ungeklärt. Diese Vorstellung eines passiven Ozeans wurde von Frankignoul et al. (1997) aufgegriffen. Sie erweiterten das Konzept von Hasselmann so, daß die windgetriebene horizontale Zirkulation des Ozeans ("Ocean-gyres") mitberücksichtigt werden konnte.

b) Aktiver Ozean

Eine der ersten Arbeiten zur Analyse der Variabilität über dem Nordatlantik stammt von Bjerknes (1964). Er untersuchte Beobachtungen der Meeresoberflächentemperatur (SST) und des Bodendrucks des Zeitraumes 1890 bis 1938. Seine Hypothese zur Klärung der beobachteten Variabilität war, daß die Variationen im Bereich von Jahren im wesentlichen durch lokale Wechselwirkungsprozesse der beiden Klimasubsysteme Ozean und Atmosphäre bedingt seien, wobei eine starke atmosphärische Zirkulation mit einer Warmanomalie südlich bzw. einer Kaltanomalie nördlich des Golfstromes verbunden ist. Bei der dekadischen Variabilität hingegen wird eine starke atmosphärische Zirkulation von einer Kaltanomalie der SST des gesamten Nordatlantiks begleitet. Bjerknes vermutete, daß die Kaltanomalie durch einen verringerten meridionalen Temperaturtransport bedingt sei, wobei die Atmosphäre dazu tendiert, diesen geringeren Temperaturtransport zu kompensieren, also dem Ozean eine aktive Rolle zukommt. Deser und Blackmon (1993)

sowie Kuschnir (1994) fanden bei der Analyse von wesentlich längeren Beobachtungsreihen vergleichbare Variabilitätsmuster über dem Nordatlantik auf der interdekadischen Zeitskala. Auch sie vermuteten eine aktive Rolle des Ozeans und wiesen auf den möglichen Zusammenhang mit der thermohalinen Zirkulation hin. Diesen Zusammenhang konnten Timmermann et al. (1998) in Daten einer Langzeitintegration des ECHAM2/LSG bestätigen. Die von ihnen detektierte interdekadische Anomalie über dem Nordatlantik wies aber eine wesentlich längere Periodenlänge auf.
Latif und Barnett (1994) fanden in einer 70 Jahre Integration des gekoppelten Ozean-Atmosphäre Klimamodells ECHO eine ca. 20 jährige Oszillation im Nord Pazifik. Sie vermuteten, daß diese Variabilität auf einer instabilen Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre beruht. Demnach führt eine anomale starke atmosphärische Zirkulation zu einer erhöhten Aktivität der Ozeanzirkulationsräder, was eine Warmanomalie der SST in den mittleren Breiten hervorruft. Diese verstärkt den meridionalen Temperaturgradienten nördlich zur Anomalie. Palmer und Sun (1985) zeigten, daß die Antwort der Atmosphäre auf eine Warmanomalie in den mittleren Breiten in einer nordwärts verschobenen Aktivität der baroklinen Zyklonen besteht. Dies führt nördlich der SST Anomalie zu einer Verstärkung, südlich zu einer Abschwächung des Westwindes mit der Folge eines anomalen hohen Drucks bzw. einer anomalen schwachen atmosphärischen Zirkulation östlich der Warmanomalie.
Robertson (1996) isolierte eine Oszillation von ca. 18 Jahren in der Nordpazifikregion in einer 500 Jahre Integration des gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modells ECHAM1/LSG mittels der M-SSA Methode. Er zeigte, daß sowohl die Temperaturadvektion im Ozean als auch die Flüsse von latenter bzw. sensibler Wärme für die SST Anomalien verantwortlich sind. Er vermutete, daß der Ursprung der Anomalien auf einem ähnlichen, von Lativ und Barnett beschriebenen Mechanismus beruht. Klingspohn (1996) wies auf den Zusammenhang dieser 18-jährige Mode über dem Nordatlantik und Nordpazifik hin. Mehrere Autoren fanden bei statistischen bzw. numerischen Analysen von gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modellen interdekadische Variabilitätsmuster über dem Nordatlantik, welche ihren Ursprung vermutlich in eine instabile Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre haben. (vgl. Grötzner et al., 1998).

Allen gemeinsam ist, daß auf der interdekadischen Zeitskala eine anomale hohe SST in den mittleren Breiten von einer Abschwächung der atmosphärischen Zirkulation begleitet wird. Der Ursprung der atmosphärischen Komponente ist bislang noch umstritten. In dieser Arbeit wird von der Hypothese ausgegangen, daß sich ein Teil der atmosphärischen Komponente durch die Anregung von internen, atmosphärischen Moden, speziell von singulären Moden erklären läßt. Die Analysen basieren auf einem linearen, baroklinen quasigeostrophischen Modell, wobei der Grundzustand aus Daten des ECHAM1/LSG[1] Kontrollaufes abgeleitet wird. Sie beziehen sich auf die von Klingspohn (1996) detektierte Oszillation mit einer Periode von 18 Jahren über der Nordhemisphäre bzw. über dem Nordatlantik. Diese Anomalie ist derzeit von besonderen Interesse, da in jüngster Zeit eine 17-jährige Mode in Beobachtungsdaten des Nordwesteuropäischen Schelfs nachgewiesen werden konnte (Sündermann, 1998). Konkret wird die Datengrundlage gebildet aus Jahres- bzw. Tageswerten der Stromfunktion auf den Druckflächen 200 hPa, 500 hPa und 850 hPa, welche aus der Kontrollintegration des ECHAM1/LSG (im folgenden als GCM-Experiment bezeichnet) für den Integrationszeitraum von 500 Jahren (Jahr 9-508)

[1]Eine genaue Beschreibung des Modells ist in Maier-Raimer et al. 1993, Cubasch et al. 1992 und v. Storch, 1994 zu finden.

herrühren.
Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zuerst wird die Theorie der singulären Moden und das verwendete barokline quasigeostrophische Modell vorgestellt. Darauf aufbauend werden die singulären Moden des linearen Modelloperators berechnet, mit den interdekadischen Zirkulationsmustern verglichen und das linerare Modell mit einem realistischen Antrieb gelöst.

2 Theoretische Vorbetrachtungen

Um den Einfluß von singulären Vektoren auf das Zustandekommen der atmosphärischen Komponente der interdekadischen Oszillationsmode zu untersuchen, wird ein lineares, baroklines, quasi-geostrophisches Modell verwendet. Als Prototyp dient hier zunächst die quasi-geostrophische potentielle Vorticitygleichung im p-System. Die Gleichung soll lediglich exemplarisch angegeben werden, dh. für eine Druckfläche. Diese Form der Gleichung ist zur Darstellung des Linearisierungskonzeptes sowie für die Darstellung der Theorie der singulären Moden die geeigneteste, weil sie die vertikale Diskretisierung offenhält.

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -J(\Psi, q) - D(\Psi) + S. \tag{1}$$

Hier bedeuten q die potentielle Vorticity (PV), Ψ die Stromfunktion der horizontalen, geostrophischen Strömung, $D(\Psi)$ einen linearen Operator, der dissipative Terme enthält, S eine zeitlich konstante Quelle für PV und J den zweidimensionalen Jakobioperator.

2.1 Linearisierung

Bei der Linearisierung wird dem Konzept von Molteni (1996) gefolgt. Er zerlegt die Stromfunktion Ψ und die PV q in ein klimatologisches Mittel, welches aus den ersten 500 Jahren des Kontrollaufs des ECHAM1/LSG berechnet wird, sowie in eine niederfrequente und in eine hochfrequente Komponente.

$$\begin{aligned} \Psi &= \Psi_c + \tilde{\Psi} + \Psi' \\ q &= q_c + \tilde{q} + q'. \end{aligned}$$

Mit

1.) langzeitlichem Mittel: $\Psi_c =< \Psi >$ und $q_c =< q >$

2.) niederfrequenter Anomalie: $\tilde{\Psi} = \bar{\Psi} - < \Psi >$ und $\tilde{q} = \bar{q} - < q >$

3.) und hochfrequenter Komponente: $\Psi' = \Psi - \bar{\Psi}$ und $q' = q - \bar{q}$

Diese Zerlegung wird in Gleichung 1 eingesetzt und über einen Zeitraum gemittelt, welcher der Lebensdauer der niederfrequenten Anomalien entspricht. Dabei wird berücksichtigt, daß die klimatologischen Größen Ψ_c und q_c zeitlich invariant sind und daß das zeitliche Mittel der gestrichenen Größen verschwindet. Gleichung 1 geht dann über in:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} = J(\hat{\Psi}, \tilde{q}) - J(\tilde{\Psi}, \hat{q}) - D(\tilde{\Psi}) - J(\hat{\Psi}, \hat{q}) - D(\hat{\Psi}) + S - \overline{J(\Psi', q')} \tag{2}$$

Erweitert man Gleichung 2, indem der Term $< J(\Psi', q') >$ addiert und subtrahiert wird, so läßt sich Gleichung 2 in folgender Form schreiben:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} = -J(\tilde{\Psi}, \tilde{q}) + L(\tilde{\Psi}) + \tilde{F} + \hat{F}, \tag{3}$$

wobei die einzelnen Terme wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned} L(\tilde{\Psi}) &= -J(\hat{\Psi}, \tilde{q}) - J(\tilde{\Psi}, \hat{q}) - D(\tilde{\Psi}) \\ \hat{F} &= -J(\hat{\Psi}, \hat{q}) - D(\hat{\Psi}) + S - < J(\Psi', q') > \\ \tilde{F} &= -\overline{J(\Psi', q')} + < J(\Psi', q') > . \end{aligned}$$

$L(\tilde{\Psi})$ ist ein Operator, der alle Größen enthält, die linear in $\tilde{\Psi}$ sind. $\hat{F}$ repräsentiert einen zeitlich invarianten Antrieb, und $\tilde{F}$ ist die zeitlich gemittelte Anomalie der hochfrequenten Transienten.

Es soll nun, wie von Marshal und Molteni (1993) vorgeschlagen, angenommen werden, daß zwei quasistationäre Lösungen $\tilde{\Psi}_\oplus$ und $\tilde{\Psi}_\ominus$ existieren, so daß $\frac{\partial \tilde{q}_\oplus}{\partial t} \approx 0$ und $\frac{\partial \tilde{q}_\ominus}{\partial t} \approx 0$ gilt. Werden diese Lösungen jeweils in Gleichung 3 eingesetzt und voneinander subtrahiert, so folgt:

$$L(\tilde{\Psi}_\oplus - \tilde{\Psi}_\ominus) + \tilde{F}_\oplus - \tilde{F}_\ominus - J(\tilde{\Psi}_\oplus, \tilde{q}_\oplus) + J(\tilde{\Psi}_\ominus, \tilde{q}_\ominus) \approx 0 \tag{4}$$

Weiterhin soll gelten, daß die beiden Lösungen bis auf das Vorzeichen annähernd gleich sind, dh. $\tilde{\Psi}_\oplus \approx -\tilde{\Psi}_\ominus$. Der Grundzustand liegt dann zwischen diesen beiden Lösungen. Berücksichtigt man diese Bedingung, so verschwinden die nichtlinearen Terme $J(\tilde{\Psi}_\oplus, \tilde{q}_\oplus)$ und $J(\tilde{\Psi}_\ominus, \tilde{q}_\ominus)$ in Gleichung 4:

$$L(\tilde{\Psi}_\oplus - \tilde{\Psi}_\ominus) + \tilde{F}_\oplus - \tilde{F}_\ominus \approx 0 \tag{5}$$

Im Gegensatz zu Marshall und Molteni (1993), die postulierten, daß beide quasistationären Lösungen durch gleiche Antriebsstrukturen angeregt werden, soll hier die Herangehensweise von Molteni (1996) übernommen werden. Der Antrieb $\tilde{F}$ soll näherungsweise eine lineare Funktion der großräumigen Zirkulation sein, so daß $\tilde{F}_\oplus \approx -\tilde{F}_\ominus$ für $\tilde{\Psi}_\oplus \approx -\tilde{\Psi}_\ominus$ gilt. Wird diese Annahme berücksichtigt, so folgt, daß $\tilde{\Psi}_\oplus$ und $\tilde{\Psi}_\ominus$ Lösungen der folgenden Gleichung sind:

$$L(\tilde{\Psi}) + \tilde{F} \approx 0 \tag{6}$$

H sei ein linearer Operator, der die PV in die Stromfunktion invertiert. So kann die Zeitableitung der Stromfunktion durch Anwendung von H auf beide Terme der Gleichung 6 erhalten werden, d.h.:

$$HL(\tilde{\Psi}) + H\tilde{F} = \hat{L}\tilde{\Psi} + H\tilde{F} \approx 0 \tag{7}$$

Die Gleichung 6 läßt sich nicht ohne weiteres lösen, da es für die Annahme, daß die Anomalie der hochfrequenten Transienten $\tilde{F}$ eine lineare Funktion von $\tilde{\Psi}$ ist, bisher keine analytische Lösung gibt. Denn dieses würde eine vollständige Parametrisierung der baroklinen Instabilität bedeuten (Molteni, 1996).

2.2 Berechnung der Singulären Moden

Bei der Berechnung der singulären Moden (bei Molteni (1996) dynamische neutrale Vektoren genannt) wird der Antrieb $\tilde{F}$ nicht berücksichtigt. In dem Abschnitt 3.5 wird das lineare Modell (Gleichung 6) mit einem realistischen Antrieb gelöst und mit dem ersten singulären Vektor verglichen. Die Gleichung zur Berechnung der singulären Moden des Modelloperators $\hat{L}$ ist also nicht 7, sondern Gleichung 8.

$$\hat{L}\tilde{\Psi} \approx 0 \tag{8}$$

Gesucht werden solche quasistationären Lösungen $\tilde{\Psi}$ von Gleichung 8, die den mit der Gesamtvarianz des Systems normierten Betrag der relativen Stromfunktionstendenz

$$\lambda^2 = \frac{\mid \hat{L}\tilde{\Psi} \mid^2}{\mid \tilde{\Psi} \mid^2} = \frac{< \hat{L}\tilde{\Psi}, \hat{L}\tilde{\Psi} >}{< \tilde{\Psi}, \tilde{\Psi} >} \tag{9}$$

minimieren. Dabei symbolisieren die spitzen Klammern ein geeignetes inneres Produkt. Sei $\hat{L}^+$ der zu $\hat{L}$ adjungierte Operator bezüglich dieses inneren Produkts, so läßt sich die Beziehung 9 schreiben als:

$$\lambda^2 = \frac{< \hat{L}^+\hat{L}\tilde{\Psi}, \tilde{\Psi} >}{< \tilde{\Psi}, \tilde{\Psi} >} \tag{10}$$

Der selbstadjungierte Operator $\hat{L}^+\hat{L}$ stellt eine positiv definite hermitesche Matrix dar. Daraus folgt:

1.) Die Bedingung 10 wird durch denjenigen Eigenvektor des Operators $\hat{L}^+\hat{L}$ minimiert, der mit dem kleinsten Eigenwert verknüpft ist. Ein solcher Eigenvektor besitzt die Eigenschaft der Quasi-Stationarität.

2.) Die Eigenvektoren und Eigenwerte von $\hat{L}^+\hat{L}$ sind zugleich die rechten singulären Vektoren und die quadrierten singulären Werte von $\hat{L}$.

Bei den hier vorgestellten Analysen werden die Lösungen von Gleichung 8, die der Anforderung einer minimalen relativen Stromfunktionstendenz genügen, durch eine Singulärwertzerlegung des Operators (der Matrix) $\hat{L}$ bestimmt:

$$T = Q^T\hat{L}P, \tag{11}$$

hier ist T eine Diagonalmatrix, deren Diagonalelemente die singulären Werte λ_i ($\lambda_i > 0$) sind, P und Q jeweils eine orthogonale normierte Matrix, deren Spalten die rechten (p_i) bzw. linken (q_i) singulären Vektoren repräsentieren. Navarra (1993) identifizierte die linken singulären Vektoren als diejenigen Antriebsstrukturen, die die zugehörigen rechten singulären Vektoren optimal anregen können. Das Vektorpaar (q_i, p_i) mit dem zugehörigen singulären Wert λ_i wird als singuläre Mode bezeichnet.
Der Kehrwert des singulären Wertes λ^{-1} gibt das Verhältnis zwischen der Norm des Eigenvektors und der Norm seiner linearen Tendenz an. Molteni (1993) interpretierte λ^{-1} als die charakteristische Zeit der Änderung des singulären Vektors infolge der linearen Dynamik.

2.3 Modellgleichungen

Die hier dargelegte Modellstrategie basiert auf einem quasi-geostrophischen, baroklinen 3 Schichten Modell im p-System, analog dem von Marshall and Molteni (1993). Das Modell prognostiziert die quasi-geostrophische potentielle Vorticity für die Druckflächen 200 hPa (Index 1), 500 hPa (Index 2) und 850 hPa (Index 3) mittels der Modellgleichungen:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial q_1}{\partial t} &= -J(\Psi_1, q_1) - D_1(\Psi_1, \Psi_2) + S_1 \\
\frac{\partial q_2}{\partial t} &= -J(\Psi_2, q_2) - D_2(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3) + S_2 \\
\frac{\partial q_3}{\partial t} &= -J(\Psi_3, q_3) - D_3(\Psi_2, \Psi_3) + S_3,
\end{aligned} \tag{12}$$

wobei D_1, D_2 und D_3 lineare dissipative Terme repräsentieren und S_1, S_1 und S_3 konstante Quellen potentieller Vorticity sind. Die potentielle Vorticity für die Druckflächen ist dabei gegeben durch folgende lineare Beziehungen:

$$\begin{aligned}
q_1 &= \Delta\Psi_1 - R_1^{-2}(\Psi_1 - \Psi_2) + f \\
q_2 &= \Delta\Psi_2 + R_1^{-2}(\Psi_1 - \Psi_2) - R_2^{-2}(\Psi_2 - \Psi_3) + f \\
q_3 &= \Delta\Psi_3 + R_2^{-2}(\Psi_2 - \Psi_3) + f(1 + \frac{h}{H_0})
\end{aligned} \tag{13}$$

Hierbei ist $f = 2\Omega sin(\phi)$. R_1 (=750km) bzw. R_2 (=550km) sind Rossby-Deformationsradien für die 200-500 hPa bzw. 500-850 hPa Schicht. h stellt die orographische Höhe und H_0 =8000m die vertikale Erstreckung der homogenen Atmosphäre ("scale-height") dar. Das Gleichungssystem 12 wird gemäß der in Abschnitt 2.1 angegebenen Weise linearisiert. Zur horizontalen Diskretisierung des Gleichungssystems 12 wird die Semi-Spektralmethode mit Kugelgeometrie benutzt, wobei die horizontale Auflösung (in globalen Kugelflächenfunktionen) mit der der atmosphärischen Komponenten des oben erwähnten Klimamodells übereinstimmt (T21).

2.4 Dissipative Terme

Die dissipativen Terme in Gleichung 12 D_1, D_2 und D_3 für die Druckflächen 200hPa, 500hPa und 850hPa beinhalten die Temperaturrelaxation (TR_{12} und TR_{23}), die Ekmanreibung (EK_3) sowie die horizontale Diffusion (H_i, $i = 1, 2, 3$).

$$\begin{aligned}
-D_1 &= TR_{12} - H_1 \\
-D_2 &= -TR_{12} + TR_{23} - H_2 \\
-D_3 &= -TR_{12} - EK_3 - H_3
\end{aligned}$$

Die Temperaturrelaxation TR zwischen den Modellschichten wird folgendermaßen berechnet:

$$\begin{aligned}
TR_{12} &= \tau_r^{-1} R_1^{-2}(\Psi_1 - \Psi_2) \\
TR_{23} &= \tau_r^{-1} R_2^{-2}(\Psi_2 - \Psi_3),
\end{aligned}$$

wobei τ_r die Relaxationszeit repräsentiert.
Bei der Berechnung der Ekmanreibung wurde keine Unterscheidung zwischen Land und See Punkten vorgenommen. Die lineare Reibung kann dann wie folgt abgeschätzt werden:

$$EK_3 = \tau_e^{-1} \nabla^2 \Psi_3 \tag{14}$$

Der Term:

$$H_i = c_h \nabla^8 q_i' \tag{15}$$

repräsentiert die horizontale Diffusion. Der Diffusionskoeffizient ist gegeben durch

$$c_h = \tau_h^{-1} a^8 (n(n+1))^{-4}, \tag{16}$$

wobei a der Erdradius, $n = 21$ die totale Wellenzahl und τ_h^{-1} die Diffusionszeit ist.

3 Ergebnisse

Es sollen nun die ersten singulären Moden des im Abschnitt 2 beschriebenen Operators des linearen baroklinen Modells genauer untersucht werden. Zu klären ist dabei zunächst deren Zusammenhang mit der langperiodischen atmosphärischen Variabilität über der Nordhemisphäre (welche sich in den führenden EOF's manifestiert) bzw. der detektierten interdekadischen Oszillationsmode.

3.1 Wahl der Parameter und des Grundzustandes

Bei der Berechnung des linearen baroklinen Modelloperators $\hat{L}$ gehen, wie bereits erwähnt, lediglich der Grundzustand sowie die dissipativen Größen ein. Der hier verwendete Grundzustand ist das 500 Jahre Mittel der aus der og. Kontrollintegration herrührenden Stromfunktion auf der 200 hPa, 500 hPa sowie der 850 hPa Druckfläche. Dieser Grundzustand ist in Abbildung 1 dargestellt. Deutlich sichtbar sind die subtropischen "Jets" über dem Nordpazifik und dem Nordatlantik, welche in Lage und Ausprägung in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen stehen. Die Längenabhängigkeit des Grundzustandes auf der Südhemisphäre ist, wie aus Beobachtungen bekannt, gering. Die zur Berechnung des Modelloperators $\hat{L}$ verwendeten Parameter sind in Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1: Die zur Berechnung des Modelloperators $\hat{L}$ verwendeten Parameter, wobei τ_r τ_e und τ_h die Zeitskalen der Temperaturrelaxation, der Ekmanreibung und der Horizontaldiffusion darstellen, R_1 und R_2 die Rossbydeformationsradien der 200-500hPa bzw. 500-850 hPa Modellschicht angeben und H_0 eine Skalenhöhe repräsentiert.

τ_r [d]	τ_e [d]	τ_h [d]	R_1 [Km]	R_2 [Km]	H_0 [Km]
25	9	2	750	550	8

3.2 Analyse der singulären Moden

Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Singulärwertzerlegung der Matrix $\hat{L}$ dargestellt werden, die mit dem o.g. Grundzustand und Parametersatz berechnet wurden. Die Matrix $\hat{L}$ ist nicht singulär, aber sie ist schlecht konditioniert. Ein Maß dafür, wie nahe eine Matrix einer singulären ist, ist die Konditionierungszahl $COND$, welche über das Verhältnis zwischen dem größten und dem kleinsten singulären Wert einer gegebenen Matrix definiert ist. Je größer die Konditionierungszahl, desto schlechter ist diese Matrix

konditioniert, d.h. sie tendiert stärker zur Singularität. In dem vorliegenden Fall beträgt die Konditionierungszahl $COND$= 491152. Metz (1994) fand bei Analysen eines linearen barotropen Modelloperators wesentlich geringe Konditionierungszahlen. Sie lagen dort im Bereich von $10^2 - 10^3$. In Tabelle 2 sind die charakteristischen Zeiten der zehn führenden singulären Vektoren angegeben. Bei dem ersten singulären Vektor beträgt diese etwa 71822 Tage und hebt sich von den darauffolgenden deutlich ab.

Tabelle 2: Charakteristische Zeit (Tage)

NR.	1	2	3	4	5	5	7	8	9	10
$\lambda^{-1}[d]$	71822	1483	808	597	303	286	234	212	194	180

3.2.1 Der erste rechte singuläre Vektor

In Abbildung 2 ist der erste rechte singuläre Vektor für die 200 hPa, 500 hPa und 850 hPa Modellfläche dargestellt. Es zeigt sich, daß dieser in allen drei Modellschichten vor allem über der Nordhemisphäre ausgeprägt ist und ein äquivalent barotropes Verhalten aufweist. In den mittleren Breiten der Nordatlantikregion ist deutlich ein Dipolmuster zu erkennen, wobei ein Pol im Bereich Neufundlands und der zweite entlang des 30° Breitenkreises lokalisiert ist. In der Polarzone zeigt dieser Vektor für die 200hPa und 500hPa Modellschicht ein stark zonal orientiertes Windfeld. Über dem Nordpazifik weist der rechte singuläre Vektor nur geringe Ausprägung auf.

3.2.2 Anregung des ersten rechten singulären Vektors

Wie bereits erwähnt, zeigen die linken singulären Vektoren Antriebsstrukturen, welche die zugehörigen rechten singulären Vektoren optimal anregen (Navarra, 1993). Durch Analyse der horizontalen bzw. vertikalen Struktur der linken singulären Vektoren können die Regionen bestimmt werden, in denen anomale Quellen der PV bevorzugt zur Anregung der zugehörigen rechten singulären Vektoren führen können. In Abbildung 3 ist der erste linke singuläre Vektor für die drei Modellschichten angegeben. Am stärksten ausgeprägt sind diese Strukturen in der 500 hPa bzw. 850 hPa Modellschicht. Bei der 200hPa Schicht besteht die Anregungsstruktur aus zwei in den Tropen gelegenen Wellenzügen. Die Antriebsstrukturen für die 500 hPa bzw. 850 hPa Modellschicht sind im wesentlichen ähnlich und etwa gleicher Größenordnung, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die größten Amplituden sind im Bereich des Ochotskischen Meeres (nördlich von Japan), im zentralen Nordpazifik östlich der Datumsgrenze sowie in der "stormtrack"-Region des Nordatlantiks sichtbar.

3.3 Zusammenhang mit den führenden EOF's

Verschiedene Autoren haben auf den Zusammenhang zwischen den singulären Moden eines linearen Modelloperators und der langperiodischen atmosphärischen Variabilität (sichtbar in den führenden EOF's der Stromfunktion) hingewiesen (vgl. Navarra (1993), Marshall and Molteni (1993) und Metz (1994)).
Der Zusammenhang zwischen den ersten rechten singulären Vektoren und den führenden EOF's der Stromfunktion des GCM-Experimentes soll nun über der Nordhemisphäre untersucht werden. Dazu werden die Muster der ersten vier singulären Vektoren mit den

führenden vier EOF's der Stromfunktion auf den Druckflächen 200 hPa, 500 hPa und 850 hPa korreliert.
Ein Test, auf welchem Vertrauensniveau die Musterkorrelationen signifikant sind, ist insoweit problematisch, da es kein exaktes Verfahren zur Bestimmung der Freiheitsgrade räumlicher Strukturen gibt. Es soll daher ein Verfahren Anwendung finden, welches geeignet erscheint, eine grobe Abschätzung der Freiheitsgrade zu erhalten. Dabei soll das Muster des zu testenden rechten singulären Vektors auf eine geeignete orthogonale Basis projiziert werden. Die Zahl der Freiheitsgrade ist dann die Anzahl der Basisvektoren, die etwa 95% der räumlichen Varianz des zu testenden Musters erkären. In dem hier zu untersuchenden Fall ist ein geeignetes Basissystem sicherlich die EOF der Stromfunktion auf der jeweiligen Druckfläche. Datengrundlage sollen die jeweiligen Jahreswerte des GCM-Experimentes sein. Es zeigte sich, daß eine Wahl von 30 Freiheitsgraden für Untersuchungen der Nordhemisphäre sinnvoll ist. Die Signifikanz wird dann mit einem Z-Test überprüft. Bei einer Wahl von 30 Freiheitsgraden wären die Korrelationskoeffizienten von über $+/-0.458$ auf dem 99%, über $+/-0.360$ auf dem 95% und über $+/-0.306$ auf dem 90% Vertrauensniveau signifikant. Die Ergebnisse der Musterkorrelation sind in Tabelle 3 dargestellt.

Es zeigt sich, daß der erste rechte singuläre Vektor mit der ersten EOF der jeweiligen

Tabelle 3: Korrelationen der ersten vier singulären Vektoren mit den führenden EOF's der Stromfunktion (Jahresmittel) für die jeweilige Modellschicht. Signifikante Korrelationen auf dem 95% Vertrauensniveau sind mit einem Stern und auf dem 99% Vertrauensniveau mit zwei Sternen gekennzeichnet.

Stromfunktion: 200 hPa	EOF 1	EOF 2	EOF 3	EOF 4
1. rechte singuläre Vektor	-0.506**	0.141	0.021	-0.026
2. rechte singuläre Vektor	0.174	-0.367*	0.228	-0.027
3. rechte singuläre Vektor	-0.207	0.192	-0.313	0.167
4. rechte singuläre Vektor	>0.001	-0.031	-0.467**	0.162
Stromfunktion: 500 hPa	EOF 1	EOF 2	EOF 3	EOF 4
1. rechte singuläre Vektor	0.519**	-0.173	-0.058	-0.469**
2. rechte singuläre Vektor	-0.240	0.305	-0.136	0.001
3. rechte singuläre Vektor	0.281	-0.562**	0.071	0.308
4. rechte singuläre Vektor	0.234	0.117	-0.040	0.060
Stromfunktion: 850 hPa	EOF 1	EOF 2	EOF 3	EOF 4
1. rechte singuläre Vektor	0.459**	0.009	-0.096	0.359
2. rechte singuläre Vektor	-0.234	0.043	0.038	0.053
3. rechte singuläre Vektor	0.334	0.417*	-0.206	0.310
4. rechte singuläre Vektor	0.318	-0.005	0.129	-0.071

Druckfläche auf dem 99% Signifikanzniveau korreliert. Die räumliche Varianz, die dieser von der führenden Mode der langperiodischen atmosphärischen Variabilität erklärt, liegt demnach im Bereich von 25%. Signifikante Korrelationen zeigen sich weiterhin bei der zweiten bzw. dritten EOF der 200 hPa Stromfunktion mit dem zweiten rechten bzw. vierten rechten singulären Vektor dieser Druckfläche sowie bei der dritten EOF der 500 hPa und 850hPa Druckfläche mit dem dritten singulären Vektor. Außergewöhnlich stark ist die vierte EOF (500 hPa) mit dem ersten singuläre Vektor korreliert. Zusammenfassend

läßt sich sagen, daß auch die singulären Moden eines baroklinen linearen Modelloperators große Anteile der Varianz der führenden Moden der langperiodischen atmosphärischen Variabilität (also die Zeitskalen, die $\geq$ 1 Jahr sind) über der Nordhemisphäre erklären, wobei die erste singuläre Mode die meiste räumliche Varianz zu erklären vermag. In Abbildung 4 ist die erste EOF der Stromfunktion bei 500 hPa über der Nordhemisphäre dargestellt.

3.4 Zusammenhang mit der 18 Jährigen Mode

Es soll nun geprüft werden, ob ein Zusammenhang zwischen der Anregung des ersten rechten singulären Vektors und der Entstehung der atmosphärischen Komponente der im GCM-Experiment detektierten Oszillation über der Nordhemisphäre mit einer Periode von 18 Jahren besteht. Dazu wird der Anteil räumlicher Varianz berechnet, die der führende rechte singuläre Vektor von der atmosphärischen Komponente der Oszillationsmode in Abhängigkeit von deren Phase zu erklären vermag. Weiterhin soll der Frage nachgegangen werden, ob im GCM-Experiment Anregungsstrukturen existieren, die eine Anregung des ersten rechten singulären Vektors vermögen und, falls diese vorhanden sind, zeitlich kohärent mit der Oszillationsmode auftreten.

3.4.1 Die räumliche Struktur

Die räumlichen Muster der ersten vier rechten singulären Vektoren für die 500 hPa Modellschicht werden mit dem "composite"-Muster der detektierten interdekadischen Mode in der 500 hPa Stromfunktion zu jeder Phase der Oszillation korreliert. Zur Berechnung der "composites" siehe Klingspohn (1996). Die Ergebnisse dieser Korrelationen sind in Abbildung 5 dargestellt. Dabei bezeichnen die Phasen -9, 0 und 9 den Zustand der Oszillation mit maximaler Amplitude über dem Nordatlantik. Bei Phase 4 bzw. -4 ist keine Ausprägung über dem Nordatlantik sichtbar, bei Phase -5 und 3 zeigt die Oszillation maximale Ausprägung über dem Nordpazifik. Lediglich der erste rechte singuläre Vektor korreliert signifikant mit der Oszillationsmode (angegeben ist das 99% Konfidenzniveau bei 30 Freiheitsgraden). Es zeigt sich, daß die Korrelation im Bereich der Phase 0 (gleiches gilt für die Phase 9 und -9) am größten ist. Der Korrelationskoeffizient beträgt 0.635. Dieses ist gleichbedeutend damit, daß der erste singuläre Vektor über 40% der räumlichen Varianz der Oszillationsmode bei maximaler Ausprägung über dem Nordatlantik zu erklären vermag. Im Bereich der Phase 4,-4 sind die Muster unkorreliert.

In den Abbildungen 6 und 7 sind das "composite"-Muster der Anomalie der Oszillationsmode zum Zeitpunkt maximaler Amplitude über dem Nordatlantik (Phase 0) sowie der erste rechte singuläre Vektor über der Nordhemisphäre für die 500 hPa Modellschicht dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit der Muster wird das räumliche Mittel von den Mustern subtrahiert sowie eine Normierung durchgeführt. Das besonders ausgeprägte anomale Verhalten über dem Atlantik in Form eines Dipols deckt sich mit der Struktur des ersten singulären Vektors dieser Modellschicht. Gewisse Übereinstimmungen sind aber auch im Bereich des Asiatischen Kontinents sichtbar. Keine Übereinstimmung zeigt sich über dem Nordpazifik.

3.5 Lösung des linearen Modells

Es soll nun gezeigt werden, daß in dem GCM-Experiment Anregungsstrukturen existieren, welche zu einer Anregung des rechten singulären Vektors führen können. Es soll dazu das lineare barokline Modell, welches wir in Abschnitt 2 definiert haben, mit einem realistischen Antrieb, der aus dem GCM-Experiment extrahiert wird, gelöst werden.

$$\hat{L}\tilde{\Psi} + H\tilde{F} = 0, \tag{17}$$

wobei $\hat{L}$ den linearen baroklinen Modelloperator und $\tilde{F}$ den Antrieb durch die hochfrequenten Transienten darstellt. H ist ein linearer Operator, der die potentielle Vorticity in die Stromfunktion invertiert.

Als Antrieb $\tilde{F}$ soll hier eine 5-Tage Anomalie der hochfrequenten Transienten fungieren. Datengrundlage sind Tageswerte der Stromfunktion auf der 200, 500 und 850 hPa Druckfläche der ersten 500 Jahre des GCM-Kontrollexperiments, von denen der lineare Anteil des Trends abgezogen wurde. Die Jahresmittel der Lösung des linearen Modells werden dann mit dem ersten rechten singulären Vektor von $\hat{L}$ korreliert. Das Ergebnis dieser Korrelation ist in Abbildung 8 dargestellt. Es zeigt sich, daß bis auf wenige Ausnahmen die Korrelation immer annähernd 1 bzw. -1 beträgt.
Im GCM-Experiment liegen also zu jedem Zeitpunkt HFT-Strukturen vor, die in der linearen Modellwelt in der Lage sind, den ersten singulären Vektor anzuregen. Korreliert man diese 5-Tages Anomalie der Transienten mit dem ersten linken singulären Vektor des Modelloperators, welcher nach Navarra (1993) die optimale Anregungsstruktur des rechten singulären Vektors darstellt, so findet man nur eine verschwindend geringe Übereinstimmung (Korrelationskoeffizienten von unter 0.04). Molteni (1996) zeigte, daß bei einem hinreichend schlecht konditionierten linearen Modelloperator (große Konditionierungszahl) die Lösung des linearen Modells unter Berücksichtigung eines HFT-Antriebs mit dem rechten singulären Vektor von $\hat{L}$ hohe Korrelationen aufweisen kann, jedoch der Antrieb selbst nur geringe Projektion auf einen optimalen Antrieb (linker singulärer Vektor von $\hat{L}$) besitzen muß. Physikalisch interpretiert heißt dies, daß die führenden rechten singulären Vektoren eines (schlecht konditionierten) Modelloperators hochresonante Strukturen sind, die bereits bei geringer Anregung ihre räumliche Struktur zeigen. Der Antrieb selbst steuert dann nur die Amplitude dieser quasi-stationären Lösung.

Um zu testen, ob die Lösung des linearen Modells tendenziell die 18-jährige Mode zu reproduzieren vermag, wird die Kovarianz zwischen der Lösung des linearen Modells und dem ersten rechten singulären Vektor für die 500 hPa Modellschicht berechnet und dann ein "composite" dieser Kovarianzfunktion, wie in Klingspohn (1996) angegeben, gebildet (Abbildung 9). Dabei bezeichnet die Phase -9, 0 und 9 wieder den Zustand der Oszillation mit maximaler Amplitude über dem Nordatlantik. Phase 4 bzw. -4 bedeutet keine Ausprägung über dem Nordatlantik und Phase -5 und 3 maximale Ausprägung über dem Nordpazifik. Zu erwarten wäre eine erhöhte Kovarianz im Bereich der Phase 0 bzw. 9 und -9. Es zeigt sich keine Tendenz, daß im Bereich die Phase 0 (gleichermaßen für die Phase 9 und -9) der Oszillation das Muster des rechten singulären Vektors bevorzugt ausgeprägt ist. Die gestrichelte Linie ist eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades.

Es soll nun geprüft werden, inwieweit die Struktur des ersten singulären Vektors in den Rohdaten des GCM-Experimentes sichtbar ist. Dazu wird der erste rechte singuläre Vektor

bei 500 hPa mit den Jahreswerten der Stromfunktion (500hPa) über der Nordhemisphäre des GCM-Experimentes korreliert. In Abbildung 10 ist die Zeitreihe dieser Musterkorrelation angegeben. Es existieren relativ viele Zeitpunkte, wo die Muster eine signifikante Korrelation aufweisen. Eine gewisse Periodizität auf der interdekadischen Zeitskala ist jedoch nicht augenfällig. Es wird daher die Kovarianz zwischen den Rohdaten des GCM-Experimentes der Stromfunktion bei 500 hPa und dem ersten rechten singulären Vektor berechnet und dann ein "composite" dieser Kovarianzfunktion gebildet (Abbildung 11). Die gestrichelte Linie ist eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades. Es zeigt sich, daß um die Phase 0 (gleichermaßen für die Phase 9 und -9) der Oszillation das Muster des rechten singulären Vektors bevorzugt ausgeprägt ist.

Im GCM-Experiment existieren fast immer Antriebsstrukturen, welche eine Anregung des ersten rechten singulären Vektors ermöglichen, aber das lineare Modell ist nicht in der Lage die 18-jährige Mode zu reproduzieren. Jedoch zeigt sich in der GCM-Integration, daß das Muster des ersten singulären Vektors die Tendenz aufweist, zur Phase 0 bzw. -9 und 9 der interdekadischen Oszillation besonders stark ausgeprägt zu sein. Dies legt den Schluß nahe, daß nichtlineare Prozesse in der GCM-Integration die Ausprägung dieses Zirkulationsmusters behindern und diese Prozesse vermutlich periodisch auftreten.

4 Diskussion

Der berechnete lineare barokline Modelloperator ist nahezu singulär. Die Konditionszahl ist in der Größenordnung 10^5 und damit wesentlich grösser als im barotropen Fall, wo die Konditionszahlen im Bereich von 10^2 bis 10^3 liegen (vgl. Metz 1994 und Metz 1995). Sensitivitätstudien zeigen, daß die Konditionszahl bzw. die charakteristische Zeit des rechten singulären Vektors stark sensitiv auf leichte Variationen der dissipativen Terme reagieren, wo hingegen die räumliche Struktur der ersten rechten singulären Vektoren nur gering beeinflußt werden. Ein gleiches Verhalten konnten Marschall und Molteni (1993) bei ihren Sensitivitätsanalysen beobachten. Molteni (1996) wies darauf hin, daß gewisse Variation der charakteristischen Zeit unbedeutend ist, solange der zugehörige rechte singuläre Vektor in Beziehung zu einer quasistationären Lösung eines nicht linearen Modells steht.

Der von verschiedenen Autoren diskutierte Zusammenhang zwischen den singulären Moden eines barotropen Modelloperators und der niederfrequenten atmosphärischen Variabilität (vergl. Navarra 1993, Metz 1994 und Metz 1995) konnte für den Fall eines baroklinen Modelloperators ebenfalls aufgezeigt werden.

Der Anteil an der räumlichen Varianz, den der erste rechte singuläre Vektor an der interdekadischen Mode des GCM Experimentes zur Phase maximaler Ausprägung über dem Nordatlantik erklärt, beträgt über 40%.
Die Lösung des linearen Modells mit einem realistischen Antrieb zeigt, daß in der GCM Integration jederzeit Strukturen vorherrschen, die in der Lage sind den ersten singulären Vektor anzuregen, obwohl der erste linke singuläre Vektor, welcher die optimalen Antriebsstrukturen des zugehörigen rechten singulären Vektors darstellt, mit dem realistischen Antrieb (Anomalie der hochfrequenten Transienten) nahezu unkorreliert ist.
Molteni (1996) konnte nachweisen, daß die führenden singulären Vektoren eines schlecht konditionierten Modelloperators (wie bei dem hier untersuchten Fall) bereits bei ge-

ringfügiger Übereinstimmung des realistischen Antriebs mit den optimalen Antrieb diese Vektoren anregen können, dh. daß die führenden rechten singulären Vektoren hochresonate Strukturen sind.
Das Composite der Kovarianzfunktion des ersten rechten singulären Vektors und der Lösung des linearen Modells zeigt keine zeitliche Übereinstimmung mit der untersuchten interdekadischen Mode. Das heißt, das lineare Modell ist nicht in der Lage, die 18-jährige Oszillationsmode zu simulieren. Dagegen weist das Composite der Kovarianzfunktion der Rohdaten der Stromfunktion mit den ersten rechten singulären Moden darauf hin, daß zu den Zeitpunkten maximaler Amplitude der interdekadischen Mode über dem Nordatlantik das Muster des ersten rechten singulären Vektors bevorzugt auftritt. Es ist zu vermuten, daß in der GCM Integration nicht-lineare Prozesse die Ausprägung singulärer Vektoren modefizieren. Es erscheint derzeit unumstritten, daß die Periodenlängen interdekadischer Oszillationen durch ozeanische Prozesse bedingt sind. Insbesondere werden die Umlaufzeiten der ozeanischen Zirkulationsräder (vgl. Lativ und Barnet 1994, Robertson 1995, Zorita und Frankinoul 1996 sowie Klingspohn 1996) sowie die Kopplung an die THC diskutiert (Timmermann et al. 1998). Dennoch trägt offensichtlich die Anregung von internen atmosphärischen Moden zur atmosphärischen Komponente der interdekadischen Oszillation bei.

5 Schlußfolgerungen

Die Hypothese, daß sich ein Teil der atmosphärischen Komponente interdekadischer Klimavariabilität über der Nordhemisphäre über die Anregung von internen atmosphärischen Moden erklären läßt, konnte erhärtet werden. Einerseits konnte gezeigt werden, daß eine signifikante Projektion des ersten rechten singulären Vektors auf die interdekadische Anomalie der 500 hPa Stromfunktion zur Phase maximaler Ausprägung über dem Nordatlantik existiert. In dem GCM Experiment liegen Anregungsstrukturen vor, die es ermöglichen, diesen rechten singulären Vektor jederzeit anzuregen. Andererseits ist aber eine zeitliche Korrelation der interdekadischen Anomalie mit der Lösung des linearen Modells nicht erkennbar.

6 Literaturverzeichnis

Blade, I., 1996: On the relationship of barotropic sigular modes to the low-frequency variability of a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2393- 2399.

Cubasch,U., K. Hasselmann, H.Hoeck, E. Maier-Reimer, U. Mikolajewitz, B.S. Santer und R. Sausen, 1992: Time-dependet greenhouse warming computations with a coupled ocean-atmosphere model. *Climate Dynamics* , 8, 55-69.

Delworth, T., S. Manabe, R.J. Stouffer, 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **3**, 1993-2011.

Deser, C and M.L Blackmon, 1993: Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter: 1900-1989, *J. Climate*, **6**, 1743-1753.

James, I.N. and P.M. James, 1989: Ultra-low-frequency variability in a simple atmospheric circulation Model. *Nature*, **342**, 53-55.

Greatbach, R.J. and S. Zhang,1995: An interdecadal oscillation in an idealized ocean basin forced by constant heat flux. *J. Climate*, **8**, 81-91.

Grötzner, A. M. Latif and T. P. Barnett, 1998: A decadal climate cycle in the North Atlantic Ocean as simulated by the ECHO coupled GCM. *J. Climate, accepted*, **11**, 831-847

Klingspohn, M., 1996: Statistical analysis of the interdecadal Variability over the North Atlantic. Wiss. Mitteilungen,**3**, Leipziger Institut für Meteorologie und Institut für Troposphärenforschung (Herausg. A. Raabe, G. Tetzlaff, W. Metz), 170-185

Kushnir, Y., 1994: Interdecadal variations in North Antlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Climate*, **7**, 141-157 Lanczos, C., 1956: Applied Analysis. Prentice-Hall: Englewood Cliffs, N.J.

Latif, M and T.P. Barnet, 1994: Causes of decadal climate variability over the North Pacific/North American sector. *Science*, **233**, 334-337.

Marshall J. and F. Molteni, 1993: Toward a dynamical understanding of planetary-scale flow regimes. *J. Atmos. Sci.*, **50**,1792-1818.

Metz, W., 1994: Singular modes and low-frequency atmospheric variability. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1740-1753.

Metz, W. 1995: Linear barotropic simulation of atmospheric low-frequency variability. Wiss. Mitteilungen,**1**, Leipziger Institut für Meteorologie und Institut für Troposphärenforschung (Herausg. A. Raabe, G. Tetzlaff, W. Metz), 22-33

Navarra, A., 1993: A new set of orthogonal modes for linearized meteorological problems. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2569-2583

Palmer, T.N. and Z. Sun, 1985: A modelling and observational study of the relationship between sea surface temperature in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 947-975.

Robertson, A.W., 1996: Interdecadal variability over the north Pacific in a coupled ocean-atmosphere general circulation model. *Climate Dynamics*, submitted.

J. Sündermann, 1998: Dekadische Variabilität auf dem Nordwesteuropäischen Schelf, *Annalen der Meteorologie*, **37**, 505.

Timmermann, A., M. Latifm R. Voss and A. Grötzner, 1998: North Atlantic interdecadal variability: A coupled air-sea mode. *J. Climate*, in press

Von Storch, J.-S., 1994: Interdecadal variability in a global coupled model. *Tellus*, **46A**, 419-432.

Zorita, E. and C. Frankinoul, 1996: Modes of North Antlantic decadal variability in the ECHAM1/LSG coupled ocean-atmosphere general circulation model. *J. Climate*, **10**, 183-200

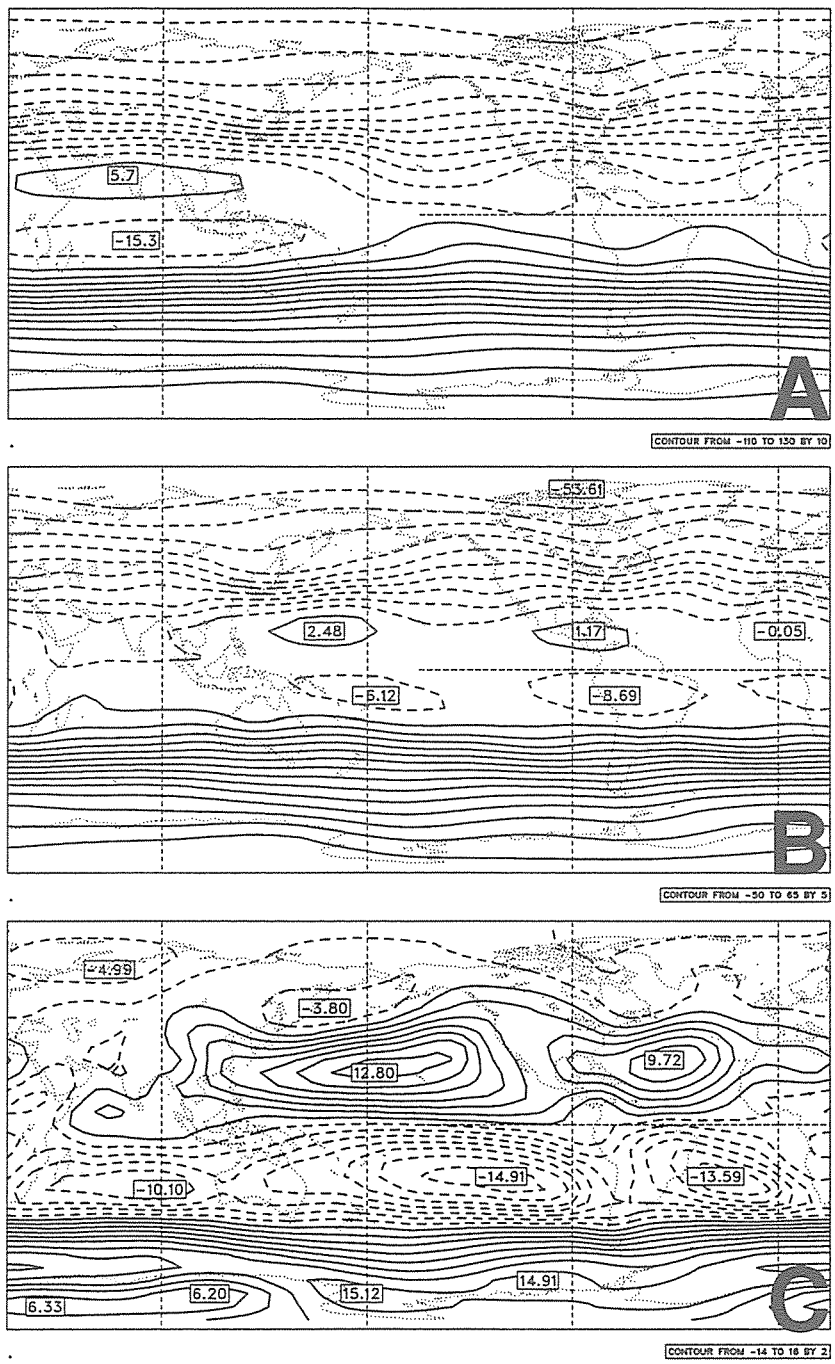


Abbildung 1: Klimatologisches Mittel der Stromfunktion (Einheit $10^6 m^2 s^{-1}$) : A) 200 hPa Composite, B) 500 hPa und C) 850 hPa.

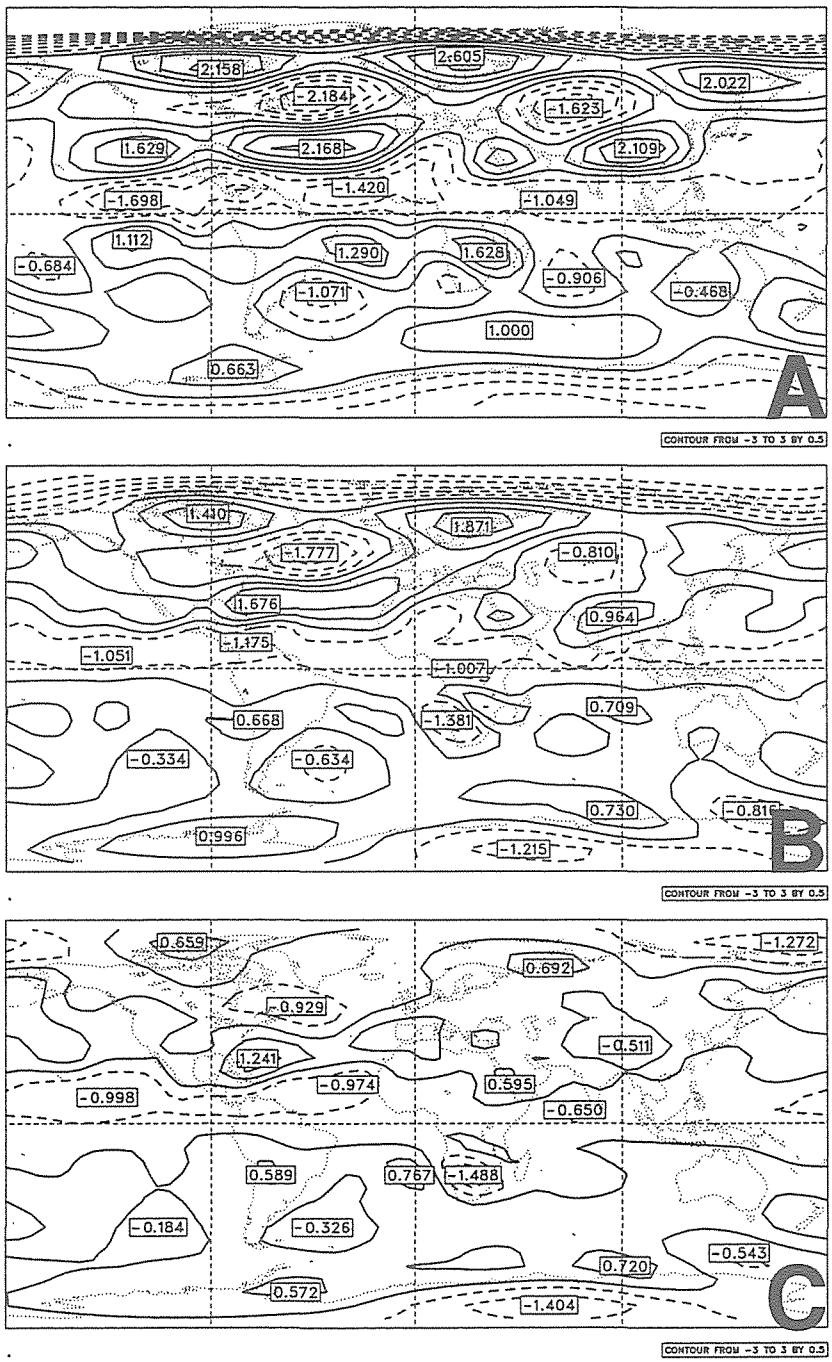


Abbildung 2: Der erste rechte singuläre Vektor (normiert): A) 200 hPa Composite, B) 500 hPa und C) 850 hPa.

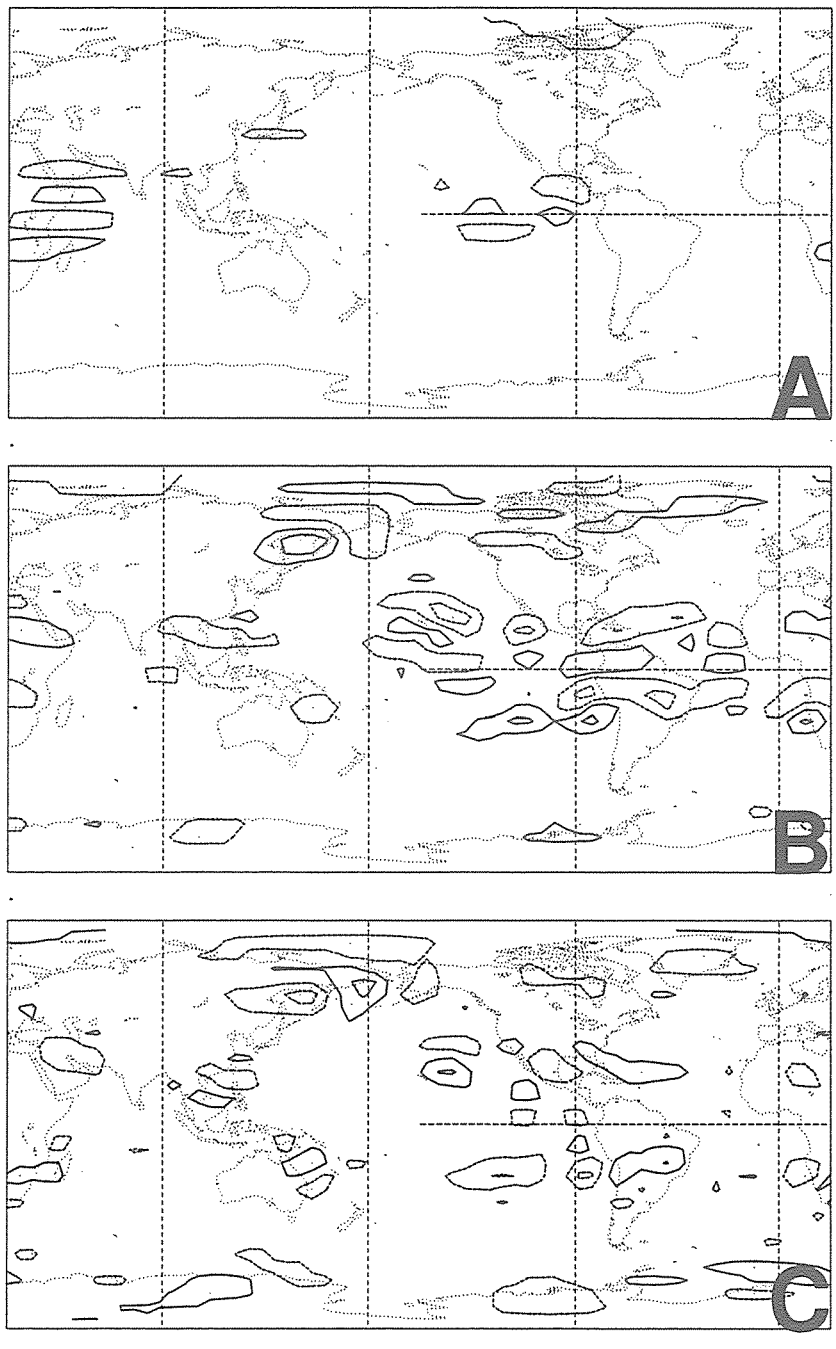


Abbildung 3: Der erste linke singuläre Vektor: A) 200 hPa Composite, B) 500 hPa und C) 850 hPa.

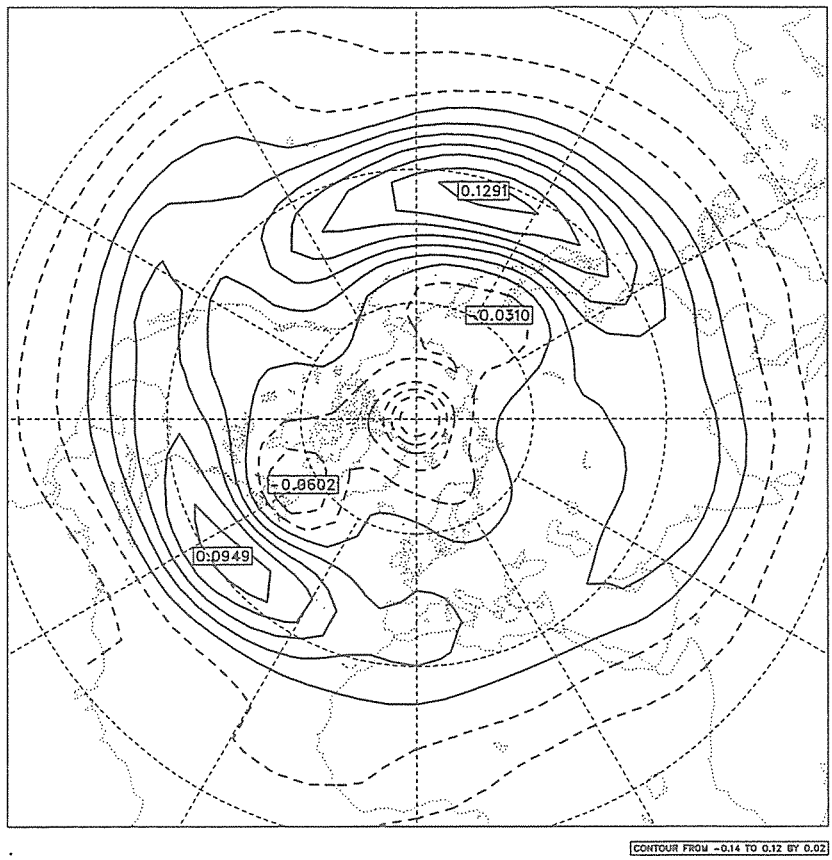


Abbildung 4: Erste EOF der Stromfunktion bei 500 hPa. Das räumliche Mittel wurde abgezogen und eine Normierung mit der räumlichen Standardabweichung durchgeführt.

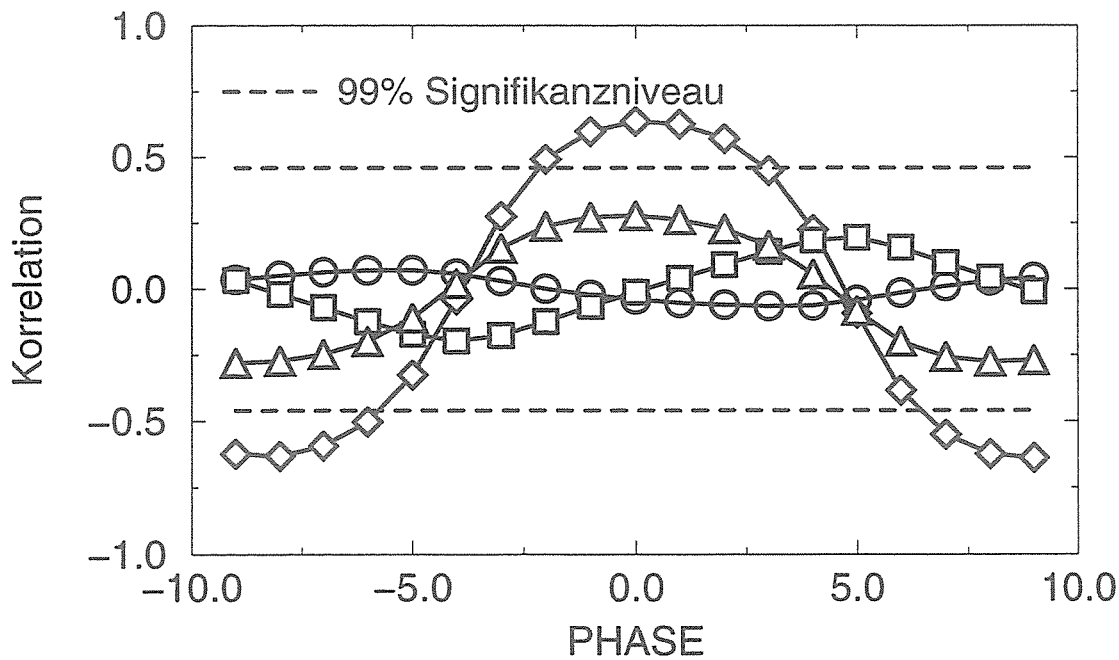


Abbildung 5: Korrelation der ersten vier rechten singulären Vektoren mit der interdekadischen Anomalie der Stromfunktion bei 500 hPa: Rauten erster SV, Kreise zweiter SV, Quadrate dritter SV und Dreiecke vierter SV.

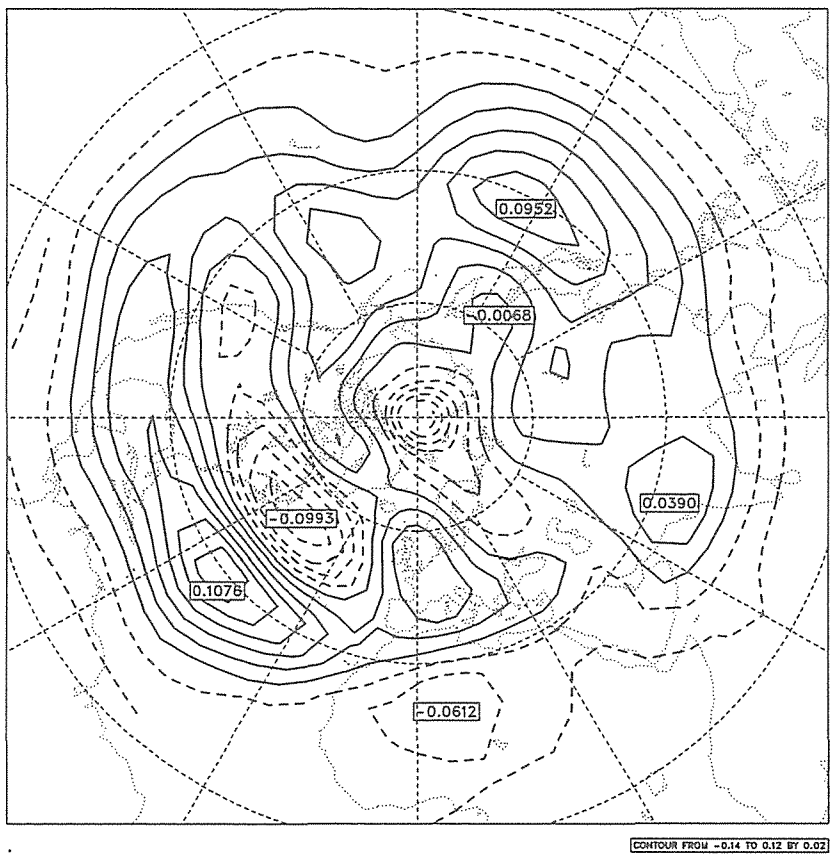


Abbildung 6: Composite-Muster der Stromfunktion bei 500 hPa zur Phase 0. Das räumliche Mittel wurde abgezogen und eine Normierung mit der räumlichen Standardabweichung durchgeführt.

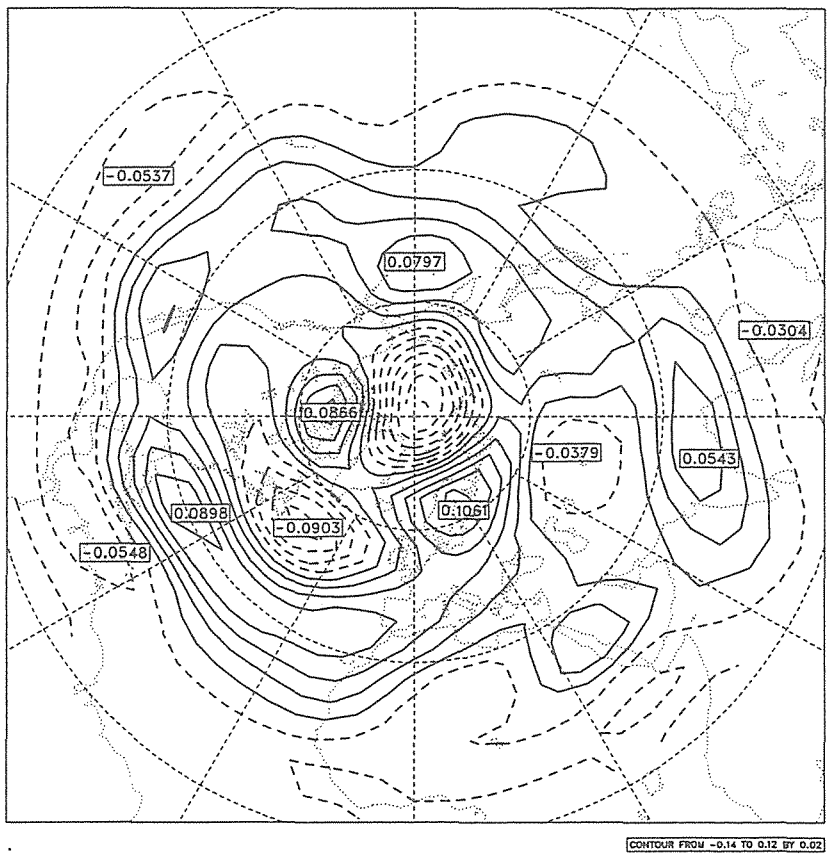


Abbildung 7: Der erste rechte singuläre Vektor für die 500 hPa Modellschicht über der Nordhemisphäre. Das räumliche Mittel wurde abgezogen und eine Normierung mit der räumlichen Standardabweichung durchgeführt.

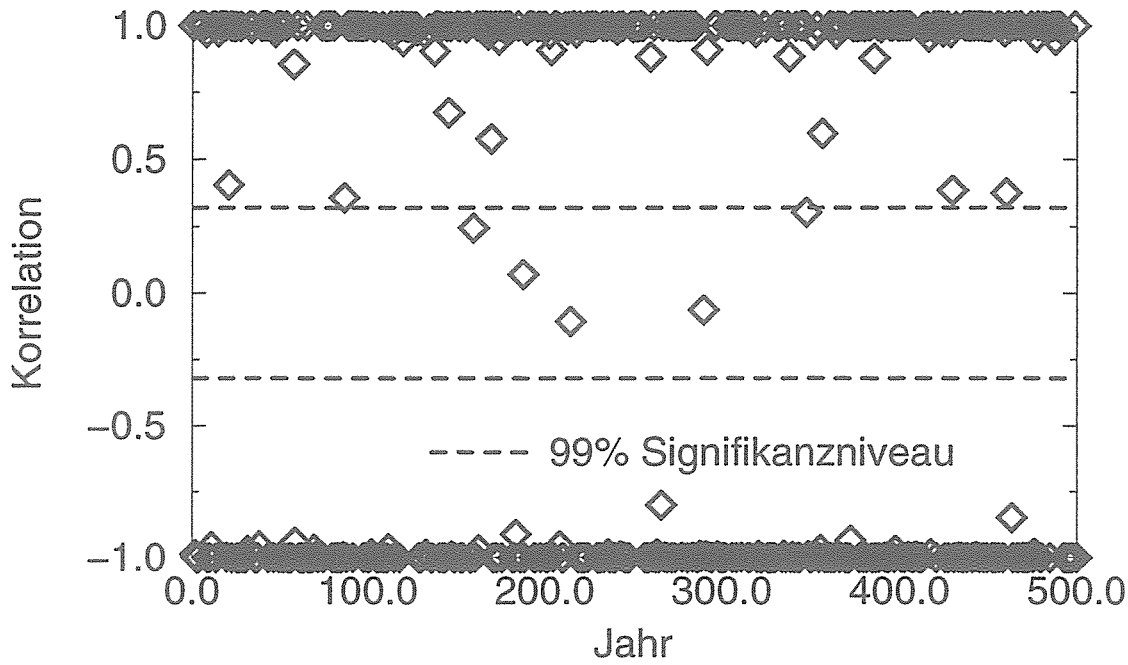


Abbildung 8: Korrelation des ersten rechten singulären Vektor mit der Lösung des linearen Modells.

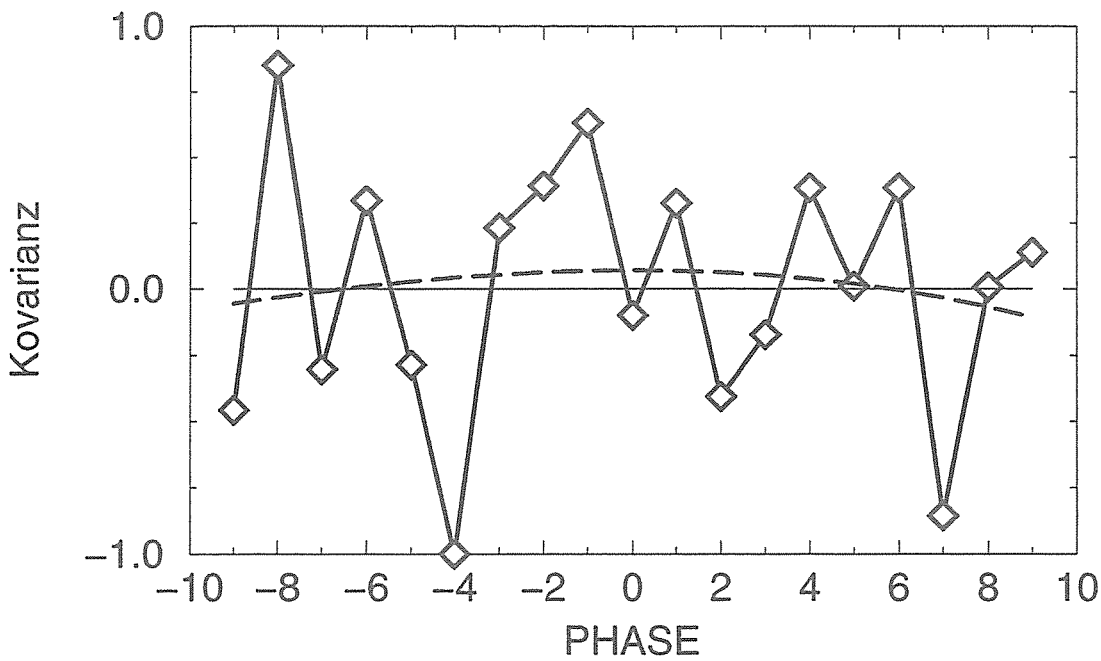


Abbildung 9: Composite der Kovarianz des ersten rechten singulären Vektor mit der Lösung des linearen Modells. Die gestrichelte Linie gibt eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades an.

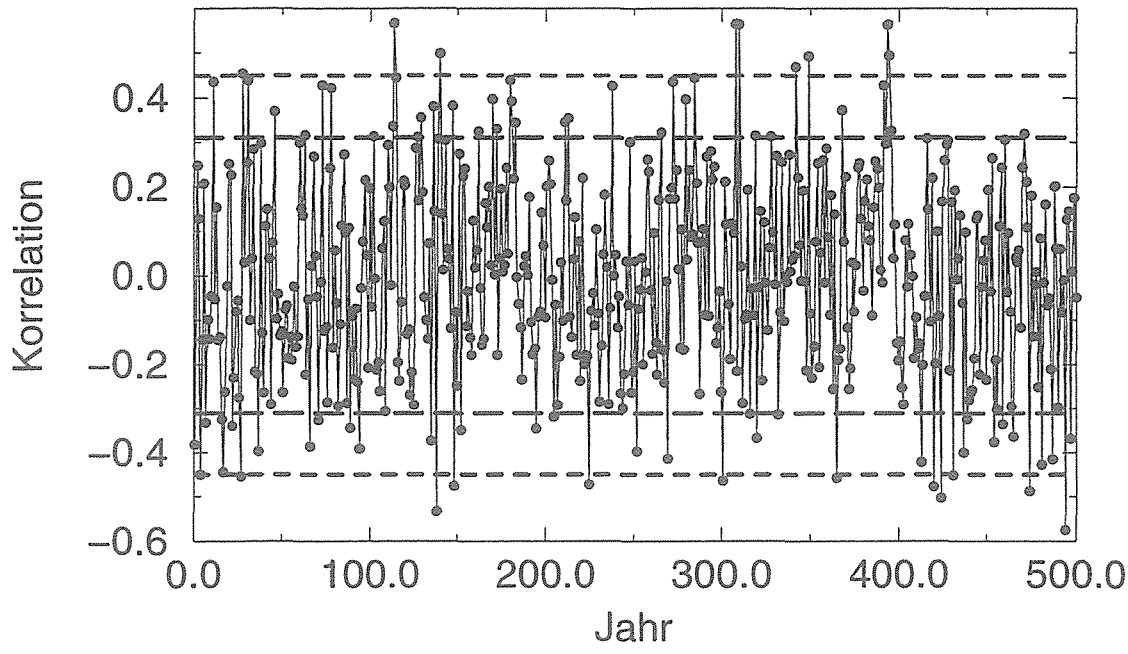


Abbildung 10: Korrelation des ersten rechten singulären Vektor für die 500 hPa Modellschicht mit den Rohdaten der der Stromfunktion (500hPa) über der Nordhemisphäre.

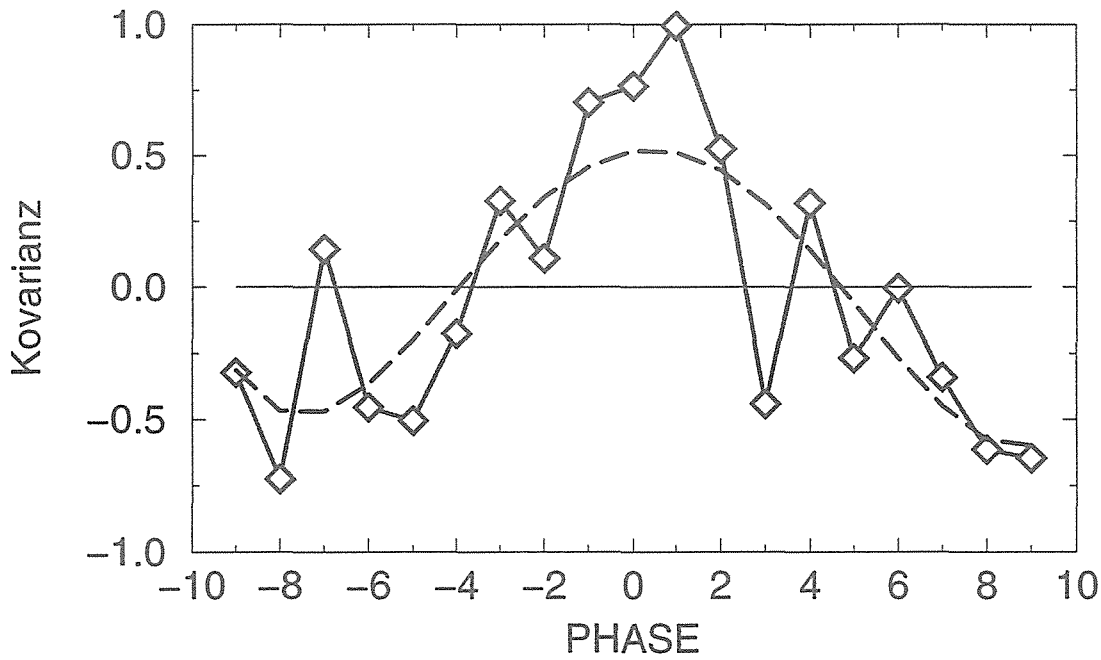


Abbildung 11: Composite der Kovarianz des ersten rechten singulären Vektor für die 500 hPa Modellschicht mit den Rohdaten der der Stromfunktion (500hPa) über der Nordhemisphäre. Die gestrichelte Linie gibt eine Ausgleichskurve auf der Basis eines Polynoms 3. Grades an.

On the errors of spectral shallow-water limited-area model simulations using an extension technique

Martin Simmel and Uwe Harlander

Abstract

Although the spectral technique is frequently used for the horizontal discretization in global atmospheric models, it is not common in limited area models (LAMs) because of the non-periodic boundary conditions. We apply the Haugen-Machenhauer extension technique to a regional three-layer shallow-water model based on double Fourier series. The method extends the time-dependent boundary fields into a zone outside the integration area in a way that periodic fields are obtained. The boundary fields necessary for the regional model simulations are calculated in advance by a global simulation performed. In contrast to other studies, we use exactly the same numerical model for the global and the regional simulation, respectively. The only difference between these simulations is the model domain. Therefore, a relatively objective measure for errors associated with the extension technique can be obtained.

First, we compare an analytic stationary non-linear and non-periodic solution of the governing model equations with the spectral LAM solution. Secondly, we compare the time evolution of pressure and flow structures during a westerly flow across an asymmetric large-scale topography in the global and regional model domains. Both simulations show a good agreement between the regional and the global solutions. The rms-errors amount to about 2 m for the layer heights and 0.2 ms^{-1} for the velocity components in the mountain flow case after a 48 h integration period. Finally, we repeat this simulation with models based on 2nd and 4th order finite differences, respectively, and compare the errors of the spectral model version with the errors of the grid point versions.

We demonstrate that the high accuracy of global spectral methods can also be realized in the regional model by using the Haugen-Machenhauer extension technique.

Zusammenfassung

Obwohl spektrale Techniken häufig zur horizontalen Diskretisierung in globalen Atmosphärenmodellen genutzt werden, sind sie aufgrund der nicht-periodischen Randbedingungen in Regionalmodellen nicht üblich. Wir verwenden das Erweiterungsverfahren von Haugen und Machenhauer in einem Flachwassermodell mit drei Schichten, das auf doppelten Fourier-Reihen basiert. Das Verfahren setzt die zeitabhängigen Randfelder so in einen Bereich außerhalb des Integrationsgebiets fort, daß man periodische Randbedingungen erhält. Die für die Simulationen mit dem Regionalmodell benötigten Randfelder werden mittels einer zuvor durchgeführten globalen Simulation berechnet. Im Gegensatz zu anderen Untersuchungen verwenden wir genau das gleiche Modell für die globale und die regionale Simulation. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Simulationen ist das Modellgebiet. Dadurch erhält man ein relativ objektives Maß für die Fehler, die durch die Anwendung des Erweiterungsverfahrens entstehen.

Als ersten Test vergleichen wir zunächst eine analytische, stationäre, nicht-lineare und nicht-periodische Lösung der Modellgleichungen mit der spektralen Lösung des Regionalmodells. Zweitens vergleichen wir die zeitliche Entwicklung von Druck- und Strömungs-

mustern während einer westlichen Strömung über eine unsymmetrische, großskalige Topographie im globalen bzw. regionalen Modellgebiet. Beide Simulationen zeigen eine gute Übereinstimmung der globalen und regionalen Lösungen. Die rms-Fehler betragen ungefähr 2 m für die Schichthöhen und 0.2 ms^{-1} für die Geschwindigkeitskomponenten bei der Bergüberströmungssimulation nach einer Integrationszeit von 48 h. Darüberhinaus wiederholen wir diese Simulation mit auf Finiten Differenzen 2. bzw. 4. Ordnung basierenden Modellen und vergleichen die Fehler der spektralen und der Gitterpunktversionen.

Wir zeigen, daß die hohe Genauigkeit der globalen spektralen Methoden durch die Anwendung des Erweiterungsverfahrens von Haugen und Machenhauer auch auf das regionale Gebiet übertragen werden kann.

1 Introduction

The space discretization in numerical models of the atmosphere can be done in several ways. One possibility is to approximate the spatial derivatives locally using finite difference (FD), finite element or finite volume methods. A different approach is the application of a (global) spectral method, where the functions are approximated by a series of orthogonal functions, e.g. Fourier series or Legendre polynominals. These functions can then be differentiated exactly. Spectral methods are generally more economical than finite difference or finite element methods for comparable accuracy, at least for global prediction (cf. Girard and Jarraud, 1982; Jarraud and Girard, 1984). In the context of solving time-dependent partial differential equations (PDE) Fromberg (1996) discusses the power of the spectral method in detail and we think most notable is that i) the errors typically decay for increasing resolution at exponential rather than at polynomial rates, ii) the method is virtually free of both dissipative and dispersive errors, iii) the approach is surprisingly powerful for many cases in which both, solutions and variable coefficients of the PDEs are nonsmooth or even discontinuous, iv) there is no "pole problem" in global prediction. Due to these advantages, most operationally working global prediction models nowadays are spectral models and there is much effort to design more sophisticated global spectral prediction models (e.g. Dongxian and Ming, 1997).

Being aware of these advantages, it is straightforward to investigate the possibility of applying the spectral method to limited-area models (LAMs). A spectral regional model nested in a spectral global model may resolve local features like frontal dynamics or mountain flow structures (cf. Heimann, 1992) with a higher numerical accuracy. Certain boundary conditions and irregular domains, however, cause difficulties when using spectral methods. In a paper by Schmidt (1981), spherical transformations were used to resolve local scales in a global spectral model. It was found that they may be utilized to relax boundary conditions of a local-scale limited-area forecast to a non-boundary global case at a reasonable cost ("zooming-technique"). The resulting problem occurring thereby is a distortion of the area of interest which is more or less large depending on mapping factor and distance from location of maximum resolution. In the purely spectral "embedding"-technique Schmidt and Klos (1987) connected a global and a regional domain by solving an optimization problem. This method does not depend on a transformation to grid point space and is free of distortion, but is, as far as we know, not tested in a more complicated meteorological context.

Machenhauer and Haugen (1987) introduced the "extension" technique where non-periodic time-dependent boundary fields are made cyclic by connecting an extension zone

outside the integration area (see also Machenhauer, 1988; Haugen and Machenhauer, 1993, HM93 hereafter). Thereby, the transition between the integration area and the extension zone is smoothed by introducing a suitable relaxation method. The extension technique allows the application of double Fourier representations in a LAM, however, the Fast Fourier Transform (FFT) algorithm must be applied in both horizontal directions. The method was implemented in the Nordic-Dutch high-resolution limited-area model (HIRLAM) (Machenhauer, 1988; Gustafsson, 1991). Recently, Gustafsson and McDonald (1996) compared the HIRLAM grid point model to this spectral HIRLAM version. The main result of this comparison is, that with sufficient thought and effort the grid point and the spectral model can be made to produce equally good forecasts at comparable computational costs. However, there are different sources of errors both in the grid point and in the spectral model and therefore it is not obvious to which part the extension technique diminishes the spectral regional model results relative to the global simulations.

The purpose of the present paper therefore is to reveal and quantify the errors caused by the extension technique in a simple baroclinic layer model and further to study the time evolution of these errors. We choose a three-layer shallow water model since on the one hand it is simple enough to allow for non-trivial non-periodic analytic solutions but, on the other hand, it is complex enough to simulate some characteristic features of flows over mountainous terrain (cf. Harlander, 1997). In contrast to HM93 and Gustafsson and McDonald (1996), we use exactly the same numerical model for the global as well as for the regional simulations. The only difference between the regional and the global model runs are different model domains. The global model is defined on a double-periodic torus (suitable for a FFT in both coordinate directions) whereas the regional model is defined on a non-periodic subdomain of this torus. Therefore it is ensured that the only source of errors, i.e. the only source for differences between global and regional simulations, is the extension technique. In a first experiment, we compare the regional model solutions to an analytic steady non-periodic nonlinear solution to have a preliminary objective measure for the errors associated with the extension technique in the model used. Secondly, we compare time-dependent global and regional solutions of a flow across a large-scale topography and compute the time development of the rms-errors in dependence on different widths of certain zones to be defined (see Fig. 2), namely the extension and relaxation zones, respectively. To round off the considerations of rms-errors associated with the extension technique, we compare the spectral LAM solution of the large-scale mountain flow case to its (second and fourth order) finite difference counterpart. That is, we couple a finite difference model to the global spectral model, which is the common nesting method in most operational forecast models. Obviously, the reason for differences between the finite difference regional model and the spectral global model solution is the treatment of the derivatives and not the extension technique. Anticipating the result of this comparison, the rms-errors of the spectral LAM are up to 15 times smaller than the errors in the finite difference case, provided that the extension zone and the relaxation zone have a proper width.

The paper is organized as follows. In section 2 we briefly describe the three-layer shallow water model used together with the numerical methods applied. Furthermore we define the global and regional model domains and, for convenience to the reader, the basic concept of the extension technique (HM93). In section 3 we present the results of the model simulations, in particular the rms-errors of the spectral regional model relative to both, the analytic solution (if known) and the global simulation. We also compare the spectral LAM to its finite difference version. In section 4 we summarize our results and draw some conclusions.

2 The three-layer model

In this study we use a relatively simple three-layer shallow water model for the "global" as well as for the regional model simulations. In spite of its simplicity, the model is able to simulate different features of flows over complex terrain (cf. Harlander 1997). In the following a brief description is given of the model, the numerical methods, and the extension technique (HM93).

2.1 The model equations

We use a three-layer shallow water model (see e.g. Pedlosky, 1987) with three layers defined by different constant densities piled up in a stable configuration, so that the density decreases with height. Moreover, hydrostatic and dry conditions and incompressibility are also assumed. By definition, the horizontal flow in each layer has no vertical shear. The model is driven by a time independent geostrophically balanced top layer with a prescribed geostrophic wind $\vec{v}_g$. The equations for the i-th layer of this model with $i = 1, 2, 3$ read

$$\frac{du_i}{dt} - f\left(v_i - \frac{\rho_g}{\rho_i} v_g\right) + \sum_{j=1}^{i} G_{ij} \frac{\partial h_j}{\partial x} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{dv_i}{dt} + f\left(u_i - \frac{\rho_g}{\rho_i} u_g\right) + \sum_{j=1}^{i} G_{ij} \frac{\partial h_j}{\partial y} = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial P_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial P_i}{\partial x} + v_i \frac{\partial P_i}{\partial y} + \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v_i}{\partial y} = 0 \quad , \tag{3}$$

where we used the reduced gravity

$$G_{ij} = g \frac{\rho_j - \rho_{j-1}}{\rho_i} \quad \text{for} \quad j = 1, \ldots, i \quad \text{and} \quad \rho_0 = \rho_g \tag{4}$$

and

$$P_i = \ln(h_i - h_{i+1}) \quad . \tag{5}$$

Here, the layer i is comprised between an upper level h_i and a lower level h_{i+1}, where the lower boundary h_4 of the third layer is the orography (see Fig. 1). It is common to assume that the layer thicknesses are allowed to be arbitrarily small but must be larger than zero. The u_i and v_i represent the horizontal velocity components, ρ_i the (constant) density in layer i, f the f-plane coriolis parameter, and g the constant of gravity. A constant pressure p_0 can be imposed at the upper surface of the model. All variables with subscript "g" refer to the geostrophic top layer and are constant. They represent the large-scale conditions which are assumed to be not affected by the dynamics in the model domain.

A well-known problem of layer models is the possible occurrence of numerically induced so-called "negative masses", i.e. areas with a negative layer thickness which can occur due to numerical deficiencies. A quite elegant solution to this drawback is the "ln-transformation-technique" of Schmidt (1990). In deriving (3) we have multiplied the "usual" nondimensional multi-layer shallow water continuity equation by the factor $(h_j - h_{j+1})^{-1}$ so that the system (1)–(3) does no longer suffer from negative masses. Because h_j is computed via a FFT from (5), numerical errors must be accepted. As discussed in Schmidt (1990), these errors are small, so that mass remains a conservative quantity.

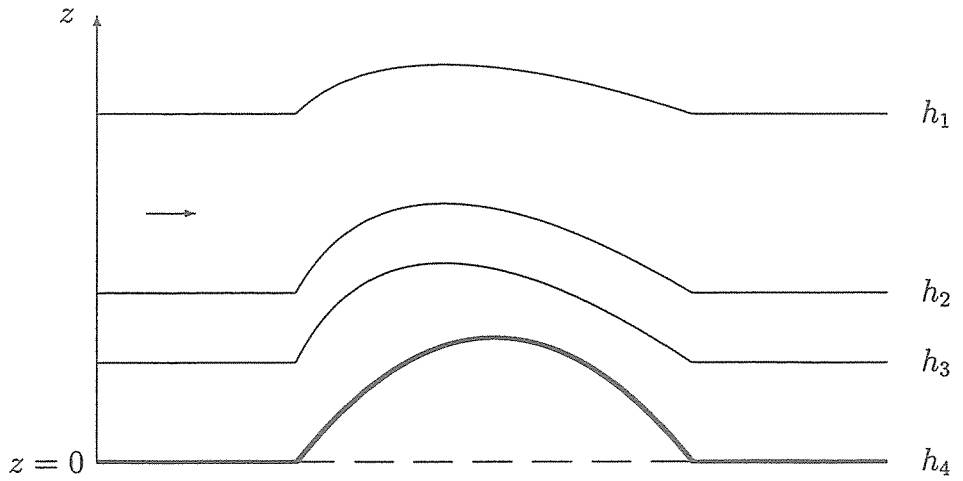


Figure 1: *Vertical composition of the three-layer shallow-water model.*

The (constant) area-mean upper level heights of the three layers and the associated densities are given in Tab. 1.

The model is initialized with a weak positive vertical shear of the horizontal flow between the layers. In particular, we use

$$\nabla h_j = 0 \quad , \quad \vec{v}_j = \frac{\rho_g}{\rho_j}\vec{v}_g \quad , \quad j = 1,2,3 \quad , \tag{6}$$

which is a stationary solution of (1)–(3) in the case of no orography.

2.2 Numerical solution

After transforming the equations to nondimensional form, we solve the system (1)–(3) by means of the well known Fourier-Galerkin-Method (see e.g. Fletcher, 1984). First we assume that the prognostic fields $u_j(t,x,y)$, $v_j(t,x,y)$ and $h_j(t,x,y)$ and $P_j(t,x,y)$, respectively, can be accurately represented by an approximate solution in the form of a Fourier series

$$u_j(t,x,y) = \sum_{k=-N}^{N}\sum_{l=-N}^{N} \hat{u}_{jkl}(t)\exp\Big(i(kx+ly)\Big) \quad \text{, with} \quad j = 1,2,3 \quad . \tag{7}$$

Then we substitute (7) in (1)–(3) and compute the inner product with the "test-functions" of the form $\exp(-i(mx+ny)$. Finally, we obtain a nonlinear system of $9(2N+1)^2$ ordinary differential equations for the unknown coefficients $\hat{u}$, $\hat{v}$ and $\hat{P}$.

layer	height (m)	density $(\frac{kg}{m^3})$
geostr.	—	0.736
1	3030	0.909
2	1350	1.006
3	750	1.112

Table 1: *Densities and upper level heights of the model layers.*

To reduce the computational cost, we compute the nonlinear terms not in the spectral space but use the transform method (Orzag 1971). In order to suppress Gibbs-oscillations, we apply a "raised cosine smoothing" (Canuto et al., 1988). Furthermore, to avoid energy accumulation at the smallest resolved scales due to spectral blocking (Bourke 1972), we add a weak hyperdiffusion of the form $\nu\Delta^3 u_j$ to (1)–(3) where Δ is the two-dimensional Laplace-Operator. We use $\nu = (L_T/L_{Mg})^6 10^{-9}$ in the nondimensional form of the equations, where L_{Mg} is the width of the global model domain and L_T is the width of the integration area[1] ($L_T = L_{Mg}$ for the global model runs). The time integration is done by using the leap-frog scheme in connection with a time averaging method (Robert-filter with $\alpha = 0.003$) in order to filter $2\Delta t$-waves.

In the following, we consider only large-scale flow situations with a typical length-scale of $L = 2000\ km$ and $L_T = L_{Mg} = 2\pi L$ for the global run. Therefore, we are able to apply a large time step $\Delta t = 10\ min$ and we can store the boundary fields necessary for the regional model simulations at each time step of the global model simulation during an 48 hour integration, without exceeding the memory capacity of the used workstations. The advantage is that no time interpolation of the boundary fields is needed for the regional model simulations and interpolation errors are therefore avoided. Note that we can not simulate non-topographically forced Rossby waves since the models used operate on the f-plane. However, for the questions addressed here, this shortcoming is of minor significance.

2.3 The "global" and the regional model

The spectral "global" and the spectral regional model are identical with the exception of the boundary conditions and the domain of computation. In the "global" model, we apply periodic boundary conditions also used e.g. by Harlander (1997). The area of computation of the LAM is a sub-region of the "global" model (see Fig. 2). At each time step, the boundary conditions for the LAM are transferred from the global simulation; obviously, these boundary conditions are neither periodic nor time-independent. To solve that problem, we apply the extension technique of HM93 described in the following section. Note that in contrast to other studies (e.g. HM93) the spatial resolution of the global and the regional model is the same in order to make sure that differences between the global and the regional model solutions are not due to different spatial resolutions.

2.4 The extension technique

In this method, the fields in the model equations are made cyclic over an extended domain by relaxation to boundary fields that are smoothly connected in an extension zone outside the integration area (HM93). From a mathematical point of view, the extension technique is an interpolation method, which computes unknown field values in the subdomains $(x, y) \in [x_I, x_G] \times [0, y_G]$ and $(x, y) \in [0, x_I] \times [y_I, y_G]$ (see Fig. 2). It might seem rather straightforward to use trigonometric functions for this interpolation, however, we do not prove that this is the optimum choice. For the sake of convenience, we briefly describe the basic concept of the extension technique in the following (for the one-dimensional case only).

The geometry of the regional model domain is shown in Fig. 2. Here we distinguish between the field variables $g_I(x,t)$ of the integration area and the field variables $g_E(x,t)$

[1] The transformation area is larger than the integration area in the regional model simulations (see 2.4).

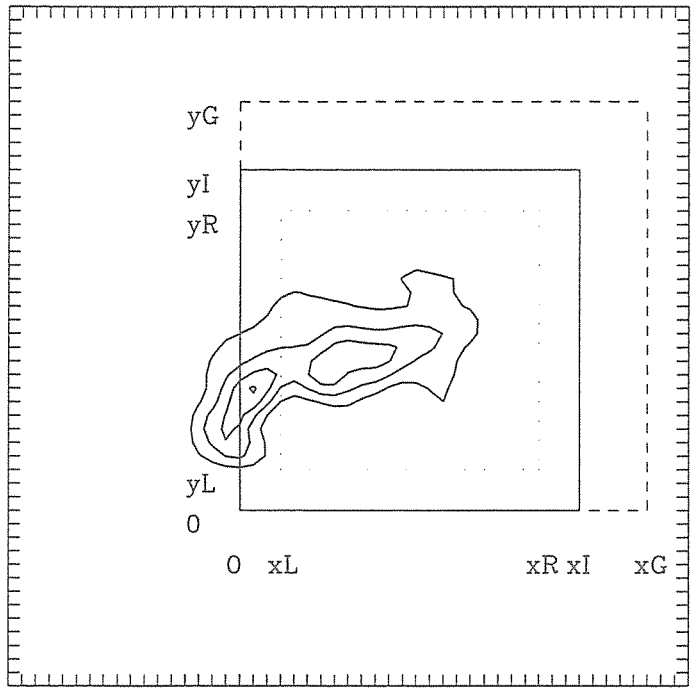


Figure 2: *The global model domain with the position of the large-scale asymmetric topography (solid line) and the regional model domain. The boundary of the LAM integration area is shown by the solid line, the boundary of the relaxation zone by the dotted line, and the boundary of the transformation area (integration area plus extension zone) by the dashed line. Maximum topography height is 2000 m. The tick marks indicate the spatial model resolution ($\Delta x = 250$ km). For more details see text.*

of the extension zone. At the boundaries of the integration area, g_I and g'_I are known from the global model simulation, where g'_I denotes the spatial derivative of g_I. The fields g_I (g'_I) and g_E (g'_E) are connected via the boundary conditions

$$g_I(x_I) = g_E(x_I), \quad g_I(0) = g_E(x_G), \quad g'_I(x_I) = g'_E(x_I), \quad g'_I(0) = g'_E(x_G). \tag{8}$$

According to Haugen and Machenhauer, we choose the following function for the extension zone

$$g_E(x) = a_0 + a_1 \cos x' + b_1 \sin x' + b_2 \sin(2x') \quad \text{with} \quad x' = \pi \frac{x - x_I}{x_G - x_I} \quad . \tag{9}$$

The four coefficients a_0, a_1, b_1 and b_2 are determined from the values of g_E and the slopes g'_E at the boundaries $x = x_I$ and $x = x_G$ known from the global model:

$$a_0 = \frac{1}{2}\left[g_E(x_I) + g_E(x_G)\right] \tag{10}$$

$$a_1 = \frac{1}{2}\left[g_E(x_I) - g_E(x_G)\right] \tag{11}$$

$$b_1 = \frac{x_G - x_I}{2\pi}\left[g'_E(x_I) - g'_E(x_G)\right] \tag{12}$$

$$b_2 = \frac{x_G - x_I}{4\pi}\left[g'_E(x_I) + g'_E(x_G)\right]. \tag{13}$$

Outside the extension zone, $g_E = g_{GL}$, where g_{GL} represents the known global model field. A cyclically varying field for the whole regional transformation area can be obtained by a merging of g_I and g_E. To obtain a smoother transition between these two fields, we follow

Haugen and Machenhauer and introduce an additional relaxation zone (cf. Davies, 1980; Kållberg and Gibson, 1977), which is a part of the integration area (see Fig. 2). Finally, g_I and g_E are merged using a weighting factor $\gamma(x)$,

$$g(x) = [1 - \gamma(x)]\ g_I(x) + \gamma(x)\ g_E(x) \tag{14}$$

where in the one-dimensional case $\gamma(x)$ is calculated as

$$\begin{aligned}
\gamma(x) &= \gamma_L(x) \quad \text{for} \quad 0 \le x \le x_L \quad \text{with} \quad \gamma_L(x) = \frac{1}{2}\left[1 - \cos\left(\pi \frac{x - x_L}{x_L}\right)\right] \quad , \\
\gamma(x) &= 0 \quad \text{for} \quad x_L < x < x_R \quad , \\
\gamma(x) &= \gamma_R(x) \quad \text{for} \quad x_R \le x \le x_I \quad \text{with} \quad \gamma_R(x) = \frac{1}{2}\left[1 - \cos\left(\pi \frac{x - x_R}{x_I - x_R}\right)\right] \quad , \\
\gamma(x) &= 1 \quad \text{for} \quad x_I < x \le x_G \quad .
\end{aligned}$$

A spectral $g(x)$ then has to be computed by FFT.

3 Results

In this section we present the solutions, the errors associated with the extension technique, and their time development for two different experiments. The error measure we use is the rms-error

$$rms := [\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (g_I - g_{GL})^2]^{1/2} \tag{15}$$

computed by a summation over all N grid points in the integration area, except the relaxation zone. In the first experiment, we use a non-periodic analytic solution of the governing equations as initial condition for the spectral regional model. Secondly, we consider a time-dependent large-scale orography-induced flow situation. In both experiments, the models are integrated over a 48 h period. We investigate the effect of different extension zones and of the relaxation zone on the size and the time evolution of the rms-errors. Finally, we couple a LAM based on finite differences to the spectral global model and compare the rms-errors to the rms-errors of the spectral LAM for the mountain flow case.

3.1 Comparison with an analytic solution

As a first test for the quality of the spectral LAM solutions in connection with the extension technique, we study the ability of the regional model to simulate a nonlinear, steady, analytic solution with highly non-periodic boundary conditions. For that purpose, we define a particular analytic solution as initial condition for the LAM. The model is then integrated forward in time.

A special steady solution of the non-dimensional form of (1)–(3) is given as

$$u_g = ay \quad \text{and} \quad v_g = -ax \quad , \tag{16}$$

$$u_i = a_i y \quad \text{and} \quad v_i = -a_i x \qquad \text{with} \quad a_i = \frac{\rho_g}{\rho_i} a \quad , \tag{17}$$

run	width (in grid points) of extension zone	relaxation zone
stationary case, no orography, spectral method		
ANA2_0	2	0
ANA2_3	2	3
ANA4_0	4	0
ANA4_3	4	3
ANA8_0	8	0
ANA8_3	8	3
non-stationary case, orography, spectral method		
ORO2_0	2	0
ORO2_3	2	3
ORO4_0	4	0
ORO4_3	4	3
ORO8_0	8	0
ORO8_3	8	3
Reference run	—	—
non-stationary case, orography, finite-difference method		
	order of FD	relaxation zone
CFD2	2nd	3
CFD4	4th	3

Table 2: *List of all runs performed. Integration time for all runs was 48 h, integration area 25 × 25 grid points, except the global reference run (51 × 51 grid points).*

$$h_1 = \frac{1}{2}\frac{1}{G_{11}}\left(u_1^2 + v_1^2\right) + h_{01}, \tag{18}$$

$$h_2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)\frac{1}{G_{22}}\left(u_2^2 + v_2^2\right) + h_{02}, \tag{19}$$

$$h_3 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\rho_3}{\rho_2}\right)\frac{1}{G_{33}}\left(u_3^2 + v_3^2\right) + h_{03}, \tag{20}$$

$$h_4 = 0 \quad , \tag{21}$$

where $a = \frac{1}{2\pi}$, $h_{01} = 1.0059$, $h_{02} = 0.4507$, $h_{03} = 0.2506$ are chosen in such a way that u and v do not exceed 1 ($\equiv 10\ m/s$) and that the mean heights of the three layers are those of Tab. 1, scaled by $H = 3000\ m$.

Obviously, for this steady case, we do not need a global model as described in section 2.3 because we know the boundary conditions for all times and therefore do not need to compute them via the global model. We use an integration area with 25 × 25 grid points together with an extension zone varying between 2 and 8 grid points in both spatial directions. All experiments are performed with and without a relaxation zone (see Tab. 2 for an overview of all experiments performed). In Figs. 3 A and B the steady analytical solution and the numerical solution after 48 h of model integration is shown for the lowest model layer, where we used the extension zone of 8 grid points in connection with the relaxation zone (experiment ANA8_3). Both Figures are hardly distinguishable by visual inspection and we can therefore state that the extension technique works successfully in the considered situation. However, we showed the results of the experiment with a

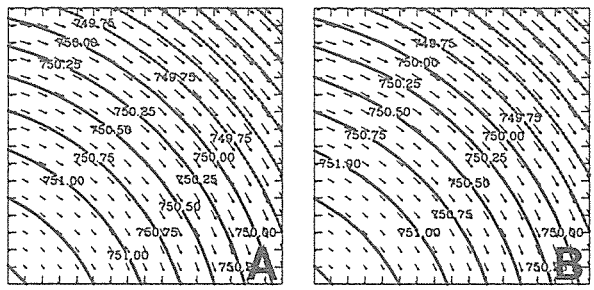


Figure 3: *Lowest model layer velocity field and layer height of the stationary analytic solution (A) and the numerical solution after an integration period of 48 hours (B). Maximum velocity 7.7 m* s^{-1}.

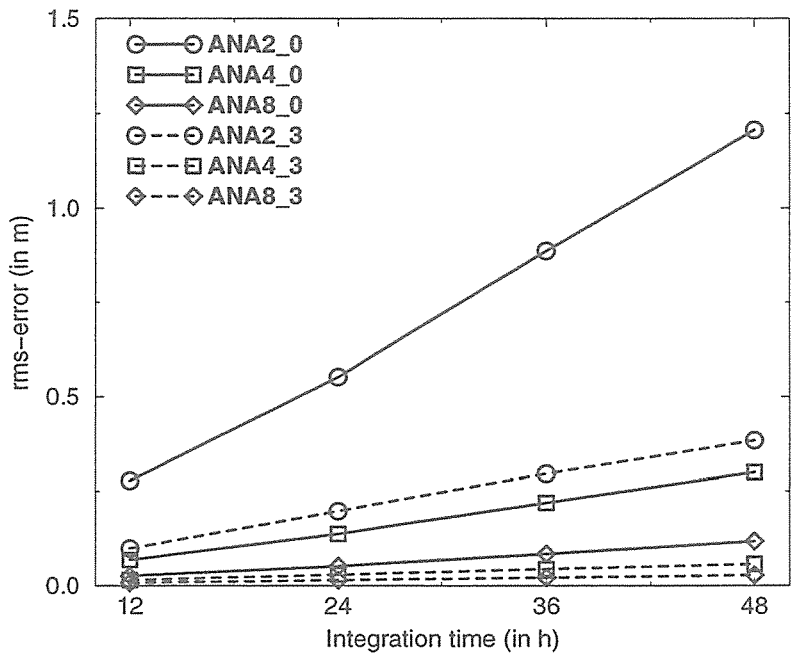


Figure 4: *Time evolution of the layer height mean rms-error for different extension zones and with or without a lateral boundary relaxation (see Tab. 2).*

relaxation zone and with a relatively large extension zone. As shown in Fig. 4, the rms-error and the error growth depend crucially on the width of the extension zone and, to an even greater extent, on the existence of a relaxation zone. If we compare the errors with and without the relaxation zone, the error is reduced by a factor of about $3-5$ for the different extension zones. Furthermore, it is obvious from Fig. 4 that it is important to use a suitable width of the extension zone. If the extension zone is too narrow (2 grid points), a doubling of its width is more effective than the application of a relaxation zone, but when the width of the extension area is sufficient (4 grid points), a doubling of its width is less effective than the usage of a relaxation zone (e.g. compare ANA2_0, ANA2_3 and ANA4_0 to ANA4_0, ANA4_3 and ANA8_0). The error growth in all experiments considered so far is almost constant, which, in general, is not valid as we will see later on. The rms-errors for the horizontal velocity components u and v show qualitatively the same behaviour as the layer height rms-error considered so far. They vary between 0.1 (ANA8_3) and 3.2 cm/s (ANA2_0) after an integration time of 48 h (not shown).

In summary, this test of the extension technique confirms results given by HM93 that the errors become sufficiently small when the width of the extension zone is about 20 %

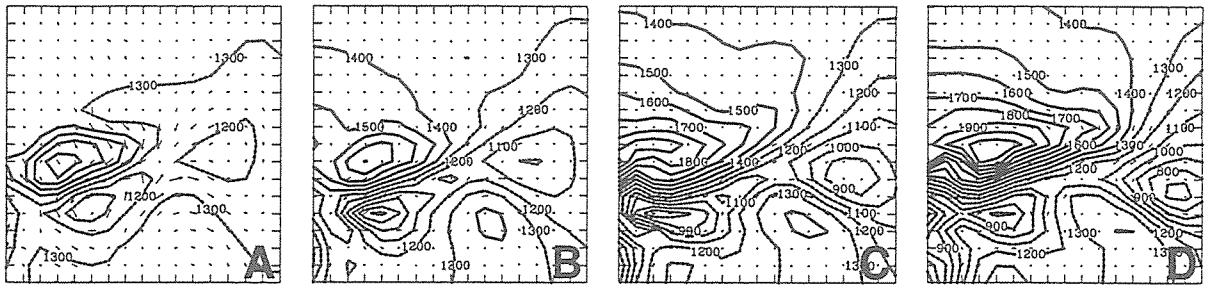


Figure 5: *Middle layer velocity* $\vec{v}_2 - \frac{\rho_g}{\rho_2}\vec{v}_g$ *and layer height field after 12 (A), 24 (B), 36 (C) and 48 (D) hours of the global model integration shown for the regional model domain (without the relaxation zone). Maximum velocity in D is* 37.9 $m\ s^{-1}$.

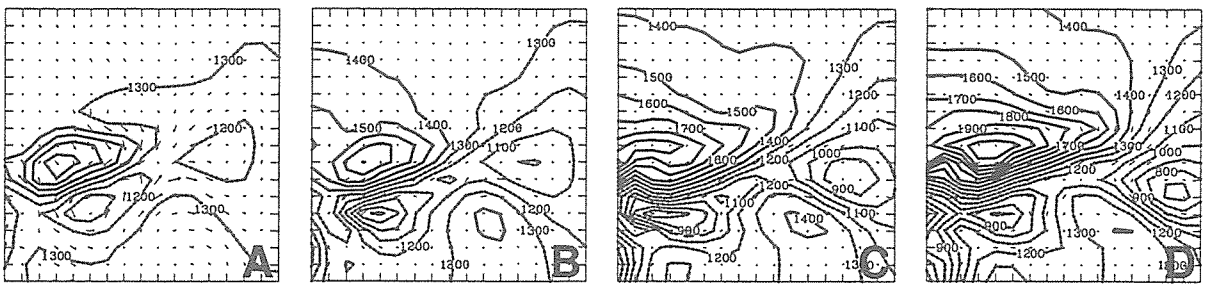


Figure 6: *Middle layer velocity* $\vec{v}_2 - \frac{\rho_g}{\rho_2}\vec{v}_g$ *and layer height field after 12 (A), 24 (B), 36 (C) and 48 (D) hours of the spectral LAM integration ORO8_3 (shown without the relaxation zone). Maximum velocity in D is* 36.8 $m\ s^{-1}$.

of the length of the sides of the extended integration area. Furthermore, we can state that it is not effective to enlarge the width of the extension zone above that value, but it is much better to add a relaxation zone to the extension zone to reduce the errors.

3.2 Flow across large-scale topography

In the following, we consider the evolution of pressure and flow anomalies during an airflow across a large-scale asymmetric topography. The global model domain and the position of the topography, together with the regional model domain and the relaxation zone, is shown in Fig. 2. The maximum height of the topography is located at the western part and amounts 2000 m, i.e. the flow of the two lowest model layers is blocked almost completely by the defined large-scale obstacle. As mentioned in section 3.1, we consider a large-scale flow situation with a typical length scale of $L = 2000\ km$.

In Figs. 5 A–D, the time evolution of the second model layer and the associated flow field ($\vec{v}_2 - \frac{\rho_g}{\rho_2}\vec{v}_g$) during a 48 hour global model integration is displayed for the regional model domain (i.e., the integration area without the relaxation zone). A westerly flow with $(u_g; v_g) = (10; 0)\ m/s$ was used as initial condition for this simulation (see (6)). As can be seen in Figs. 5 A–D, two dynamically induced lows develop in the southwestern and eastern part of the regional domain. The height and flow fields are obviously non-periodic in both spatial directions, therefore verifying that this simulation seems to be suitable for our purposes.

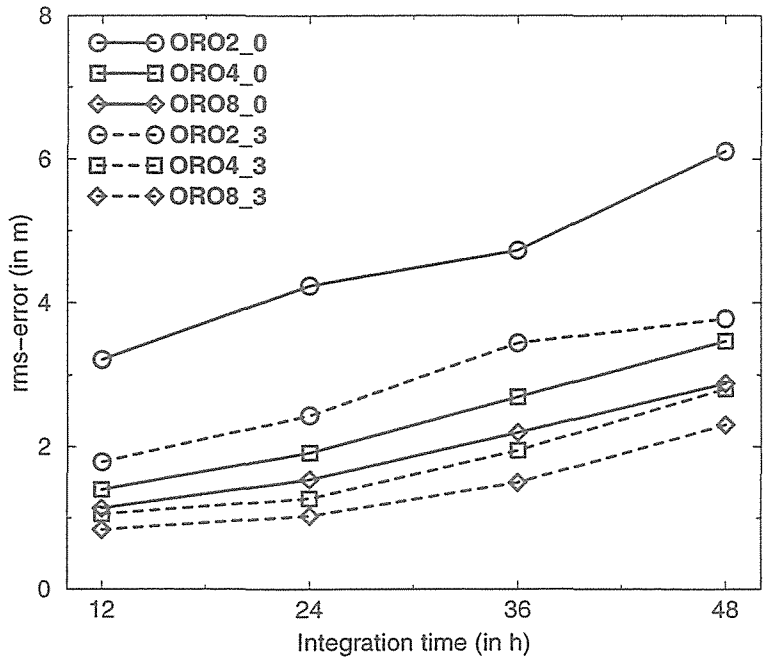


Figure 7: *Time evolution of the layer height mean rms-error for different extension zones and with or without a lateral boundary relaxation (see Tab. 2).*

3.2.1 Regional simulation by using the spectral LAM

Figs. 6 A–D show the regional model simulation with an 8 grid point extension zone and a 3 grid point relaxation zone (ORO8_3). As pointed out previously, the boundary values for the regional model are taken from the global model at each time step, i.e., because of the same time step and grid spacing of the global and the regional model we do not need to use any time interpolation to determine the boundary values and therefore we avoid this source of error during the time integration of the LAM. In comparing Figs. 5 A–D and 6 A–D, it becomes clear that the spectral LAM simulation is successful since almost no deviations from the reference simulation can be observed.

The rms-error and its growth during the 48 hour LAM integration is shown in Fig. 7. As in section 3.1, we performed 6 simulations with different widths of the extension zone (2, 4 and 8 grid points in both spatial dimensions) and with and without a relaxation zone (see Tab. 2). Fig. 7 is qualitatively quite similar to Fig. 4. Increasing the width of the extension zone and/or introducing a relaxation zone reduces the rms-error. The errors here, however, do not grow linearly in time as in the steady case, and for small extension zones, the increase of the error in time is not monotone during the integration period.

We can define the degree of non-periodicity as the relation between the maximum difference of the opposite boundary values and the absolute value of the maximum gradient in the integration area. Therefore, the larger this difference and the smaller this gradient, the higher is the degree of non-periodicity and the more important is the width of the extension zone. From this point of view, we can state that the analytical case is "more non-periodic" than the mountain flow case and so it can be expected that the influence of the width of the extension zone is weaker for the latter and that a smaller extension zone should be sufficient.

This indeed is confirmed in Fig. 7. A doubling of the width of the extension zone from 2 to 4 grid points reduces the rms-error by a factor of 1.7 in contrast to a factor

of $3-5$ rms-error reduction in the steady case of section 3.1 (Fig. 4). Thus, based on different model experiments performed, we are able to give a simple rule of thumb for the minimum width of the extension zone: *The absolute value of the maximum gradient in the extension zone should not be larger than the absolute value of the maximum gradient in the regional model domain.*

As pointed out in section 3.1, the application of the relaxation zone is effective when the extension zone has a proper width. In the case considered here, the rms-error can be reduced only by a factor of $1.2-1.5$ by introducing a relaxation zone (in contrast to a factor of $3-5$ in section 3.1). The rms-errors of the horizontal velocity components show a similar dependence on the width of the extension zone and the relaxation zone (not shown). The errors vary between 12 and 30 cm/s after 48 h for the spectral LAM simulations.

Finally, we should mention that the absolute values of the rms-errors in Fig. 4 and Fig. 7 can not be compared directly due to the fact that the gradients in the mountain flow situation are much larger than in the stationary case. Small errors in the computation of the derivatives therefore have a larger "absolute" effect in the mountain flow simulation. Considering the large differences of the gradients, the errors for the mountain flow case are relatively small compared to those of the steady case, which may be due to the fact, that the the boundary conditions of the latter are "more non-periodic" than those of the mountain flow case and therefore it is more difficult for the extension technique to supply an adequate extension zone.

3.2.2 Regional simulation by using the FD LAM

The quality of the spectral LAM simulation ORO8_3 (see Tab. 2) becomes clearer when we compare this solution to the solution computed by a regional model based on finite differences. The purpose of this subsection is to give the order of magnitude of the rms-errors when a FD method is applied to compute the derivatives in the regional model. We re-simulated the mountain flow case, but computed all spatial derivatives in (1)–(3) with centered finite differences of 2nd (CFD2) and 4th (CFD4) order, respectively (CFD2: $f_i' = \frac{f_{i+1}-f_{i-1}}{2\Delta x}$ and CFD4: $f_i' = \frac{f_{i-2}-8f_{i-1}+8f_{i+1}-f_{i+2}}{12\Delta x}$). Except for this, the numerical code of both models is identical. Since there are no equivalent filter methods in the spectral and the grid point space we also use the spectral filter for the grid point model versions. Therefore, the extension technique is also involved in the numerical filtering of the grid point models, however, it is guaranteed that the treatment of the derivatives in (1)–(3) is the actual reason for possible differences between the reference run and the grid point simulations.

The velocity field ($\vec{v}_2 - \frac{\rho_g}{\rho_2}\vec{v}_g$) and the height of the second model layer of CFD2 are shown in Figs. 8 A–D. Comparing Figs. 8 A–D to Figs. 5 A–D, one can see remarkable differences, e.g. a dipole-like structure in the lower right part of Fig. 8 D which is far less pronounced in Fig. 5 D and, a broader and less distinct maximum in the central left part of Fig. 8 D. In contrast to this, Figs. 5 A–D and Figs. 6 A–D are almost indistinguishable. The rms-errors for the layer heights and the meridional velocity components of CFD2 and CFD4 are shown in Fig. 9 in comparison to those of ORO8_3. The errors of CFD4 are about 10–20% smaller than those of CFD2, but in general we find that the errors for the grid point models are about 8 (CFD4, meridional velocity) to 15 (CFD2, layer height) times larger than for the spectral model after 48 hours of model integration, both, for the layer heights and for the velocity components (cf. Fig. 9). The result of this experiment turns out as expected. The used spectral LAM (with the leapfrog/Robert-

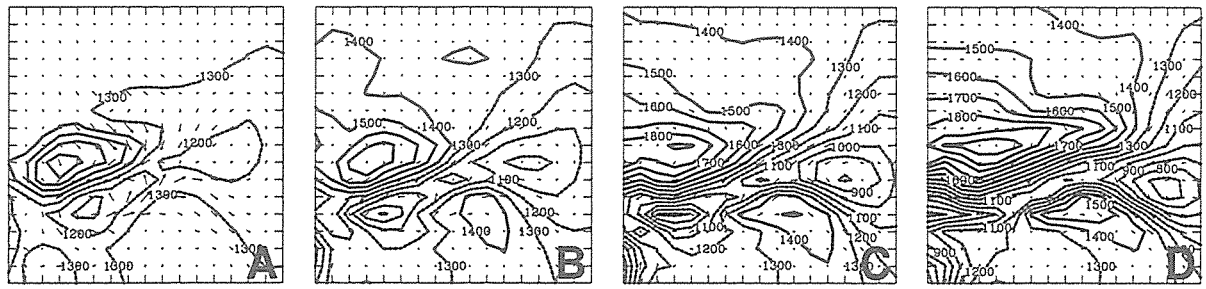


Figure 8: *Middle layer velocity* $\vec{v}_2 - \frac{\rho_2}{\rho_2}\vec{v}_g$ *and layer height field after 12 (A), 24 (B), 36 (C) and 48 (D) hours of the CFD LAM integration (shown without the relaxation zone). Maximum velocity in D is* 26.5 $m\ s^{-1}$.

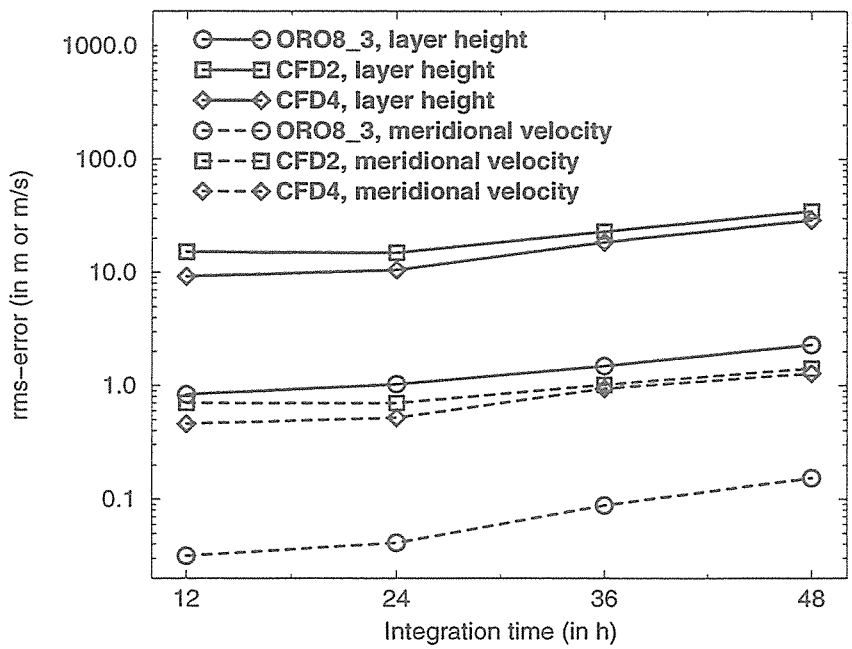


Figure 9: *Comparison of the time evolution of the layer height (solid lines) and meridional velocity (dashed lines) mean rms-error for the most accurate spectral solution (ORO8_3, circles) with the CFD2- (squares) and CFD4- (diamonds) solutions. The vertical axis has a logarithmic scale.*

filter time discretisation) is superior to LAMs based on 2nd and 4th order finite differences, respectively. However, we do not compare the numerical cost of the two different models, since the spectral and also the CFD models are not optimized with respect to performance.

4 Summary and conclusion

In the previous sections, we have performed several tests with a regional spectral three-layer shallow-water model to quantify the errors associated with the extension technique (HM93). This technique makes the non-cyclic fields of the regional model periodic by connecting the boundary fields to a extension zone outside the integration area. We used exactly the same models for the global and the regional simulations with the same time steps as well as the same horizontal and vertical resolutions. Furthermore, no time interpolation of the boundary fields was applied. Thus the only source of errors responsible for possible differences between the global and the regional model simulations, is the

extension technique. We then studied the time development of this error for different widths of the extension zone (2, 4 and 8 grid points) as well as different widths of the the relaxation zone (no relaxation, 3 grid points).

For a first test, we compared a stationary analytic solution with non-periodic boundary fields to a 48 hour regional model simulation, where the analytic solution was used as the initial field. We found a linear error growth with time, but a good agreement between the analytic and the model solution within the integration period. For this particular simulation, we found an error reduction by a factor of 3–5 dependent on the width of the extension zone if we compare the solutions with no relaxation zone to the solutions with a 3 grid point relaxation zone. However, confirming HM93, the errors are relatively large if the extension zone is smaller than about 20% of the length of the sides of the extended integration area.

Secondly, we considered a large-scale cross-mountain flow situation. For this case, we found that the application of a relaxation zone is not as important as for the steady case, especially for larger extension zones (4 and 8 grid points). Furthermore, we observed that for accurate results the absolute value of the maximum gradient in the extension zone should not be larger than the absolute value of the maximum gradient in the integration area. A sufficient width of the extension zone can therefore be estimated by the gradients in the extension zone.

Finally, we compared the spectral LAM solutions to model solutions based on finite differences (the spatial derivatives in (1)–(3) were computed by using 2nd and 4th order centered finite differences, respectively). Here we found that the rms-errors are smaller by a factor of about 8 to 15 for the most accurate spectral model simulation performed (ORO8_3). Compared to the 2nd order scheme, the use of a 4th order FD-scheme does reduce the errors by about 10–20%. Obviously, using a more sophisticated FD method (e.g. a staggered scheme) should further reduce the large rms-errors of the FD simulations displayed in Fig. 9. Nevertheless, the extension technique appears to be a very accurate method to compute dynamical features in LAMs.

The main purpose of the present paper was not to show that it is possible (and reasonable) to build an accurate spectral regional model with approximately the same numerical cost as a sophisticated grid point model. This was already shown by HM93 and Gustafsson and McDonald (1996). Our motivation, however, was to reveal and estimate the errors caused by the extension technique *alone* in regional model simulations dependent on different widths of the extension and relaxation zone. We tried to do this in a systematic way using a particular setup of numerical experiments to ensure that no other errors than the errors associated with the extension technique influence the regional model simulations and lead to differences relative to the global spectral reference run. Considering the small absolute values of the rms-errors in the Figs. 4 and 7, we summarize that the advantages of the spectral method mentioned in the introduction can also be passed over to the non-periodic regional case by applying the extension technique.

It should be mentioned that the results presented above depend on the particular model and numerical schemes used. However, the model used is not too simple and the numerical methods applied are rather standard. From this point of view, we think that the rms-errors computed here can also be interpreted as a coarse estimation for an upper bound of the errors one expects in realistic simulations of more complex forecast models.

In the present formulation of the extension technique only zeroth and first order derivatives stay smooth at the boundaries. In the future the scheme should be generalized to higher orders to find more accurate boundary conditions for the regional model. Furthermore, it would be worth comparing the extension technique of Haugen and Machenhauer

(1993) to the method suggested by Schmidt and Klos (1987).

Acknowledgments. The authors are indebted to Frank Schmidt, whose suggestions significantly improved this study. We also thank Werner Metz for stimulating discussions.

References

BOURKE, W., 1972: An efficient, one-level, primitive equation spectral model. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 683–689.

CANUTO, C., M. Y. HUSSAINI, A. QUARTERANI AND T. A. ZANG, 1988: *Spectral methods in fluid dynamics.* Springer Verlag.

DAVIES, H. C., 1980: The developments of efficient time integration schemes, using model normal modes. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 100–110.

DONGXIAN, L. AND H. MING, 1997: Design of a three-dimensional global adiabatic spectral primitive equation model. *Acta Met. Sinica*, **11**, 416–431.

FLETCHER, C. A. J., 1984: *Computational Galerkin methods.* Springer Verlag.

FORNBERG, B., 1996: *A practical guide to pseudospectral methods.* Cambridge University Press, 231 pp.

GIRARD, C. AND M. JARRAUD, 1982: Short and medium range forecast differences between a spectral and a grid-point model. An extensive quasi-operational comparison. ECMWF Tech. Rep. No. 32, 178 pp.

GUSTAFSSON, N., 1991: The HIRLAM model. *Numerical methods in atmospheric models. ECMWF Seminar 1991, Vol. II*, Reading, ECMWF, 115–145.

GUSTAFSSON, N. AND A. MCDONALD, 1996: A comparison of the HIRLAM gridpoint and spectral semi-lagrangian models. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2008–2022.

HARLANDER, U., 1997: Flow climatology in the Alpine region as simulated by a simple shallow water model. *Beitr. Phys. Atmos.*, **70**, 285–299.

HAUGEN, J. E. AND B. MACHENHAUER, 1993: A spectral limited-area model formulation with time dependent boundary conditions applied to the shallow-water equations. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2618–2630.

HEIMANN, D., 1992: Three dimensional modeling of synthetic cold fronts interacting with northern Alpine foehn. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 48, 139–163.

JARRAUD, M. AND C. GIRARD, 1984: An extensive quasi-operational comparison between a spectral and a grid point model. *Numerical Methods for Weather Prediction. ECMWF Seminar 1983, Vol. 2*, Reading, ECMWF, 61–111.

KÅLLBERG, P. AND R. GIBSON, 1977: Lateral boundary conditions for a limited area version of the ECMWF model. WGNE Progress Report No. 14, WMO, Geneva, 103–105.

MACHENHAUER, B. AND J. E. HAUGEN, 1987: Test of a spectral limited area shallow water model with time dependent lateral boundary conditions and combined normal mode/semi-Lagrangian time integration schemes. *Techniques for horizontal discretization in numerical weather prediction models. ECMWF Workshop 1987*, Reading, ECMWF, 361–377.

MACHENHAUER B., 1988: Hirlam final report. HIRLAM Tech. Rep., No. 5, 116 pp.

ORSZAG, S. A., 1970: Transform method for the calculation of vector-coupled sums: Application to the spectral form of the vorticity equation. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 890–895.

PEDLOSKY, J., 1987: *Geophysical fluid dynamics.* 2. Auflage, Springer Verlag.

SCHMIDT, F., 1981: Filter properties of spectral transformations. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 271–285.

SCHMIDT, F. AND A. KLOS, 1987: Prognose mittels spektraler Einbettung. Wiss. Mitt. Met. Univ. München No. 56, 89–93.

SCHMIDT, F., 1990: Flux correction by transformation of dependent variables. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **63**, 52–59.

Address of the authors:

Martin Simmel, Uwe Harlander
Institut für Meteorologie
Universität Leipzig
Stephanstr. 3
04103 Leipzig

Parallele Strategien für ein spektrales Wolkenmodul in einem 3-dimensionalen Mesoskalenmodell

Martin Simmel, Robert Reilein, Gudula Rünger, Gerd Tetzlaff

Abstract

A spectral cloud model is developed for a 3-dimensional mesoscale model considering only the microphysical conversion processes of the warm cloud. Because of the expected computation requirements, which are strongly increased in relation to the bulk-parameterization, we develop concepts for the parallelization of the module, explain their applicability and present first results.

Zusammenfassung

Für ein 3-dimensionales Mesoskalenmodell wird ein spektrales Wolkenmodul entwickelt, das zunächst nur die mikrophysikalischen Umwandlungsprozesse der warmen Wolke berücksichtigt. Aufgrund des zu erwartenden, im Vergleich zur bulk-Parametrisierung stark erhöhten Rechenzeitbedarfs entwickeln wir Konzepte zur Parallelisierung des Moduls, erläutern deren Anwendbarkeit und stellen erste Ergebnisse vor.

1 Einführung

Für unsere Untersuchungen arbeiten wir mit dem nichthydrostatischen 3-dimensionalen Mesoskalenmodell GESIMA (GEesthachter SImulationsModell der Atmosphäre, s. KAPITZA und EPPEL 1992, EPPEL ET AL. 1995). Überlicherweise verwenden Mesoskalenmodelle sog. bulk-Parametrisierungen zur Berechnung der Wolkenmikrophysik (z. B. MÖLDERS ET AL. 1997 in GESIMA, sonst z. B. COTTON ET AL. 1982, LIN ET AL. 1983 und andere). Dabei werden die Hydrometeore in wenige Teilchenklassen eingeteilt (Wolkenwasser, Regenwasser, Wolkeneis, Schnee, Graupel) und die Massen- und/oder Teilchenzahlbilanzen dieser Klassen aufgrund der mikrophysikalischen Umwandlungsprozesse, der Sedimentation und der dynamischen Gegebenheiten prognostiziert. Mit Hilfe einer angenommenen Größenverteilung (oft Marshall-Palmer- oder logNormal-Verteilungen) innerhalb jeder Teilchenklasse werden mittlere Teilcheneigenschaften (wie z. B. Masse, Durchmesser, Fallgeschwindigkeit) bestimmt und damit die mikrophysikalischen Prozesse berechnet bzw. parametrisiert. Da viele Prozesse stark von der Teilchengröße abhängen, stellt diese Herangehensweise in vielen Fällen nur eine grobe Näherung dar.

In einem spektralen oder bin-Modell sind die Klassen (bins) sehr viel feiner eingeteilt und die mikrophysikalischen Prozesse lassen sich für jede Größenklasse separat berechnen. Die in der Literatur zu findenden spektralen Modelle sind meist wolkenauflösende Modelle mit einer sehr feinen horizontalen und vertikalen Auflösung. Untersuchungsgegenstände sind z. B. die Wechselwirkungen des atmosphärischen Wassers mit Aerosolen (Auswaschung in und außerhalb von Wolken, siehe FLOSSMANN ET AL. 1985, ALHEIT ET AL. 1990) oder die Auswirkung auf die atmosphärische Strahlung (BOTT ET AL. 1997). Mesoskalenmodelle verfügen nur vereinzelt über eine spektrale Wolkenmodellierung. KHAIN ET AL. (1996) berichten von Modellrechnungen zur Simulation der Land-See-Wind-Zirkulation und die

dadurch ausgelösten Niederschläge im östlichen Mittelmeer mit einem 2-dimensionalen Mesoskalenmodell mit spektraler Wolkenmikrophysik. In 3-dimensionalen Mesoskalenmodellen werden spektrale Wolkenmodule bislang nicht eingesetzt.

Verglichen mit einer bulk-Parametrisierung erfordert die spektrale Modellierung ein Vielfaches an Berechnungsaufwand. Eine genaue Analyse der Daten- und Prozedurabhängigkeiten zeigt die Möglichkeiten der Parallelisierung auf. Darauf aufbauend lassen sich unterschiedliche Verfahren zur effizienteren Berechnung der spektralen Modellierung implementieren.

2 Spektrale Modellierung der Wolkenmikrophysik

2.1 Klasseneinteilung

Die Einteilung der Tröpfchen in J_{MAX} Größenklassen erfolgt wie in spektralen Modellen üblich logarithmisch mit der Masse (siehe z. B. BERRY und REINHARDT 1974). Die Intervallgrenzen $m_G(J)$ sind dann:

$$m_G(J) = m_0 \cdot 2^{(J-1)/J_0}, \tag{1}$$

wobei $m_0 = 4.2 \cdot 10^{-15}\ kg$ die Masse eines Teilchens mit Radius $r_0 = 1\ \mu m$ ist und $J = 1, \ldots, J_{MAX} + 1$ (z. B. $J_{MAX} = 35$, 70 bzw. 105 für $J_0 = 1$, 2 bzw. 3). Feinere Klasseneinteilungen ($J_0 > 3$) werden selten gewählt, da ansonsten die Anzahl der Klassen zu groß wird. Ein Teilchen der Masse m gehört genau dann zu Klasse J, wenn gilt:

$$m_G(J) \leq m < m_G(J+1) \tag{2}$$

Ein Teilchen der doppelten Masse $2 \cdot m$ wird dann Klasse $(J + J_0)$ zugeordnet. Diese Einteilung ist statisch. Die Intervallmitten $m_M(J)$ sind definiert als

$$m_M(J) = \frac{m_G(J) + m_G(J+1)}{2}. \tag{3}$$

2.2 Mikrophysik

Wir beschränken uns zunächst auf die Beschreibung der warmen Wolke. Dazu müssen folgende Prozesse betrachtet werden:

- Wechselwirkung flüssige Phase — Gasphase
  - Größenzunahme (-abnahme) bestehender Tropfen durch Kondensation (Evaporation) von Wasserdampf (Flüssigwasser)
  - Tropfeninitierung durch Diffusionswachstum von Aerosolen
- Wechselwirkung flüssige Phase — flüssige Phase
  - Kollision und Vereinigung von Tropfen unterschiedlicher Größe (Koaleszenz)
  - Spontanes Auseinanderbrechen großer, instabiler Tropfen (break-up)

Als prognostische Felder dienen die Anzahlkonzentration der Tröpfchen $N(J)$ (in $[m^{-3}]$) und das Mischungsverhältnis des flüssigen Wassers $q(J)$ (in $[(kg\ \text{Wasser})/(kg\ \text{Luft})]$) in jeder Klasse J. $n(m)$ sei die Größenverteilung der Tröpfchen in der Wolke und $n(m)\ dm$ die Anzahl der Tröpfchen der Masse m pro Einheitsvolumen. Dann gelten folgende Relationen:

$$N(J) = \int_{m_G(J)}^{m_G(J+1)} n(m)\ dm \tag{4}$$

$$q(J) = \rho_a^{-1} \int_{m_G(J)}^{m_G(J+1)} m\ n(m)\ dm \tag{5}$$

wobei ρ_a die Luftdichte ist. Die Größenverteilung $n(m)$ selbst wird nicht prognostiziert, kann jedoch aus $N(J)$ oder $q(J)$ bestimmt werden.

Die Gesamtanzahldichte N_{GES} und das Gesamtmischungsverhältnis q_{GES} ergeben sich als Summe über alle J_{MAX} Klassen.

$$N_{GES} = \sum_{J=1}^{J_{MAX}} \int_{m_G(J)}^{m_G(J+1)} n(m)\ dm = \sum_{J=1}^{J_{MAX}} N(J) \tag{6}$$

$$q_{GES} = \rho_a^{-1} \sum_{J=1}^{J_{MAX}} \int_{m_G(J)}^{m_G(J+1)} m\ n(m)\ dm = \sum_{J=1}^{J_{MAX}} q(J) \tag{7}$$

Da zwei prognostische Variablen zur Verfügung stehen, lassen sich in jeder Klasse mittlere Teilcheneigenschaften (Masse und die daraus folgenden Größen) berechnen (YOUNG 1974)

$$\bar{m}(J) = \rho_a \frac{q(J)}{N(J)}. \tag{8}$$

Im allgemeinen gilt: $\bar{m}(J) \neq m_M(J)$!

2.3 bin shift

Aufgrund der mikrophysikalischen Prozesse verändern die Tröpfchen ihre Masse und müssen in eine andere Klasse transferiert werden, sobald sie die Bedingung (2) verletzen. Dadurch ändert sich für die beteiligten Klassen $N(J)$ und $q(J)$. Dies bezeichnet man als "bin shift". Wie CHEN und LAMB (1994) wollen wir diesen Teilchen- und Massentransfer von der Berechnung der mikrophysikalischen Prozesse trennen, da dies zu einer einfacheren Formulierung und übersichtlicheren Darstellung führt. Wir verwenden das Verfahren von CHEN und LAMB (1994) in leicht modifizierter Form.

In jeder Klasse J kann eine lineare Funktion für $n(m)$ definiert werden:

$$n(m) = n_0 + k(m - m_M(J)). \tag{9}$$

Zur Bestimmung von n_0 und k ist (9) in (4) und (5) einzusetzen. Nach der Berechnung von δN und δq aufgrund der mikrophysikalischen Prozesse kann die lineare Verteilung dazu benutzt werden, den Transfer von Masse und Teilchen zwischen den Klassen zu bestimmen.

3 Parallele Strategien

3.1 Verwandte Arbeiten

Mit der Verbreitung von Parallelrechnern und schneller Vernetzungstechnik für Workstationcluster wurden parallele Implementierungen von einem großen Teil der weltweit an Instituten und Forschungseinrichtungen verwendeten Programme für hydrodynamische Simulationen in Angriff genommen. Ausgangspunkt hierfür waren meist sequentielle Modelle oder bereits bestehende Versionen für Vektorrechner. Die relativ hohe Entwicklungszeit für Parallelisierungen bedingten oft einen Rückstand zur aktuellen sequentiellen Version (MICHALAKES 1997). Die Erfahrung mit der Parallelisierung sind jedoch eine wertvolle Grundlage für neue parallele Simulationsmodelle, die bereits in der Entwicklungsphase optimiert werden (SCHÄTTLER und KRENZIEN 1997).

Die Implementierung erfolgt in der Regel unter Verwendung des Message Passing Programmiermodells. Es wurden aber auch speziell dem Problemkreis angepaßte Modulbibliotheken (Runtime System Library, RSL) (MICHALAKES 97) oder höhere Programmiersprachen mit parallelen Konstrukten (High Performance FORTRAN, HPF) (ONESTI UND SØREVIK 96) eingesetzt.

Einen guten Überblick über die Parallelisierung regionaler Atmosphärenmodelle geben C. BAILLIE, J. MICHALAKES und R. SKÅLIN 1997. Die hier betrachteten Modelle (ASHWORTH ET AL. 1997, SKÅLIN und BJØRGE 1997, MICHALAKES 1997, SCHÄTTLER und KRENZIEN 1997) basieren auf speziellen 3-dimensionalen Gittern (staggered grids). Die Gitterpartitionierung erfolgt horizontal, was einen Datenaustausch zwischen den Teilgebieten erfordert und daher Teile des Programms neu implementiert oder deren Daten umgeordnet werden müssen. Lediglich Prozesse mit rein vertikaler Abhängigkeit können unverändert übernommen werden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das gewählte Parallelisierungsverfahren in den betrachteten Modellen auf Gebietszerlegungen beruht, und zwar auf horizontaler. Durch Veränderung der numerischen Verfahren wird versucht, den Datenaustausch zu minimieren. Die Bedeutung von Lastungleichgewichten pro Prozessor in parallelen Atmosphärensimulationen wird unterschiedlich bewertet. Die mögliche Effizienzsteigerung durch Angleichung der Prozessorlast wird je nach Modell mit 5-10% angegeben. Bei entsprechender Neukodierung werden bis zu 30% erwartet (FOSTER und TOONEN 1994) .

3.2 Parallelisierung des Modells

Die Parallelisierung der spektralen Wolkenmodellierung ist ein gangbarer und vielversprechender Weg, um die großen Anforderungen an Rechenleistung zu meistern. Um Erfahrungen mit der Parallelisierung von Wolkenmodellen zu sammeln, wird ein existierendes Wolkenmodul mit einer dem spektralen Wolkenmodul vergleichbaren algorithmischen Struktur als Ausgangspunkt gewählt. Basis für die Voruntersuchungen ist das mesoskalige Modell GESIMA mit seinem Wolkentreibermodul und dem darin enthaltenen Wolkenmodul 3 (DEVANTIER 1995).

Die Aufgaben dieses Wolkentreibermoduls sind die Anwendung der Advektion und Diffusion auf die Hydrometeore und die Berechnung ihrer Einflüsse auf den nichthydrostatischen Druck, die Vertikalgeschwindigkeit und die Temperatur im Atmosphärenmodell. Im Wol-

kenmodul wird der mikrophysikalische Teil der Wolkenprozesse berechnet. Die Anzahl der berechneten prognostischen Felder für die Hydrometeore erhöht sich von z. B. vier (für Wolkenwasser und Regen jeweils N und q) bei bulk-Parameterisierung auf $2 \cdot J_{MAX}$ (N und q für jede Größenklasse J, s. a. Kap. 2.1) bei spektraler Wolkenmodellierung.

Die Parallelisierung erfolgt ausgehend vom sequentiellen (FORTRAN 77) Programm. Es werden keine automatischen Werkzeuge verwendet, sondern explizite Programmierung, da Erkenntnisse über algorithmische Strukturen gewonnen werden sollen, die typisch für die Anwendungsklasse hinsichtlich einer Parallelisierung sind. Die numerische Implementierung bleibt unverändert, wodurch das Verhalten des Programmes identisch ist zur sequentiellen Version. Zielplattformen für den Einsatz der parallelen Wolkenmodellierung sind Cluster von Workstations oder symmetrische Multiprozessor Rechner (SMP), da diese an den meisten Instituten und Forschungseinrichtungen vorhanden sind.

Um viele parallele Varianten zu berücksichtigen und eine möglichst effiziente auswählen zu können, werden Datenabhängigkeitsgraphen auf Prozedur- und Gitterebene untersucht. Der Datenabhängigkeitsgraph des Wolkentreibermoduls enthält verschiedene Freiheitsgrade bzgl. prozeduraler Parallelität. Das Ergebnis der Advektion und Diffusion für alle Hydrometeore wird von 4 Modulen berechnet, die für jeden Hydrometeor einzeln aufgerufen werden. Es ist unabhängig von der Reihenfolge dieser Aufrufe. Diese beiden Prozesse beanspruchen momentan ca. 70 % der Gesamtrechenzeit des Wolkentreibermoduls. Möglichkeiten für Parallelität sind die Aufteilung der Hydrometeore bzw. Tröpfchengrößeklassen bei spektraler Modellierung in Gruppen, die jeweils auf einem Prozessor gerechnet werden oder die Verteilung der 4 Module. Die Verwendung von reiner prozedurale Parallelität führt allerdings zu einer schlechteren Skalierbarkeit.

Als Ausgangspunkt für die Implementierung nach dem SPMD (Single Program Multiple Data) Programmiermodells wird die Diskretisierung des physikalischen Raumes auf ein 3-dimensionales Gitter genutzt. Auf diesem Gitter werden verschiedene Größen definiert und berechnet, im Wolkentreibermodul hauptsächlich die Hydrometeore (Wolkenwasser, Wolkeneis, Regenwasser, Graupel und Schnee) und deren Rückkopplung auf die oben erwähnten Modellgrößen.

Der größere Anteil der Berechnungen hat stärkere Abhängigkeiten in vertikaler Richtung als in horizontaler. Deshalb erfolgt die Realisierung nach der Owner-Computes Regel, angewandt auf die 2-dimensionale Grundfläche des Gitters, wobei jeder Eintrag aus einem Vektor besteht, der die Säule beschreibt. Die Partitionierung durch Schnitte in zonaler und meridionaler Richtung erfordert einen Randstreifen von einem Punkt Breite in jede Richtung (8 Punkte um einen einzelnen Punkt), um die Größen, welche mit dem horizontalen Massentransport in Verbindung stehen, korrekt berechnen zu können. Die Stellen, an denen Randwertaustausch benötigt wird, werden konkretisiert. Als kleinste verschiebbare Einheit wird die Säule gewählt. Bei Gittern der Dimension $N_x \cdot N_y \cdot N_z$ ergibt sich eine Granularität von $O(N_z)$. Eine gleichmäßige Aufteilung der Säulen auf p Prozessoren ergibt zu Beginn des Modellaufs eine ausgeglichene Rechenlast, die sich mit der Entstehung und Entwicklung von Wolken verschieben kann.

Dies führt zu einem nicht trivialen Optimierungsproblem zwischen idealer Auslastung und durch den Ausgleich bedingtem zusätzlichem Kommunikationsaufwand, bekannt als Konflikt der parallelen Effizienz bei Rechnern mit verteiltem Speicher. Die Kommunika-

tionszeit wird typischerweise durch folgende Formel beschrieben:

$$\tau + t_c \cdot b \qquad \begin{array}{rcl} \tau & = & \text{Startupzeit} \\ \text{mit } t_c & = & \text{Bytetransferzeit} \\ b & = & \text{Nachrichtengröße} \end{array}$$

Dieser Mehraufwand muß mit dem Effizienzgewinn, der durch einen Lastabgleich erreicht werden kann, ausbalanciert werden um optimale Laufzeiten zu erreichen.

Die Ergebnisse der SPMD-Implementierung sind sehr gut auf Rechnern mit gemeinsamen Speicher, auf Workstationsclustern zufriedenstellend. Mit dem Einsatz von größeren Anzahlen (> 10) fällt die Effizienz noch zu stark ab. An dieser Stelle sind weitere Untersuchungen notwendig. Aufgrund der sehr rechenzeitintensiven Prozesse einer spektralen Wolkenmodellierung, die in räumlich begrenzten Gebieten (Wolken) der simulierten Atmosphäre stattinden, wird über den Simulationszeitraum eine Lastverschiebung erwartet. Eine dynamische Partitionierung des Gitters und eine dynamisch gesteuerte Ausführung der Prozeduren sind anwendbare Möglichkeiten zum Lastausgleich.

Neben der Implementierung unter Nutzung des Message-Passing Programmiermodell wurden auch erste Versuche zur Verwendung von POSIX Threads in (FORTRAN 77) Programmen gemacht. Dieses Programmiermodell unterscheidet sich von den zuvor erwähnten dahingehend, daß die Zuordnung von Tasks zu Prozessoren automatisch vom Betriebssystem übernommen wird, eine dynamische Lastbalancierung also implizit enthalten ist.

Der derzeitige Stand der Entwicklung ist ein einsatzfähiges SPMD-Programm, welches auf einem SUN Workstation-Cluster und einem HP X-Class Server getestet und optimiert wird. Das Programm ist für die Integration einer dynamischen Lastbalancierung vorbereitet, so daß Untersuchungen über deren Einsetzbarkeit erfolgen können. Erste Möglichkeiten zur Ausnutzung von prozeduraler Parallelität sind implementiert und sollen später mit dem SPMD-Ansatz gekoppelt werden. Durch den Anteil von momentan ca. 30 % der Wolkenmodellierung am Rechenzeitbedarf von GESIMA wird die gesamte Simulation nur gering beschleunigt. Für die zukünftige spektralen Modellierung ist die Parallelisierung unverzichtbare Grundlage, um aussagefähige und forschungsrelevante Modelläufe in adäquaten Zeiträumen durchführen zu können.

4 Ausblick

Es wurde ein Konzept für die Entwicklung eines spektralen Wolkenmoduls für ein Mesoskalenmodell auf einer parallelen Plattform beschrieben.

Der Verwendungszweck für ausreichend schnelle spektrale Modelle ist vielfältig. Neben dem Studium der Wolkenmikrophysik selbst können sie auch für Untersuchungen der Chemie zur Verfügung gestellt werden (wo das Verhältnis von Oberfläche zu Masse eine wichtige Rolle für Reaktionen spielt), ebenso können kurz- und langwellige Strahlung detaillierter modelliert werden.

Da die spektrale Modell eine genaue Kenntnis des Größenspektrums liefert, bietet es sich an, ein solches als adjungiertes Modell zu Radardaten zu betreiben. SUN UND CROOK (1997) verwenden dafür ein bulk-Modell und betrachten wie wir nur die flüssige Phase.

Danksagung

Dieses Projekt wird von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) unter der Projektnummer TE 51/11-1 gefördert.

Literatur

[1] ALHEIT, R. R., A. I. FLOSSMANN und H. R. PRUPPACHER: *A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part IV*. Journal of the Atmospheric Sciences, 47:870–887, 1990.

[2] ASHWORTH, M., F. FÖLKEL, V. GÜLZOW, K. KLEESE, D. P. EPPEL, H. KAPITZA und S. UNGER: *Parallelization of the GESIMA mesoscale atmospheric model.*. Parallel Computing, 23(14):2201–2214, 1997.

[3] BAILLIE, C., J. MICHALAKES und R. SKÅLIN: *Regional Weather Modeling on Parallel Computers*. Parallel Computing, 23(14):2135–2142, 1997.

[4] BERRY, E. X. und R. L. REINHARDT: *An analysis of cloud drop growth by collection. Part I: Double distributions*. Journal of the Atmospheric Sciences, 31:1814–1824, 1974.

[5] BOTT, A.: *A numerical model of the cloud-topped planetary boundary layer: Impact of aerosol particles on radiative forcing of stratiform clouds*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 123:631–656, 1997.

[6] CHEN, J.-P. und D. LAMB: *Simulation of cloud microphysical and chemical processes using a multicomponent framework. Part I: Description of the microphysical model*. Journal of the Atmospheric Sciences, 51:2613–2630, 1994.

[7] COTTON, W. R., M. A. STEPHENS, T. NEHRKORN und G. J. TRIPOLI: *The Colorado State University Three-Dimensional Cloud/Mesoscale Model. Part II: An Ice Phase Parametrization*. Journal de Recherches Atmosphériques, 16(4):295–320, 1982.

[8] DEVANTIER, R.: *Wolkenbildungsprozesse über der südwestlichen Ostsee — Anwendung eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell*. Doktorarbeit, Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und Institut für Troposphärenforschung Leipzig, 1995. Wissenschaftliche Mitteilungen Band 2.

[9] EPPEL, D. P., H. KAPITZA, M. CLAUSSEN, D. JACOB, W. KOCH, L. LEVKOV, H.-T. MENGELKAMP und N. WERRMANN: *The Non-Hydrostatic Mesoscale Model GESIMA. Part II: Parameterizations and Applications*. Beiträge zur Physik der Atmosphäre, 68(1):15–41, 1995.

[10] FLOSSMANN, A. I., W. D. HALL und H. R. PRUPPACHER: *A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part I*. Journal of the Atmospheric Sciences, 42:583–606, 1985.

[11] FOSTER, I. und B. TOONEN: *Load-Balancing Algorithms for Climate Models*. In: *Proc. of the 1994 Scalable High Performace Computing Conference*, 1994.

[12] KAPITZA, H. und D. P. EPPEL: *The Non-Hydrostatic Mesoscale Model GESIMA. Part I: Dynamical Equations and Tests.* Beiträge zur Physik der Atmosphäre, 65(2):129–146, 1992.

[13] LIN, Y.-L., R. D. FARLEY und H. D. ORVILLE: *Bulk parameterization of the snow field in a cloud model.* Journal of Climate and Applied Meteorology, S. 1065–1092, 1983.

[14] MICHALAKES, J.: *MM90: A scalable parallel implementation of the Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5).* Parallel Computing, 23(14):2173–2186, 1997.

[15] MÖLDERS, N., G. KRAMM, M. LAUBE und A. RAABE: *On the influence of bulk-parameterization schemes of cloud microphysics on the predicted water-cycle-relevant quantities — A case study.* Meteorologische Zeitschrift, 6:21–32, 1997.

[16] ONESTI, L. und T. SØREVIK: *Parallelization of a Local Area Ocean Model.* In: *Proc. of the 1996 Applied Parallel Computing Conference*, S. 543–554. Springer, 1996.

[17] SCHÄTTLER, U. und E. KRENZIEN: *The parallel 'Deutschland-Modell' — A message-passing version for distributed memory computers.* Parallel Computing, 23(14):2215–2226, 1997.

[18] SKÅLIN, R. und D. BJØRGE: *Implementation and performace of a parallel version of the HIRLAM limited area atmospheric model.* Parallel Computing, 23(14):2161–2172, 1997.

[19] SUN, J. und N. A. CROOK: *Dynamical and microphysical retrieval from Doppler Radar Observations using a cloud model and its adjoint. Part I: Model development and simulated data Experiments.* Journal of the Atmospheric Sciences, 54:1642–1661, 1997.

[20] YOUNG, K. C.: *A numerical simulation of wintertime, orographic precipitation: Part I. Description of model microphysics and numerical techniques.* Journal of the Atmospheric Sciences, 31:1735–1748, 1974.

Adresse der Autoren:

Martin Simmel, Gerd Tetzlaff
Institut für Meteorologie
Universität Leipzig
Stephanstr. 3
04103 Leipzig

Robert Reilein, Gudula Rünger
Institut für Informatik
Universität Leipzig
Augustusplatz 10–11
04109 Leipzig