

# **Wissenschaftliche Mitteilungen**

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

ISBN 3-9806117-6-0

---

**Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (V)**

Hrsg.: A.Raabe, K. Arnold

Leipzig 2000

**Band 17**



## Inhaltsverzeichnis

### Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig, Band 17

	Seite
On the sensitivity of model results to the choice of surface parameters N. Mölders	1
Dry deposition by an atmospheric model with horizontal subgrid D. Hinneburg und N. Mölders	18
On the impact of 50-years-accumulated land-surface changes upon micrometeorological conditions N. Mölders	29
Some simple solutions of trapped Rossby waves in zonal barotropic multiple-jet flows U. Harlander	44
Two numerical solutions for the stochastic collection equation M. Simmel	61
Drifts and their short-period perturbations in the lower ionosphere observed at Collm during 1983-1999 N.M. Gavrilov, Ch. Jacobi und D. Kürschner	74
Ergebnisse ionosphärischer Messungen am Observatorium Collm während der totalen Sonnenfinsternis vom 11.8.1999 Ch. Jacobi und D. Kürschner	88
Einfluß des CO <sub>2</sub> -Anstieges auf die Zirkulation der Mittleren Atmosphäre und der unteren Thermosphäre (15-120 km) M. Lange, Ch. Jacobi, V.I. Fomichev und V.P. Ogibalov	95
Studie zur Beurteilung des Winderosionsschutzes durch Erstaufforstung, Gehölzstreifen und Ackerbau im Nordraum Leipzig A. Ziemann, K. Arnold und H.-J. Schönfeldt	113
Berechnung sensibler Wärmeströme mit der Surface Renewal Analysis und der Eddy – Korrelations – Methode A. Lammert und A. Raabe	127
Zur Bestimmung turbulenter Transporte H.-J. Schönfeldt	139
Rampenregression – Quantifizierung von Temperaturtrends M. Mudelsee	148



# On the sensitivity of model results to the choice of surface parameters

Nicole Mölders

## Abstract

The uncertainty of predicted fluxes, variables of state, cloud- and precipitation formation to the choice of plant- and soil parameters, soil type, subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity is examined by results of simulations wherein one parameter is alternatively changed for all grid cells of the domain within its natural range of variability. A higher sensitivity of evapotranspiration to evaporative conductivity, roughness length, and subgrid-scale heterogeneity or inhomogeneity is found than for the other parameters examined. Except for wind velocity, the quantities of liquid and solid water substances the uncertainty is lower at night and early afternoon than at other times. Therefore, evaluation of meteorological models should be performed at those times of the day when the uncertainty in model results caused by the choice of plant and soil parameters is at a minimum. Furthermore, domain-specific parameters should be used when ever available.

## Zusammenfassung

Die Unsicherheit in simulierten Flüssen, Zustandsgrößen, Wolken- und Niederschlagsbildung durch die Wahl der Pflanzen- und Bodenparameter, Bodentypen, subskaligen Heterogenität und Inhomogenität wird mit Hilfe von Ergebnissen aus Simulationen untersucht, in denen alternativ für alle Gitterzellen ein Parameter im Rahmen seiner natürlichen Variabilität verändert wird. So besteht eine höhere Sensitivität der Evapotranspiration zur Verdunstungsleitfähigkeit, Rauigkeitslänge und subskaligen Heterogenität oder Inhomogenität als zu den anderen untersuchten Größen. Windgeschwindigkeit, die Menge an flüssigen und festen Wasserstoffen ausgenommen, ist die Unsicherheit nachts und am frühen Nachmittag geringer als zur übrigen Zeit. Deshalb sollten Modellevaluationen möglichst zum Zeitpunkt geringer Unsicherheit durchgeführt werden. Darüber hinaus sollten, wenn möglich, gebietsspezifische Parameter verwendet werden.

## 1. Introduction

Land-surface characteristics are important boundary conditions for mesoscale meteorological models to describe the exchanges of water, energy, and matter (e.g., carbon dioxide, isoprene, terpene, etc.). In numerical models, the complicated physical mechanisms of biosphere and geosphere and their interaction with the atmosphere must be parameterized. In these parameterizations, plant- and soil-physical characteristics are simplified by few parameters. Thus, land-surface parameterizations usually apply prescribed values of soil- or plant-parameters either in some kind of „big-leaf“-approach or statistical-dynamic approach based on probability density functions of these parameters (e.g., Avissar 1991). In so doing, pre-given parameter sets are assigned to each soil- and vegetation type (e.g., Tab. 1).

Ideally, the plant and soil characteristics should be mapped as continuous distributions to capture the gradients and mixtures in soil and vegetation within an area of interest (e.g., a grid cell). However, even to assign soil-physical parameters and/or a land use-type to an area is not unambiguous (e.g., Mölders et al. 1997a). Soil hydraulic and other surface properties vary not only strongly in space, but also in time. Herein, they may be influenced by previous weather conditions. Globally, vegetation characteristics, for instance, vary by seasonality, growth, leaf type, water availability, elevation, slope, type and intensity of disturbance (e.g., fire history, cultivation, insects, drought, etc.). Soil hydraulic conductivity and albedo, for example, depend on soil moisture and thus on preceding precipitation. Nevertheless, if appro-

### 3. Design of the study

In the system earth-atmosphere, the fluxes, temperature and moisture states are closely related to the surface characteristics that are not exactly known in the spatial and temporal distribution. To investigate the uncertainty caused by ignorance of the exact values of surface parameters, a set of simulations is performed with GESIMA using its original (Tab. 1) and altered parameters. Since there exists no data at the resolution of the model domain the results obtained by the simulation with the parameters of Table 1 are arbitrarily taken as a reference. In carrying out the uncertainty analysis, only one parameter is changed concurrently for all land use- and soil types in each simulation. In the case of an altered albedo, for instance, albedo is altered, while all other surface parameters are taken from Tab. 1. Out of the abundance of possible variations of these parameters, one change is performed for each parameter. In a further set of simulations, subgrid-scale heterogeneity is considered alternatively with and without subgrid-scale inhomogeneity.

The statistical behavior of the effects of different surface parameters is evaluated by frequency distributions of simulated water- and energy fluxes, state quantities as well as cloud- and precipitating particles. In so doing, probability density functions are determined using hourly data provided the quantity of interest of the entire simulation time within the inner grid by the different simulations. The probability density function of a quantity is given by (Olberg and Rakóczy 1984)

$$pdf(\chi) = p(\chi \leq X \leq \chi + \Delta X) / \Delta X \quad (1)$$

where  $p$  is the frequency in the interval  $(\chi, \chi + \Delta X)$ .

Ogunjemiyo et al. (1997) modified a given procedure by Jackson et al. (1989) for comparing data fields containing different parameters or for comparing data fields of same parameters that are recorded at different times. Friedrich (1999) modified this method for comparing results obtained by simulations assuming different land use distributions. In the present study, this procedure is adapted for comparing the results obtained by simulations with altered surface parameters, only one soil type, or with subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity to those of the reference simulation. In so doing, the simulated quantities (e.g., variables of state, fluxes, etc.),  $X_j$ , at the grid-point  $j$  on the distribution field are transformed into a set of values  $Z_j$ , by subtracting the domain-averaged value and normalizing the difference by the standard deviation of the differences  $S$  (see Ogunjemiyo et al. 1997). The similarity between two transformed distributions is now established on the basis of similarity in the sign of  $Z_j$ -pairs (Ogunjemiyo et al. 1997) as

$$C_s = \frac{m + n}{m + n + p} \quad , \quad (2)$$

where  $C_s$  is the similarity coefficient,  $m$ ,  $n$ , and  $p$  are the numbers of  $Z_j$ -pairs with mixed, negative, and positive signs. The similarity coefficient ranges from zero (no similarity) to 1 (absolute agreement). Application of the similarity coefficients points out those surface characteristics to which the results are the less sensitive, i.e., which surface parameters yield similar results with respect to the value of the same surface parameters taken in the reference simulation. Furthermore, the time variance of uncertainty in the simulated quantities which is caused by soil and plant parameters can be detected.

### 4. Results

Generally, the absolute differences in all quantities are greater during daytime than nighttime because of the strong interrelation between the atmospheric water cycle and energy budget.

However, in the upper troposphere, predicted temperature, humidity, and cloud distributions are hardly affected. In cloudy regions, somewhat greater differences occur resulting from differences in phase transition processes, vertical motions, turbulence or radiative cooling. Compared with the mid and upper troposphere, the uncertainties in predicted variables of state caused by the choice of plant and soil parameters are greater in the ABL. Here, the differences in humidity and air temperature increase when approaching the earth's surface. Generally, below clouds, differences in evaporation of rainwater or in sublimation of ice more strongly affect the distribution of specific humidity than the differences in evapotranspiration.

As compared to the reference simulation, simulated air- and ground-temperatures, humidity, soil moisture, and cloud distributions will differ more strongly if either capillarity or field capacity are doubled, surface emissivity is set equal to 1, volumetric heat capacity or thermal diffusivity are enhanced by 10%, or subgrid-scale heterogeneity with and without subgrid-scale inhomogeneity are considered. The variables of state, fluxes, cloud- and precipitating particles predicted by the simulation with a homogeneously sandy loam or by the simulations carried out with a 10% reduced albedo, a doubled evaporative conductivity or roughness length slightly differ from those obtained by the reference simulation. The horizontal wind field will be altered significantly at some locations if thermal diffusivity or alternatively volumetric heat capacity are increased by 10%. For brevity, in the following, only the results obtained with those parameters that cause appreciable uncertainties in predicted variables of state, cloud- and precipitating particles, or fluxes are discussed in more detail.

Generally, primary differences result from the changed plant- or soil-parameters. Due to the use of a mass-weighted saturation mixing ratio (Mölders et al. 1997b) secondary differences result from the specific saturation mixing ratios. Consequently, as in nature, in a warmer atmosphere, less cloud water and ice are formed and less rainwater is built by autoconversion and coalescence than in a cooler one. This behavior means that if the choice of plant- or soil-parameters modifies air temperatures, the partitioning between the cold and warm path of precipitation formation processes will be altered, too. A warmer and drier ABL leads to a retarded onset of cloud-formation and higher levels of cloud bases.

#### 4.1 Albedo

Albedo, among others, depends on latitude, diurnal course, season, cloudiness, terrain-slope, soil moisture, soil- and/or vegetation type (e.g., Idso et al. 1975, Baumgartner et al. 1977) as well as on wind speed (e.g., Betts and Ball 1997). Over areas of several square kilometers, the spatial variability of albedo may even vary more than 10% - snow-covered areas excepted (e.g., Pielke et al. 1993). Albedo of various soils range from 0.05 to 0.35 and the values of grass albedo vary from 0.16 to 0.3 where the individual variability within a given community may be even smaller (e.g., Pielke 1984). Betts and Ball (1997), for instance, determined the time-averaged mean albedo of grass from long-term observations at the same location as 0.194 with a standard-deviation of  $\pm 0.021$ . For aspen, pine and spruce they found a standard-deviation of about 10% of the mean value.

To examine the uncertainty caused by the choice of albedo a simulation is carried out for which surface-albedo is reduced by 10% of the values taken in the reference simulation (Tab. 1). The reduced albedo leads to an increase of the vertical motions as well as the fluxes of sensible and latent heat (see also evapotranspiration in Fig. 1). With increasing simulation time, an decrease of albedo results in a higher probability of greater values of specific humidity, cloud-water, rainwater, and ice (e.g., Fig. 1). Moreover, the reduced albedo leads to an intensified precipitation (locally more than 4%) and, consequently to an increased soil moisture. These results substantially agree with the findings of Charney (1975). Furthermore, the precipitation areas extend more largely in the simulation with reduced albedo than in the reference simulation. Note that, in the simulation with reduced albedo, soil temperature distribution is smoother than in the reference simulation, i.e., extreme values of soil temperature occur less frequently.

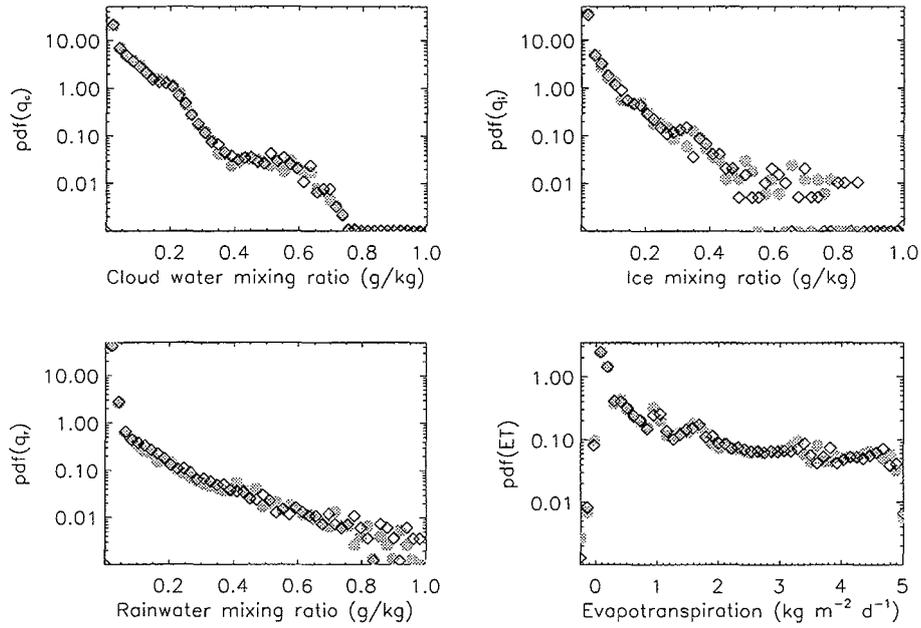


Fig. 1. Probability density functions of cloud water,  $q_c$ , ice,  $q_i$ , rainwater,  $q_r$ , and evapotranspiration,  $ET$ , (upper left to lower right) as determined for the reference simulation (grey circles) and simulation with a 10% reduced albedo (diamonds). Note that  $y$ -axis is logarithmic and that scaling of the  $x$ -axis is different for evapotranspiration than for the water substances.

#### 4.2 Emissivity

Emissivity of vegetation, waters, and soils varies with space and time. Although the earth's surface does not radiate like a black body, it is often dealt like that in mesoscale models. Here, a sensitivity study is performed assuming an emissivity of 1 for all surfaces.

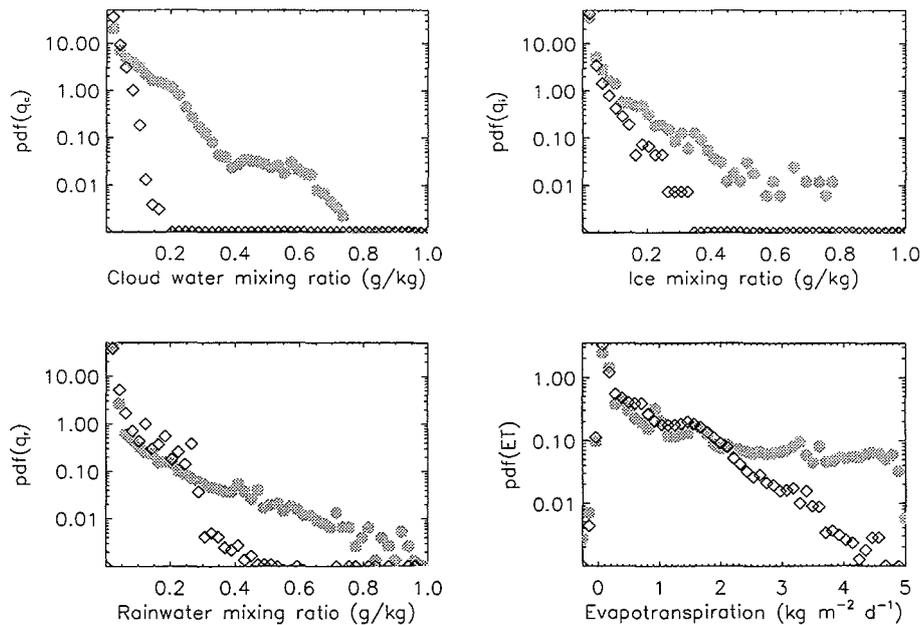


Fig. 2. Like Fig. 1, but for the reference simulation (grey circles) and simulation with a surface emissivity equal to 1 (diamonds).

On average, an emissivity of 1 yields to a cooler ABL (locally more than 1 K at reference height located in 10 m above ground) and drier (locally more than 0.6 g/kg at reference height) than the emissivity values taken in the reference simulation. Moreover, ground

temperatures (up to 5 K), and the frequency of high evapotranspiration rates or high mixing ratios of cloud and precipitating particles decrease at the benefit of a higher frequency of lower values (e.g., Fig. 2). Consequently, maximum precipitation decreases. Thus, cloud- and precipitation patterns alter appreciably, too. Net radiation and soil heat fluxes grow appreciably due to the increased emissivity. Here among other, the altered cloudiness (see also Fig. 2) plays a role. Due to the modified insolation (see also Fig. 2) the partitioning of incoming solar energy shifts towards lower values of Bowen-ratio in the case of a surface emissivity of 1. At some locations, the fluxes of sensible and latent heat decrease up to  $50 \text{ Wm}^{-2}$  for a surface emissivity of 1 (see also evapotranspiration in Fig. 2). Note that the differences that arise by use of a surface emissivity of 1 are lower in stationary one-dimensional- than in three-dimensional-studies. Seemingly, in the latter, the feedback processes with altered cloudiness and the modified dynamic behavior of the atmosphere, especially in the ABL, play a key role that should not be underestimated.

### 4.3 Roughness length

Roughness length ranges from  $10^{-5}$  m over smooth ice to 10 m over high buildings (e.g., Oke 1978). Over some surfaces, for instance, long grass or water, roughness length may be expressed as a function of friction velocity (e.g., Pielke 1984). Usually, roughness length is assumed to be equal to 10% of canopy height. Such an approach, however, ignores the density of stand, form of object and spatial distribution of roughness elements (e.g., Oke 1978). As shown by Kramm (1995), the relationship between roughness length and canopy height,  $z_0/h$ , decreases with increasing height of stand,  $h$ . Since canopy height varies both spatially and temporally, the roughness length of a given vegetation type may alter more than one order of magnitude (e.g., Pielke 1984).

To investigate the influence of roughness length on simulated fluxes, variables of state as well as cloud- and precipitating particles, a simulation is performed assuming a double as high roughness length than in Table 1. The altered roughness length modifies mixing and thus, the mechanical state of turbulence. Because of the increased roughness length on low level moisture convergence, ground temperatures, Bowen-ratios, the mixing ratios of precipitating particles (Fig. 3), and strong precipitation slightly increase. On the contrary, the mixing ratios of cloud water and light precipitation decrease. The positions of the cloud- and precipitation fields shift (about 4 km) upstream.

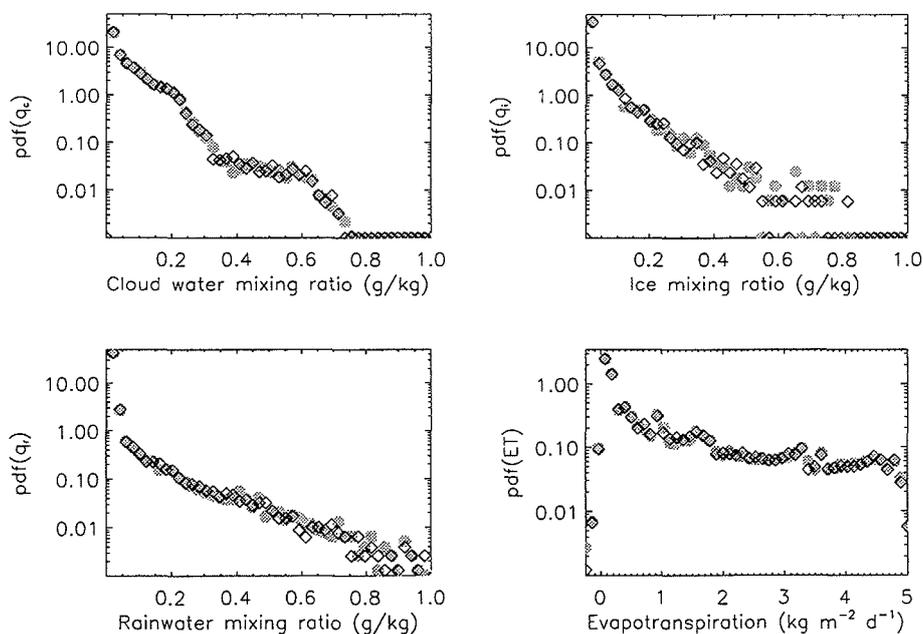


Fig. 3. Like Fig. 1, but for the reference simulation (grey circles) and simulation with doubled roughness length (diamonds).

#### 4.4 Thermal diffusivity and volumetric heat capacity

In nature, soil temperature and soil moisture are coupled. Since on time scales of a couple of days thermal conductivity (= thermal diffusivity times heat capacity) and volumetric heat capacity of the substrate influence each other only slightly, these effects are usually neglected in short-term predictions in mesoscale modeling. Thus, decoupled equations to describe the energy- and water-transport within the soil are commonly applied. Heat capacity increases with increasing soil moisture for most soil types (e.g., Oke 1978).

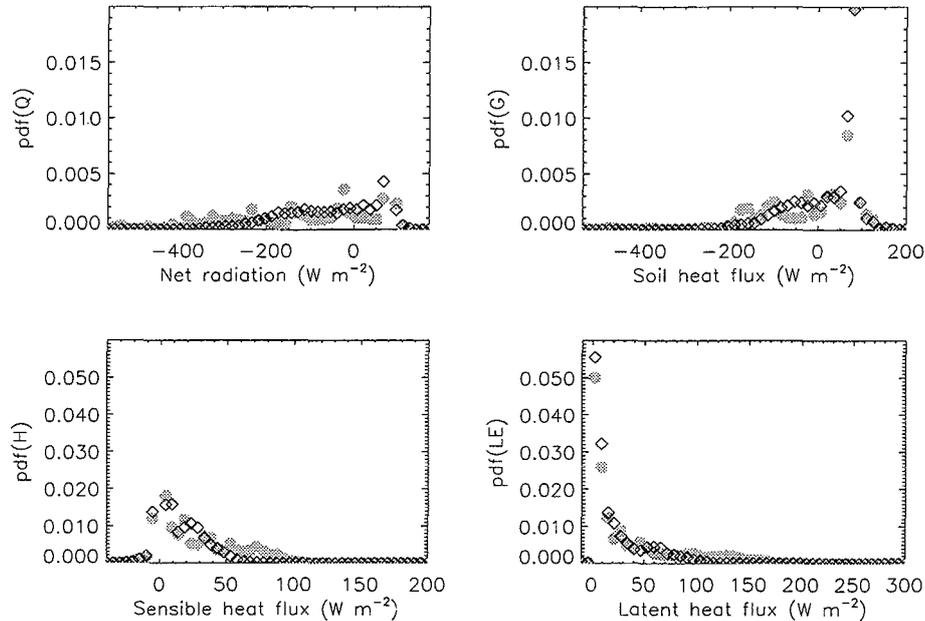


Fig. 4. Probability density functions of net radiation,  $Q$ , soil heat fluxes,  $G$ , sensible,  $H$ , and latent heat fluxes,  $LE$ , (upper left to lower right) as determined for the reference simulation (grey circles) and simulation with a 10% increased thermal diffusivity (diamonds). Note that scaling of the x- and y-axis is different.

Thermal diffusivity is more than double as high for a relative volumetric water content of 0.5 than of 1 (at saturation). Since, as will be explained later, soil moisture is usually much lower than saturation, thermal diffusivity and volumetric heat capacity are alternatively enhanced by 10% of their values in Tab. 1 to elucidate the sensitivity of meteorological predictions to the choice of these parameters. Comparing the results of these studies with those of the reference simulation shows that evapotranspiration, specific humidity, cloud water, rainwater, and ice as well as maximum precipitation decrease for enhanced volumetric heat capacity as well as for enlarged thermal diffusivity (e.g., Fig. 4). On average, in the case of enhanced thermal diffusivity or volumetric heat capacity, the ABL and soils are cooler (locally more than 1 K and 5 K, respectively) than in the reference simulation. The bimodal frequency distribution of soil heat fluxes weakens and becomes smaller (Fig. 4). The frequency of high values of sensible heat fluxes decreases in favor to lower values. Altogether the partitioning of incoming energy shifts towards lower Bowen-ratios. The changes in cloud- and precipitating particles strongly alter net radiation which again contributes to the modification of the fluxes of sensible and latent heat (e.g., Fig. 4).

#### 4.5 Field capacity

Field capacity is usually defined as that value of water content remaining in the soil after downward gravity drainage has ceased (Bear 1988). However, this definition is not a quantitative specification. Therefore, this point is frequently discussed in the literature (e.g., Bear 1988). Field capacity depends, among others, on soil structure and -texture, grain size

distribution, permeability, temperature, and air pressure. For instance, the field capacity of recultivated areas varies more than 20%, on average (e.g., Wünsche 1995).

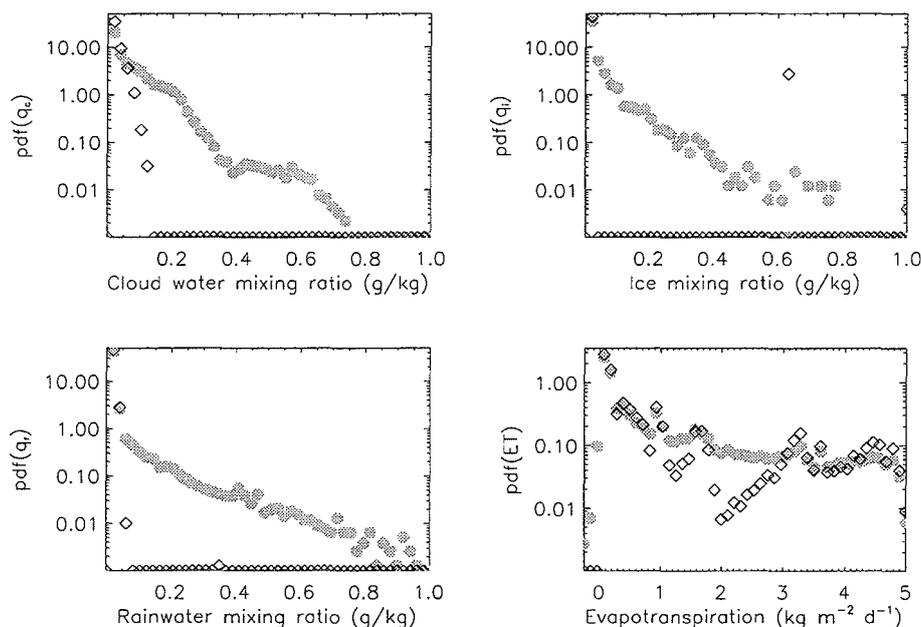


Fig. 5. Like Fig. 1, but for the reference simulation (grey circles) and simulation with doubled field capacity (diamonds).

In GESIMA, field capacity is formulated as an integral value representative of the uppermost soil layer. Thus, it depends on the thickness of this layer. To examine the sensitivity of predicted quantities and fluxes on this parameter value, field capacity values are doubled (Tab. 1). The results show only a slight sensitivity to the choice of field capacity on a short time scale (1 d). The simulation carried out with a doubled field capacity, on average, provides a moister and warmer lower ABL as well as slightly higher surface temperatures than the reference simulation, although there is a slight shift of the maximum and minimum values towards lower values. Evapotranspiration increases for great evapotranspiration rates, while it decreases for intermediate rates (Fig. 5). Compared with the results of the reference simulation the mixing ratios of cloud water, rainwater, and ice, precipitation intensity as well as the extension of precipitation fields slightly decrease when a double as high field capacity is chosen (Fig. 5). In particular, high mixing ratios ( $> 0.15 \text{ g/kg}$ ) that seldom occur in the reference simulation, do not occur at all after doubling field capacity.

Changes are greater in areas of intermediate and high evapotranspiration, e.g., after precipitation or over water meadows. This finding is not surprising. In the model as well as in nature, soil wetness is usually below field capacity for most of the time and most locations due to the atmospheric demands by evapotranspiration. Excess soil water is usually drained until field capacity is reached.

#### 4.6 Capillarity

Below field capacity, soils contain capillarity water, in form of continuous films around the soil particles that are held by surface tension. This water is available to plants (e.g., Bear 1988). By capillarity rise water may move from a near-surface water table or dammed water, or water may reach the root zone or the earth's surface if evapotranspiration removes so much water that an upwards directed hydraulic gradient develops. Thus, besides the soil physical and geological conditions, capillarity rise depends on vegetation and atmospheric conditions.

Comparing the results achieved by a simulation with a double as high capillarity than in Table 1 and those of the reference simulation shows that doubling capillarity decreases soil temperatures, near-surface air temperatures, humidity, specific mixing ratios of cloud- and

precipitation particles, precipitation as well as the fluxes of sensible and latent heat (e.g., Fig. 6). At some locations, soil temperatures, air temperatures, and specific humidity differ more than 2 K, more than 0.5 K, and up to 0.5 g/kg, respectively. Furthermore, the wind field changes appreciably due to modified cloudiness. On average, in the simulation with doubled capillarity, probability density functions of net radiation and soil heat fluxes shift towards higher values and Bowen-ratios decrease as compared with the reference simulation. Net radiation and soil heat fluxes are appreciably altered by altered cloudiness (e.g., Fig. 6).

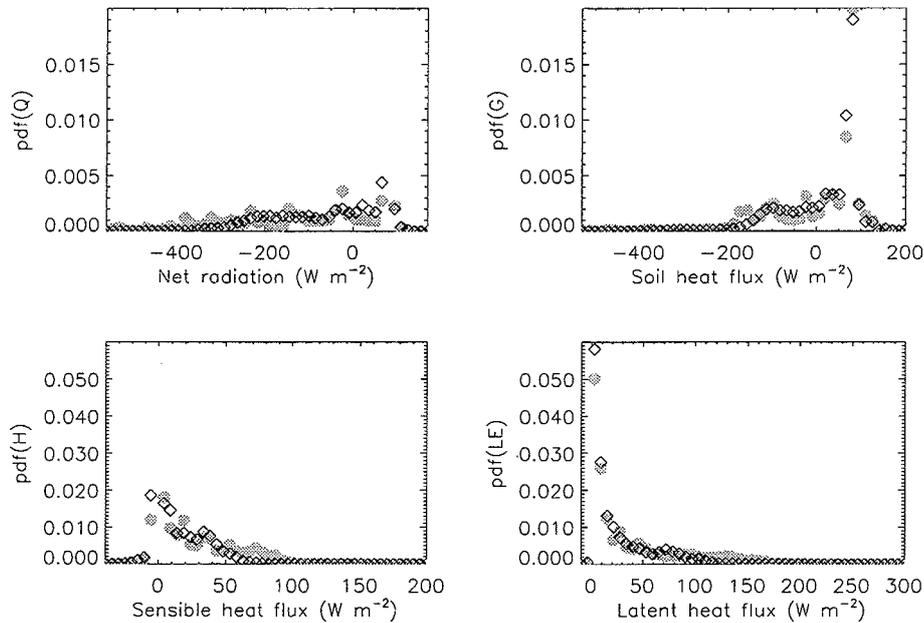


Fig. 6. Like Fig. 4, but for the reference simulation (grey circles) and simulation with doubled capillarity (diamonds).

#### 4.7 Soil type

According to Eagleson (1982) climate, soil, and vegetation evolve synergetically. Thus, in many atmospheric models, soil type is related to land use (e.g., Eppel et al. 1995). Areas of same land use with different soil types may yield different evapotranspiration rates under the same meteorological conditions. These differences increase with decreasing soil wetness and with increasing differences in soil wetness of various soils (Keese 1997, personal communication).

To examine the sensitivity of predicted quantities and fluxes on the choice of soil type, a simulation is carried out for which only sandy loam covers ( $k_s = 0.73 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $c_s \rho_s = 2.1 \cdot 10^6 \text{ J}/(\text{K m}^3)$ ,  $\alpha_c = 0.002 \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ s})$ ,  $w_k = 0.004 \text{ m}$ ) the entire model domain. Land use, however, is distributed as in the reference simulation. The results of this simulation are compared with those of the reference simulation for which soil type is related to land use according to Table 1.

In the case of sandy loam, the lower ABL is slightly warmer and drier than in the reference simulation. At some locations, air temperatures or humidity simulated by the reference simulation and by this sensitivity study differ more than 0.5 K and 0.5 g/kg, respectively. The uniform soil type results in a more homogeneous distribution of soil heat fluxes, soil wetness factors, evapotranspiration (e.g., Fig. 7), and near-surface specific humidity than the heterogeneous soil of the reference simulation. In the case of evapotranspiration and surface temperatures, however, areas of same land use may still be identified clearly. This means that the knowledge of land use distribution plays an important role to adequately determine surface fluxes and variables of state. Fluxes of sensible heat slightly increase for uniform sandy loam as compared to the reference simulation. On the contrary, latent heat fluxes, on average,

decrease for the former as compared to the latter (see evapotranspiration in Fig. 7). Consequently, on average, Bowen-ratios shift towards higher values for uniform sandy loam.

In the case of uniform sandy loam, cloud fields form at the same places than in the reference simulation, but their rainwater- and ice- mixing ratios are lower at the very beginning of the integration time due to lower evapotranspiration (see also Fig. 7). Later on, however, cloud fields are less horizontally extended. The different heating and water vapor supply to the atmosphere modify the cloud- and precipitation microphysical and related dynamical processes (see also Fig. 7). Thus, differences in cloud- and precipitating particles (e.g., Fig. 7) grow with progressing simulation time. As compared with the reference simulation, probability density functions are skewed towards lower values in the simulation with uniformly sandy-loam-covered domain. Thus, uniform sandy loam results in a strongly altered precipitation pattern. Herein, the areas of maximum precipitation are shifted downstream.

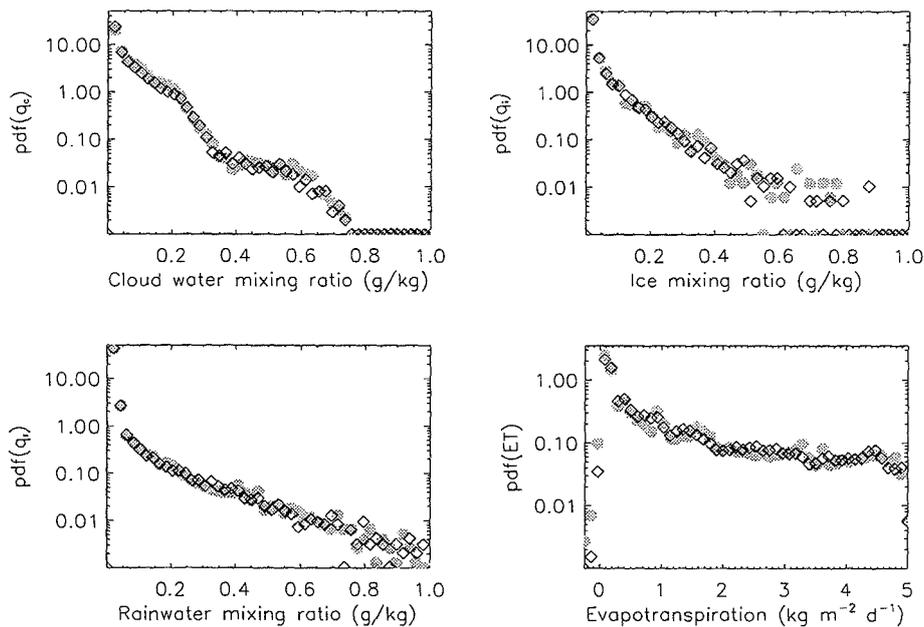


Fig. 7. Like Fig. 1, but for the reference simulation (grey circles) and simulations with sandy loam throughout the domain.

#### 4.8 Minimum and maximum evaporative conductivity

Maximum and minimum stomatal conductivity corresponds to the reciprocal value of minimum and maximum resistance. In the immediate vicinity of a leaf, micrometeorological conditions differ from those of other leaves within the same canopy. Moreover, micrometeorological conditions continuously vary due to the changing position of leaves (e.g., inclination, orientation, height of stand, shading, ventilation, etc.). Obviously, stomata assimilate quickly to the continuously altering micrometeorological conditions. Therefore, stomatal resistances range over several orders of magnitude although the stand is seemingly homogeneous (e.g., Avissar 1991). Due to this natural variability latent heat fluxes may vary appreciably over even small distances in nature.

To examine the uncertainty due to evaporative conductivity, the values of this parameter are doubled. Compared with the reference simulation, the ABL and the soil heats slightly more when maximum evaporative conductivity is doubled. Evapotranspiration, cloud- and precipitation particles as well as the horizontal extension of precipitation fields slightly decrease. Therefore, slightly less precipitation occurs. In areas of high Bowen-ratios in the reference simulation, Bowen-ratios grow further for doubling evaporative conductivity. The seemingly small sensitivity results from the fact that under the meteorological situation of this study, maximum conductivity is seldom achieved.

#### 4.9 Subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity

In contrast to the strategy of dominant land use (which means that the dominant land use type within a grid cell is assumed to be the representative one for the determination of surface fluxes), the explicit subgrid-scheme allows to heterogenize fluxes (subgrid-scale heterogeneity) and precipitation within a grid cell (subgrid-scale heterogeneity plus inhomogeneity).

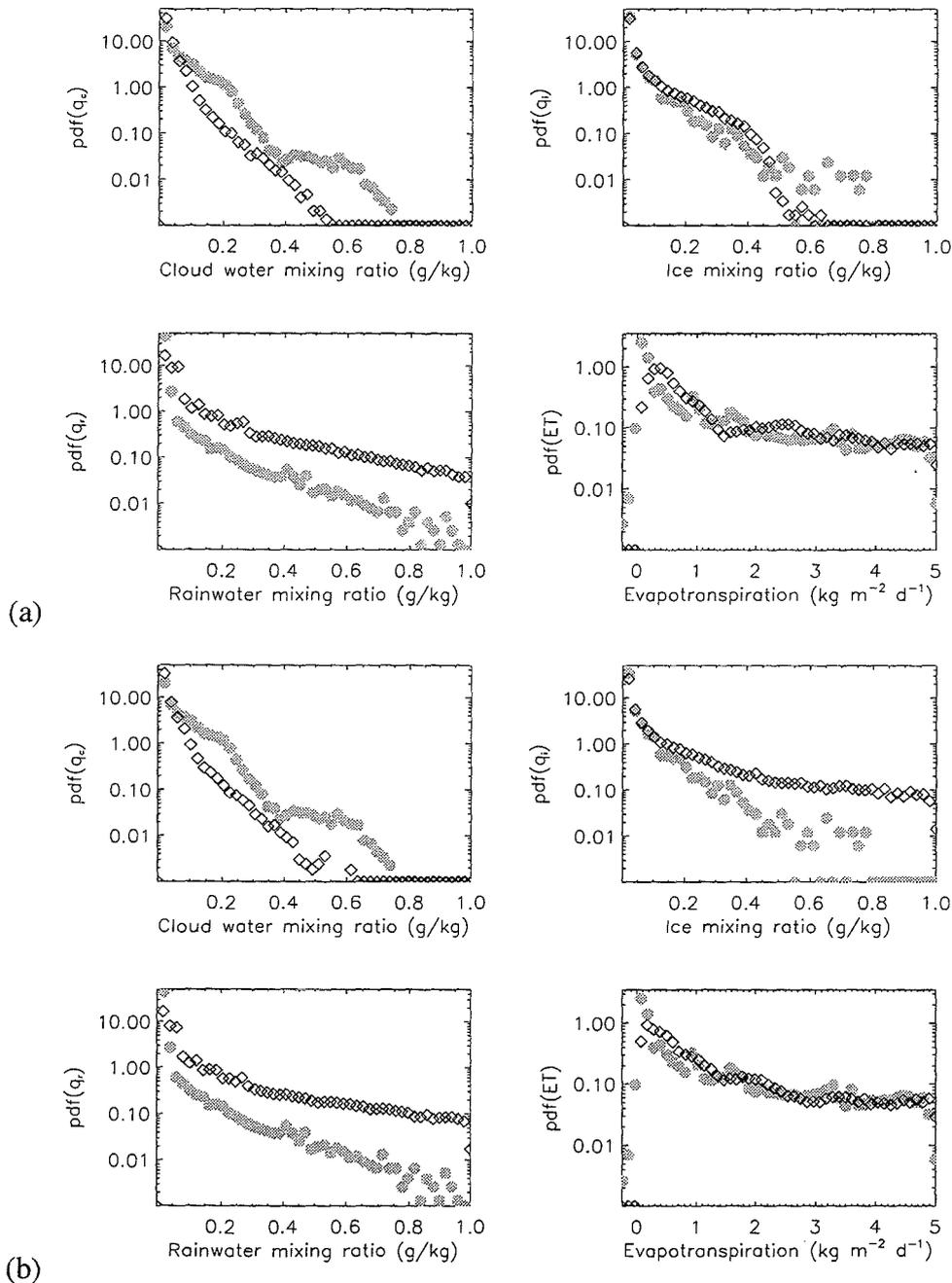


Fig. 8. Like Fig. 1, but (a) for the reference simulation (grey circles) and simulation with subgrid-scale heterogeneity (diamonds), and (b) for the reference simulation (grey circles) and simulation with subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity (diamonds).

On average, in the case of consideration of subgrid-scale heterogeneity, the ABL is drier (up to 0.5 g/kg) than in the reference simulation. This fact results from the lower fractional coverage by strongly evapotranspiring land use types as compared to the reference simulation (see Fig. 1 in Mölders and Raabe 1996). As expected, specific humidity differs the greatest where the characteristics of the dominating land use type differ very strongly from those of the

non-dominating land use types within a grid cell (e.g., over the boundaries of suburbs or along the coast). Herein, the degree of heterogeneity seems to be of less importance.

In the cases that subgrid-scale heterogeneity or subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity are considered, cloud-base height seems to be closely related to the heterogeneity of the underlying surface. This finding may be explained by the more continuous water supply to the atmosphere of large, homogeneous than heterogeneous areas. For the latter, grid cell area-averaged evapotranspiration may be appreciably influenced by subgrid-scale land use and (if considered) inhomogeneity (see also Fig. 8). Due to the stronger vertical motions and higher reaching clouds that establish under consideration of heterogeneity (and inhomogeneity) a more shower-like precipitation occurs than in the reference simulation. Precipitation formation via the ice phase is enhanced in the former as compared to the latter case.

If subgrid-scale inhomogeneity is additionally considered within a grid cell, areas of same land use may differ in soil moistures, soil- and ground temperatures, soil heat fluxes as well as sensible and latent heat fluxes after a precipitation event. Here, inhomogeneity of soil moisture, soil- and ground temperatures provides great differences in evapotranspiration (see also Fig. 8). Consequently, the Bowen-ratios will shift towards lower values as compared to the case where only subgrid-scale heterogeneity is considered (e.g., Fig. 8). Nevertheless, on average, Bowen-ratios are higher than in the reference simulation.

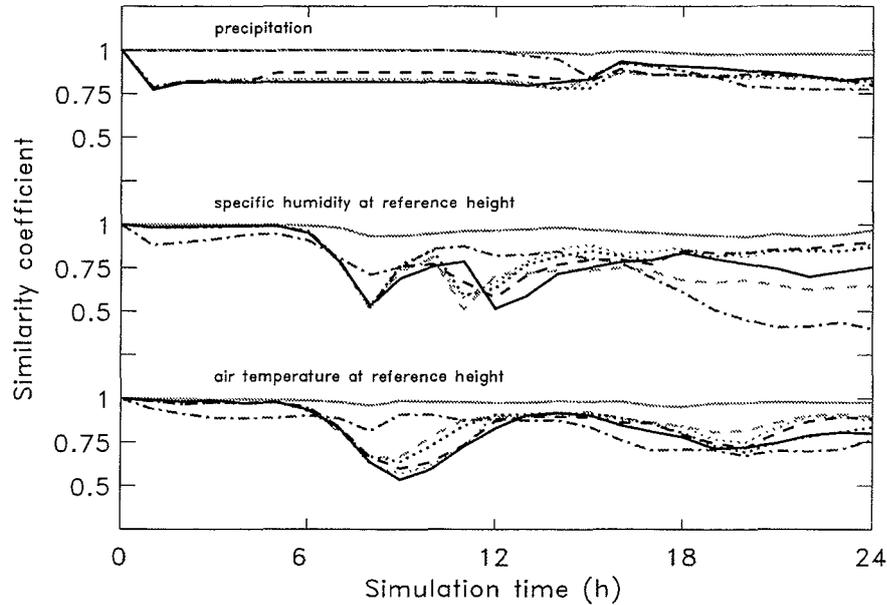
On average, at day, soils will heat more strongly if subgrid-scale inhomogeneity is additionally considered. In this latter case, grid cell area-averaged surface temperatures show up to 2 K values that results among other from reduced cloudiness. There exists a shift towards higher frequencies of lower ice- and rainwater mixing ratios as compared to the simulation without subgrid-scale inhomogeneity, but with heterogeneity. In the ABL in areas of high degree of heterogeneity, air temperatures achieve significantly higher (more than 0.5 K in the daily average in the first layer above ground) values than in the reference simulation if subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity are considered.

#### 4.10 Similarity

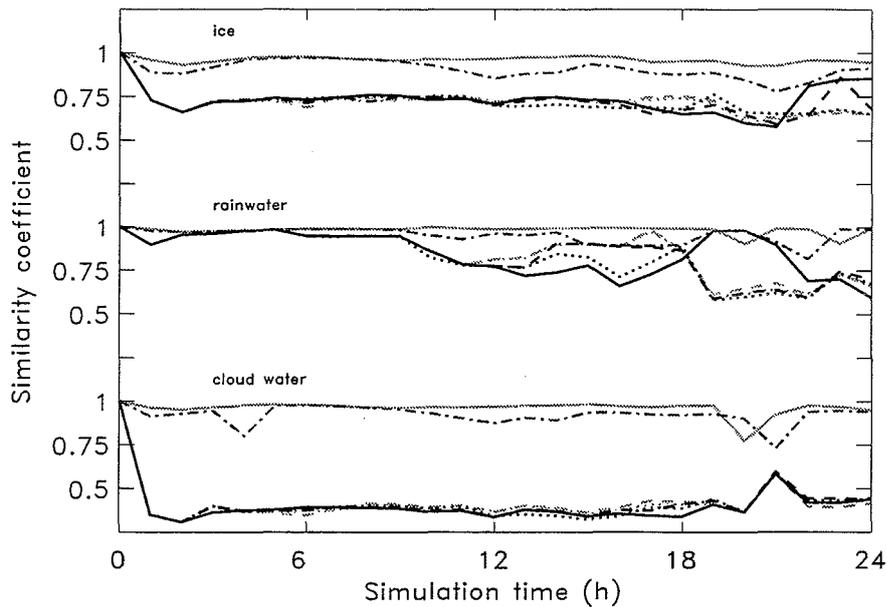
The similarity coefficients between the fields of the plant and soil parameter distributions used in the reference simulation and those used in the parameter studies amount 0.9999, 0.9999, 0.9846, 0.9898, 0.9926, 0.9941, 0.9951, and 0.9956 for thermal diffusivity, volumetric heat capacity, emissivity, albedo, roughness length, field capacity, capillarity, and maximum evaporative conductivity, respectively. In the case of the simulation with consideration of subgrid-scale heterogeneity, similarity coefficients amount 0.8303, 0.8052, 0.8344, 0.8521, 0.8677, 0.8857, 0.8975, and 0.8869 for thermal diffusivity, volumetric heat capacity, emissivity, albedo, roughness length, field capacity, capillarity, and maximum evaporative conductivity, respectively.

Looking at the similarity coefficients of wind vector components, specific humidity and air temperature (all taken) at reference height as well as of the fluxes are similar before sunrise (e.g., Fig. 9). Moreover, these quantities and fluxes are less influenced by the uncertainty of soil and plant parameter in the early afternoon than before noon or later afternoon or early evening. However, there exists a greater uncertainty for field capacity, capillarity, emissivity, volumetric heat capacity, thermal diffusivity, and soil type than for albedo (Fig. 9). The greatest dissimilarities in specific humidity, air temperatures and the u-component of wind-vector occur for field capacity, emissivity, and thermal diffusivity about two hours after sunrise (Fig. 9). The simulated distributions are less similar for specific humidity than for air temperature as well as the v- and w-components of the wind-vector. The similarity coefficients show that the partitioning of the excess water vapor between cloud water and ice can be significantly affected by the choice of field capacity, capillarity, volumetric heat capacity, thermal diffusivity, and surface emissivity (Fig. 9). Note that these findings are also manifested by probability density functions and Student-t-tests. The fields of cloud- and precipitating particles are less similar in the lower than upper troposphere. Here, the largest dissimilarities occur for cloud water and ice. This dissimilarity (e.g., Fig. 9) means that the

cold- and warm-path microphysical processes are significantly altered for field capacity, capillarity, volumetric heat capacity, and thermal diffusivity. Consequently, onset and intensity of precipitation are changed, too (Fig. 9). The uncertainty caused by field capacity, capillarity, volumetric heat capacity, and thermal diffusivity exceeds that resulting from subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity (e.g., Fig. 9), although, as pointed out before, the parameter fields are more similar for the former than the latter.



(a)



(b)

Fig. 9. Temporal development of similarity coefficients as obtained for (a) precipitation, specific humidity and air temperature both at reference height and (b) cloud- and precipitating particles for altered albedo (grey solid lines), field capacity (grey dotted lines), capillarity (grey dashed lines), emissivity (black solid lines), volumetric heat capacity (black dotted lines), thermal diffusivity (black dashed lines), subgrid-scale heterogeneity plus inhomogeneity (black dash-dotted lines), respectively.

## 5. Conclusions

Simulations are carried out for which the soil and plant parameters are alternatively changed within the range of their natural variability. These parameters may appreciably, but differently affect simulated quantities. In the interaction between evapotranspiration, clouds and precipitation, a decrease of albedo, for instance, leads to lower Bowen-ratios and more precipitation. A doubling of field capacity or maximum evaporative conductivity, however, reduces precipitation. Herein, the influence of maximum conductivity exceeds that of field capacity. Except for soil types and soil-parameters, there is a higher sensitivity of evapotranspiration to evaporative conductivity and roughness length than for other parameters examined here. Moreover, probability density functions as well as similarity coefficients show that the partitioning of excess water vapor between cloud water and ice can be significantly affected by the choice of field capacity, capillarity, volumetric heat capacity, thermal diffusivity, and surface emissivity.

The various plant and soil parameters affect simulated quantities differently at different times of the day. Except for cloud- and precipitating particles, the simulated results are less influenced by the uncertainty of soil and plant parameter at night and in early afternoon than at the other time of the day. This surprising time-dependency of uncertainty suggests that evaluation of meteorological models should be performed at those times of the day when the uncertainty in model results caused by the choice of plant and soil parameters is at a minimum. In so doing, seemingly right predictions for the wrong reasons can be avoided which by chance may be caused by the choice of plant- and/or soil-parameters.

Thus, one may conclude that more efforts on the development of soil-vegetation-atmosphere-schemes that are able to consider the variability range of the soil and plant parameters is a substantial need. The greater similarity of the results obtained by the reference simulation and simulation with subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity than that of the results obtained by the reference simulation and simulations with altered soil and plant parameters suggests that plant and soil parameters have a greater impact on simulation results than subgrid heterogeneity and inhomogeneity. Nevertheless, the uncertainty caused by neglecting of subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity also shows that soil-vegetation-atmosphere-schemes should also include the effects of subgrid-scale heterogeneity and inhomogeneity. Furthermore, one may conclude that domain-specific parameters should be used when ever available. This also means that parameter sets should be updated when the model domain is changed, instead of using a universal parameter set for all applications.

## Acknowledgments

I would like to express my thanks to G. Kramm, K.E. Erdmann, and A. Ziemann for fruitful discussion and helpful comments. This study was financially supported by the DFG under contracts Mo770/1-1, Mo770/1-2 and Mo770/2-1 for which I would like to express my thanks.

## References

- Avissar, R., 1991: A statistical-dynamical approach to parameterize subgrid-scale land-surface heterogeneity in climate models. *Surv. Geophys.* **12**, 155-178.
- Baumgartner, A., Mayer, H., Metz, W., 1977: Globale Verteilung der Oberflächenalbedo. *Meteorol. Rundsch.* **29**, 28-43.
- Bear, J., 1988: *Dynamics of fluids in porous media*. Dover publications, Inc., New York, p. 764.
- Betts, A.K., Ball, J.H., 1997: Albedo over the boreal forest. *J. Geophys. Res.* **102D**, 28901-28909.
- Charney, J., 1975: Dynamics of desert and droughts in the Sahel. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **101**, 193-202.

- Claussen, M., 1988: On the surface energy budget of coastal zones with tidal flats. *Contrib. Atmos. Phys.* **61**, 39-49.
- Collins, D.C., Avissar, R., 1994: An evaluation with the Fourier amplitude sensitivity test (FAST) of which land-surface parameters are of greatest importance in atmospheric modeling. *J. Climate* **7**, 681-703.
- Devantier, R. and Raabe, A., 1996: Application of a quasispectral cloud parameterization scheme to a mesoscale snowfall event over the Baltic Sea. *Contrib. Atmos. Phys.* **69**, 375-384.
- Eagleson, P.S., 1982: Ecological optimality in water-limited soil-vegetation systems: 1. Theory and hypothesis. *Water Resour. Res.* **18**, 323-340.
- 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. *Contrib. Atmos. Phys.* **68**, 15-41.
- Friedrich, K. 1999: Numerische Untersuchungen zur Sensitivität des Bowen-Verhältnisses. *Master Thesis, Inst. Meteorologie, Univ. Leipzig (available from the author)*.
- Hinneburg, D., Tetzlaff, G., 1996: Calculated wind climatology of the South-Saxonian/North-Czech mountain topography including an improved resolution of mountains. *Ann. Geophysicae* **14**, 767-772.
- Idso, S.B., Jackson, R.D., Reginato, R.J., Kimball, B.A., Nakayama, F.S., 1975: The dependence of bare soil albedo on soil water content. *J. Appl. Meteorol.* **14**, 109-113.
- Jackson, D. A., Somers, K.M., Harvey, H.H., 1989: Similarity coefficients: Measures of co-occurrence and association or simply measures of occurrence? *Am. Natur.* **133**, 436-453.
- Kapitza, H., Eppel, D.P., 1992: The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests. *Contrib. Phys. Atmos.* **65**, 129-146.
- Kramm, G., 1995. *Zum Austausch von Ozon und reaktiven Stickstoffverbindungen zwischen Atmosphäre und Biosphäre*. Maraun-Verlag, Frankfurt, p. 268.
- 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 compounds. *Atmos. Environ.* **29**, 3209-3231.
- Mölders, N., Raabe, A., 1996. Numerical investigations on the influence of subgrid-scale surface heterogeneity on evapotranspiration and cloud processes. *J. Appl. Meteor.* **35**, 782-795.
- Mölders, N., Raabe, A., Tetzlaff, G., 1996: A comparison of two strategies on land surface heterogeneity used in a mesoscale  $\beta$  meteorological model. *Tellus* **48A**, 733-749.
- Mölders, N., Strasser, U., Schneider, K., Mauser, W., and Raabe, A., 1997a: A sensitivity study on the initialization of surface characteristics in meso- $\beta/\gamma$ -modeling using digitized vs. satellite derived land use data. *Contrib. Atmos. Phys.* **70**, 173-187.
- Mölders, N., Kramm, G., Laube, M., and Raabe, A., 1997b: On the influence of bulk-parameterization schemes of cloud microphysics on the predicted water-cycle relevant quantities - a case study. *Meteorol. Z. N.F.*, **6**, 21-32.
- Mölders, N., 1998: Landscape changes over a region in East Germany and their impact upon the processes of its atmospheric water-cycle. *Meteorol. Atmos. Phys.* **68**, 79-98.
- Ogunjemiyo, S., Schuepp, P.H., MacPherson, I., Dejardins, R.L., 1997: Analysis of flux maps versus surface characteristics from Twin Otter grid flights in BOREAS 1994. *J. Geophys. Res.* **102**, 29135-29145.
- Olberg, M., F. Rakóczy, 1984. *Informationstheorie in der Meteorologie und Geophysik*. Akademie Verlag, Berlin.
- Oke, T.R., 1978: *Boundary layer climates*. Routledge, London/ New York, p. 435.
- Pielke, R.A. 1984: *Mesoscale Meteorological Modelling*. Academic Press, Inc., London, p. 612.
- Pielke, R.A., Rodriguez, J.H., Eastman, J.L., Walko, R.L., Stocker, R.A., 1993: Influence of albedo variability in complex terrain on mesoscale systems. *J. Climate* **6**, 1798-1806.

- Seth, A., Giorgi, F., Dickinson, R.E., 1994: Simulating fluxes from heterogeneous land surfaces: explicit subgrid method employing the biosphere-atmosphere transfer scheme (BATS). *J. Geophys. Res.* **99D**, 18651-18667.
- Shao, Y., Irannejad, P., 1999: On the choice of soil hydraulic models in land-surface schemes. *Boundary-Layer Meteorol.* **90**, 83-115.
- Wünsche, M., 1995. Kippenböden, Rekultivierung und Gestaltung der Bergbaufolgelandschaft im Braunkohlerevier Westsachsens. In: Zukunft Südraum Leipzig. *Beitr. zu Lehre u. Forschung der HTWK*, 21-30.

Dr. habil. Nicole Mölders  
LIM - Institut für Meteorologie  
Universität Leipzig  
Stephanstraße 3  
04103 Leipzig  
moelders@curie.meteo.uni-leipzig.de

## Dry deposition by an atmospheric model with horizontal subgrid

D. Hinneburg, N. Mölders

### Summary

Two modules have been developed which qualify mesoscale atmospheric models for simulating the chemical transport at resolutions much higher than the model grid. Compared with total fine-grid application this method proves to be nearly so efficient but more economic. The modules solve the chemical transport equations (a) and submit the horizontal subgrid (b) for the meteorological and chemical calculations:

(a) The chemical transport module considers the triad NO-NO<sub>2</sub>-O<sub>3</sub> together with a simplified hydrocarbon chemistry. Involved are chemical reactions, anthropogenic and biogenic emission, dry deposition, passive transport, and turbulent diffusion. For these calculations a special vertical subgrid was introduced within the lowest atmospheric model layer. It eliminates the frequently used approach of constant vertical particle fluxes near the surface.

(b) The horizontal-subgrid module splits the horizontal model grid equidistantly into subgrid cells. The vertical surface fluxes of momentum, sensible and latent heat, radiation, soil heat and wetness, and chemical components are explicitly treated on this subgrid. The subgrid-averaged surface fluxes are employed for the (coarser) normal-grid calculations of the atmospheric meteorological variables. In contrast to the meteorological quantities, the chemical components and processes are performed at all model layers on the horizontal subgrid. Several results are compared to conventional simulations of variable model resolution.

### Zusammenfassung

Zwei Programm-Module für mesoskalige Atmosphärenmodelle sind entwickelt worden, die Chemie-Transport-Vorgänge in höherer als der normalen Modellgitter-Auflösung simulieren. Im Vergleich zu hochaufgelösten Standardmodell-Anwendungen erweist sich diese Methode als effizienter. Die Module lösen die Chemie-Transport-Gleichungen (a) und schaffen das horizontale Untergitter für die meteorologischen und chemischen Berechnungen (b):

(a) Im Chemie-Transport-Modul wird die Triade NO-NO<sub>2</sub>-O<sub>3</sub> gemeinsam mit einer vereinfachten Kohlenwasserstoff-Chemie betrachtet. Berücksichtigt werden chemische Reaktionen, anthropogene und biogene Emissionen, trockene Deposition, passiver Transport und turbulente Diffusion. Für diese Berechnungen wurde innerhalb der untersten Modellschicht ein spezielles vertikales Untergitter eingeführt, um die in Oberflächennähe häufig angewendete Näherung konstanter Stoffflüsse zu eliminieren.

(b) Das Untergitter-Modul unterteilt das horizontale Modellgitter in Unterzellen, auf welche die Berechnung der Boden- und Oberflächenflüsse bezogen wird. Die vertikalen Oberflächenflüsse von Impuls, sensibler und latenter Wärme, Strahlung, Bodenwärme und -feuchte sowie der chemischen Komponenten werden explizit im Untergitter bestimmt. Die über die Unterzellen gemittelten Flüsse werden für die im (gröberen) Modellgitter ablaufenden Berechnungen der meteorologischen Größen genutzt. Im Gegensatz dazu werden die chemischen Komponenten und Prozesse in allen Modellschichten vollständig auf dem Untergitter behandelt. Einige Ergebnisse dieser Methode werden im Vergleich mit Standard-Simulationen unterschiedlichen Auflösungsgrades gezeigt.

## 1. Introduction

Atmospheric simulations with regard to the chemistry of trace gases including emission and deposition demand a numerical resolution as high as possible, especially near the surface. Biogenic and anthropogenic emissions arise from the narrow surface layer, and the dry deposition is decisively controlled by the foliage receptivity. The horizontal variation of the relevant processes and quantities follows the real surface heterogeneity. Moreover, Kramm et al. (1995) showed, that chemical reactions lead to vertically variable fluxes of the trace gases and thus violate the constant-flux approach, which is mostly used close to the surface to minimize the number of model layers.

On the other side, the horizontal resolution of mesoscale models of atmosphere is frequently confined to values much larger than 1 kilometre. An effective method of achieving higher resolution without proportional run-time expense is applied here. A horizontal subgrid for the vertical fluxes of the meteorological quantities in the soil and on the surface is inserted (Seth et al., 1994; Mölders et al., 1996). The main advantage of this method originates from the very high resolution of the model surface and from the sparse resolution at higher levels. The chemical transport calculations (added to the atmospheric model) are performed totally on this subgrid, even on the higher model layers.

At a previous stage, the chemical transport module was strongly restricted to the NO-NO<sub>2</sub>-O<sub>3</sub> triade chemistry (Hinneburg and Mölders, 1999). The attainable equilibrium led to minimal ozone concentrations. Recently, reactions with hydrocarbons are included, which tilt this photo-chemical equilibrium. Moreover, the module has been totally enveloped by the horizontal-subgrid method, which results in an excellent resolution of the calculated concentrations and deposition rates.

## 2. Model

### 2.1. Atmospheric model base

The mesoscale non-hydrostatic atmospheric model GESIMA (Kapitza and Eppel, 1992; Eppel et al., 1995) is used. It is applied preferably on scales of 1...5 km mesh size (e.g., Rudolph and Gayer, 1995; Mölders and Raabe, 1996; Hinneburg et al., 1997). This model was extended by inserting a chemical module (see chapter 2.2) and a module for the horizontal-subgrid method (see chapter 2.3). In the following, some relevant features of the meteorological model that remain unaffected are shortly described.

The vertical fluxes of momentum, sensible and latent heat as well as of cloud constituents are treated near the surface by presuming the constant flux approach. The corresponding reference values are taken from the first layer. The soil heat diffusion is simulated semi-implicitly, whereas the soil wetness is calculated according to the force-restore method with regard to the evaporative conductivity of the vegetation-canopy layer. The longwave radiation transfer is accounted for by a two-stream approximation. The soil surface temperatures are determined by balancing the specified energy fluxes.

The relevant properties of the surface are prescribed by a set of parameters (e.g., roughness length, albedo, emissivity). The dominant surface type of a grid cell with its characteristics is chosen as the representative of that cell; however, this critical premise will be broken

decisively by the subgrid method as described in chapter 2.3. A terrain-following coordinate system with non-equidistant vertical grid is used to discretize the variables involved in the anelastic dynamic and passive transport equations.

Before the 3-dimensional atmospheric model can be applied to the heterogeneous region considered, a pre-run of the 1-dimensional model version is required. It is carried out for homogeneous surface conditions and provides the initial vertical profiles of the meteorological quantities.

## 2.2. Chemical transport module

The chemical transport module, which is inserted into the time loop of the atmospheric model (see chapter 2.1), considers the trace gases NO, NO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, hydrocarbons, peroxide radicals, as well as an inert tracer for reference. Due to variable emissions, chemical reactions, and depositions, the vertical fluxes of the pollutants near the surface can not be determined using the constant-flux approach as applied for the meteorological quantities. In order to calculate the trace gas concentrations and fluxes near the surface at substantially higher vertical resolution, a vertical subgrid within the first atmospheric model layer (thickness 40 m) is introduced into this module.

The module includes the following processes to determine the distribution and the transport of the trace gases (for several details and equations see Hinneburg and Mölders, 1999):

### a) Anthropogenic emission:

The input data of anthropogenic NO<sub>x</sub> emission rates for the region and date of interest (see chapter 3.1) are available as plane sources on a 1km-grid from Wickert et al. (1997). Depending on the intensities, the values are distributed over several layers of the model grid or the vertical subgrid, respectively. Emission rates below 20 kg km<sup>-2</sup> h<sup>-1</sup> are interpreted as originating from traffic and linearly decreasing with height (up to 20 m), whereas overflowing values are treated as industrial sources distributed homogeneously in the vertical range from 40 m to 100 m. The splitting between NO and NO<sub>2</sub> is chosen to be 90% / 10% (Trepte, 1998). The emission rates of the inert reference tracer are the same as for NO<sub>x</sub>.

### b) Biogenic emission:

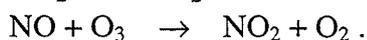
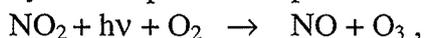
The biogenic NO emission flux is modelled in dependence on the type of vegetation and the surface temperature (Williams et al., 1987). This surface flux defines the so-called compensation value of the gas concentration for the boundary condition at the surface. The values for the species other than NO vanish.

### c) Dry deposition:

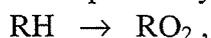
According to the flux-resistance concept, the flux of dry deposition is modelled as the ratio of the local concentration at the lowest calculation level of the vertical subgrid (2 m above the surface) and the resistance to transfer the gas. This resistance is composed of the integral reciprocal atmospheric diffusivity over the remaining distance down to the surface and of the bulk-resistance of the receiving surface. The surface resistance results from the parallel soil, cuticular, and stomatal resistances. The latter one is the reciprocal of the evaporative conductivity depending on vegetation type, solar radiation, temperature, humidity, and soil wetness. For the inert tracer dry deposition is excluded.

d) Chemical reactions:

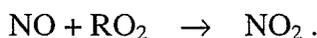
The photodissociation of NO<sub>2</sub> by sunlight leads to the formation of ozone, which is balanced by the temperature dependent NO oxidation process (see, e.g., Kramm et al., 1996):



A simplified hydrocarbon (RH) chemistry forms peroxide radicals (RO<sub>2</sub>)



which act in concurrence with ozone according to



The restriction to one hydrocarbon representative with reaction constants strongly coupled to the corresponding NO<sub>x</sub> reactions is a preliminary of this study.

e) Turbulent vertical diffusion:

The turbulent vertical diffusion proceeds separately in the vertical subgrid of the near-surface layer and in the overall model grid. The lower boundary condition of the sub-layer (fixed concentration, see above point b) and the boundary at the top of the model grid (vanishing flux) underly the chosen model parameters. The interface, however, serves as the coupling between both diffusion systems: The upper boundary for the diffusion calculation in the sub-layer is fixed by the actual concentration value above this layer, i.e. at the reference level of the second model layer. Reversely, the lower boundary condition for the diffusion calculation on the model grid is given by the flux at the top of the vertical subgrid.

f) Passive transport and horizontal turbulent diffusion:

The advection and diffusion processes above the surface-layer apply the usual model routines, whereas within the surface-layer separate routines are defined for the vertical diffusion (compare with point e) and the horizontal advection (semi-Lagrange). Horizontal diffusion and vertical advection, however, are assumed to be strongly dominated near the surface by the remaining processes and to be negligible, therefore.

### 2.3. Horizontal-subgrid module

The horizontal surface-subgrid method was originally introduced by Seth et al. (1994; see also Mölders et al., 1996). The standard model physics of the surface processes (as described in chapters 2.1 and 2.2) is employed on the cells of a horizontal subgrid, which is embedded into the model grid. Consequently, the topography and the surface classes of the subgrid cells determine all parameters, boundary conditions and other relevant properties concerning the surface and the soil. Moreover, even the reference values of temperature and humidity at the first model level (20 m) are involved in the subgrid discrimination (Mölders, 1999).

The module substitutes the soil and surface flux relations of the *basic meteorological model* by calculating them in the individual horizontal subgrid cells. The vertical diffusion coupling between the atmospheric variables on the model grid and the corresponding surface fluxes on the subgrid is performed by mutually utilizing the grid-reference values of the first model layer and the subgrid-averaged fluxes, respectively, at each time step of the simulations.

Unlike the calculations for the meteorological quantities, the chemical transport calculations for the *gaseous constituents* are performed as a whole on the horizontal subgrid, i.e. the high horizontal resolution is practised not only for the surface relations, but also for the higher atmosphere. Due to the additional vertical subgrid, an intersection of both subgrids takes place

## References

- 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.
- Hinneburg, D. and Mölders, N., 1999: A mesoscale atmospheric model combining meteorology, chemistry, biology, and heterogeneity, *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteor. Univ. Leipzig u. Inst. f. Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, Bd. 12, 44-58.
- Hinneburg, D., Raabe, A., and Tetzlaff, G., 1997: Wind- und Seegangs atlas für das Gebiet um Darss und Zingst. Teil 1: Windatlas, *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteor. Univ. Leipzig u. Inst. f. Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, Bd. 5, 1-164.
- 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., Dlugi, R., Dollart, 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.
- Kramm, G., Beier, N., Foken, T., Müller, H., Schröder, P., and Seiler, W., 1996: A SVAT scheme for NO, NO<sub>2</sub>, and O<sub>3</sub> - Model description and test results, *Meteorol. Atmos. Phys.*, 61, 89-106.
- Mölders, N., 1999: Auswirkung akkumulierter Landnutzungsänderungen auf die Wechselwirkung Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung, *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteor. Univ. Leipzig u. Inst. f. Troposphärenforschung e.V. Leipzig*, Bd. 15, 1-164.
- 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  $\beta$  meteorological model, *Tellus*, 48A, 733-749.
- Rudolph, E. and Gayer, G., 1995: *Atlas of GESIMA wind fields in the Greifswalder Bodden*, GKSS-Report, Geesthacht.
- 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.
- Trepte, S., 1998: Simulation innerstädtischer Konzentrationsfelder mit einem mikroskaligen Chemie-Transportmodell, *IFU-Schriftenreihe*, 57, 1-110.
- 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-Report, 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:

LIM – Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, D-04103 Leipzig.

Present affiliation: Institut für Troposphärenforschung, Permoserstr. 15, D-04318 Leipzig

N. Mölders:

LIM – Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, D-04103 Leipzig

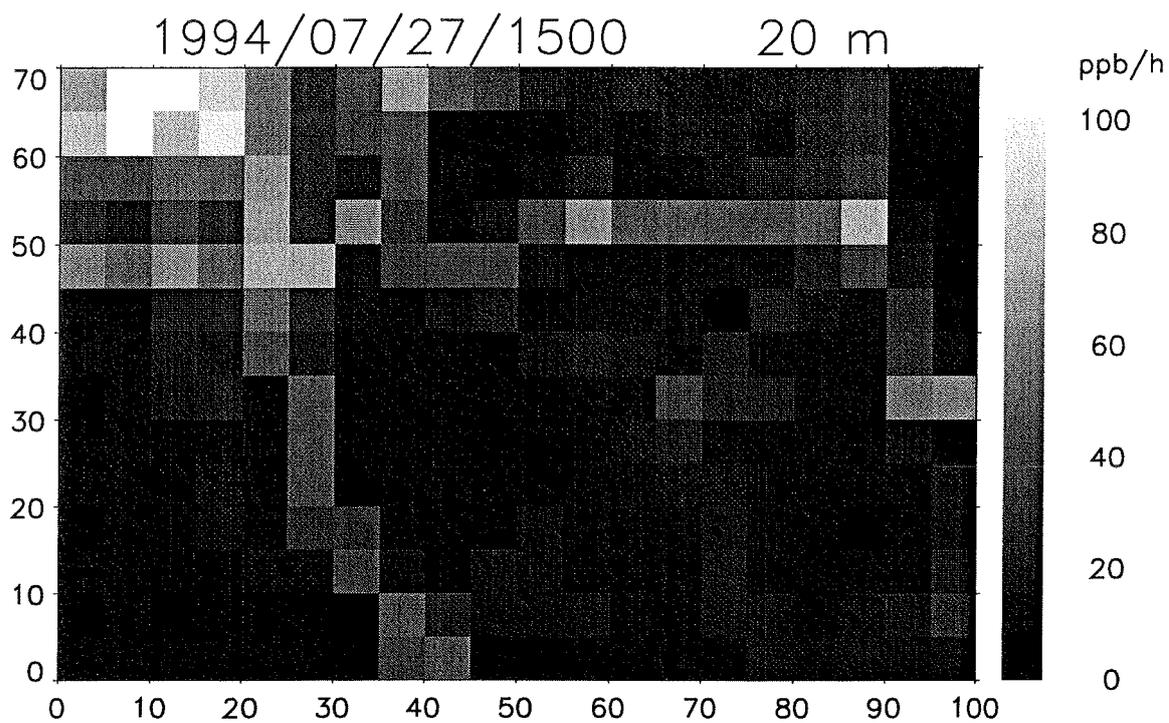


Fig. 1a: Anthropogenic emission rates (model grid)

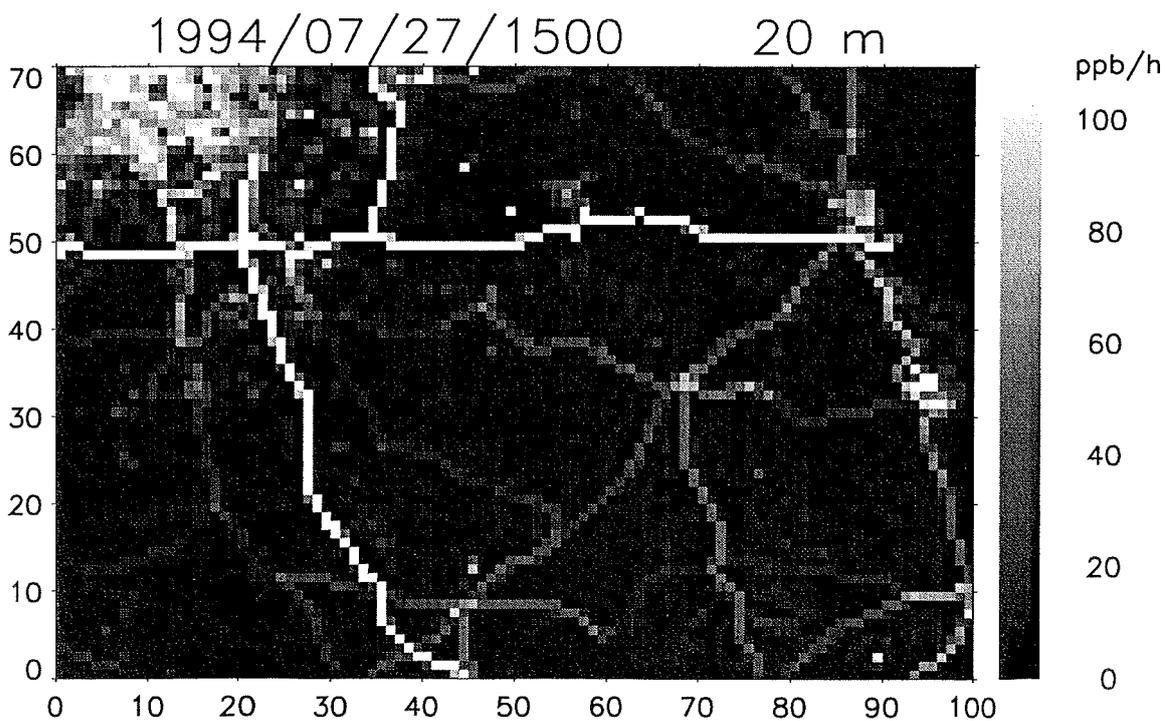


Fig. 1b: Anthropogenic emission rates (subgrid)

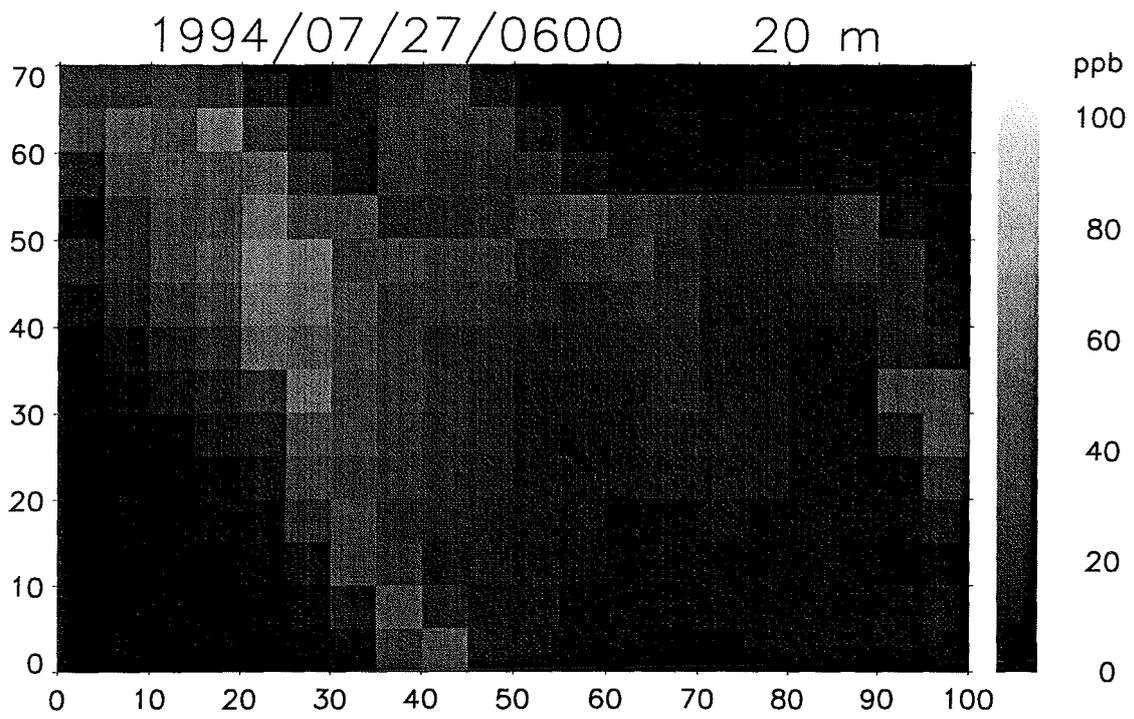


Fig. 2a: Inert-tracer concentrations (type A: standard)

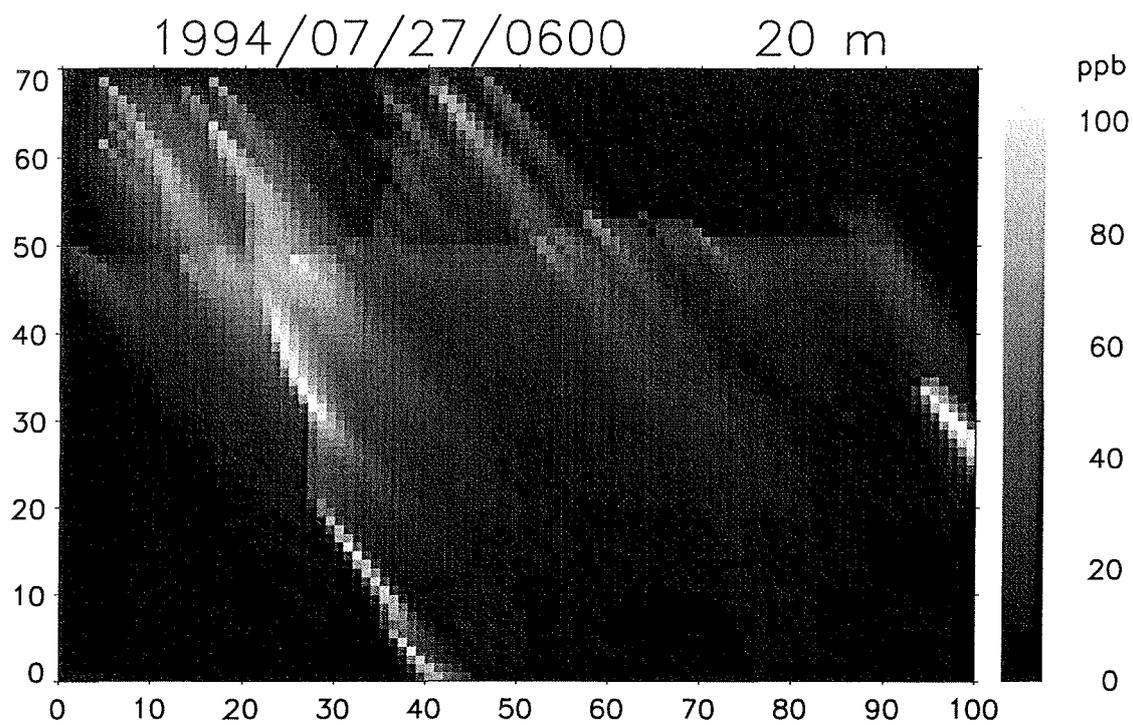


Fig. 2b: Inert-tracer concentrations (type B: subgrid)

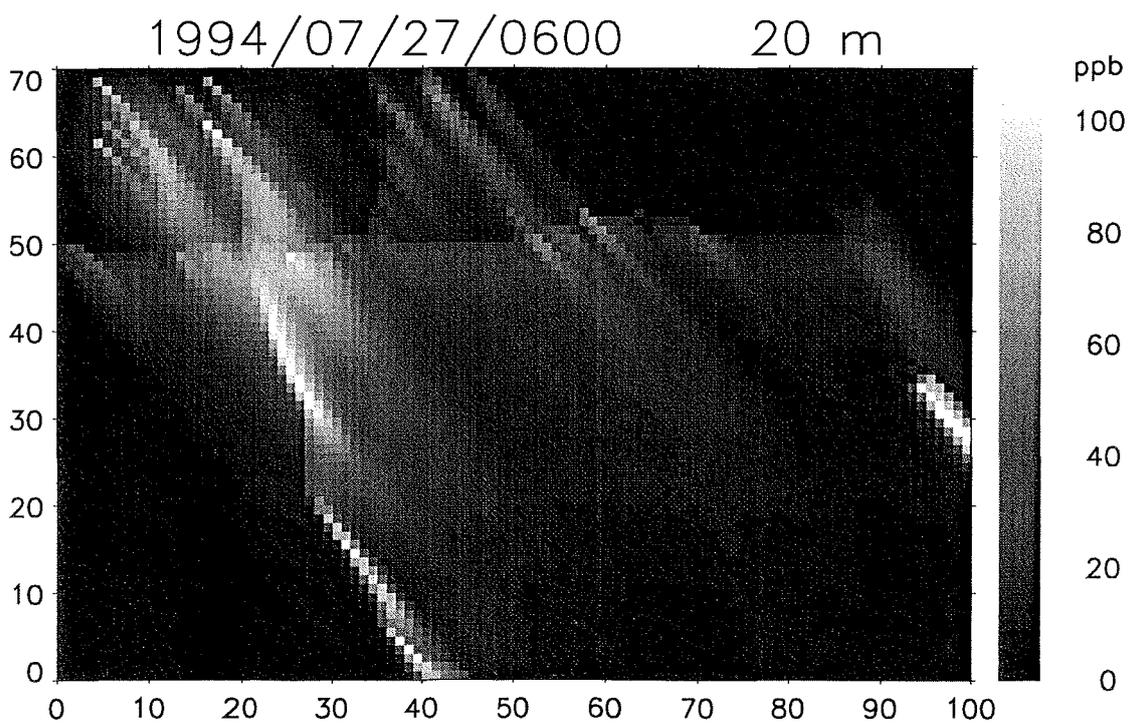


Fig. 2c: Inert-tracer concentrations (type C: high-resolved)

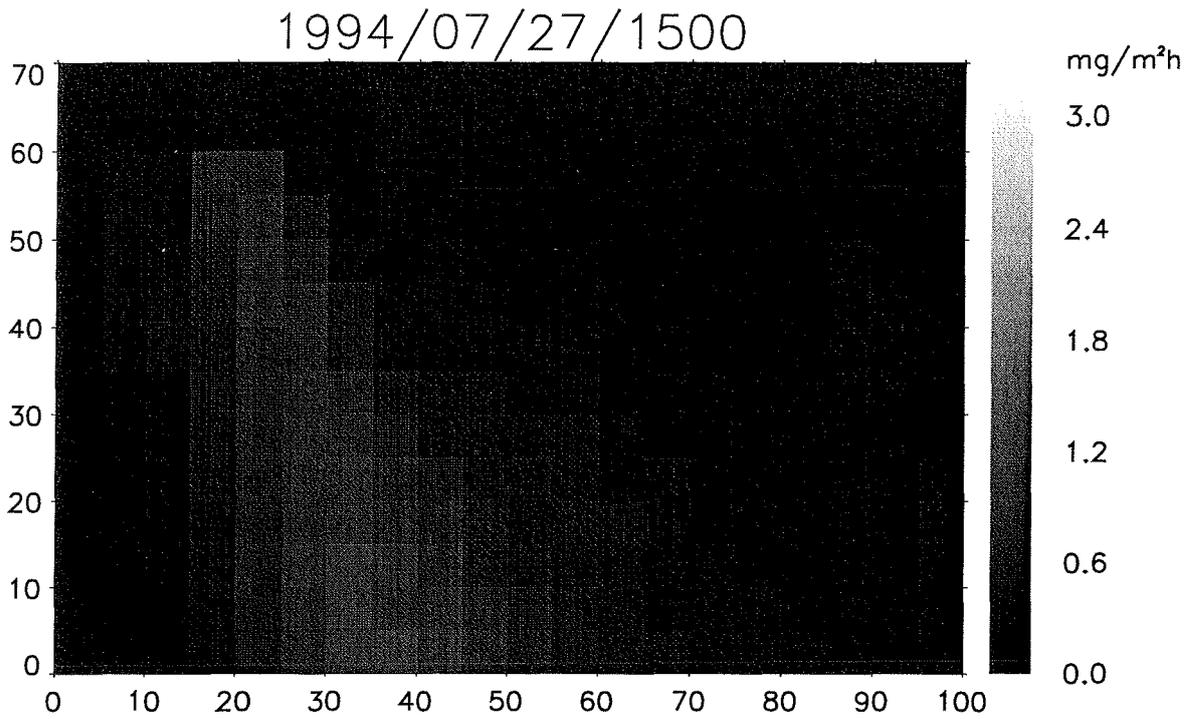


Fig. 3a: O<sub>3</sub> deposition rates (type A: standard)

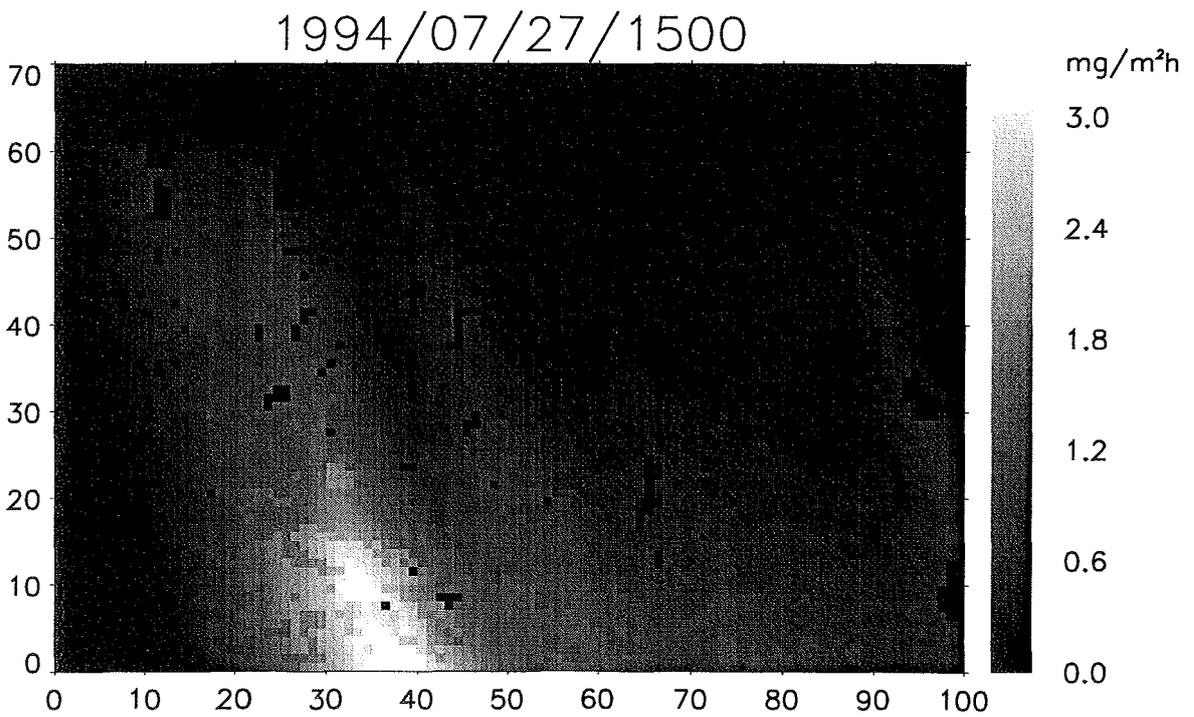


Fig. 3b: O<sub>3</sub> deposition rates (type B: subgrid)

# On the impact of 50-years-accumulated land-surface changes upon micrometeorological conditions

Nicole Mölders

## Abstract

The influence of the concurrent land-use changes that took place in East-Germany from the Thirties to Eighties on micrometeorological conditions is examined. These land-use changes lead to a slightly warmer and drier atmospheric boundary layer (ABL). Moreover, they may significantly modify the partitioning of incoming energy between sensible and latent heat as well as partitioning of cloud-microphysical processes between the warm and cold path of precipitation formation. The atmospheric response to concurrent land-use changes deviates from superposition (of the responses to simple land-use changes) also in areas of nonsignificant changes.

## Zusammenfassung

Der Einfluss der akkumulierten Landnutzungsänderungen, die zwischen den 30-er und 80-er Jahren in Ostdeutschland stattfanden, auf das Mikroklima wird untersucht. Diese Landnutzungsänderungen führen zu einer geringfügig wärmeren und trockeneren atmosphärischen Grenzschicht. Die Aufteilung der einfallenden Energie in Flüsse fühlbarer und latenter Wärme sowie der wolkenmikrophysikalischen Prozesse in den warmen und kalten Pfad der Niederschlagsbildung ändern sich signifikant. Die atmosphärische Response auf die akkumulierten Landnutzungsänderungen weicht auch in Gebieten ohne signifikante Änderungen von der Superposition der Auswirkungen einfacher Landnutzungsänderungen ab.

## 1. Introduction

In recent years there has been a heightened awareness in the general public of anthropogenically induced climate changes. Climate changes are the response to a sum of climate relevant aspects as astronomical, geophysical, chemical, and biospheric conditions as well as anthropogenic impacts like emission of trace gases or land-use changes. Out of the variety of possible human impacts on climate, land-use changes caused by subsidy politics, urbanization, deforestation, and afforestation seem to be of special interest, not at least for water- and food resource management. Thus, a lot of recent studies examine the impact of land-use changes on global and regional climate for large areas, where land-use type *A* was converted to *B* (e.g., Xue 1996), or where land-use changed continental-wide (e.g., Copeland et al. 1996). Studies on climate-induced changes of biome and their impact on monsoon exist for the large scale (e.g., Claussen 1997). Their results indicate that coherent regions of substantial changes in screen height temperature, humidity, wind speed, and precipitation may be the outcome of meso- $\alpha$ -scale land-use changes. The big changes of the aforementioned quantities are closely related to the changes of vegetation parameters.

Due to complicate interaction and feedback processes between some of the climate determining conditions a prerequisite for better understanding climate is the knowledge of the influences of various processes and their responses to land-use changes on climate. Consequently, in order to assess the impacts of processes on climate one has to look at their respective temporal and spatial scales as well as on possible (nonlinearity of) feedback. Recent land-use changes usually take place on local scale and can alter, among other, albedo, roughness length or evaporative conductivity. At the interface earth-atmosphere, the fluxes of momentum, water, and energy are regulated by bio-geophysical processes governed by these quantities. These processes have typical temporal scales of hours to a day. Thus, to examine the impact of land-use changes on climate one has to understand how the altered surface quantities

affect micrometeorological (e.g., evapotranspiration) and meso- $\gamma/\beta$ -scale processes (e.g., recycling of water within an area).

In East-Germany, urbanization, economic development, open-pit mining, drainage of marshland, recultivation of military areas, and modified agricultural practices appreciably altered the landscape (see Mölders 1999a Figs. 3.1, 3.3). Herein, as defined by Mölders (1999b) *concurrent* land-use changes occur, i.e. different land-use types *A, B, C*, etc. are simultaneously converted to various land-use types *X, Y, Z* etc.. Thus, the impact on microclimate is examined for the concurrent land-use changes that took place in southern Brandenburg and northern Saxony between the Thirties and Eighties.

## 2. Model and data

The non-hydrostatic meteorological model GESIMA used in this study is 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). Moreover, Mölders (1998) showed that GESIMA is able to simulate the atmospheric response to surface characteristics usually observed. Soil wetness is determined by a force-restore-method (Deardorff 1978). At the surface, the fluxes of sensible and latent heat are calculated by a bulk-parameterization. Transpiration by plants is considered by bulk-stomatal conduction. Herein, the various land-use types are characterized by varying plant physiology and physical parameters. Soil heat fluxes and soil temperatures are calculated by a one-dimensional heat-diffusion equation. Surface stress and near-surface fluxes of heat and water vapor are expressed in terms of dimensionless drag coefficients and transfer coefficients of heat and moisture by a parametric model (Kramm et al. 1995). The turbulent flux of momentum for the region above the surface-layer is determined by a one-and-a-half-order closure scheme. Heterogeneity of precipitation and land-use is considered by an explicit subgrid scheme (Seth et al. 1994, Mölders et al. 1996). Herein, a fundamental assumption is that the subgrid-scale near-surface meteorological forcing, which is experienced by the surface, is important in determining the net exchange of heat, moisture, and momentum at the earth-atmosphere interface. Within the framework of the explicit subgrid scheme, each atmospheric grid cell ( $5 \times 5 \text{ km}^2$ ) falls into 25 subgrid cells ( $1 \times 1 \text{ km}^2$ ) at the boundary earth-atmosphere and within the soil. The subgrid cells are assumed to be homogeneously covered by their individual vegetation over horizontally homogeneous soil types. Energy- and water fluxes are solved for each of these subgrid cells with their own soil and near-surface meteorological forcing. Arithmetically averaging the subgrid-fluxes realizes the coupling of the subgrid cells to the atmospheric grid cell. Note that the subgrid scheme allows to consider land-use changes on a realistic meso- $\gamma$ -scale size. A 5-class (water vapor, cloud water, rainwater, ice, graupel) bulk-parameterization scheme of cloud microphysics serves to describe cloud- and precipitation formation (Mölders et al. 1997). Radiative transfer is determined by a simplified two-stream method taking into account the water substances (Eppel et al. 1995).

In nature, land-use changes would possibly affect the profiles in the ABL. Moreover, the climate of the Thirties and Eighties slightly differs. For comparability and to avoid additional degrees of freedom, all simulations start with the same vertical profiles of wind, humidity, air- and soil temperature. The synoptic condition is orientated towards typical cases in spring, for which local recycling of previous precipitation occurs. Simulations start at 00 LT (local time) with a geostrophic wind of 7.5 m/s from  $100^\circ$ . Radiation is assumed for the 122nd day of a year. Surface pressure, soil wetness factor, soil temperature in 1 m depth, and water surface temperature are set equal to 1003 hPa, 0.9, 285.0 K, and 282.6 K, respectively.

To determine the surface characteristics of the Thirties historic maps are digitized (see Mölders 1999a Fig. 3.3). These maps originate from the turn of the 19th to 20th century and were updated until 1939. Their graphic quality is partly limited for which errors may result in digitizing. The last recently updated maps originate from the late Eighties (1986 to 1989).

Although more recent data would be available from satellite, the aforementioned maps are digitized (see Mölders 1999a Fig. 3.1) to ensure the same inquisition of data for the Thirties and Eighties. Hereafter, the land-use data of the Thirties and Eighties, the simulations performed with these data sets as well as their results are denoted S30 and S80, respectively.

The historic terrain height is assumed to be equal to that of S80 except for open-pit mines. In the maps of the Eighties, the terrain height before onset of mining activities is also given for the mining areas. Thus, this terrain height is taken for S30 in those areas where mining exists in the Eighties, but not in the Thirties. The elevation of historic open-pit mines already recultivated in the Eighties is assumed to be 10 m below the average terrain height of the same 1 x 1 km<sup>2</sup> areas in the Eighties.

*Tab. 1. Percentage of the domain (30000 km<sup>2</sup>) that is of land-use type A in S30 (lines) and of land-use type B in S80 (columns). Note that no marshland and heath exists on the resolution of the digitization (1 x 1 km<sup>2</sup>). The value listed for equal land-use types in S30 and S80 represents the percentage of unchanged area covered with that land-use. The columns and lines add up to the percentage of the various land-use types in S30 and S80, respectively.*

Land-use	Marsh-land	Water	Open-pit mine	Grass-land	Agri-culture	Heath	Deci-duous f.	Mixed forest	Conife-rous f.	Village	City
Water	0.02	0.18	0.02	0.05	0.24	0.00	0.00	0.03	0.29	0.03	0.00
Open-pit m.	0.00	0.01	0.01	0.11	0.68	0.01	0.01	0.07	0.46	0.04	0.00
Grassland	0.38	0.19	0.07	3.73	4.00	0.20	0.29	0.15	1.67	0.16	0.01
Agriculture	0.22	0.25	0.18	3.33	30.62	0.37	0.33	0.83	7.52	0.65	0.01
Deciduous f.	0.00	0.00	0.00	0.10	0.44	0.01	0.11	0.03	0.24	0.03	0.00
Mixed forest	0.04	0.02	0.06	0.33	0.84	0.03	0.07	0.33	1.46	0.06	0.00
Coniferous f.	0.36	0.30	0.20	1.73	7.12	0.31	0.22	1.40	18.23	0.37	0.00
Village	0.03	0.10	0.08	0.65	4.50	0.05	0.13	0.16	1.14	0.74	0.11
City	0.00	0.01	0.00	0.03	0.17	0.01	0.01	0.00	0.05	0.11	0.06

In the north-eastern part of the domain, forest and grassland prevail, while in the south-western part, agriculturally used land dominates (see Mölders 1999a Figs. 3.1, 3.3). Open-pit mining exists in Südraum Leipzig (outskirts of Leipzig), Bitterfelder Revier (mining district of Bitterfeld) and Lausitz. In the Eighties, only 54.01% of land surface cover kept the same as in the Thirties (Tab. 1). In the historic maps, settlements, for instance, cover an appreciably smaller fraction of the domain, while grassland takes an appreciably larger fraction as compared to the maps of the Eighties (Tab. 1). The decrease of coverage by grassland may be explained by the limited graphic quality of the historic maps and by the fact that, in the maps of the Eighties, only water meadows are indicated as grassland. In the maps of the Eighties, deciduous and coniferous forests are seldom distinguished, for which mixed forest occurs more frequently than in the maps of the Thirties (Tab. 1). Moreover, in maps of the Eighties, heath (usually military areas) and marshland are of subgrid-scale with respect to the resolution of 1 x 1 km<sup>2</sup>, and thus do not occur in S80 (Tab. 1). In the Thirties, however, these land-use types cover about 1% of the domain each. At that time, the river Elbe was not straightened. Thus, the Elbe takes a larger area in the Thirties than Eighties for which the river is sometimes dominant on 1 x 1 km<sup>2</sup>-resolution (usually at the cost of grassland). Flooding of open-pit mines or artificial water reservoirs lead to additional water in S80. Furthermore, mining activity changed from the exploitation of a lot of small (often subgrid-scale) open-pit mines to that of few, but large open-pit mines.

### 3. Design of the study

Simulations are carried out alternatively applying the land-use data of the Thirties and Eighties. Additionally, nine simulations are performed for which, in the landscape of the Thirties, land-use is altered according to the distribution of one land-use type (e.g., grassland) in the Eighties. Besides comparing the results of S30 and S80, they are statistically analyzed by probability density functions, student-t-tests, and similarity coefficients. Applying the principle of superposition serves to detect areas of nonlinearly microclimatic responses to concurrent land-use changes.

The statistical behavior of the response to the altered landscape is evaluated by frequency distributions of simulated water- and energy fluxes, state quantities as well as cloud- and precipitating particles. Probability density functions are calculated for the entire simulation time using hourly data obtained by the different simulations. The probability density function of a quantity is given by (Olberg and Rakóczy 1984, Mölders et al. 1996)

$$pdf(\chi) = p(\chi \leq X \leq \chi + \Delta X) / \Delta X \quad (1)$$

where  $p$  is the frequency in the interval  $(\chi, \chi + \Delta X)$ .

The null-hypothesis is that land-use changes provide no differences in the atmospheric response, while the alternative hypothesis is that they do. For each grid-point the individual sampling distributions applied are the hourly values of wind, temperature, and humidity (all taken at reference height), surface temperature, soil wetness, energy- and water fluxes. In the case of cloud- and precipitation particles, the hourly column-integrated values of the respective mixing ratios serve as individual sampling distributions for each grid-column. At a grid-point/column, a change in the aforementioned quantities will be regarded as statistically significant if data gives evidence against the null-hypothesis so convincingly that it would happen in no more than 10% of the cases.

Following Ogunjemiyo et al. (1997) and Friedrich (1999), the procedure, firstly suggest by Jackson et al. (1989) for comparing data fields containing different parameters or for comparing data fields of same parameters that are recorded at different times, is adapted for comparing the results obtained by the simulations with the parameter sets representing the landscapes of the Thirties and Eighties. In so doing, the simulated quantities,  $X_j$ , (e.g., variables of state, fluxes, etc.) at the grid-point  $j$  on the distribution field are transformed into a set of values  $Z_j$ , by subtracting the domain-averaged value and normalizing the difference by the standard deviation of the differences  $S$  (see Ogunjemiyo et al. 1997)

$$Z_j = \frac{X_j - \bar{X}}{S} \quad (2)$$

The similarity between two transformed distributions is now established on the basis of similarity in the sign of  $Z_j$ -pairs (Ogunjemiyo et al. 1997) as

$$C_s = \frac{m + n}{m + n + p} \quad (3)$$

where  $C_s$  is the similarity coefficient,  $n$ ,  $p$  and  $m$  are the numbers of  $Z_j$ -pairs with negative, positive, and mixed signs. The similarity coefficient ranges from zero (no similarity) to 1 (absolute agreement). Application of similarity coefficients points out land-use changes that yield similar microclimatic conditions with respect to the historic landscape. Furthermore, the time variance in these quantities caused by various land-use changes can be found. Note that the similarity coefficients between the landscape of the Thirties and Eighties with respect to

thermal conductivity, heat capacity, emissivity, albedo, roughness-length, field capacity, capillary, and maximal evaporative conductivity amount 0.78, 0.77, 0.79, 0.75, 0.76, 0.81, 0.84, and 0.83, respectively.

It has to be expected that the atmospheric response to concurrent land-use changes may be enhanced or diminished as compared to that resulting from simple land-use changes. Herein, *simple* land-use changes are defined as the changes of various land-use types *A*, *B*, or *C* to only one land-use type *D*. In a linear response, the sum of the differentials in simulated quantities (e.g., water- and energy fluxes) caused by simple land-use changes, would equal the differentials in the atmospheric response due to concurrent land-use changes (principle of superposition). After some algebra, one arrives at the general formula (Mölders 1999a)

$$(n - 1) X_j^k - \sum_{i=1}^n X_j^i + X_j^p = \Delta \quad \begin{cases} > 0 & \text{enhancement} \\ = 0 & \text{superposition} \\ < 0 & \text{diminution} \end{cases} \quad (4)$$

Here,  $X_j$  denotes a given quantity at grid-point  $j$ . The index  $k$  represents the simulation with the landscape from which the changes start, namely S30,  $i = 1, \dots, n$  stand for the simulations with the landscapes wherein only one land-use type is altered as compared to S30, and  $p$  represents the simulation with concurrent land-use changes, namely S80. Enhancement means a positive deviation from the principle of superposition ( $\Delta$ ) and diminution is characterized by a negative one ( $-\Delta$ ). Only those deviations from superposition will be discussed as relevant which, absolutely regarded, amount to more than the error that typically arises in routinely measuring the quantity,  $X_j$  (i.e.,  $|\Delta| \geq 0.2$  K for air temperature,  $|\Delta| \geq 0.5$  K for ground temperature,  $|\Delta| \geq 0.5$  m/s for wind,  $|\Delta| \geq 0.5$  g/kg for humidity, and  $|\Delta| \geq 35$  W/m<sup>2</sup> for the fluxes).

#### 4. General aspects

The concurrent land-use changes do not affect the simulated quantities of state, nor the wind above the ABL, except in areas of deep convection. In S80, the daily domain-average of temperature is 0.2 K higher, humidity is 0.014 g/kg drier, the u- and v-component of wind vector are 0.06 m/s and 0.1 m/s stronger, the w-component is 0.2 cm/s weaker than in S30. Generally, predicted fluxes vary more strongly during the day, when the energetic input is high, than at night. In both landscapes, the distributions of turbulent latent heat fluxes match those of the dominant land-use leading to a higher water supply to the atmosphere over the forest-dominated Northeast than the agriculturally-dominated Southwest.

At noon, air temperatures of S30 reach higher values than in S80 because of the lower cloudiness at that time. At night, however, the near-surface layer of S30 cools more strongly (about 1 - 2 K) over western Niederlausitz than in S80. In the domain-average, the upper ABL of S30 is warmer than in S80.

The probability density functions of near-surface air temperatures show a trimodal distribution for S30 and S80 (Fig. 1). However, in S80, the secondary minimum occurring at about 8°C nearly reaches zero on the benefit for values of about 10°C (Fig. 1). This change of near-surface air temperature results from the higher frequency of surface temperatures of about 15°C. The probability density distribution of ground temperatures becomes steeper in response to the concurrent land-use changes (Fig. 1).

Around noon, on average, near-surface atmosphere is slightly drier in S30 than S80, especially over Fläming and Niederlausitz. Except Oberlausitz and northern Niederlausitz, the lower ABL is less humid in S30 than S80 at night. On the contrary, over large areas, the upper ABL of S30 is moister than in S80 at night. Therefore, at night, cloudiness increases more strongly in S30 than S80. The probability of high near-surface specific humidity decreases due to the land-use changes (Fig. 1). The significantly different precipitation distribution and

intensity of S80 (see also Fig. 2) lead to a shift of soil wetness factors towards lower values as compared to S30 (Fig. 1).

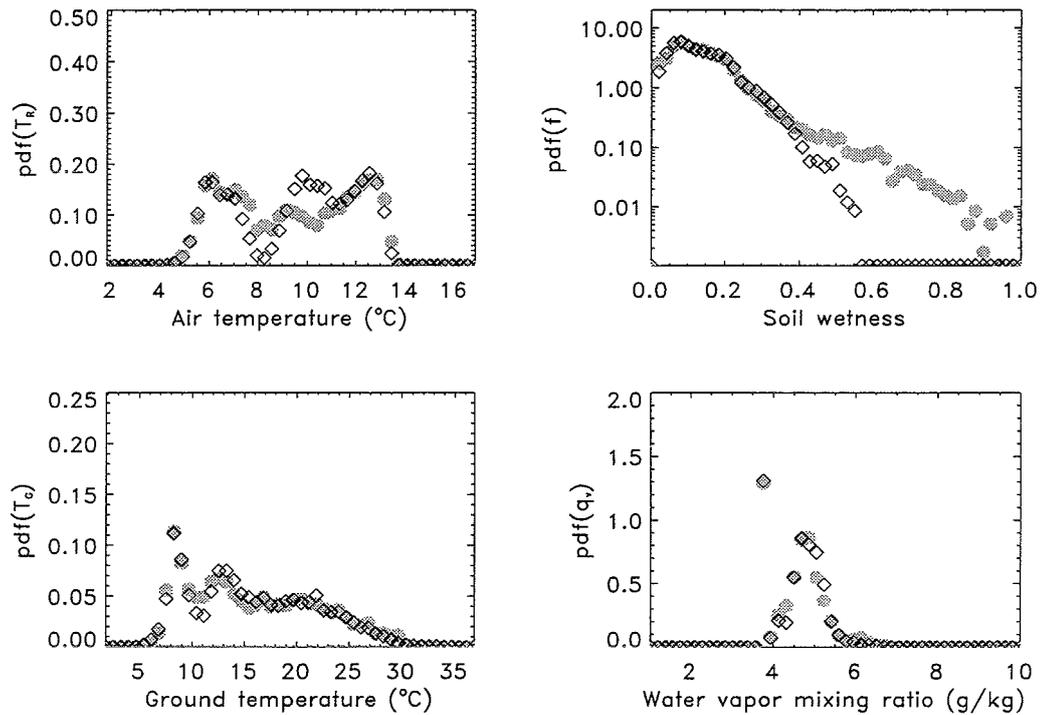


Fig. 1. Probability density functions of air temperature at reference height,  $T_R$ , soil wetness factor,  $f$ , ground temperature,  $T_G$ , and specific humidity at reference height,  $q_v$ , (upper left to lower right) as determined for S30 (grey circles) and S80 (diamonds).

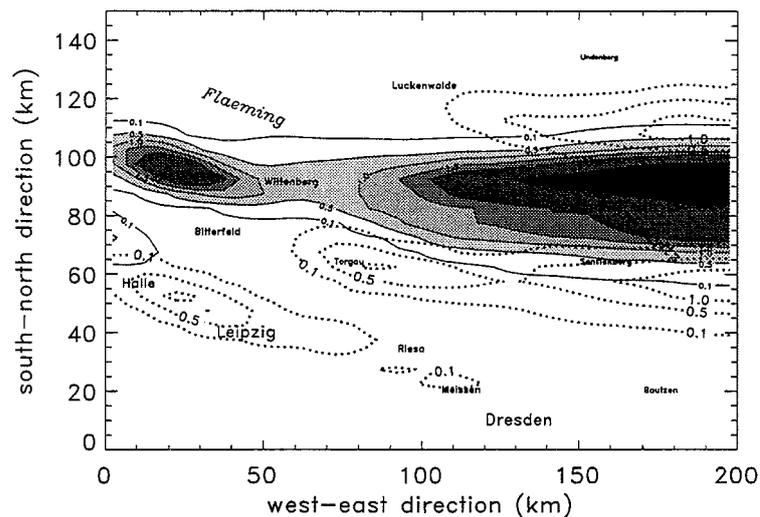


Fig. 2. 24h-accumulated precipitation as obtained by S30 (grey shaded), and S80 (dotted lines). Maximum values are 4.3 mm and 1.4 mm for S30 and S80, respectively.

Usually, afforestation, open-pit mining, and urbanization increase, while deforestation reduces surface roughness, i.e. the concurrent land-use changes alter the turbulent state of the atmosphere in both directions. Nevertheless, none of the components of wind vector is modified significantly. Urbanization, however, intensifies the vertical mixing. On the contrary, in S80, the lower fraction of forest leads to a reduction of vertical mixing as compared to S30. Although the distribution of vertical motions is strongly modified by the land-use changes probability density functions are hardly modified (therefore not shown). The land-use changes

slightly alter the horizontal wind field leading to a lower probability of high  $v$ -components and a higher probability of high  $u$ -components.

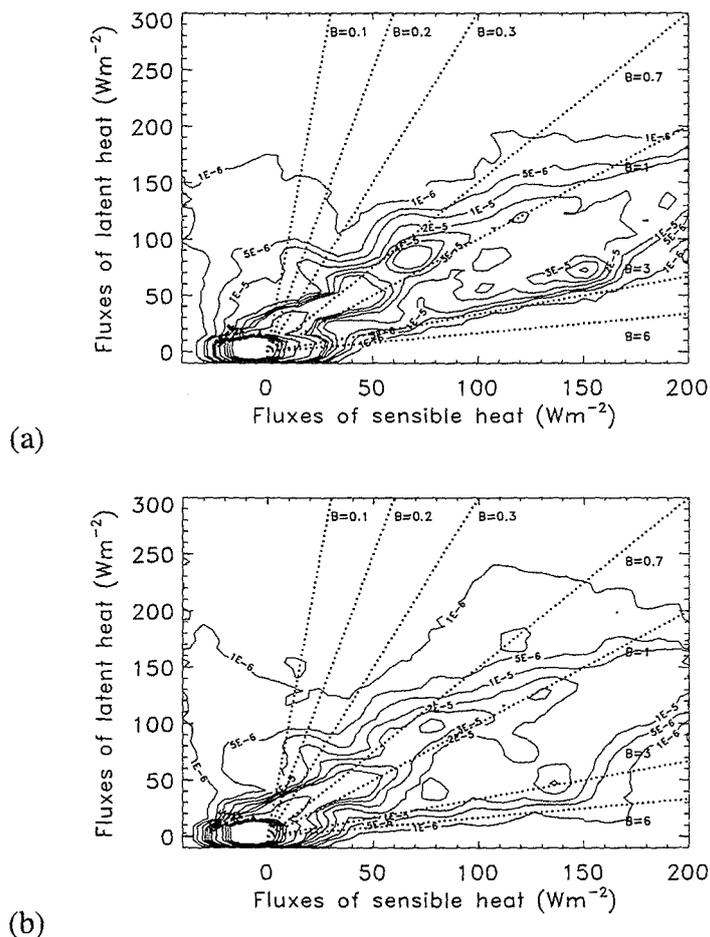


Fig. 3. Isolines of joint probability density functions for the surface fluxes of latent and sensible heat in (a) S30 and (b) S80. Lines of constant Bowen ratios are superimposed.

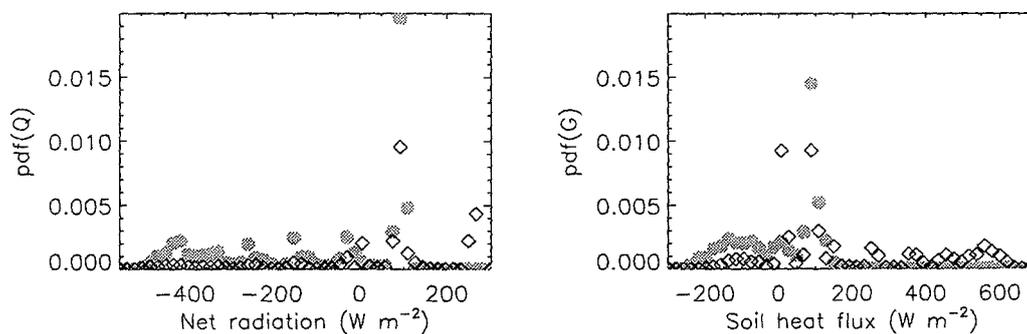


Fig. 4. Probability density functions of net radiation,  $Q$  (left), and soil heat fluxes,  $G$  (right) as determined by S30 (grey circles) and S80 (diamonds).

On domain-average, more water vapor is supplied to the atmosphere in 24 hours in S30 than S80. Usually, in S30, lower values occur over heath or small open-pit mines than over the same areas in S80. Those areas covered by water in S30 and that are sealed or altered to open-pit mines evapotranspire less in S80. Evapotranspiration rates also go down for a change from grassland to agriculture. On the contrary, the opposite land-use change increases the water vapor supply to the atmosphere. Evapotranspiration also differs where great discrepancies occur in the diurnal course of cloudiness resulting from the land-use changes. The maximum 24h-accumulated evapotranspiration of S30 (2.93 mm) exceeds that of S80 (1.98 mm), and the minimum 24h-accumulated evapotranspiration of S30 (0.11 mm) is less than in S80 (0.2 mm). Maximum decrease and increase amounts -2.6 mm and 2.5 mm, respectively.

The probability of intermedium evapotranspiration rates decreases, while that of high and low evapotranspiration rates slightly increases for S80 as compared to S30 (Fig. 3). Compared with S30, the probability density functions of sensible heat fluxes slightly shift towards lower values for S80 (Fig. 3). This means that the incoming energy is differently partitioned between sensible and latent heat in S30 and S80 (Figs. 3, 4). In S80, the probability density functions of soil heat fluxes shift towards lower values as compared to S30 (Fig. 4). While in S80, the probability density distribution of net radiation is smoothed, that of soil heat fluxes gets more structured (Fig. 4). This effect partly results from the altered cloudiness. The probability density functions of soil heat fluxes and net radiation are more strongly altered by the land-use changes than those of latent and sensible heat fluxes (Figs. 3, 4). Looking on the distributions of net radiation shows that net radiation reacts very sensitively to altered cloudiness.

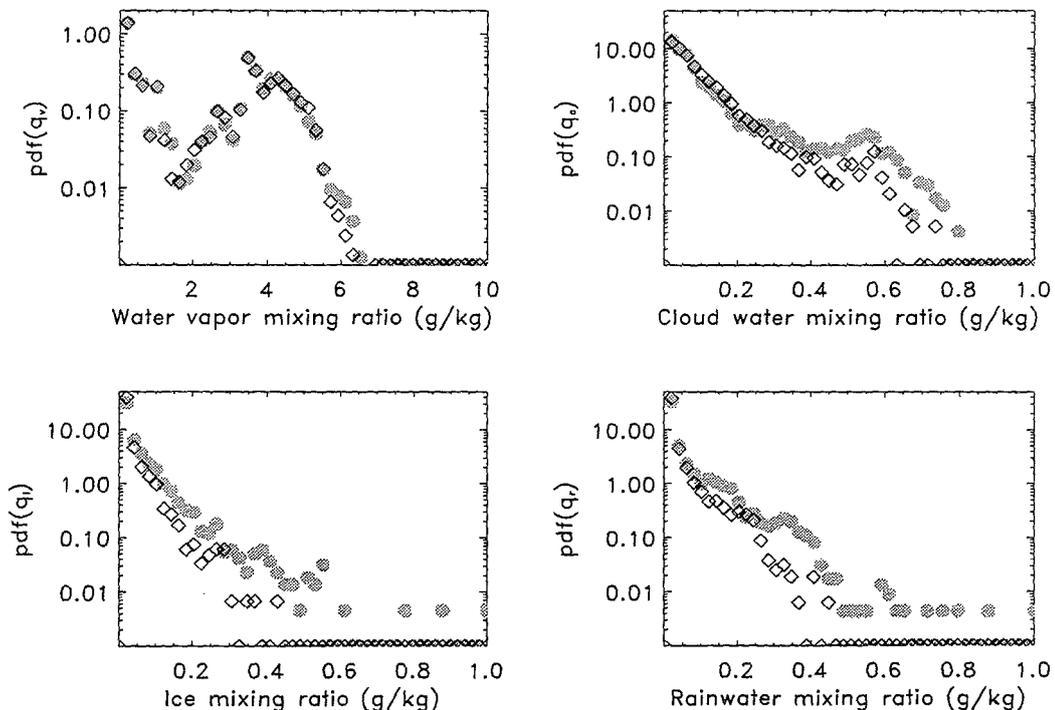


Fig. 5. Probability density functions of water vapor,  $q_v$ , cloud water,  $q_c$ , ice,  $q_i$ , and rainwater,  $q_r$ , within column (upper left to lower right) as determined for S30 (grey circles) and S80 (diamonds). Note that y-axis is logarithmic.

At night in S80, clouds exist only over the water meadows of Elbe at Riesa and over Oberlausitz. In S30, however, two largely East-West-orientated cloud bands exist in the northern and southern part of the domain at that time. These cloud bands still contain slight amounts of rainwater at some locations, while no rainwater exists in S80.

In the morning, early afternoon, and at night, cloudiness of S30 exceeds that of S80. On the contrary, in the late afternoon, it is usually less than in S80. The enhanced evapotranspiration of S30 occurring in the afternoon contributes to the increased precipitation in the late evening hours and to increased cloudiness at night as compared to S80. In the morning, the larger cloudiness of S30 results from the locally more unstable stratification as compared to S80. The altered degree of heterogeneity and related modified aerodynamic roughness also contribute to great differences in the distributions of clouds and precipitation. The domain-averaged accumulated precipitation of S30 exceeds that of S80 (Fig. 2). Nevertheless, S80 provides a more shower-like precipitation with locally higher intensities as compared to S30.

The latter finding indicates that besides a reduction of cloud- and precipitating particles the microphysical paths of precipitation formation are affected by concurrent land-use changes. Herein, the altered heating, vertical mixing, and moisture supply contribute to these differences. At day, more ice is formed in the moister and cooler ABL of S30 than S80 (Fig. 5). Consequently, in S30, sedimentation of ice increases. Therefore, ice quickly reaches areas of the ABL with temperatures warmer than the freezing point and melts. Thus, more rainwater is built via the cold path of precipitation formation in S30 than S80. Consequently, at some locations, precipitation sets on about 2 h earlier in S30 than S80. Since in the warmer clouds of S80 coalescence and riming are favored, as compared with S30, in S80, a more shower-like precipitation may establish in areas of strong moisture convergence.

The probability density functions of water vapor, cloud- and precipitating particles shift towards lower values for the concurrent land-use changes from S30 to S80 (Fig. 5). Consequently, the probability density functions of precipitation and soil wetness shift towards lower values, too (see also Fig. 1).

## 5. Similarity, enhancements, and diminution

On average, the greatest dissimilarity of air temperatures at reference height occurs for simple land-use changes in favor of agriculture or coniferous forest, followed by concurrent land-use changes (Fig. 6). At reference height humidity of S30 is the most dissimilar to that of the simulations with simple land-use changes to water, grassland, agriculture or deciduous forest, and S80 (Fig. 6). Specific humidity and air temperatures at reference height are less similar in the late afternoon and after sunset than at the other hours of the day (Fig. 6). These greater dissimilarities result from secondary effects, namely evaporation of rainwater and related evaporative cooling in S30. These phase transition processes occur less intensive in S80 than S30 at that time.

Applying the principle of superposition points out a strong nonlinear behavior of air temperatures at reference height in Niederlausitz at noon (Fig. 7). Here, diminution and enhancement alternate on a distance of less than 100 km. Once, diminution occurs over areas dominated by agriculture and grassland in the Thirties and by agriculture only in the Eighties (Fig. 7). In the other case, diminution occurs over areas mainly covered by forest in the Thirties that partly changed to lakes, agriculture, and settlements (Fig. 7). On the contrary, at reference height air temperatures are enhanced in an area where the forests still existing in the Thirties are already deforested in the Eighties. Enhancement occurs in an area (center at 120 km, 110 km) where only slight afforestation takes place in the meanwhile from the Thirties to Eighties. At night at reference height, air temperatures positively deviate (up to 1.1 K) from superposition in Fläming, while negative deviations (locally up to -5.9 K) occur in nearly the rest of the domain. Note that, in an environment dominated by agriculture, urbanization tends to cause slightly higher temperatures than expected from superposition (Fig. 7).

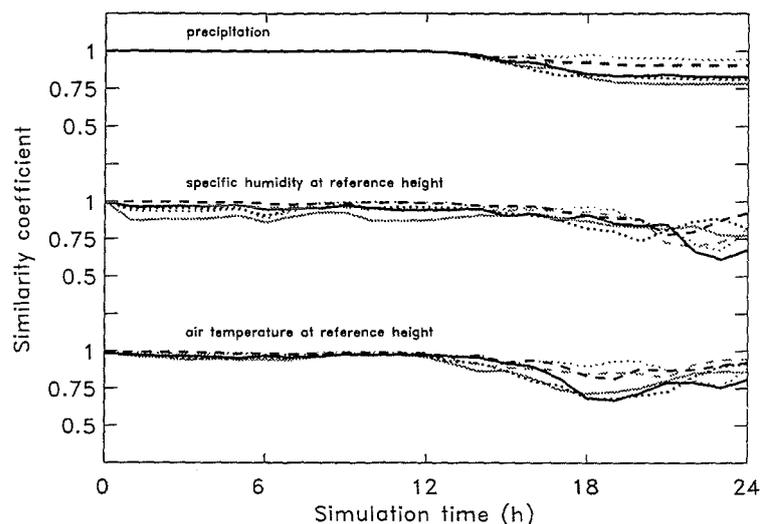


Fig. 6. Temporal development of similarity coefficients as obtained for precipitation, specific humidity and air temperature both at reference height for the concurrent land-use changes from S30 to S80 (grey solid lines), for simple land-use changes in favor of water (grey dotted lines), grassland (grey dashed lines), agriculture (black solid lines), deciduous forest (black dashed lines), and coniferous forest (black dotted lines), respectively.

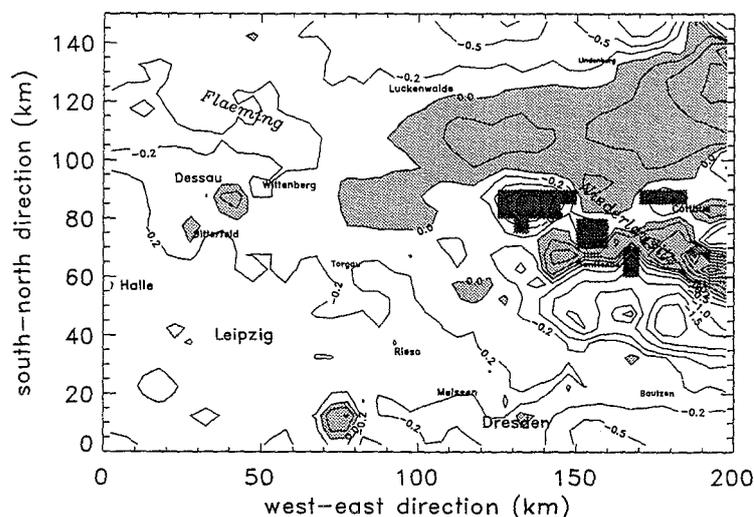


Fig. 7. Differentials  $\Delta$  according to Eq. 4 for air temperatures at reference height (in K) at 12 LT. Dark-grey boxes indicate grid cells with changes at the 90%- or better statistical-significance level, showing that the differences in air temperature result from the concurrent land-use changes.

At noon at reference height, humidity diminishes (up to  $-0.4$  g/kg) around Lindenber. Here, deforestation, especially in favor of agriculture, and settlements, took place. Moreover, secondary differences result from modified cloudiness. In the agriculturally dominated part of the domain, however, humidity at reference height hardly deviated from superposition. At night, in Fläming, near-surface humidity is up to  $0.9$  g/kg lower than expected from superposition (Fig. 8). In Niederlausitz, the environments of Leipzig and Lindenber, humidity at reference height exceeds the values expected for a linear behavior (up to  $1.6$  g/kg at maximum, Fig. 7). Differences in evapotranspiration, evaporation of raindrops, and related cooling mainly contribute to these differences due to the nonlinear relationship of specific saturation and air temperature. Positive deviation from superposition occurs for air

temperatures at reference height in Fläming at night and in Niederlausitz at day. Negative deviation is detected along the river Elbe at day and night and in Niederlausitz at night.

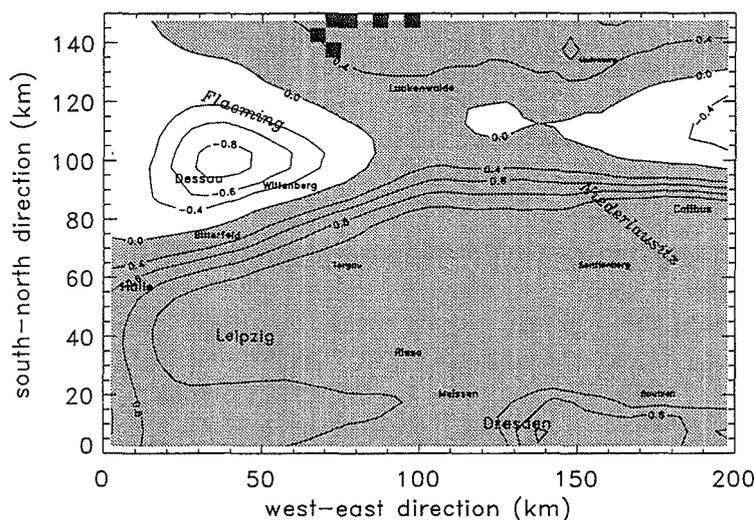


Fig. 8. Like Fig. 7, but for humidity at reference height (in g/kg) at 24 LT.

While there is linear behavior for soil wetness before onset of precipitation, there is nonlinearity afterwards. After 24h of integration soil wetness of S80 is enhanced as compared to the superposition of the differences of simple land-use changes.

The predicted wind fields show higher similarity before and around noon than after that time. In S30, the evaporative cooling resulting from evaporation of rainwater and settling of rainwater contributes to downward motions (interaction microphysics dynamics) after onset of precipitation. Consequently, then the similarity of the fields of vertical motions decreases. At that time secondary differences in the horizontal wind field result by outflow of air in the descending areas of precipitating clouds and reduce similarity between S30 and S80.

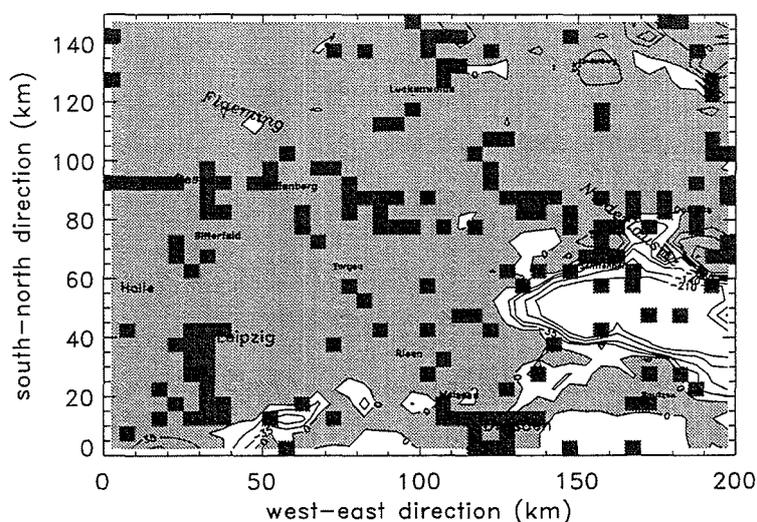


Fig. 9. Like Fig. 7, but for the latent heat fluxes (in  $W/m^2$ ).

Until the late afternoon, S80 shows the lowest similarity to S30 for the horizontal components of wind vector. Lateron, however, the simulations with a simple land-use change in favor of coniferous forest or agriculture provide lower similarities to S30 in the case of the v- and w-component of wind vector than the concurrent land-use changes. This means that the land-use changes in favor of coniferous forest to a high degree contribute to the great changes in vertical motions and that their effect is mitigated by the other concurrent land-use changes in

S80. As compared to superposition, in Fläming, the u-component and, in Niederlausitz, the v-component of wind vector are enhanced where especially afforestation occurred.

At noon, latent and sensible heat fluxes are diminished (about more than  $210 \text{ W/m}^2$ ) in the southern Niederlausitz (e.g., Fig. 9). At night, sensible heat fluxes positively deviate (up to  $39 \text{ W/m}^2$ ) from superposition in Sächsische Bergland. On the contrary, latent heat fluxes negatively deviate (up to  $-69 \text{ W/m}^2$ ) near Dresden. Note that there exists nonlinear behavior in areas of nonsignificant changes and vice versa.

On average, the predicted distributions of sensible and latent heat fluxes are more similar than those of net radiation or soil heat fluxes (Fig. 10). For the latter the greatest dissimilarities exist between S30 and S80. Note that net radiation and soil heat fluxes react more sensitive to altered cloudiness than to land-use changes or than the latent and sensible heat fluxes. Looking on the similarity coefficients obtained for comparing S30 to the results of simulations with simple land-use changes shows that land-use changes in favor of agriculture and coniferous forest mainly contribute to the dissimilarities (Fig. 10). On average, the obtained fluxes agree better with those yielded by S30 in the early morning than in late afternoon and early evening (Fig. 10).

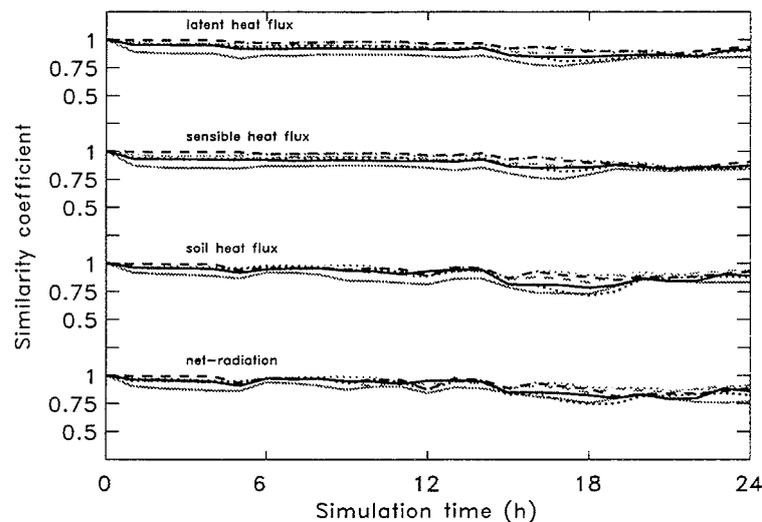


Fig. 10. Like Fig. 6, but for the surface fluxes.

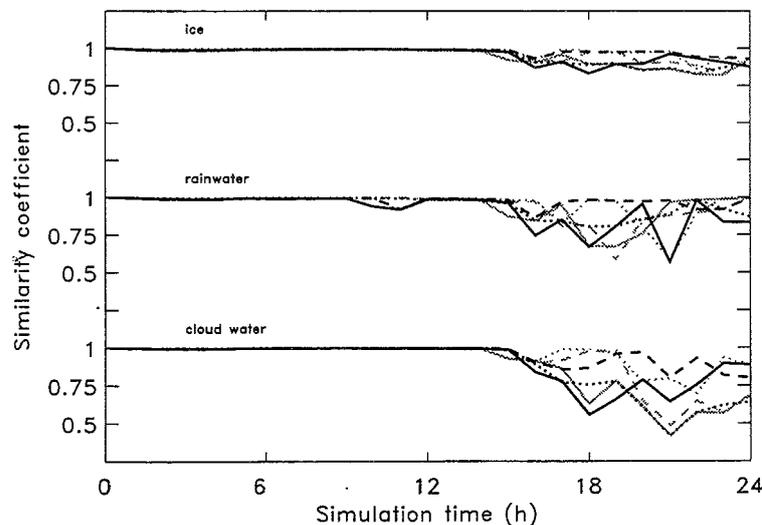


Fig. 11. Like Fig. 6, but for the cloud- and precipitating particles.

At noon, soil heat fluxes of S80 are up to  $195 \text{ W/m}^2$  higher than expected from superposition in southern Niederlausitz. Positive deviations from superposition also exist in the Lindenberg area. At night, soil heat fluxes are enhanced (more than  $35 \text{ W/m}^2$ ) in Sächsische Bergland. They are diminished in Fläming (not shown). Despite the great changes in cloudiness, no relevant deviations from superposition exist for net radiation.

Comparing S30 and S80, the column-averaged similarity coefficients of cloud- and precipitating particles indicate that the predicted ice mixing ratios are more similar than those of cloud water and rainwater (Fig. 11). The similarity coefficients indicate the strong impact of concurrent land-use changes and simple land-use changes in favor of coniferous forest, grassland or agriculture, on cloud-water (Fig. 11). The dissimilarities grow with increasing simulation time after onset of precipitation (Fig. 11).

After onset of precipitation, the precipitation fields predicted by the simulations with simple land-use changes in favor of mixed forest, open-pit mines, water, grassland, deciduous forest, village, and city broadly agree with those of S30 (see also Fig. 6). On the contrary, there is little agreement between the precipitation obtained by S30 and that yielded by the simulations with simple land-use changes in favor of coniferous forest or agriculture and by S80 (Fig. 6).

Positive and negative deviations from superposition occur in Niederlausitz for ice which may be explained by secondary effects. The altered surface conditions of S80, namely, lead to a reduced moisture and an enhanced heat supply to the atmosphere. Thus, cloudiness decreases. Especially, the partitioning between the warm and cold path of cloud microphysics shifts towards a higher preference of the warm phase path. The modified cloud particles affect insolation and again surface fluxes. If cloudiness decreases in S80 as compared to S30 evapotranspiration may increase, but will be often less than in S30. Due to the complicate feedback between evapotranspiration and cloudiness the temporal development of these quantities appreciably differs, especially at the cost of the ice phase. The high nonlinearity results from the nonlinear relation of temperature and saturation as well as from the different (temperature dependent) saturation above ice and water, respectively.

## 6. Conclusions

Numerical simulations alternatively assuming landscapes of the Thirties and Eighties are carried out at time-scales relevant for micrometeorological processes. The impact of these concurrent land-use changes on microclimatically relevant processes is examined. Additionally, sensitivity studies are performed wherein, in the landscape of the Thirties, one land-use type is altered according to its distribution in the Eighties.

There is a 90% (and better) confidence that the concurrent land-use changes lead to changes in cloud- and precipitating particles, soil wetness factors, latent and sensible heat fluxes, air- and surface temperatures within the lee-side regions of their occurrence. Out of all examined quantities, cloud- and precipitation particles react the most sensitive to the land-use changes, followed by precipitation, and soil moisture. Moreover, their modification is not restricted to the areas of altered land-use. Generally, soil wetness factors grow significantly where precipitation is more plentiful in one of the landscapes or where it only occurs in one of them. In these areas, other quantities experience significant changes due to complicate feedback processes, i.e. secondary differences establish. Consequently, the concurrent land-use changes lead to distinctly different near-surface micrometeorological conditions.

Application of the principle of superposition shows that Lausitz and Fläming (both dominated by high vegetation and some grassland) are more sensitive to land-use changes than the other parts of the domain. Looking on the areas that experience great deviation from superposition suggests that the patch-size of equal land-use resulting from the land-use changes is decisive to get nonlinear response.

The results of simulations with simple land-use changes show that the magnitude of atmospheric response to land-use changes does not necessarily depend on the fraction of domain that experiences land-use conversions. In addition to the size of patches where the individual changes take place, the contrast in hydrologic and thermal behavior of the changes is decisive for the magnitude of response. Here, especially, the altered albedo and roughness length play a role.

Diminution and enhancement occur also in areas without a significant change in the respective quantity. Deviations from superposition of surface temperature, sensible heat flux, soil heat flux, and net radiation also occur in areas where large (and sometimes significant) differences occur in cloudiness. The temporal course of the energy- and water cycle may be nonlinearly influenced by concurrent land-use changes and also by secondary effects.

The same kind of land-use changes may provide another atmospheric response in different surroundings (see Niederlausitz). Thus, one has to conclude that the prevailing land-use adjacent to converted areas influences the effects of land-use changes. Consequently, the land-use that prevails in the environment of foreseen land-use changes has also to be considered in authorization procedures.

The significant differences found for near-surface air- and surface temperatures, precipitation, and cloudiness suggest that in areas of big land-use conversions, changes in these quantities could be detectable if stations were installed at these sites. Thus, here and in regions of great nonlinear response, climate stations should be installed to evidence the impact of land-use changes on climate by observational data. Unfortunately, historic data are rare. Nevertheless, the decadal means of air temperature observed at Dresden and Görlitz (Lausitz) deliver the same ratio between the value of the Thirties and Eighties. The decadal mean precipitation, however, decreases for Görlitz, while it increases for Dresden (Meteorologischer Dienst, 1955, 1980-1989).

To improve an understanding of the impact of concurrent land-use changes on local climate, future studies should examine whether concurrent land-use changes provide a different response to the atmosphere under different climate conditions. Moreover, it has to be examined to which degree land-use changes contribute to recent climate changes. Therefore, one should examine whether the nonlinearity and significance of the impacts also exist in the long-term. If such hints are detected, regional climate simulations will urgently require sophisticated biome models to correctly evaluate climatic impacts on water resources. Additionally, uncertainty analysis on the influence of anthropogenic land-use changes and examination of the relative contribution of these land-use changes to climate change are urgently needed.

## 7. Acknowledgments

I would like to express my thanks to K. Fröhlich and K. Friedrich for digitizing the land-use data. I thank G. Kramm, K.E. Erdmann and M. Simmel for fruitful discussions and helpful comments. Thanks also the DFG for financial support of this study under contracts Mo770/1-1 and Mo770/1-2, respectively.

## References

- Claussen, M., 1988. On the surface energy budget of coastal zones with tidal flats. *Contrib. Atmos. Phys.* **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.
- Friedrich, K., 1999. *Numerische Untersuchungen zur Sensitivität des Bowen-Verhältnisses*. Master Thesis, Inst. Meteorologie, Univ. Leipzig (available from the author, in German).
- 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.
- Jackson, D. A., K.M. Somers, H.H. Harvey, 1989. Similarity coefficients: Measures of co-occurrence and association or simply measures of occurrence? *Am. Natur.* **133**, 436-453.
- 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.
- Meteorologischer Dienst, 1950, 1980-1989.
- Mölders, N., A. Raabe, and G. Tetzlaff, 1996. A comparison of two strategies on land surface heterogeneity used in a mesoscale  $\beta$  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. *Met. Zeitschr.* **6**, 21-32.
- Mölders, N., 1998. Landscape changes over a region in East Germany and their impact upon the processes of its atmospheric water-cycle. *Meteor. Atmos. Phys.* **68**, 79-98.
- Mölders, N., 1999a. Einfache und akkumulierte Landnutzungsänderungen und ihre Auswirkungen auf Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung. *Wiss. Mitt. Leipzig* **15**, Habil.Schrift.
- Mölders, N., 1999b. On the atmospheric response to urbanization and open-pit mining under various geostrophic wind conditions. *Meteor. Atmos. Phys.* **71**, 205-228.
- Ogunjemiyo, S., P.H. Schuepp, I. MacPherson, and R.L. DeJardins, 1997. Analysis of flux maps versus surface characteristics from Twin Otter grid flights in BOREAS 1994. *J. Geophys. Res.* **102**, 29135-29145.
- Olberg, M., F. Rakóczy, 1984. *Informationstheorie in der Meteorologie und Geophysik*. Akademie Verlag, Berlin.
- Seth, A., F. Giorgi, and 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.
- Xue, Y., 1996. The impact of desertification in the Mongolian and the inner Mongolian grassland on the regional climate. *J. Climate* **9**, 2173-2189.

Dr. habil. Nicole Mölders,  
 Institut für Meteorologie  
 Universität Leipzig  
 Stephanstraße 3  
 04103 Leipzig  
 moelders@curie.meteo.uni-leipzig.de

# Some simple solutions of trapped Rossby waves in zonal barotropic multiple-jet flows

Uwe Harlander

## Abstract

This study concerns on trapped Rossby waves and local Rossby wave packets in zonal basic flows with two or more prominent extreme values (so called multiple-jet flows). For simplicity, most of the calculations are performed on the  $f$ -plane, but an extension to the  $\beta$ -plane is also discussed. Under the assumption that the basic flow is a solution to a special type of second order ordinary differential equation, we show that then the amplitudes of stationary trapped Rossby waves are solutions to an equation of the same type. We investigate the occurrence of trapped modal waves as well as the rays of wave action radiation in a particular multiple-jet flow. Further we consider the development of the local wavenumbers of Rossby wave packets in such a flow, with and without a zonally oriented reflective boundary. It is found that wave action can propagate in the zonal direction only when the boundary is present. Otherwise the rays of wave action radiation form a closed curve.

## Zusammenfassung

Diese Studie beschäftigt sich mit gefangenen Rossby Wellen und lokalen gefangenen Rossbywellenpaketen in einer zonalen Strömung mit zwei oder mehreren ausgeprägten Extrema (sog. Strömungen mit mehrfachen Jets). Der Einfachheit halber werden die meisten Berechnungen auf der  $f$ -Ebene angestellt, eine Erweiterung auf die  $\beta$ -Ebene wird allerdings auch diskutiert. Wenn man annimmt, dass der Grundstrom die Lösung einer bestimmten gewöhnlichen Differentialgleichung zweiter Ordnung ist, kann man zeigen, dass die Amplituden gefangener Wellen Lösungen des gleichen Gleichungstypes sind. Wir betrachten die Bedingungen für das Auftreten gefangener modaler Wellen, als auch die Pfade der Wellenenergie-Abstahlung in einer bestimmten Mehrfach-Jet-Strömung. Ferner untersuchen wir die Entwicklung der lokalen Wellenzahlen von Wellenpaketen in einer solchen Strömung, mit und ohne eines zonal orientierten reflektierenden Randes. Wir finden, dass sich Wellenenergie auf der  $f$ -Ebene nur dann in zonaler Richtung ausbreiten kann, falls eine solcher Rand vorhanden ist. Anderenfalls ergeben die Strahlen der Wellenenergie Ausbreitung eine geschlossene Kurve.

## 1 Introduction

Large-scale flows with different distinct flow speed maxima and minima are called *multiple-jet flows*. Such flows are an ubiquitous phenomenon in geophysical fluid systems. They can be observed in the earth's atmosphere (e.g. Karoly 1983), the tropical oceans (Chang and Philander 1989), the Antarctic Circumpolar Current (Sinha and Richards 1999), but also in the atmosphere of the gas giant planets Jupiter and Saturn (Limaye 1986; Ingersoll 1990; Nezlin and Snezhkin 1993).

In general, it is not obvious which mechanisms ultimately lead to such flows (Williams 1978; Condie and Rhines 1994; Sinha and Richards 1999). However, here we consider some particular simple multiple-jet flows which allow for analytical solutions of trapped Rossby waves and wave packets.

As pointed out by Volland (1988), the global atmosphere from ground to the exosphere can be seen as a huge waveguide in which planetary waves of various periods

can be excited. However, this is a rather global point of view and we have in mind also synoptic-scale features in particular regions of the atmosphere or the oceans. Trapped modal large-scale waves have been considered in numerous papers, starting from the work of Longuet-Higgins (1968) who investigated tidal waves, Rossby waves, Rossby-Haurwitz waves, Kelvin waves and Yanai waves on the sphere. The earlier works assumed a stagnant atmosphere, i.e. without an basic flow, and neglected the influence of shear in the flow on the wave propagation. More recently, the effect of different basic flows on trapped modal waves have been considered, on simple geometries like the  $\beta$ -plane (e.g. Harlander et al. 1999) as well as on the sphere (e.g. Zimmermann 1990).

Less investigated than trapped modal waves are trapped local wavepackets, propagating in shear flows between turning latitudes, reflecting boundaries or even between critical lines (cf. Hoskins and Karoly 1981; Karoly 1983; Campbell 1998; Harlander et al. 1999). Here we focus on the propagation of both wave types, modal and local disturbances in barotropic zonal multiple-jet flows.

We show that on the  $f$ -plane, the problem can be solved almost completely by analytical methods for stationary waves. The basic flows as well as the trapped modal waves are solutions of the Schrödinger equation for a simple harmonic oscillator. In more general cases (i.e. on the  $\beta$ -plane with  $c \neq 0$ ) numerical and analytical techniques must be applied complementary, i.e. the basic flows have to be computed numerically but the trapped waves can still be found analytically.

The paper is organized as follows. In section 2 we describe the model used and furthermore some theory behind trapped Rossby waves. Subsequently, in section 3, we discuss solutions to the problem formulated in section 2. For simplicity, most calculations are done on the  $f$ -plane, but an extension to the  $\beta$ -plane is also discussed briefly. Section 4 summarizes the main findings and gives a brief discussion of the results. In the Appendix we show the connection between Hermite Polynomials and Confluent Hypergeometric Functions.

## 2 The barotropic quasi-geostrophic vorticity equation

Assuming a (geostrophic) zonally symmetric basic flow  $\bar{U}$  that depends only on the  $y$ -coordinate, the linearized (dimensionless) quasi-geostrophic potential vorticity equation on the  $\beta$ -plane for the perturbation streamfunction  $\psi_0$  is written as

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right)(\nabla^2 \psi_0 - F \psi_0) + B_1 \frac{\partial \psi_0}{\partial x} = 0 \quad , \quad (1)$$

with

$$B_1 = F\bar{U} + \bar{\beta} - \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} \quad , \quad (2)$$

where  $\psi_0$  is the  $\mathcal{O}(\epsilon_R^0)$  streamfunction,  $\epsilon_R = \frac{U}{f_0 L}$  is the Rossby number,  $\bar{\beta} = \frac{\beta}{\epsilon_R} = \mathcal{O}(1)$ ,  $L$  is the length scale,  $U$  the velocity scale,  $f_0 = 2\Omega \sin \Phi_0$  and all the other symbols have their conventional meanings. Note that we have included in (1) the effects of an upper free surface ("Froude"-parameter  $F = f_0^2 L^2 / gD = \mathcal{O}(1)$ , with  $D$  the vertical scale height). The equations (1) and (2) are of standard form (e.g. Pedlosky, 1987).

In the following, we apply the WKB-method to (1) to compute the paths of Rossby wave packet propagation (for more details see Harlander and Metz 1998 or Harlander et al. 1999). To compute single modes of trapped waves we need to solve an eigenvalue

problem which is given by the amplitude equation of (1). This is described in more detail in section 2.2 (see also Schönfeldt 1999 or Harlander et al. 1999).

## 2.1 Ray-tracing equations for propagating wave packets

To compute rays of Rossby wave packets we need to restrict our discussion to the case where  $\bar{U}$  and  $B_1$  vary in such a way that we may apply the WKB method (described in many standard texts, e.g. Olver 1997) to the quasi-geostrophic potential vorticity equation (QGV). Following e.g. Yang (1991) the characteristic curves of wave propagation (i.e. the curves tangential to the vector field of the group velocity), called “rays” in wave theory, can be found. Using the operator  $\frac{D_g}{DT} := \frac{\partial}{\partial T} + C_{gX} \frac{\partial}{\partial X} + C_{gY} \frac{\partial}{\partial Y}$ , which defines the time derivatives along the characteristic curve, the equations describing the ray of propagation and the change of the local frequency and the local wavenumbers of a quasi-geostrophic Rossby wave packet can be written as

$$\sigma = \bar{U}k - \frac{k}{K^2}B_1 \quad , \quad (3)$$

$$C_{gX} =: \frac{D_g X}{DT} = \bar{U} - K^{-4}B_1 (k^2 - l^2 + F) \quad , \quad (4)$$

$$C_{gY} =: \frac{D_g Y}{DT} := K^{-4}2lkB_1 \quad , \quad (5)$$

$$\frac{D_g \sigma}{DT} = 0 \quad , \quad (6)$$

$$\frac{D_g k}{DT} = 0 \quad , \quad (7)$$

$$\frac{D_g l}{DT} = - \left( k \frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} - \frac{k}{K^2} \frac{\partial B_1}{\partial Y} \right) \quad , \quad (8)$$

with

$$B_1 = F\bar{U} + \bar{\beta} - \epsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial Y^2} \quad , \quad (9)$$

where  $T = \epsilon t$ ,  $X = \epsilon x$ ,  $Y = \epsilon y$  are “slow” variables with  $\epsilon = 0.1$ ,  $K^2 = k^2 + l^2 + F$  and  $\sigma$ ,  $k$  and  $l$  denote the local frequency and the local wavenumbers in zonal and meridional direction, respectively.

Here we consider bounded and unbounded zonal flows. If Rossby wave packets are reflected at an east-west oriented boundary it can be shown that the zonal wavenumber is conserved, but the meridional wavenumber reverses its sign. This implies the following conditions for the wavenumber and group velocity changes at the boundary:

$$k_r = k_i \quad , \quad (10)$$

$$l_r = -l_i \quad , \quad (11)$$

$$C_{gXr} = C_{gXi} \quad , \quad (12)$$

$$C_{gYr} = -C_{gYi} \quad . \quad (13)$$

Here, “reflection” and “incidence” is indicated by “r” and “i”, respectively.

## 2.2 The amplitude equation for trapped modal waves

Let us use  $\Psi_0 = \hat{\Psi}(y) \exp i(kx - \sigma t)$  to transform (1) to

$$\frac{d^2 \hat{\Psi}}{dy^2} - q(y) \hat{\Psi} = 0, \quad (14)$$

where

$$q(y) := -l(y)^2 = \frac{kB_1}{\sigma - \bar{U}(y)k} + k^2 + F. \quad (15)$$

Here  $l(y)$  is the meridional wavenumber and  $k$  is the zonal wavenumber.

Now we assume that a basic flow exists such that

$$\frac{B_1}{c - \bar{U}} = \gamma y^2 - \alpha. \quad (16)$$

As boundary conditions we use either  $\bar{U} = \text{const.}$  at  $y = \pm\infty$  (we call this unbounded basic flow) or  $\bar{U} = 0$  at  $y = 0$  and  $\bar{U} = \text{const.}$  at  $y = \infty$  (southern bounded basic flow) or  $\bar{U} = 0$  at  $y = 0$  and  $\bar{U} = \text{const.}$  at  $y = -\infty$  (northern bounded basic flow). Here  $c$  is the constant phase speed,  $\gamma$  and  $\alpha$  are constants. Then (14) reads

$$\hat{\Psi}'' + (\alpha - k^2 - F - \gamma y^2) \hat{\Psi} = 0. \quad (17)$$

Using the transformation

$$\rho = \frac{y}{b}, \quad \text{where } b = \gamma^{-0.25} \quad (18)$$

we find

$$\frac{d^2 \hat{\Psi}}{d\rho^2} + (\mu - \rho^2) \hat{\Psi} = 0, \quad (19)$$

where  $\mu = \frac{\alpha - k^2 - F}{\gamma^{0.5}}$ . This is a form of the Schrödinger equation for a simple harmonic oscillator. In a meteorological context this equation occurs when barotropic equatorial waves in a stagnant medium ( $\bar{U}, \bar{V} = 0, 0$ ) on the  $\beta$ -plane are considered (Matsuno 1966). Having trapped waves in mind we use the the following boundary conditions:

$$\hat{\Psi} = 0 \quad \text{for } y = \pm\infty. \quad (20)$$

If a rigid boundary is present at  $y = y_B$  then we consider either the half-plane north or south of  $y = 0$  and assume

$$\hat{\Psi} = 0 \quad \text{for } y = +\infty \quad \text{and} \quad \hat{\Psi} = 0 \quad \text{at } y = y_B, \quad \text{or} \quad (21)$$

$$\hat{\Psi} = 0 \quad \text{for } y = -\infty \quad \text{and} \quad \hat{\Psi} = 0 \quad \text{at } y = y_B. \quad (22)$$

The solutions can be written in form of Hermite Polynomials, however, we prefer to use the more general Confluent Hypergeometric Functions (see Appendix).

Using the substitution  $\hat{\Psi}(\rho) = f(\rho) \exp g(\rho)$  it can be shown (e.g. Seaborn 1991, see Appendix) that

$$g(\rho) = -0.5\rho^2 \quad (23)$$

$$f(\rho) = A {}_1F_1(0.25 [1 - \mu]; 0.5; \rho^2) + B \rho {}_1F_1(0.25 [3 - \mu]; 1.5; \rho^2). \quad (24)$$

The Confluent Hypergeometric Function is given as

$${}_1F_1(a, b, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a)_n}{n!(b)_n} z^n, \quad (25)$$

where we used the *Pochhammer symbol* defined by

$$(a)_0 = 1, \quad (a)_n = a(a+1)(a+2)\cdots(a+n-1), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (26)$$

To avoid that that  $\hat{\Psi}$  diverge for large  $|y|$  we must require that series on the right hand side of (25) terminate. This means that in (24) either  $0.25(1-\mu)$  is a negative integer and  $B = 0$ , or that  $0.25(3-\mu)$  is a negative integer and  $A = 0$ .

In the following section we briefly describe the properties of critical lines and turning latitudes.

### 2.3 Critical lines and turning latitudes

From (3) the total wave number for a purely zonal and only  $y$ -dependent basic flow is given by

$$K_\sigma^2 := k^2 + l^2 = \frac{B_1}{\bar{U} - \sigma/k} - F. \quad (27)$$

Thus, Rossby wave propagation is possible only when the total wavenumber is real. A *critical line* is defined as a region where  $K_\sigma$  or  $q(Y)$  tends to infinity, i.e. usually where  $\sigma = \bar{U}k$ .

Rossby wave packets are refracted towards higher values of  $K_\sigma$  and a *turning latitude* is approached when  $l(Y) = q(Y) = 0$ , i.e.  $K_\sigma^2 = k^2$  (cf. Hoskins and Ambrizzi 1993, Yang and Hoskins 1996).

## 3 Results

In this section we give some examples of trapped Rossby waves in particular multiple-jet flows. First of all we need to define a suitable basic flow for our purposes.

### 3.1 Multiple-jet basic flows on the $f$ -plane

The basic flows used here must be solutions of (16). The situation becomes mathematically particular simple on a  $f$ -plane ( $\beta = 0$ ) with no surface elevation ( $F = 0$ ). Therefore we use this further approximations to the quasi-geostrophic theory to find rather simple analytical solutions of trapped Rossby waves. However, with some effort, the concepts presented in the following can be extended to the  $\beta$ -plane as well, but this will be shown later on.

Rossby waves cannot exist if there is no background potential vorticity gradient. Usually this gradient is a result of large-scale topography, basic flow shear and the  $\beta$ -effect. In our case, only the meridional shear is nonzero and therefore this shear alone is responsible for the occurrence of Rossby waves.

If stationary Rossby waves on a  $f$ -plane together with  $F = 0$  are considered, (16) reads  $\bar{U}''(y) - (\gamma y^2 - \alpha)\bar{U}(y) = 0$  with the boundary conditions given in section 2.2. Using (18), we find

$$\frac{d^2\bar{U}}{d\rho^2} + (\tilde{\mu} - \rho^2)\bar{U} = 0, \quad (28)$$

mode n	$\alpha$ anti-symm.	$\alpha$ symm.
0	2.121	0.707
1	4.949	3.535
2	7.778	6.363
3	10.606	9.192

Table 1: Eigenvalues  $\alpha$  for different modes. Here we use  $\gamma = 0.5$ ,  $\beta = c = F = 0$ .

mode n	$k$ anti-symm.	$k$ symm.
0	1.681	2.059
1	0	1.189

Table 2: Eigenvalues  $k$  for the possible trapped modal waves. Here we use  $\gamma = 0.5$ ,  $\beta = c = F = 0$ ,  $n = 1$ ,  $\alpha = 4.949$ .

where  $\tilde{\mu} = \frac{\alpha}{\gamma 0.5}$ . This again is the Schrödinger equation for a simple harmonic oscillator and the solutions are (23) and (24). The principal difference between (19) and (28) is that, for a given  $\gamma$ , the second equation is an eigenvalue problem for  $\alpha$  and the first one is an eigenvalue problem for the zonal wavenumber  $k$ .

In Fig. 1 and 2 examples of possible anti-symmetric and symmetric basic flow profiles for different modes  $n$  are shown. Note that the anti-symmetric (symmetric) basic flow has  $2n+1$  ( $2n$ ) zeros for mode  $n$ . The corresponding  $\alpha$ -eigenvalues for the different basic flows shown are given in Tab. 1.

### 3.2 Trapped modal stationary waves in a multiple-jet basic flow on the $f$ -plane

In this and the following sections we exemplarily use the anti-symmetric basic flow with  $n = 1$  and  $\alpha = 4.949$ . This is not a loss of generality and the subsequent analysis could of course have been done with one of the other possible basic flows shown in the Figs. 1 and 2.

The solutions of (19) are given by (23) and (24). However, trapped waves exist only if the eigenvalue, i.e. the zonal wavenumber  $k$ , is real. The amplitudes  $\hat{\Psi}(y)$  of all possible trapped waves are shown in Fig. 3. It is obvious that only mode  $n = 0$  and  $n = 1$  exist, for the symmetric as well as for the anti-symmetric wave type. In Tab. 2 the zonal wavenumbers of the trapped waves are shown. Figs. 4, 5, 6 and 7 show the corresponding two dimensional flow field and the perturbation streamfunction for the anti-symmetric wave with  $n = 0$  and  $n = 1$  and for the symmetric wave, also for  $n = 0$  and  $n = 1$ . For the constants  $A$  and  $B$  in (24) we used values of 0.2 in the figures.

The anti-symmetric trapped wave with mode  $n = 1$  is special since the zonal wavenumber is zero, i.e the resulting perturbation streamfunction field is zonal symmetric.

### 3.2.1 Trapped waves without boundaries

If there are no boundaries in the zonal multiple-jet flow, all the solutions shown in the Figs. 3 and 4, 5, 6, 7, respectively, satisfy the boundary conditions (20).

### 3.2.2 Trapped waves with boundaries

If a rigid boundary exists at  $y = y_B = 0$ , then only the anti-symmetric solutions satisfy the boundary conditions (21). Therefore, in this case only the trapped waves shown in the Figs. 4 and 5 exist.

## 3.3 Trapped stationary wave packets in a multiple-jet basic flow on the $f$ -plane

In this section we consider the propagation of local disturbances in form of single wave packets, i.e. a superposition of Fourier modes forming a wave with a spectrum showing a single peak (cf. Yang 1991). As in the previous section, we use for simplicity  $\gamma = 0.5$ ,  $\beta = c = F = 0$ .

The stationary wavenumber for an anti-symmetric jet flow with mode  $n = 1$  (see Fig. 1) is shown in Fig. 8. The stationary wavenumber in the situation considered is simply computed by  $K_s = (-\gamma y^2 - \alpha)^{0.5}$ . It is obvious from the Figure that only long waves with zonal wavenumbers smaller than about 2.2 are trapped. Furthermore, there is also a long wave limit for trapped wavepackets.

The meridional wavenumber  $l(y)$  is shown in Fig. 9 for a wave packet with zonal wavenumber 1. As the stationary wavenumber,  $l(y)$  can simply be computed from (15). We find  $l(y) = \pm(-\gamma y^2 - \alpha - k)^{0.5}$ .

Finally we compute the wave packet path by integrating (4) and (5) numerically by a fourth order Runge-Kutta-scheme. We assume here a flow without boundaries, otherwise (10) to (13) have to be applied (cf. Harlander et al. 1999). The ray of wave action radiation shown in Fig. 10 is rather bizarre. At the lines where  $\bar{U}(y) = 0$  the meridional wavenumber  $l(y)$  needs to change sign, otherwise such lines would be critical lines. This means that  $l(y)$  is a non-continuous function of  $y$  and that the ray path is continuous but not differentiable. However, it appears to be difficult to compute the correct ray paths numerically close to such lines; further investigations are necessary. It should be mentioned that lines where  $\bar{U}(y) = 0$  are no critical lines since there also  $\bar{U}''(y) = 0$ ; thus  $q(y)$  defined by (15) remains finite.

It is clear from Fig. 10 that wave packets in such a flow are trapped not only in the meridional but also in the zonal direction since the ray path forms a closed curve. However, the situation changes if a reflective boundary would be placed at  $y = 0$ . Then, due to reflection, wave action would propagate towards the west north of the wall and towards the east south of the wall.

## 3.4 Multiple-jet basic flows on the $\beta$ -plane

Finally, we consider the more general problem of trapped stationary Rossby waves on the  $\beta$ -plane. The only difference to the analysis performed so far is that now the eigenvalue problem (16) is more complicated since the differential equation which needs to be solved

$\alpha$	$c$	symmetry	boundary	$\bar{U}(\pm\infty)$
<b>7.004936220</b>	0	yes	unbound.	0
8.644848507	0	yes	unbound.	0
<b>3.72608</b>	1	no	south. bound.	1
5.578205	1	no	south. bound.	1
4.384451	1	no	north. bound.	1
<b>3.0691317</b>	-1	yes	unbound.	-1
8.952587830	-1	yes	unbound.	-1
3.04861	-1	no	south. bound.	-1
<b>6.5794259</b>	-1	no	north. bound.	-1

Table 3: The first eigenvalues  $\alpha$  for different phase speeds on the  $\beta$ -plane. Here we use  $\gamma = 0.5$ ,  $\beta = 1$  and  $F = 0$ . Note that no anti-symmetric unbounded flows can be found, that for  $c = 0$  no bounded flows can be found and that for  $c = 1$  no symmetric flows can be found. The eigenfunctions corresponding to the eigenvalues emphasized are shown.

to find suitable basic flows is nonhomogeneous and reads

$$\frac{d^2\bar{U}}{d\rho^2} + (\tilde{\mu} - \rho^2)\bar{U} = \beta\gamma^{-\frac{1}{2}}. \quad (29)$$

A general solution can be constructed in the following way (see e.g. Polyanin and Zaitsev 1995): Let  $\bar{U}_1 = {}_1F_1(0.25[1 - \tilde{\mu}]; 0.5; \rho^2)$  and  $\bar{U}_2 = \rho {}_1F_1(0.25[3 - \tilde{\mu}]; 1.5; \rho^2)$  be the linearly-independent solutions of the corresponding homogeneous equation. Then the general solution is given by the formula

$$\bar{U}(\rho) = A\bar{U}_1 + B\bar{U}_2 + \bar{U}_2 \int \frac{\bar{U}_1\beta\gamma^{-\frac{1}{2}}}{W} d\rho - \bar{U}_1 \int \frac{\bar{U}_2\beta\gamma^{-\frac{1}{2}}}{W} d\rho, \quad (30)$$

where  $W = \bar{U}_1\bar{U}_2' - \bar{U}_2\bar{U}_1'$  is the Wronskian. Unfortunately, the integrals on the right-hand side of (30) do not exist in closed form and therefore analytical solutions of (29) are not available.

There are two possibilities to solve the eigenvalue problem (29). The first one is to compute (30) for different  $\tilde{\mu}$  to find the eigenvalues via the boundary conditions. We find that it is more efficient to solve (29) directly by the Runge-Kutta method using different  $\tilde{\mu}$ . Again, the eigenvalues are determined by using the boundary conditions. However, both methods do not guarantee that all eigenvalues can be found. We used (30) to verify our found solutions for the problem on the  $\beta$ -plane. Furthermore, we tested our numerical procedure by computing the eigenvalues of the  $f$ -plane situation, where the true solutions are known.

In Tab. 3 we show the lowest eigenvalues  $\alpha$  ( $\tilde{\mu} = \alpha\gamma^{-\frac{1}{2}}$ ) for  $\beta = 1$ ,  $c = -1, 0, 1$ . Note that in contrast to the  $f$ -plane situation no unbounded anti-symmetric basic flows can be found. Furthermore, for  $c = 0$  only symmetric flows can be found and for  $c = 1$  only northern and southern bounded flows do exist. It is also important to note that for  $c = 0$  the lowest eigenvalues are relatively large, i.e. the first symmetric modes of the  $f$ -plane case do not exist for  $\beta = 1$ . The eigenfunctions corresponding to the eigenvalues emphasized in Tab. 3 are shown in Fig. 11. Two unbounded symmetric basic flows as well as two bounded

flows are shown for different values of the phase velocity. When first the basic flows are determined, the analysis of trapped modal waves is exactly the same as in the  $f$ -plane situation, described in the sections 3.2 and 3.3. However, the investigation of trapped modal waves for different jet-flows on the  $\beta$ -plane will be presented in a forthcoming paper.

## 4 Summary and conclusions

Using a linear barotropic quasigeostrophic model, it is found that stationary trapped modal waves and trapped wave packets exist in multiple-jet basic flows. We showed that on a  $f$ -plane fully analytical solutions to the problem can be found. Nevertheless, the results can readily be extended to the  $\beta$ -plane also for non-stationary Rossby waves, then, however, suitable basic flows need to be computed numerically.

In the simplest case, the equation defining the basic flow as well as the equation for the amplitude of the trapped waves is equivalent to the equation of a one-dimensional harmonic oscillator. The equations define two eigenvalue problems. The solutions can be written in form of Confluent Hypergeometric Functions or Hermite Polynomials and the eigenvalues of the amplitude equation are the zonal wavenumbers of the trapped waves.

A specific feature of the basic flows computed is that the only critical lines (defined as regions, where the meridional wavenumber becomes infinite) existing are situated at infinity, though multiple-jet basic flows may have several zeros in the interval  $[-\infty, +\infty]$ . The reason for this is that when  $\bar{U}(y) = 0$ , also  $\bar{U}''(y) = 0$  and therefore, even for stationary waves, the meridional wavenumber  $l(y)$  remains finite, except at  $\pm\infty$ .

Using WKB-techniques, we also computed trapped Rossby wave packets in the flow. Rossby wave packets may cross such "pseudo critical lines" but the direction of energy propagation changes in a non-smooth way at these lines.

We considered free propagating waves as well as waves in flows bounded by a single rigid wall oriented in the zonal direction. In the second case, only anti-symmetric trapped modal wave solutions are consistent with the boundary condition of vanishing wave amplitude at the wall. Without any boundary, Rossby wave packets are trapped in zonal and meridional direction, i.e. the ray of propagation is a closed curve. On the other hand, when the reflective wall is applied, wave action may propagate in zonal direction along the boundary.

In the study presented, no dispersion curves are computed, in contrast e.g. to Zimmermann 1990, Schönfeldt 1999 or Harlander et al. 1999. The reason for this is that due to our demand to find trapped waves analytically, the basic flows considered depend on the frequency. It is not clear a priori if actually trapped modal waves with different phase speeds exist e.g. for the basic flows shown for  $c = 0$  (Figs. 1, 2). However, this important point will be discussed elsewhere.

## APPENDIX

We will briefly show how to transform (19) to the Confluent Hypergeometric Equation and further the connection between Hermite Polynomials and the Confluent Hypergeometric Functions. Details can be found e.g. in Seaborn (1991).

Inserting  $\hat{\Psi}(\rho) = f(\rho) \exp g(\rho)$  in (19) we find

$$f'' + 2g'f' + (\mu - \rho^2 + g'^2 + g'')f = 0. \quad (31)$$

Since the factor in parentheses should be a constant,  $g = \pm 1/2\rho^2$ . We choose the negative sign, otherwise the solution would diverge for large  $\rho$ . Then we use  $s = \rho^2$  and obtain

$$sf''(s) + \left(\frac{1}{2} - s\right)f'(s) - \frac{1}{4}(1 - \mu)f(s) = 0. \quad (32)$$

This is the Confluent Hypergeometric Equation and the solutions are (24).

The Hermite Polynomials can be defined as

$$H_n(\rho) = \frac{n!(-1)^{-\frac{1}{2}n}}{\left(\frac{n}{2}\right)!} {}_1F_1\left(-\frac{n}{2}; \frac{1}{2}; \rho^2\right) \quad \text{for even } n \quad (33)$$

$$H_n(\rho) = \frac{2n!(-1)^{\frac{1}{2}(1-n)}}{\left(\frac{n-1}{2}\right)!} \rho {}_1F_1\left(-\frac{n-1}{2}; \frac{3}{2}; \rho^2\right) \quad \text{for odd } n. \quad (34)$$

They solve Hermite's equation

$$H_n''(\rho) - 2\rho H_n'(\rho) + 2nH_n(\rho) = 0. \quad (35)$$

The solutions to (19) can then be written as

$$\hat{\Psi}(\rho) = N_n H_n(\rho) \exp\left(-\frac{1}{2}\rho^2\right), \quad (36)$$

where  $N_n = \pi^{-\frac{1}{4}} 2^{-\frac{1}{2}n} (n!)^{-\frac{1}{2}}$ .

Campbell L.J. and S.A. Maslowe 1998: Forced Rossby wave packets in barotropic shear flows with critical layers. *Dyn. Atmos. Oceans*, **28**, 9-37.

Chang P. and S.G.H. Philander 1989: Rossby wave packets in baroclinic mean currents. *Deep-Sea Research*, **36**, 17-37.

Condie S.A. and P.B. Rhines 1994: A convective model for the zonal jets in the atmosphere of Jupiter and Saturn. *Nature*, **367**, 711-713.

Harlander U. and W. Metz 1998: Rossby wave propagation in a bounded ocean current. *Wiss. Mitt. des LIM und des IFT, Leipzig*, **9**, 130-148. [ Available from Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, D-04177 Leipzig, Germany. ]

Harlander U., H.-J. Schönfeldt and W. Metz 1999: Rossby waveguides in high-latitude shear flows with boundaries. *Submitted to J. Geophys. Res.*

Hoskins B.J. and D.J. Karoly 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179-1196.

Hoskins B.J. and T. Ambrizzi 1993: Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661-1671.

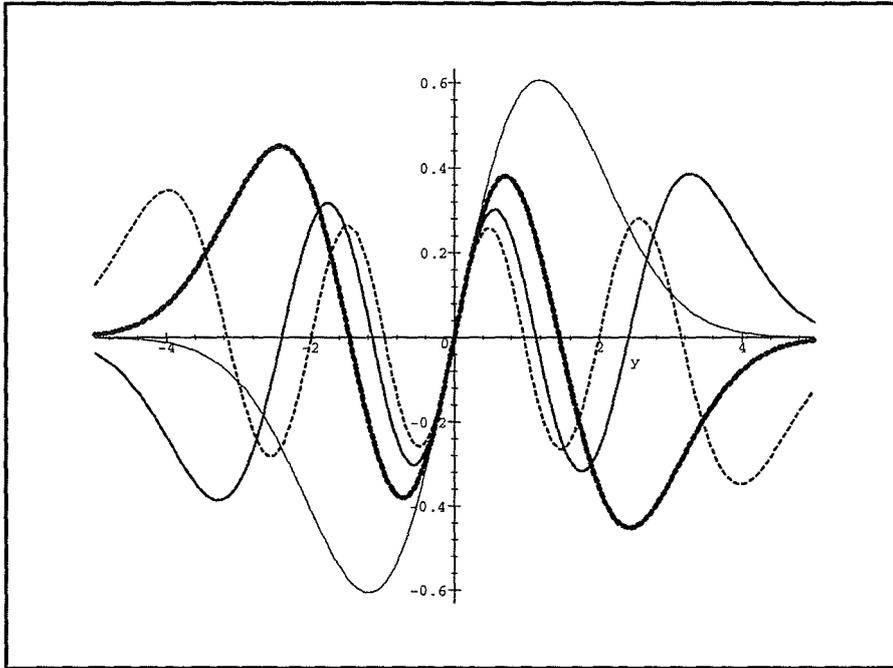
Ingersoll A.P. 1990: Atmospheres of the giant planets. *The New Solar System*, eds. J.K. Beatty and A. Chaikin, 139-152.

Karoly D.J. 1983: Rossby wave propagation in a barotropic atmosphere. *Dyn. Atmos. Oceans*, **7**, 111-125.

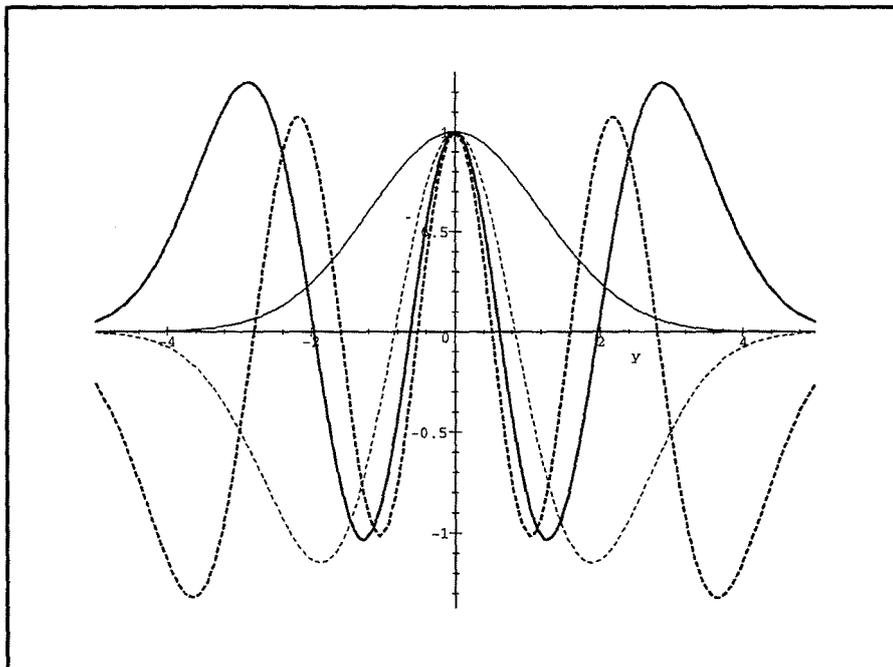
- Limaye S.S. 1986: *Icarus*, **65**, 335-352.
- Longuet-Higgins M.S. 1968: The eigenfunctions of Laplace's tidal equations on the sphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A262**, 511.
- Matsuno T. 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **44**, 25-43
- Nezlin M.V. and E.N. Snezhkin 1993: *Rosby vortices, spiral structures, solitons*. Springer-Verlag, Springer Series in Nonlinear Dynamics, 223pp.
- Olver F.W.J. 1997: *Asymptotics and special functions*. A K Peters, 572pp.
- Pedlosky J. 1987: *Geophysical fluid dynamics*. Springer Verlag, 710pp.
- Polyanin A.D. and V.F. Zaitsev 1995: *Handbook of exact solutions for ordinary differential equations*. CRC press, 707pp.
- Schönfeldt H.-J. 1999: Der Zirkumpolarstrom als Wellenleiter für Rossby-Wellen. *Wiss. Mitt. des LIM und des IFT, Leipzig*, **12**, 156-169. [ Available from Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, D-04177 Leipzig, Germany. ]
- Seaborn J.B. 1991: *Hypergeometric Functions and their applications*. Springer-Verlag, Texts in Applied Mathematics 8, 250pp.
- Sinha B. and K.J. Richards 1999: Jet structure and scaling in southern ocean models. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1143-1155.
- Volland H. 1988: *Atmospheric tidal and planetary waves*. Kluwer Academic Publisher, Atmospheric science library, 348pp.
- Williams G.P. 1978: Planetary circulations: Barotropic representation of Jovian and terrestrial turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1399-1426.
- Yang H. 1991: *Wave packets and their bifurcations in geophysical fluid dynamics*. Springer Verlag, Appl. Math. Sci. 85, 247pp.
- Yang G.-Y. and B.J. Hoskins 1996: Propagation of Rossby waves of nonzero frequency. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2365-2378.
- Zimmermann G. 1990: Global Rossby waves in the presence of barotropic zonal flows. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **63**, 165-169.

Dr. Uwe Harlander  
 Universität Leipzig  
 LIM-Institut für Meteorologie  
 Stephanstr. 3  
 04103 Leipzig  
 e-mail: uwehar@dynamics.meteo.uni-leipzig.de

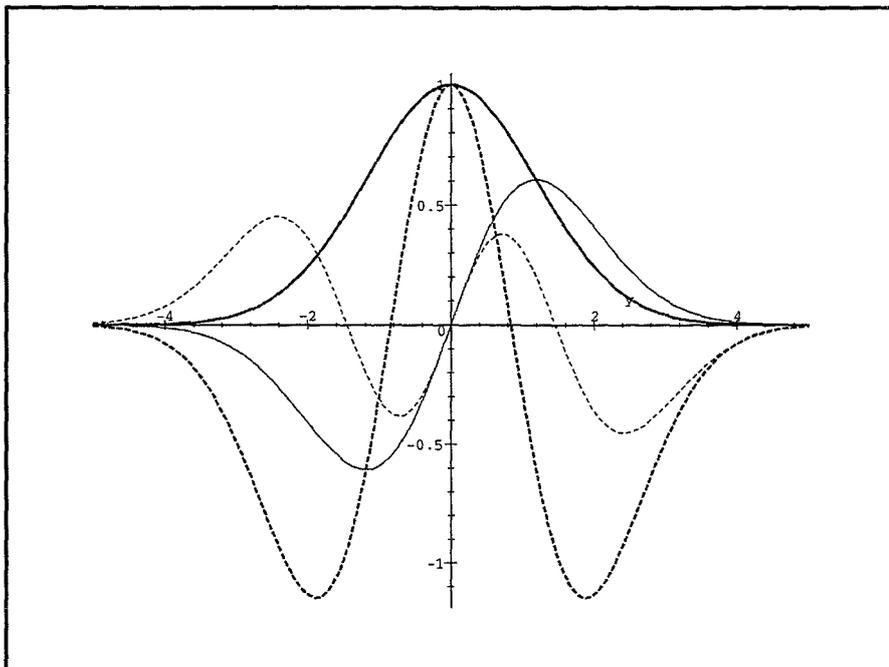
**Figure 1:** Examples of possible anti-symmetric multiple-jet basic flows with  $n = 0, 1, 2, 3$  for  $\gamma = 0.5$ ,  $\beta = c = F = 0$ . Note that  $\bar{U} = 0$  for  $y = \pm\infty$  and for  $y = 0$ . The basic flow shown by the fat solid line is used to compute trapped modal waves on the  $f$ -plane.



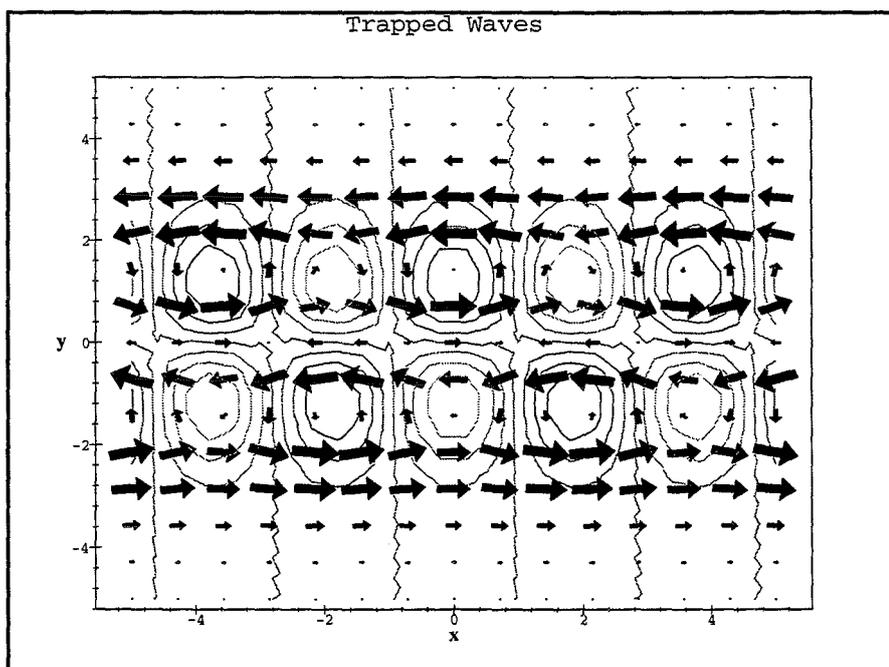
**Figure 2:** Examples of possible symmetric multiple-jet basic flows with  $n = 0, 1, 2, 3$  for  $\gamma = 0.5$ ,  $\beta = c = F = 0$ . Note that  $\bar{U} = 0$  for  $y = \pm\infty$  and  $\bar{U} = 1$  for  $y = 0$ .



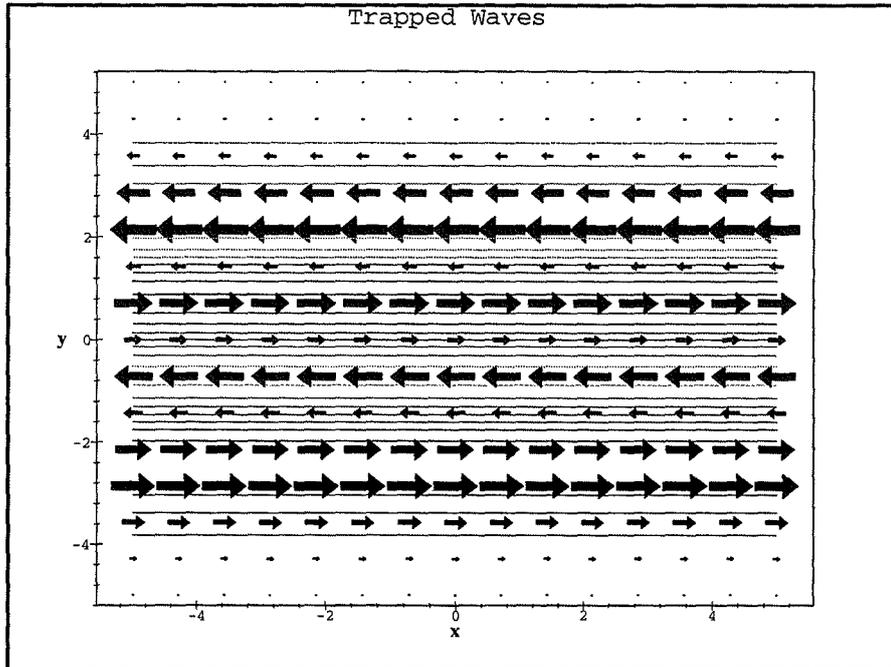
**Figure 3:** Amplitude  $\hat{\Psi}(y)$  of trapped, symmetric and anti-symmetric modal Rossby waves.



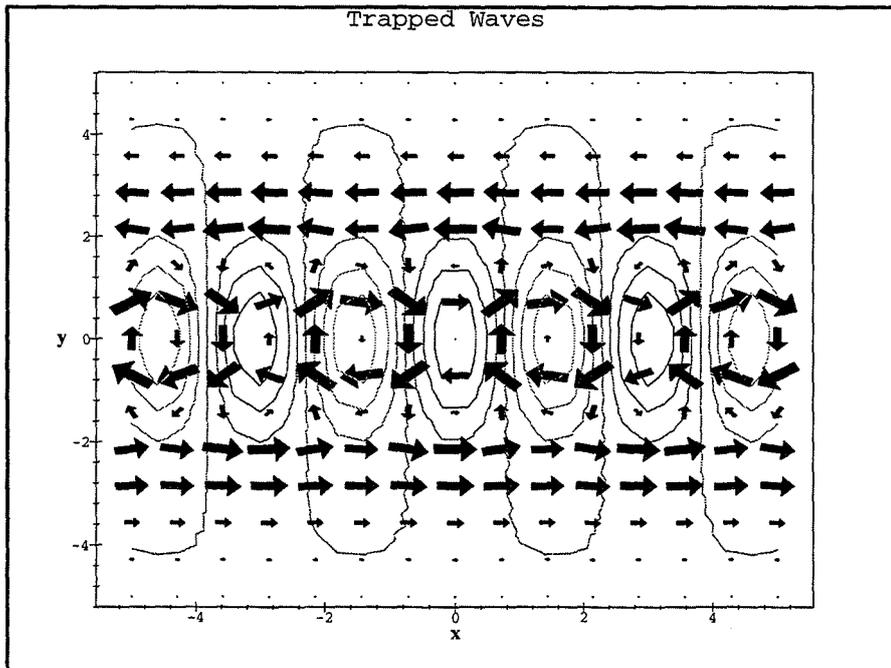
**Figure 4:** Perturbation streamfunction and velocity field (perturbation plus basic flow) of the anti-symmetric trapped wave with mode  $n = 0$  and zonal wavenumber  $k = 1.681$ .



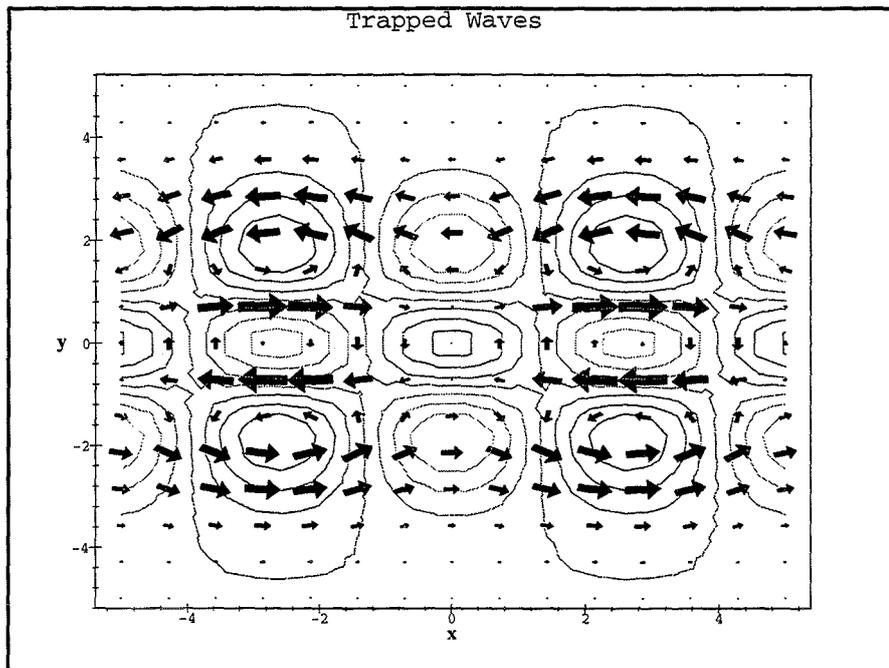
**Figure 5:** Perturbation streamfunction and velocity field (perturbation plus basic flow) of the anti-symmetric trapped wave with mode  $n = 1$  and zonal wavenumber  $k = 0$ .



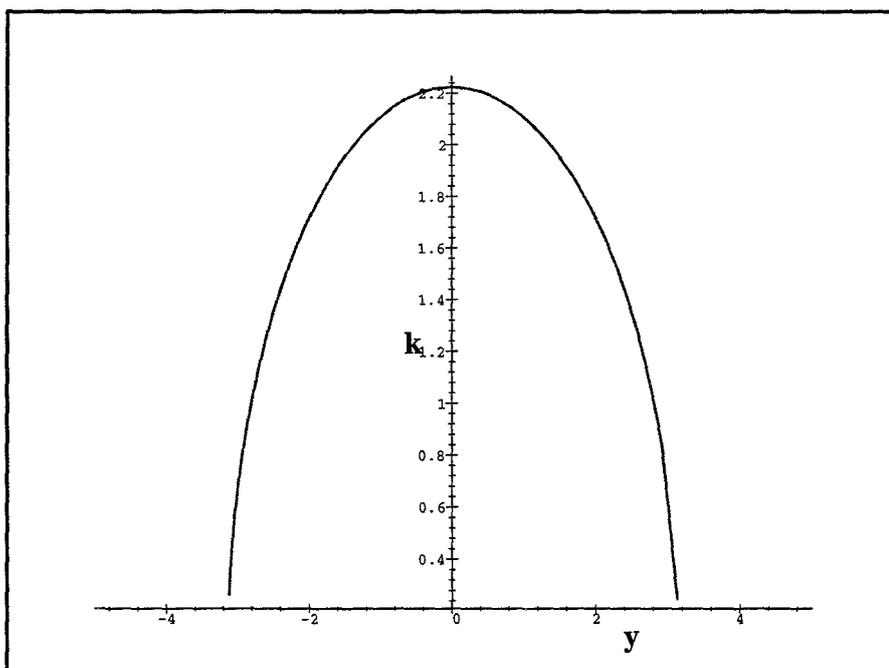
**Figure 6:** Perturbation streamfunction and velocity field (perturbation plus basic flow) of the symmetric trapped wave with mode  $n = 0$  and zonal wavenumber  $k = 2.059$ .



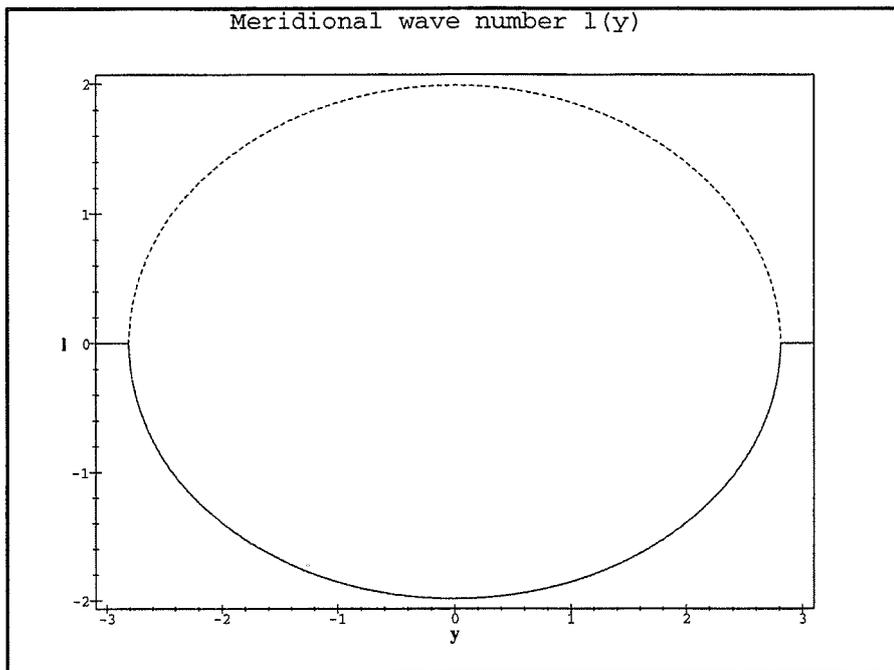
**Figure 7:** Perturbation streamfunction and velocity field (perturbation plus basic flow) of the symmetric trapped wave with mode  $n = 1$  and zonal wavenumber  $k = 1.189$ .



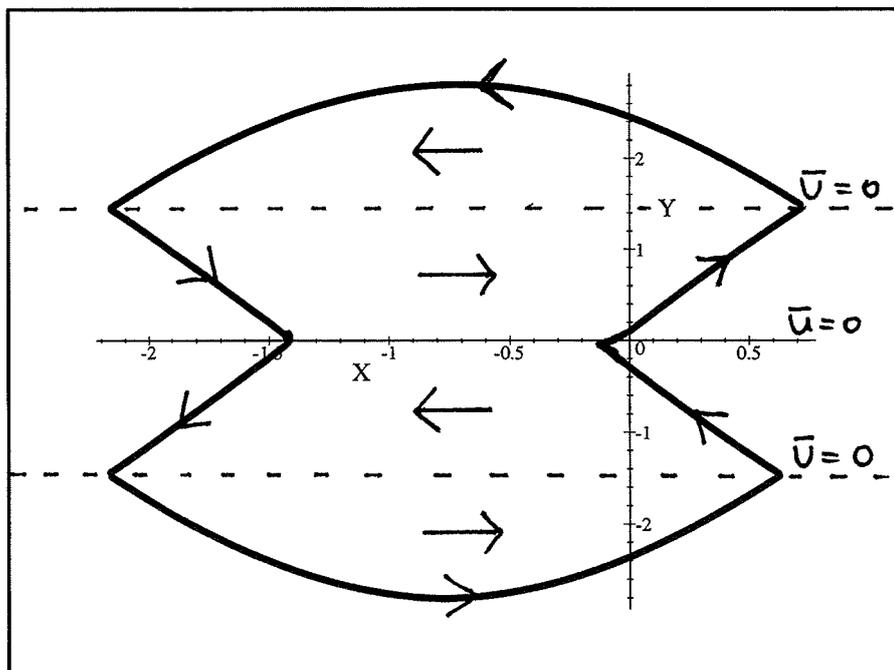
**Figure 8:** Stationary wavenumber for the anti-symmetric multiple-jet flow ( $n = 1$ ) showing the position of the turning latitudes.



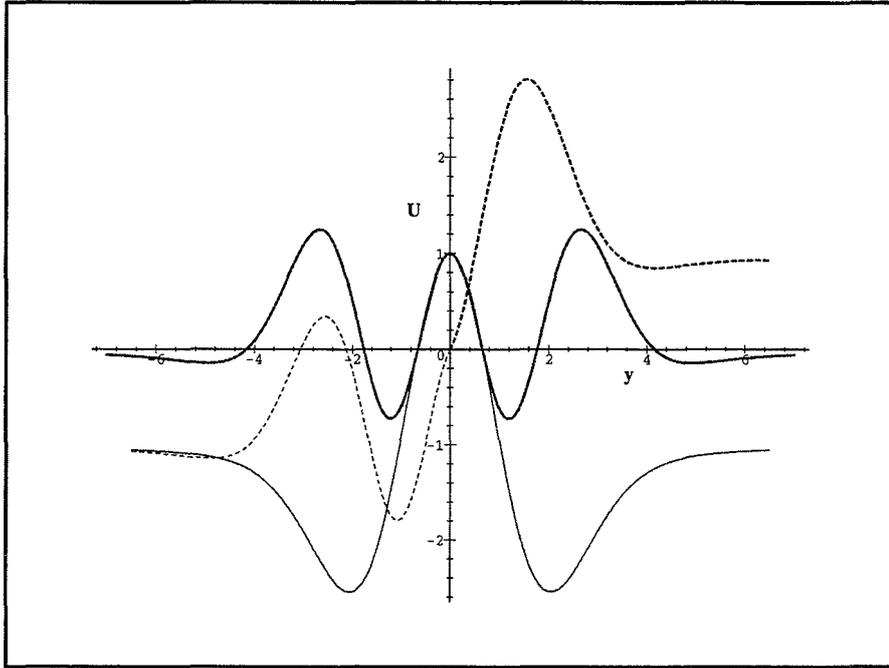
**Figure 9:** The two branches of the meridional wavenumber  $l$  as a function of  $y$ . Note that  $l$  changes sign when  $\bar{U} = 0$ .



**Figure 10:** Ray path of a trapped Rossby wave packet with zonal wavenumber  $k = 1$ . The wave packet changes its direction of propagation at the lines  $\bar{U} = 0$ .



**Figure 11:** Different possible multiple-jet basic flows for  $\gamma = 0.5$ ,  $\beta = 1$ ,  $F = 0$  and  $c = 0, \alpha = 7.004936220$  (fat solid line),  $c = 1, \alpha = 3.72608$  (fat dashed line),  $c = -1, \alpha = 3.0691317$  (thin solid line) and  $c = -1, \alpha = 6.5794259$  (thin dashed line).



# Two numerical solutions for the stochastic collection equation

Martin Simmel

## Abstract

Two different methods are used to solve the stochastic collection equation (SCE) numerically. They are called linear discrete method (LDM) and bin shift method (BSM), respectively. Conceptually, both of them are similar to the well-known discrete method (DM) of Kovetz and Olund. For LDM and BSM, their concept is extended to two prognostic moments. Therefore, the "splitting factors" (which are constant in time for DM) become time-dependent for LDM and BSM.

Simulations are shown for the Golovin kernel (for which an analytical solution is available) and the hydrodynamic kernel after Hall. Different bin resolutions and time steps are investigated. As expected, the results become better with increasing bin resolution. LDM and BSM do not show the anomalous dispersion which is a weakness of DM.

## Zusammenfassung

Es werden zwei verschiedene Methoden zur numerischen Lösung der "Gleichung für stochastisches Einsammeln" (stochastic collection equation, SCE) vorgestellt. Sie werden als Lineare Diskrete Methode (LDM) bzw. Bin Shift Methode (BSM) bezeichnet. Konzeptuell sind beide der bekannten Diskreten Methode (DM) von Kovetz und Olund ähnlich. Für LDM und BSM wird deren Konzept auf zwei prognostische Momente erweitert. Für LDM und BSM werden die "Aufteil-Faktoren" (die für DM zeitlich konstant sind) dadurch zeitabhängig.

Es werden Simulationsrechnungen für die Koaleszenzfunktion nach Golovin (für die eine analytische Lösung existiert) und die hydrodynamische Koaleszenzfunktion nach Hall gezeigt. Verschiedene Klassenaufösungen und Zeitschritte werden untersucht. Wie erwartet werden die Ergebnisse mit zunehmender Auflösung besser. LDM und BSM zeigen nicht die anomale Dispersion, die eine Schwäche der DM ist.

## 1 Introduction

For the description of the warm cloud microphysics, the drop growth via collision and coalescence is the prevailing process for drops larger than  $20 \mu\text{m}$  in radius. The coalescence is described by the stochastic collection equation (SCE). The SCE can be solved analytically for various kernels and initial distributions (GOLOVIN 1963, SCOTT 1968) but not for the hydrodynamic kernel. Numerical solutions of the SCE are given by various authors (KOVETZ AND OLUND 1969, BLECK 1970, BERRY AND REINHARDT 1974, HALL 1980, TZIVION ET AL. 1987, 1999, CHEN AND LAMB 1994, SEESSELBERG ET AL. 1996, BOTT 1998). If analytical solutions are available, they are used to evaluate the numerical methods.

One can distinguish different approaches. A main difference between the different numerical models is the number of prognostic moments used. Some use only one prognostic moment in each bin (e. g. the drop number concentration or the liquid water content), some use two moments (e. g. both of them). In a one-moment model the average mass

in each bin is fixed, whereas in a two-moment model it can vary within the borders. This is one of the most important advantages of models using two-moment methods.

Two different two-moment approaches are presented which are conceptually and mathematically relatively simple. The loss terms are calculated in the same way for both of the methods. The first one we want to call linear discrete method (LDM) because it is related to the discrete method of KOVETZ AND OLUND (1969) and the gain terms are calculated via a linear approximation of the droplet distribution. The second one is a two step procedure. In a first step, each gain term is assigned to one single bin. In a second step, a certain part of the gain term is shifted to a neighbouring bin. This is a modification of the concept of CHEN AND LAMB (1994). We call it bin shift method (BSM). Both methods are compared to the discrete method (DM) of KOVETZ AND OLUND (1969).

SEESSELBERG ET AL. (1996) follow a totally different concept. Their stochastic approach is based directly on the stochastic process of colliding drops and not on the SCE. Every single collision in a given volume is considered. Although the results are physically almost perfect, the stochastic method cannot be implemented in cloud models because of the extremely long computing times (several hours compared to some minutes for "fast" spectral models based on the SCE). The merit of this method is that it can serve as a benchmark for the simulation results of the faster spectral models, especially when hydrodynamic kernels are used, for which no analytical solutions are available. SEESSELBERG ET AL. (1996) compare the solutions of the stochastic approach to results obtained with the models following BERRY AND REINHARDT (1974) and KOVETZ AND OLUND (1969), slightly modified, respectively. They conclude that the DM of KOVETZ AND OLUND (1969) shows anomalous dispersion despite their own slight modification. Due to the use of two prognostic moments, the two-moment methods presented here do not suffer from this dispersion although the concept followed is very similar.

## 2 Equation for the moments

The coalescence process is described by the stochastic collection equation (SCE, e. g. PRUPPACHER AND KLETT 1997). It can be written in the form

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = & \frac{1}{2} \int_0^x n(x-y, t)n(y, t)K(x-y, y)dy \\ & - n(x, t) \int_0^\infty n(y, t)K(x, y)dy \end{aligned} \quad (1)$$

where  $n(x, t)dx$  is the number of drops  $\epsilon [x, x + dx]$  per unit volume at time  $t$  and  $K(x, y)$  is the collection kernel.

A single drop of mass  $x$  belongs to bin  $k$  if

$$x_k \leq x < x_{k+1} \quad (2)$$

with  $x_{k+1} = px_k$  and  $p = const > 1$ . In our simulations we use  $p = 2, 2^{1/2}, 2^{1/4}$  and  $x_1 = \frac{4}{3}\pi r_1^3 \rho_l$  with  $r_1 = 1 \mu\text{m}$  and  $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ . The centre of the interval  $k$  is given by  $\hat{x}_k = (x_k + x_{k+1})/2$ .

The  $l$ th moment of the distribution function  $n(x, t)$  in bin  $k$  is defined as

$$M_k^l = \int_{x_k}^{x_{k+1}} x^l n(x, t) dx \quad (3)$$

After multiplying (1) with  $x^l$  and integrating over each bin  $k$ , we obtain a set of prognostic equations for the moments in each bin  $k$ :

$$\begin{aligned} \frac{dM_k^l(t)}{dt} &= \frac{1}{2} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \int_{x_1}^x n(x-y, t) n(y, t) K(x-y, y) dy \\ &\quad - \sum_{j=1}^{J_{Max}} \int_{x_k}^{x_{k+1}} x^l n(x, t) dx \int_{x_j}^{x_{j+1}} n(y, t) K(x, y) dy \end{aligned} \quad (4)$$

with  $J_{Max}$  being the number of bins defined. The first term on the right-handed side describes the gain of bin  $k$  due to collisions that result in drops belonging to bin  $k$  (gain term). The second term describes the loss of bin  $k$  caused by the collision of a drop of bin  $k$  with another drop (loss term).

This set of equations has to be solved numerically. For DM, the 0th moment ( $M_k^0 = N_k$ , drop number density in  $\text{m}^{-3}$ ) in each bin  $k$  is the prognostic variable. For LDM and BSM, the 0th moment and the 1st moment ( $M_k^1 = M_k$ , liquid water content in  $\text{kg m}^{-3}$ ) in each bin  $k$  are the prognostic fields.

### 3 Solution of the equation

To solve the SCE, the gain and loss terms are considered separately. A simple Euler scheme is used for the time integration.

$$N_k(t + \Delta t) = N_k(t) + \Delta_{gain} N_k(t) - \Delta_{loss} N_k(t) \quad (5)$$

$$M_k(t + \Delta t) = M_k(t) + \Delta_{gain} M_k(t) - \Delta_{loss} M_k(t) \quad (6)$$

For DM, only the terms concerning the 0th moment  $N$  are considered (eq. (5)).

#### 3.1 The loss term

First, we consider the second term on the right-handed side of (4). It describes the loss of the  $l$ th moment of bin  $k$  caused by the collision of drops out of the bins  $k$  and  $j$ , respectively. The interaction of each pair of bins  $k, j$  for moment  $l$  is

$$WM_{kj}^l(t) = \int_{x_k}^{x_{k+1}} x^l n(x, t) dx \int_{x_j}^{x_{j+1}} n(y, t) K(x, y) dy \quad (7)$$

The interaction term can be approximated by

$$WM_{kj}^l(t) \approx K_{k,j} \int_{x_k}^{x_{k+1}} x^l n(x, t) dx \int_{x_j}^{x_{j+1}} n(y, t) dy \quad (8)$$

$$= K_{k,j} M_k^l(t) M_j^0(t) \quad (9)$$

with  $K_{k,j} = K(\hat{x}_k, \hat{x}_j)$ . We use the interaction terms for  $l = 0, 1$

$$WN_{kj}(t) = K_{k,j} N_k(t) N_j(t) \quad \text{for } l = 0 \quad (10)$$

$$WM_{kj}(t) = K_{k,j} M_k(t) N_j(t) \quad \text{for } l = 1 \quad (11)$$

Therefore, the loss terms for bin  $k$  are

$$\Delta_{loss} N_k(t) = \sum_{j=1}^{J_{Max}} WN_{kj}(t) \Delta t \quad (12)$$

$$\Delta_{loss} M_k(t) = \sum_{j=1}^{J_{Max}} WM_{kj}(t) \Delta t \quad (13)$$

For DM, only (10) and (12) are used.

### 3.2 The gain term

Determining the gain term is mathematically more demanding than calculating the loss term because of the double integral in the SCE. By introducing the "splitting factors"  $G_{kij}$  and  $H_{kij}$ , the gain terms for bin  $k$  can be written as

$$\Delta_{gain} N_k(t) = \sum_{i=2}^{J_{Max}} \sum_{j=1}^{i-1} G_{kij} W N_{ij}(t) \Delta t + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{J_{Max}} G_{kii} W N_{ii}(t) \Delta t \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{gain} M_k(t) = & \sum_{i=2}^{J_{Max}} \sum_{j=1}^{i-1} H_{kij} (W M_{ij}(t) + W M_{ji}(t)) \Delta t \\ & + \sum_{i=1}^{J_{Max}} H_{kii} W M_{ii}(t) \Delta t \end{aligned} \quad (15)$$

The first term on the right-handed side of each equation describes the gain due to collisions of drops  $i > j$ , the second term describes the gain due to collisions of equal-sized drops  $i$ . The problem reduces to finding the appropriate "splitting factors"  $G_{kij}$  and  $H_{kij}$  for every possible collision. In most of the cases,  $G_{kij} = H_{kij} = 0$ .  $G_{kij} \neq 0$  ( $H_{kij} \neq 0$ ) means that a collision of two drops out of the bins  $i$  and  $j$ , respectively, contributes to bin  $k$  in terms of  $N$  ( $M$ ).

In the following, we describe three different ways of numerically determining  $G_{kij}$  and  $H_{kij}$ . First, we review the discrete method of KOVETZ AND OLUND (1969). Due to the so-called anomalous dispersion of the discrete method, a slight modification was proposed by SEESSELBERG ET AL. (1996). The discrete method is a one-moment scheme with a fixed average mass in each bin. Therefore, we only have to consider (14) and to determine  $G_{kij}$ .

Then, we explain two conceptually similar methods. Like DM, both of our solutions are mathematically relatively simple. The solution for the gain term of (4) is derived by posing the question to which bin(s) the loss terms of other bins contribute. This question can be answered by looking at the sum of the masses of the two drops colliding. In contrast to DM, the splitting factors are time-dependent for LDM and BSM. This leads to a more realistic description of the coalescence process.

#### 3.2.1 Discrete method

Two drops out of the bins  $k$  and  $j$  collide and form a new drop of mass  $x_n$  with

$$x_k + x_j \leq x_n \leq x_{k+1} + x_{j+1} \quad (16)$$

For  $k \neq j$  we can find bins  $i$  and  $i + 1$  with

$$x_i \leq x_k + x_j \leq x_{i+1} \leq x_{k+1} + x_{j+1} \leq x_{i+2} \quad (17)$$

The contributions resulting from the collisions of drops out of the bins  $k$  and  $j$  have to be split up into the bins  $i$  and  $i + 1$ . Number conservation yields

$$G_{ikj} + G_{i+1kj} = 1 \quad (18)$$

and mass conservation

$$G_{ikj} \hat{x}_i + G_{i+1kj} \hat{x}_{i+1} = \hat{x}_k + \hat{x}_j \quad (19)$$

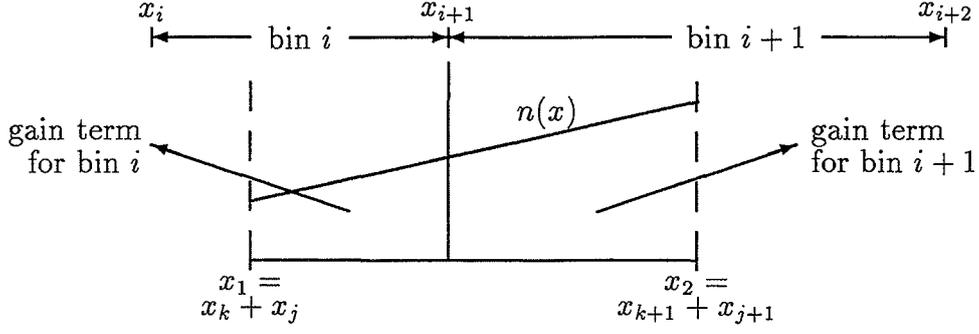


Figure 1: The linear approximation to the distribution of the loss terms of bins  $k, j$  because of their interaction with each other is used to calculate the part of the source terms for the bins  $i$  and  $i + 1$  caused by this interaction.

For  $k = j$ , one single bin  $i$  is found with

$$x_i = 2x_k \text{ and } x_{i+1} = 2x_{k+1} \quad (20)$$

because of the choice of  $p$ .  $G_{ikj} = 1$  in this case.

Due to the anomalous dispersion of the discrete method, SEESSELBERG ET AL. (1996) replaced (18) by the following condition

$$G_{ikj}\hat{x}_i^2 + G_{i+1kj}\hat{x}_{i+1}^2 = (\hat{x}_k + \hat{x}_j)^2 \quad (21)$$

This modification is used in the simulations presented here. For  $k \neq j$ , this leads to

$$G_{ikj} = \begin{cases} \left( \frac{\hat{x}_k + \hat{x}_j}{\hat{x}_i} \right) \left( \frac{\hat{x}_{i+1} - (\hat{x}_k + \hat{x}_j)}{\hat{x}_{i+1} - \hat{x}_i} \right) & \text{if } \hat{x}_i \leq \hat{x}_k + \hat{x}_j < \hat{x}_{i+1} \\ \left( \frac{\hat{x}_k + \hat{x}_j}{\hat{x}_i} \right) \left( \frac{\hat{x}_k + \hat{x}_j - \hat{x}_i}{\hat{x}_i - \hat{x}_{i-1}} \right) & \text{if } \hat{x}_{i-1} \leq \hat{x}_k + \hat{x}_j < \hat{x}_i \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (22)$$

### 3.2.2 Linear discrete method

The "gain bins"  $i$  and  $i + 1$  for a collision of two drops out of the bins  $k$  and  $j$  are determined in the same way as for DM. For  $k = j$ ,  $G_{ikj} = H_{ikj} = 1$  if (20) is true and  $G_{ikj} = H_{ikj} = 0$  otherwise. The splitting of  $N$  and  $M$  between the bins  $i$  and  $i + 1$  for  $k > j$  is calculated via the linear approximation described in appendix A. It is applied with

$$x_1 = x_k + x_j \quad (23)$$

$$x_2 = x_{k+1} + x_{j+1} \quad (24)$$

$$N = WN_{kj}\Delta t \quad (25)$$

$$M = (WM_{kj} + WM_{jk})\Delta t \quad (26)$$

Two colliding drops form *one* new larger drop. Therefore, in (25) *one* of the terms  $WN_{kj}$  and  $WN_{jk}$  is chosen ( $WN_{kj} = WN_{jk}$ ). The mass of the new drop is the sum of the two smaller drops, therefore we have to consider *both* terms  $WM_{kj}$  and  $WM_{jk}$  in (26) (in general  $WM_{kj} \neq WM_{jk}$ ).

After determining the parameters of the linear approximation, the gain terms are calculated analytically by integrating the linear approximation of the distribution function

from  $x_1$  to  $x_{i+1}$  (gain terms for bin  $i$ :  $\Delta_{kj}N_i, \Delta_{kj}M_i$ ) and from  $x_{i+1}$  to  $x_2$  (gain terms for bin  $i+1$ :  $\Delta_{kj}N_{i+1}, \Delta_{kj}M_{i+1}$ ), respectively, for the 0th and the 1st moment (see figure 1). Due to the time dependence of the linear approximation,  $G_{ikj}$  and  $H_{ikj}$  are time-dependent as well.

$$G_{ikj} = \Delta_{kj}N_i/(WN_{kj}\Delta t), \quad H_{ikj} = \Delta_{kj}M_i/((WM_{kj} + WM_{jk})\Delta t) \quad (27)$$

$$G_{i+1kj} = \Delta_{kj}N_{i+1}/(WN_{kj}\Delta t), \quad H_{i+1kj} = \Delta_{kj}M_{i+1}/((WM_{kj} + WM_{jk})\Delta t) \quad (28)$$

### 3.2.3 Bin shift method

In contrast to the methods described above, the interaction terms of the bins  $k, j$  are assigned only to one single bin  $i$ . This bin  $i$  is found by checking if the sum of the centres of the bins  $k, j$  belongs to bin  $i$ .

$$x_i \leq \hat{x}_k + \hat{x}_j \leq x_{i+1} \quad (29)$$

Then the terms defined in (25) and (26) are considered as gain terms for bin  $i$ . In other words, we set  $G_{ikj} = H_{ikj} = 1$  if (29) is true and  $G_{ikj} = H_{ikj} = 0$  otherwise.

In a second step, after (5) and (6) are evaluated, the bin shift (CHEN AND LAMB 1994) is applied (see appendix B).

## 4 Results and discussion

We present simulation results for the numerical methods described in the previous section. We did simulations for different resolutions ( $p = 2$  and  $p = 2^{1/4}$ ) for the Golovin kernel (GOLOVIN 1963) and for the hydrodynamic kernel after HALL (1980). As initial distribution we use the same exponential function as TZIVION ET AL. (1987, 1999).

$$n(x) = 4 \frac{N_0 x}{x_0^2} \exp[-2x/x_0] \quad (30)$$

with  $N_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$  and  $x_0 = 3.33 \cdot 10^{-12} \text{ kg}$  for the simulations with the Golovin kernel and  $N_0 = 10^8 \text{ m}^{-3}$  and  $x_0 = 10^{-11} \text{ kg}$  for the Hall kernel. This corresponds to a liquid water content of  $1 \text{ g m}^{-3}$  in both cases.

For all runs the water mass is conserved (except numerical inaccuracies).

### 4.1 Golovin kernel

Using the Golovin kernel, the SCE can be solved analytically for various initial distributions (GOLOVIN 1963, SCOTT 1968). The Golovin or "sum of mass" kernel is given as

$$K(x, y) = b(x + y) \quad (31)$$

with  $b = 1.5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$  and  $x, y$  the mass of the colliding drops. Out of all kernels for which an analytical solution of the SCE is known, the Golovin kernel is closest to the hydrodynamical kernel and therefore is a good test for the numerical method used.

Figure 2 shows the mass distribution after an integration time of 15, 30, 45, and 60 minutes for DM, LDM, and BSM compared to the analytical solution (GOLOVIN 1963) for  $p = 2$  (left) and for  $p = 2^{1/4}$  (right). For  $p = 2$ , one can clearly see the anomalous dispersion of DM, which is not shown by LDM and BSM. LDM seems to overestimate the coalescence growth, whereas BSM seems to underestimate this growth. LDM is closer

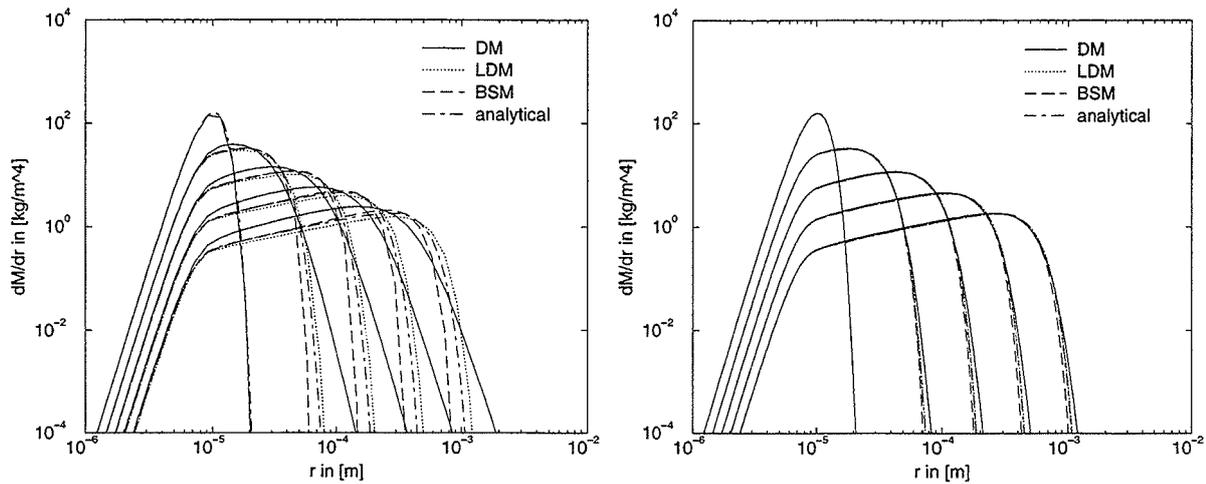


Figure 2: Mass distribution for the Golovin kernel using DM, LDM, and BSM with  $p = 2$  (left) and  $p = 2^{1/4}$  (right) compared to the analytical solution. Results are shown after 0 (initial distribution), 15, 30, 45, and 60 min., respectively, time step was 1 s.

to the analytical solution than BSM. With increasing resolution ( $p = 2^{1/4}$ , fig. 2, right), the analytic solution is approximated almost perfectly by all methods and the different solutions show nearly the same results. The time step used was 1 s.

Figure 3 shows the simulation results for LDM (left) and BSM (right) using different time steps (1 s, 3 s, and 10 s). The behaviour is the same for both of the schemes: The growth for the 10 s time increment is slightly retarded compared to the other two (1 s and 3 s), which are almost identical ( $p = 2^{1/4}$ ). This means that time steps up to 10 s can be used in the models with only small errors.

The results shown here are comparable to those presented by other authors using different numerical methods (e. g. TZIVION ET AL. 1987, 1999, SEESSELBERG ET AL. 1996, BOTT 1998, and others).

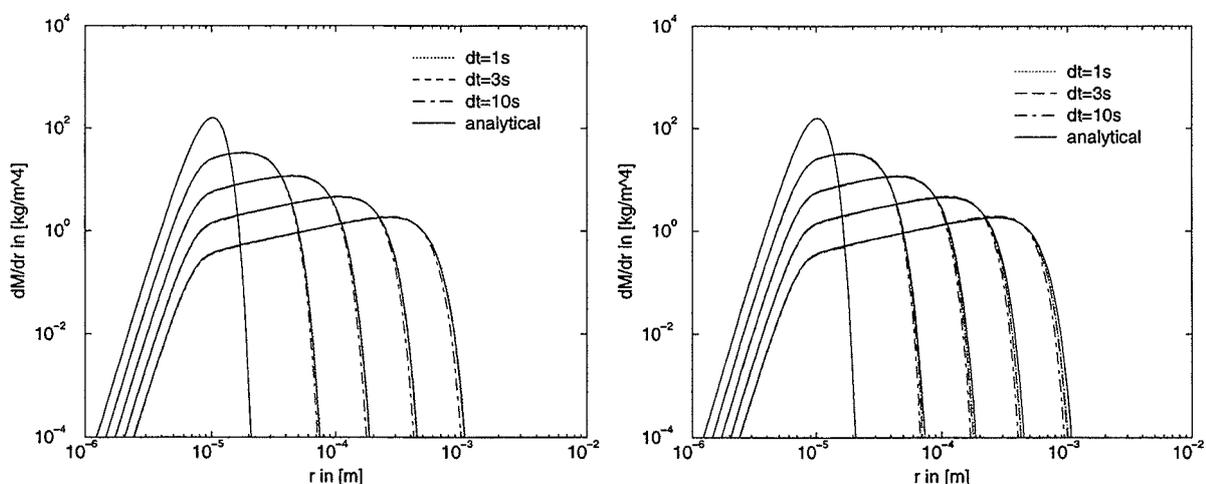


Figure 3: Mass distribution for the Golovin kernel using LDM (left) and BSM (right) with different time steps  $dt = 1$  s,  $dt = 3$  s, and  $dt = 10$  s compared to the analytical solution. Resolution was  $p = 2^{1/4}$ . Results are shown after 0 (initial distribution), 15, 30, 45, and 60 min., respectively.

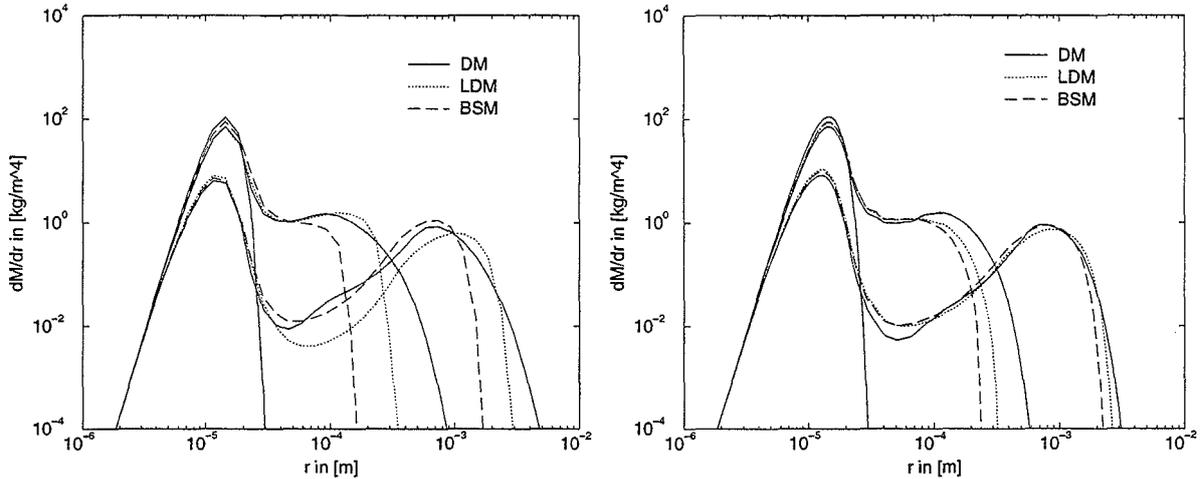


Figure 4: Mass distribution for the Hall kernel using DM, LDM, and BSM with  $p = 2$  (left) and  $p = 2^{1/4}$  (right). Results are shown after 0 (initial distribution), 20, and 40 min., respectively, time step was 1 s.

## 4.2 Hydrodynamic kernel

The hydrodynamic kernel is defined as

$$K(x, y) = \pi(r_x + r_y)^2 E_{coll}(x, y) E_{coal}(x, y) |v_x - v_y| \quad (32)$$

with the terminal fall velocity  $v$  and the collection efficiency  $E(x, y)$ , which is given as

$$E(x, y) = E_{coll}(x, y) E_{coal}(x, y) \quad (33)$$

with collision efficiency  $E_{coll}(x, y)$  and the coalescence efficiency  $E_{coal}(x, y)$ . Different datasets and theoretical investigations are used in spectral simulations (DAVIS 1972, JONAS 1972, LIN AND LEE 1975, HALL 1980). For our simulations we choose one of the most used datasets for the collision efficiency which is the one of HALL (1980). The coalescence efficiency is assumed to be unity and the terminal velocity is taken from BEARD (1976).

Figure 4 shows the results for DM, LDM, and BSM for  $p = 2$  (left) and  $p = 2^{1/4}$  (right) after 20 and 40 min. simulation time, respectively. For  $p = 2$ , the solutions obtained using the three methods, differ very much. Again, DM shows a strong dispersion. LDM overestimates the growth and BSM underestimates the growth. For higher resolutions ( $p = 2^{1/4}$ ), solutions for the three methods approach each other. The real solution should be somewhere in between LDM and BSM and closer to LDM. This is due to the fact that the LDM solutions for  $p = 2$  and  $p = 2^{1/4}$ , respectively, differ not as much as the BSM solutions for the same resolutions (compare fig. 4 left and right).

Figure 5 shows the results for LDM (left) and BSM (right) using different time steps (1 s, 3 s, and 10 s with  $p = 2^{1/4}$ ). Like for the Golovin kernel, the use of a larger time step leads to a slight underestimation of the growth. The hydrodynamic kernel seems to be a bit more sensitive to the variation of the time step than the Golovin kernel.

Generally, it can be said that the errors for the simulations using the hydrodynamic kernel are only slightly larger than those for the ones using the Golovin kernel. This supports the assumption that if a model shows good results for the Golovin kernel it will give good results for the hydrodynamic kernel as well. General tendencies are the same for different kernels: Strong dispersion for DM (especially for low resolutions), slight overestimation for LDM and underestimation for BSM. The weakness of each method is

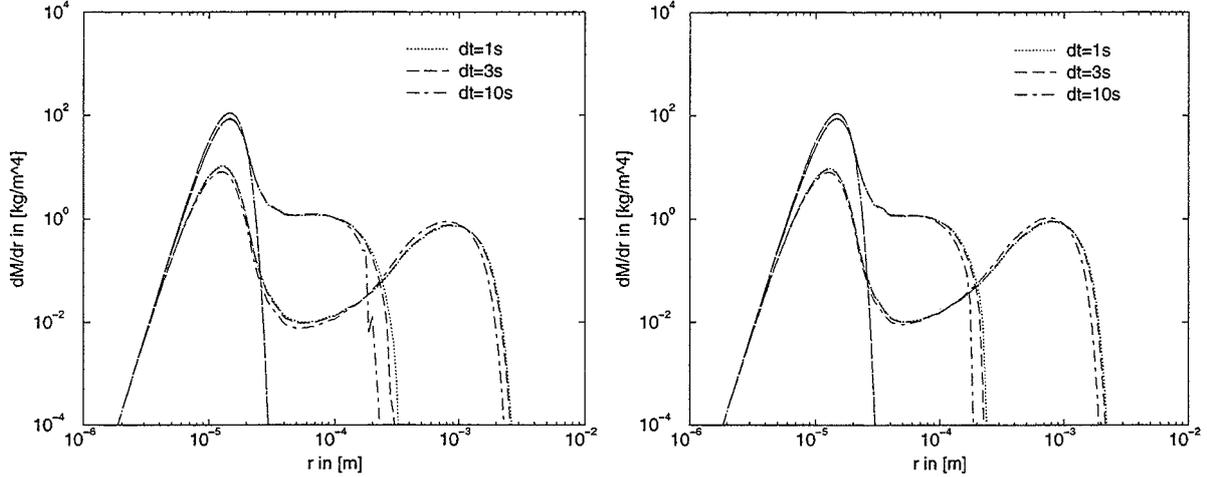


Figure 5: Mass distribution for the Hall kernel using LDM (left) and BSM (right) with different time steps  $dt = 1$  s,  $dt = 3$  s, and  $dt = 10$  s. Resolution was  $p = 2^{1/4}$ . Results are shown after 0 (initial distribution), 20, and 40 min., respectively.

seen best when using a low resolution. Solutions using high resolutions and small time steps are good benchmarks if there are no systematic errors included. LDM seems to give the best results for both kernels as well as for all bin resolutions used.

### 4.3 Computation times

Table 1 shows the computation times for the runs performed. One expects that DM needs less time than LDM and BSM due to the fact that DM is a one-moment method. This is true only for small resolutions. The time consumption of DM and LDM grows roughly proportional to the square of the bin number  $J_{Max}$  when the resolution increases. This corresponds to the number of interaction terms. BSM needs less time than LDM (especially for high resolutions) because each time step the linear approximation has to be applied only once per *bin* (which is  $J_{Max}$ ), whereas for LDM it has to be applied once per *interaction term* (which is  $J_{Max}^2$ ). Therefore, time consumption of BSM does not grow as strong as for DM and LDM with increasing resolution and for high resolutions, DM even needs more time than BSM.

Generally, empty bins are not taken into account to save computation time. Therefore, underestimation of the growth saves computation time (BSM) whereas overestimation (LDM) or dispersion (DM) lead to longer computation times. These effects should be small.

	Golovin kernel		Hall kernel	
	$p = 2$	$p = 2^{1/4}$	$p = 2$	$p = 2^{1/4}$
DM	3.86 s	53.70 s	2.50 s	36.50 s
LDM	6.23 s	97.61 s	3.30 s	51.91 s
BSM	5.80 s	65.91 s	3.08 s	27.27 s

Table 1: Run times of the runs performed on an IBM RS6000. For the Golovin kernel the integration time was 60 min., for the Hall kernel 40 min.

## 5 Summary

Two spectral models for a numerical solution of the SCE were presented. They follow a similar concept as the discrete method of KOVETZ AND OLUND (1969).

For the Golovin and the Hall kernel, simulations with different resolutions and timesteps were carried out. For the Golovin kernel, the results were compared to the analytical solution. For the Hall kernel, no analytical solution is available. Therefore, the results of different methods, time steps and bin resolutions only can be compared to each other. Generally, the errors for the Hall kernel are somewhat larger than for the Golovin kernel when using the same model parameters. For both kernels, DM shows an anomalous dispersion, especially for low resolutions. Despite following the same concept as DM, LDM and BSM do not show dispersion. This is due to the fact that two prognostic moments are used and therefore, the splitting factors are time-dependent. For growing resolution, the numerical solutions approach the real solution.

LDM seems to give the best results (for both kernels and all resolutions), but needs the most computing time as well. The one-moment method DM is faster than the two-moment method BSM only for low resolutions; for high resolutions BSM is faster.

## Appendix

### A Linear approximation

Using the first two moments  $N = N_k$  and  $M = M_k$ , one can calculate a linear approximation of the distribution function for each bin  $k$ . This was done by CHEN AND LAMB (1994). The linear approximation is valid in for an interval with the lower border  $x_1 = x_k$ , the upper border  $x_2 = x_{k+1}$ , and the centre  $x_0 = \hat{x}_k$ , and is defined as

$$n(x) = n_0 + a(x - x_0) \quad (34)$$

Using the definition of the moments (Eq. (3) for  $l = 0, 1$ ) and substituting  $n(x)$  by (34) we obtain

$$N = \int_{x_1}^{x_2} (n_0 + a(x - x_0)) dx \quad (35)$$

$$M = \int_{x_1}^{x_2} x(n_0 + a(x - x_0)) dx \quad (36)$$

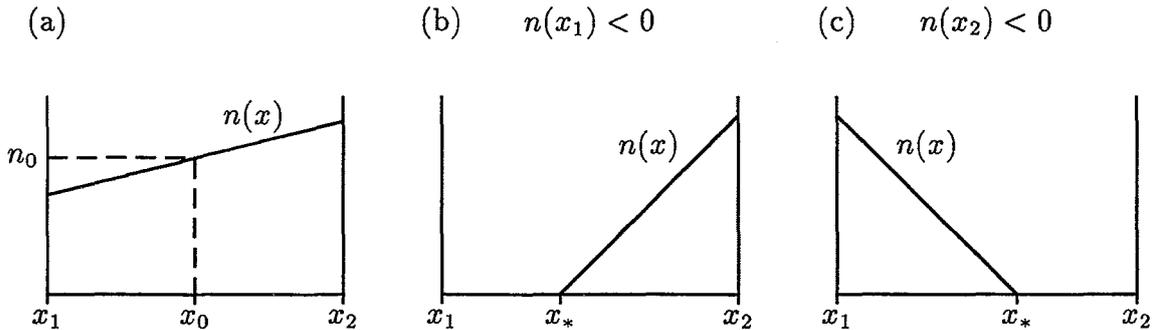


Figure 6: Linear approximation of the drop distribution function: (a) standard (eq. (34)), (b) alternative formulation (eq. (39)) for  $n(x_1) < 0$  and (c)  $n(x_2) < 0$ , respectively.

After some transformations we get the two parameters

$$n_0 = \frac{N}{x_2 - x_1} \quad (37)$$

$$a = \frac{12(M - x_0 N)}{(x_2 - x_1)^3} \quad (38)$$

Depending on  $N$  and  $M$ ,  $n(x_1)$  or  $n(x_2)$  may become negative for the values of  $n_0$  and  $a$  calculated above. This is unphysically, the positiveness of the distribution over the interval has to be guaranteed. Therefore, if  $n(x_1) < 0$  or  $n(x_2) < 0$ , the linear approximation is defined alternatively

$$n_*(x) = a_*(x - x_*) \quad (39)$$

Then the new parameters  $n_*$  and  $x_*$  are determined using

$$N = \int_{x_*}^{x_2} a_*(x - x_*) dx, \quad M = \int_{x_*}^{x_2} x a_*(x - x_*) dx \quad \text{for } n(x_1) < 0 \quad (40)$$

$$N = \int_{x_1}^{x_*} a_*(x - x_*) dx, \quad M = \int_{x_1}^{x_*} x a_*(x - x_*) dx \quad \text{for } n(x_2) < 0 \quad (41)$$

which gives

$$x_* = \frac{3M}{N} - 2x_2, \quad a_* = \frac{2N}{(x_2 - x_*)^2}, \quad \text{for } n(x_1) < 0 \quad (42)$$

$$x_* = \frac{3M}{N} - 2x_1, \quad a_* = \frac{-2N}{(x_1 - x_*)^2}, \quad \text{for } n(x_2) < 0 \quad (43)$$

The three possible linear approximations are shown in figure 6.

## B The bin shift

Bin shift means that the whole bin  $k$  is shifted by a certain value  $\Delta x$  due to the micro-physical process. This has the consequence that if  $\Delta x > 0$  ( $\Delta x < 0$ ) the largest (smallest) drops of the bin are moved to the next larger (smaller) bin. CHEN AND LAMB (1994) describe two different ways of determining  $\Delta x$  and the new borders of the shifted bin. We assume that the whole bin is shifted by  $\Delta x$  which is determined as the difference between the average drop mass after the coalescence process and before, respectively.

$$\Delta x = \bar{x}'_k - \bar{x}_k = \frac{M_k(t + \Delta t)}{N_k(t + \Delta t)} - \frac{M_k(t)}{N_k(t)} \quad (44)$$

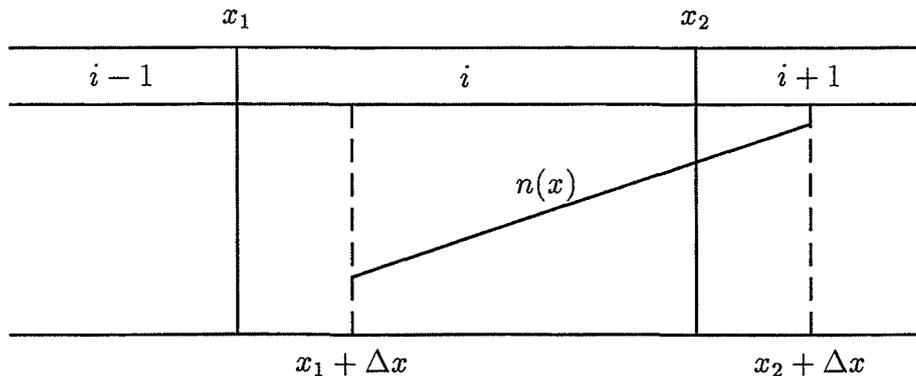


Figure 7: Transfer of drops from bin  $i$  to bin  $i + 1$  using the bin shift.

Therefore, the shifted borders are

$$x_1 = x_k + \Delta x \text{ and } x_2 = x_{k+1} + \Delta x \quad (45)$$

The linear approximation for this new distribution (with  $x_1, x_2, N_k(t + \Delta t), M_k(t + \Delta t)$ ) is calculated as described in appendix A. The contributions for the respective bins are calculated by integrating over the intervals (see figure 7). So a remapping of the shifted intervals to the fixed bins is carried out.

### Acknowledgements

This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under contract TE 51/11-1.

### References

- BEARD, K. V., 1976. Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **33**, 851–864.
- BERRY, E. X. AND R. L. REINHARDT, 1974. An analysis of cloud drop growth by collection. Part I: Double distributions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**, 1814–1824.
- BLECK, R., 1970. A fast, approximative method for integrating the stochastic coalescence equation. *Journal of Geophysical Research*, **75**, 5165–5171.
- BOTT, A., 1998. A flux method for the numerical solution of the stochastic collection equation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **55**, 2284–2293.
- CHEN, J.-P. AND D. LAMB, 1994. 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.
- DAVIS, M. H., 1972. Collisions of small cloud droplets: Gas kinetic effects. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **29**, 911–915.
- GOLOVIN, A. M., 1963. The solution of the coagulation equation for cloud droplets in a rising air current. *Bull. Acad. Sci. USSR Geophys. Ser.*, **5**, 783–791.
- HALL, W. D., 1980. A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework: Model description and preliminary results. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37**, 2486–2507.
- JONAS, P. R., 1972. The collision efficiency of small drops. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **98**, 681–683.
- KOVETZ, A. AND B. OLUND, 1969. The effect of coalescence and condensation on rain formation in a cloud of finite vertical extent. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **26**, 1060–1065.
- LIN, C. L. AND S. C. LEE, 1975. Collision efficiency of water drops in the atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **32**, 1412–1418.
- PRUPPACHER, H. R. AND J. D. KLETT, 1997. *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publisher.
- SCOTT, W. T., 1968. Analytic studies of cloud droplet coalescence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **25**, 54–65.

- SEESSELBERG, M., T. TRAUTMANN, AND M. THORN, 1996. Stochastic simulations as a bench-mark for mathematical methods solving the coalescence equation. *Atmospheric Research*, **40**, 33–48.
- TZIVION, S., G. FEINGOLD, AND Z. LEVIN, 1987. An efficient numerical solution to the stochastic collection equation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **41**, 1648–1661.
- TZIVION, S., T. G. REISIN, AND Z. LEVIN, 1999. A numerical solution of the kinetic collection equation using high spectral grid resolution: A proposed reference. *Journal of Computational Physics*, **148**, 527–544.

**Address of the author:**

Martin Simmel  
Institut für Meteorologie  
Universität Leipzig  
Stephanstr. 3  
04103 Leipzig  
`smartie@physics.meteo.uni-leipzig.de`

# Drifts and their short-period perturbations in the lower ionosphere observed at Collm during 1983 – 1999

N. M. Gavrilov, Ch. Jacobi, and D. Kürschner

## Abstract

Estimations of the intensity of short-period perturbations of the horizontal drift velocity at 80 – 110 km altitude are made using data from the regular low-frequency D1 ionospheric reflection observations at Collm, Germany (52° N, 15° E) for the period 1983 – 1999. A simple half-hourly-difference numerical filter is used to extract perturbations with time scales between 0.7 and 3 hours. The results are compared with the mean drift analyses in order to study the interaction between short-period perturbations and the mean circulation. The average monthly variances of short-period perturbations of the zonal velocity near 80 km altitude show a main maximum in summer, a smaller maximum in winter, and minimum values at the equinoxes. At higher altitudes the summer maximum is shifted towards spring, and another maximum of perturbation variances in autumn appears at altitudes near and above 100 km. The seasonal changes of variances of the meridional velocity show maximum values in spring and summer, also some indications for an increase of the summer maximum at altitudes larger than 100 km are found. The observed altitude changes of the seasonal variations of drift perturbation variances are consistent with some numerical calculations of the height structure of a spectrum of internal gravity waves in the middle and upper atmosphere.

## Zusammenfassung

Die Intensität kurzperiodischer Störungen der horizontalen Driftgeschwindigkeit im Höhenbereich zwischen 80 und 110 km wurde anhand der regulären D1 Langwellen-reflexionsmessungen in Collm (52° N, 15° E), bestimmt. Verwendet wurden Daten der Jahre 1983 - 1999. Ein einfache numerische Filter basierend auf den Unterschieden aufeinanderfolgender halbstündiger Windmittelwerte wurde verwendet, um Störungen im Zeitbereich von 0.7 - 3 Stunden zu ermitteln. Die Ergebnisse wurden mit Analysen der mittleren Drift verglichen, um die Wechselwirkungen zwischen kurzperiodischen Störungen und der mittleren Zirkulation zu untersuchen. Die mittlere monatliche Varianz der kurzperiodischen Störungen der Zonalgeschwindigkeit bei etwa 80 km zeigt ein Hauptmaximum im Sommer und ein schwächeres Maximum im Winter, wobei die Minima während der Äquinoktien auftreten. In grösseren Höhen verschiebt sich das Sommermaximum zum Frühjahr hin, und in Höhen über 100 km erscheint im Herbst ein weiteres Maximum. Der Jahresgang der meridionalen Windstörungen zeigt maximale Werte in Frühjahr/Sommer, und es sind auch Hinweise auf eine Verstärkung des Sommermaximums oberhalb von 100 km zu finden. Die gemessenen Höhenänderungen im Jahresgang der kurzperiodischen Driftschwankungen entsprechen numerischen Ergebnissen der Höhenabhängigkeit interner Schwerewellen in der mittleren und oberen Atmosphäre.

## 1. Introduction

At the Collm Observatory of the University of Leipzig, Germany (52° N, 15° E) continuous ionospheric drift velocity measurements have been performed in the altitude range between 80 and 110 km since 1959 using corresponding fadings of low-frequency (LF) radio wave propagating from transmitters at the earth surface through the lower ionosphere to a closely spaced antenna array (D1 method) (Schminder and Kürschner, 1984; Schminder, 1995). At present, fully automatic devices are available for these measurements, which allow average sampling densities of one drift velocity value per minute or more (Kürschner, 1975). Since 1982, also the virtual reflection heights of radio waves have been measured simultaneously (Kürschner et al., 1987).

Multi-year measurements at Collm gave systematic information about the mean winds, parameters of diurnal and semidiurnal tides, and their seasonal and interannual variations (Schminder, 1995; Jacobi et al, 1997a,b). Except for these components, ionospheric drifts reveal strong fluctuations with periods from minutes to hours. This variability may be connected with the propagation of gravity waves in the lower thermosphere. The present paper is devoted to the estimation of the intensity of such short-period drift variations and their seasonal and interannual variations from the Collm data.

## 2. Method of analysis

The similar-fade method is used for determination of horizontal drifts of ionospheric plasma at Collm Observatory, Germany, since the International Geophysical Year, 1959 (see Schminder, 1995). In this method the fading of an radio signal that propagates from a ground-based transmitter and that is reflected from the ionosphere is recorded at three points at the corners of a right-angled triangle separated by distances of the order of one wavelength or less. The velocity of ionospheric drift motion is then determined from the time shifts of the three fading curves relative to each other (so-called similar fade method).

At Collm Observatory the amplitude modulated carrier waves from three commercial broadcasting stations working at frequencies of 177, 225 and 272 kHz and located at distances of 170, 460, and 400 km, respectively, are used. The receivers are placed on the ground at the corners of a right-angle triangle with equal sides along zonal and meridional directions of 300 m, which does not exceed wavelengths of the radio signals.

At Collm, an algorithmized form of the similar-fade method is used to determine the velocity of ionospheric drift motions from the time shifts of the fading curves at three receivers (Kürschner, 1975; Schminder and Kürschner, 1994; Schminder, 1995). The procedure is based on the estimation of time differences between corresponding fading maxima and minima for three points. The individual pairs of time differences for calculation of individual drift velocity vectors are measured at a temporal resolution of 0.25 s. The data are combined to half-hourly zonal and meridional mean drift velocity values on each frequency, with the mean value being averaged over 30 – 60 individual velocity values. Since the absorption of the radio waves in the lower ionosphere (D region) is large during daylight hours, almost no half-hourly means can be obtained during this time, which particularly has an effect on the measurements in summer. This result in a total of about 700 or 1200 half-hourly mean values per month in summer and winter,

respectively.

Since late 1982, the virtual height,  $h$ , is measured on 177 kHz using travel time differences between the ground and sky radio wave (Kürschner et al., 1987). The differences are obtained using side-band phase comparison of both radio waves in the modulation frequency range near 1.8 kHz. The standard deviation of an individual reflection height measurement is about 2 km. Relation of the measured virtual height  $h$  to the real height  $z$  depends on the electron density profile, which is unknown during the measurements. However, we use relations between  $h$  and  $z$  (e.g., Jacobi et al., 1997b) that are based on the wave field calculations performed by Singer (1975), using mean electron density profiles. The relations give residual  $z$  values of the order of 1 – 2 km at 100 km, decreasing at lower altitudes. Standard deviations of half-hourly mean heights (essentially caused by the natural variability of individual reflection heights) are about 3 km below altitude 95 km and about 5 km near 100 km.

Using described procedures, during any day Collm measurements give a series of half-hourly values of zonal,  $u_i$ , and meridional,  $v_i$ , components of drift velocity. In the present study we use only data for the frequency 177 kHz after 1983, for which we have also half-hourly mean values of the reflection heights  $z$ . To estimate the intensity of short-period perturbations of the drift velocity, we use a simple numerical filter calculating differences of mentioned successive half-hourly drift velocities:

$$u'_i = (u_{i+1} - u_i)/2; \quad v'_i = (v_{i+1} - v_i)/2, \quad (1)$$

and taking only pairs with differences of their heights  $(z_{i+1} - z_i) \leq dz = 3$  km to minimize possible apparent wind variations due to height changes in the case of vertical gradients of the mean winds. Calculations show that a decrease of  $dz$  to 2, 1 and 0 km give practically the same values of variances  $\overline{v'^2}$  and  $\overline{u'^2}$  as we have for  $dz = 3$  km. But using  $dz = 3$  km allows to increase the number of drift velocity pairs involved into the analysis and so to improve the statistical reliability of the results. Equation (1) and previous half-hourly averaging of the data are equivalent to a numerical filter with the power transmission function

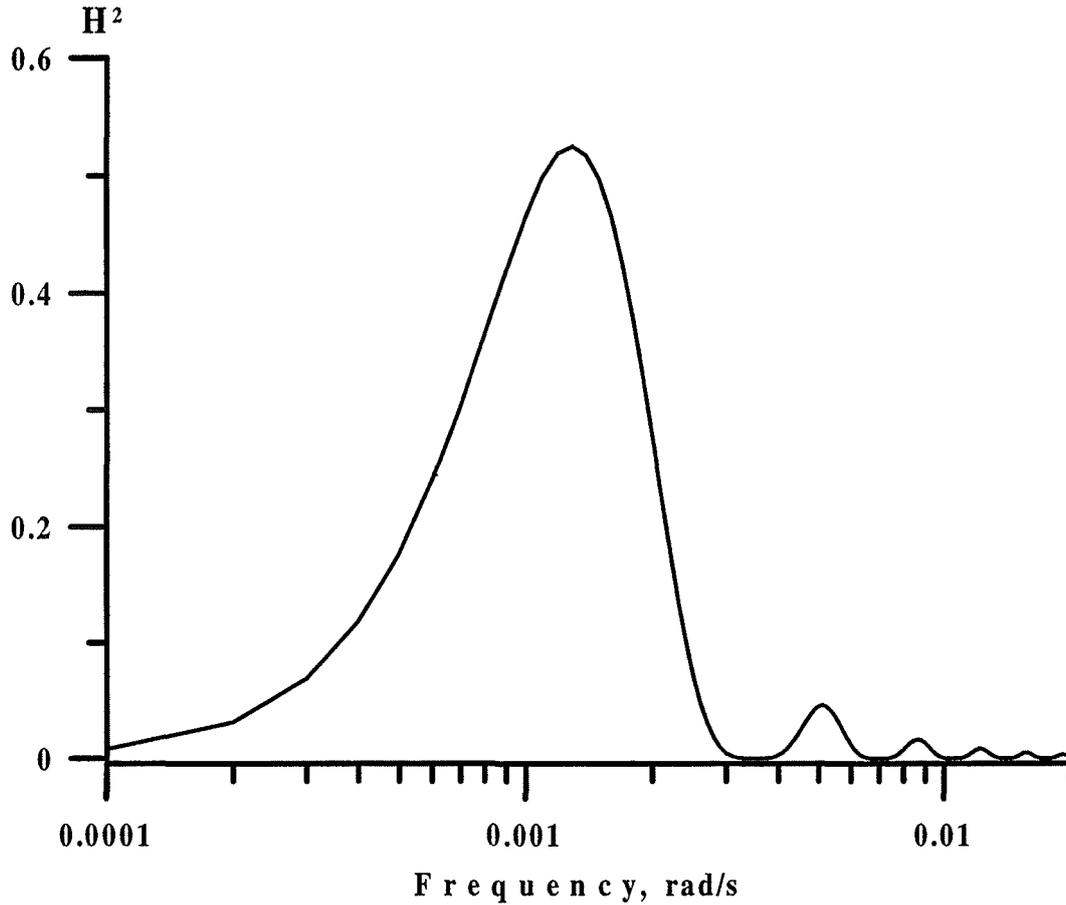
$$H^2 = \frac{\sin^4(\sigma T/2)}{(\sigma T/2)^2}, \quad (2)$$

where  $\sigma$  is the frequency and  $T = t_{i+1} - t_i$  is the time step (30 minutes) of the experimental data. The transmission function (2) is shown in Figure 1. The filter passes harmonics with periods  $\tau \sim 0.7 - 3$  hr with a maximum at  $\tau \simeq 1$  hour. The transmission function (2) is not depended on whether selected pairs of data are consecutive or randomly distributed in time and space. Therefore, it is especially eligible to be used for interpretation of low frequency D1 measurements with substantial height changes during a day.

For each pair of data involved into Eq. (1) we calculate the mean height  $z_{0i} = (z_{i+1} + z_i)/2$ , and the hourly mean drift velocities

$$u_{0i} = (u_{i+1} + u_i)/2; \quad v_{0i} = (v_{i+1} + v_i)/2. \quad (3)$$

After such procedure the results of Eq.(1) and (3) are arranged in height layers of 10 km thickness. We select pairs with  $z_{0i} \in [z_j - \Delta z/2, z_j + \Delta z/2]$ , where  $z_j$  and  $\Delta z =$



**Figure 1** Power transmission function of the difference filter (1), (2).

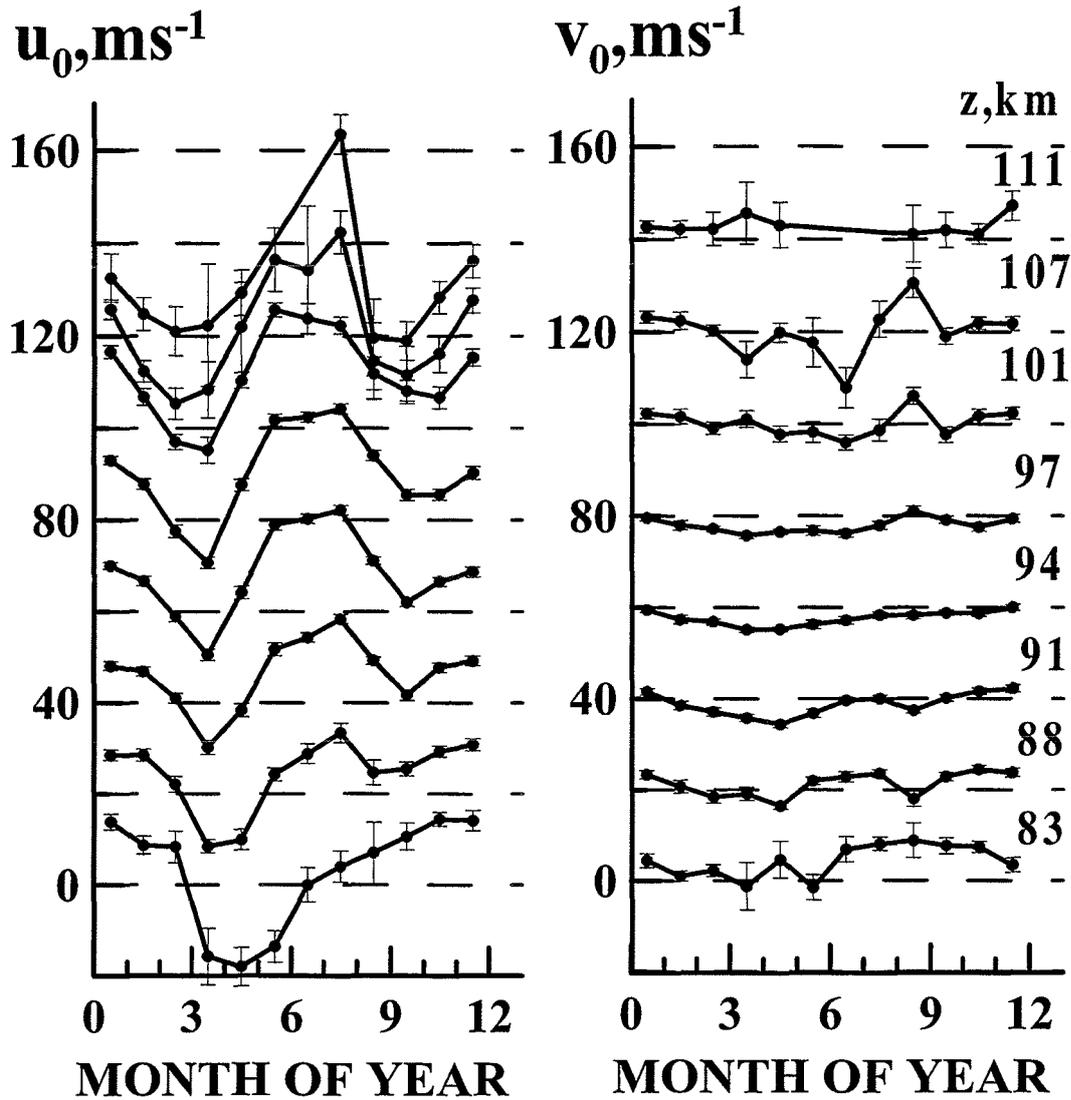
10 km are the nominal center and thickness of the layer, respectively. For each layer we calculate monthly mean values of zonal,  $u_{0j}$ , and meridional,  $v_{0j}$ , drift velocities, and also the respective variances of short-period perturbations,  $\overline{u_j'^2}$  and  $\overline{v_j'^2}$ . In addition, we calculate the mean heights for each layer,  $z_{0j}$ , which can differ from nominal values  $z_j$  due to different real distributions of reflection heights during the experiments. Note also that the mean drift obtained here is not necessarily equal to the prevailing winds published previously (e.g. Jacobi et al., 1997b), because we do not make an extraction of tides here. But calculated in the manner used here, the mean velocities better reflect the true background conditions corresponding to the measured drift velocity variances.

### 3. Results of measurements

Monthly mean values of zonal and meridional drift velocities and and variances with time scales between 0.7 and 3 hours were calculated as described in section 2 for the observation period from 1983 to 1999 at Collm , for which we have measurements of altitude (see section 2).

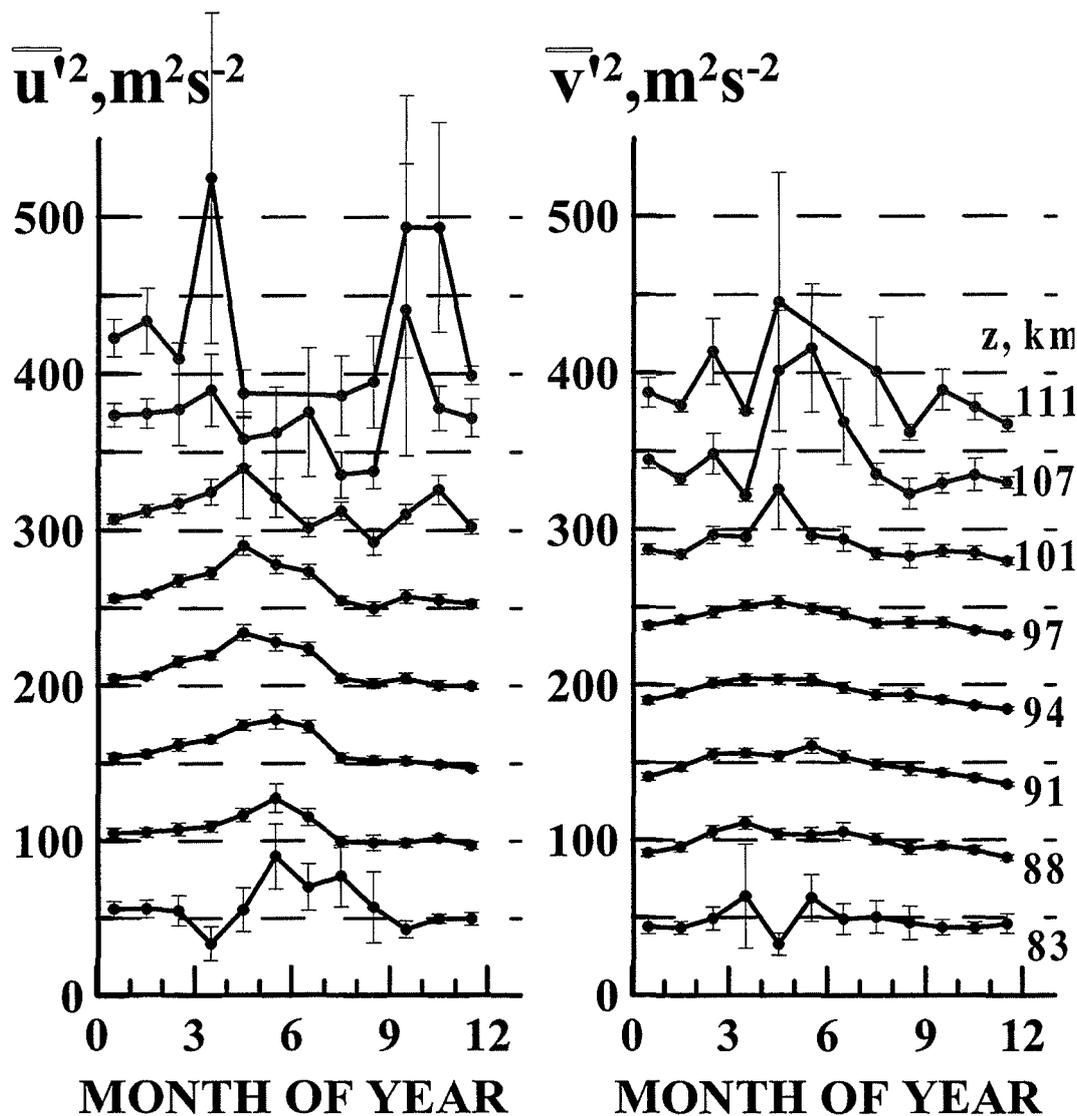
#### 3.1. Average seasonal variations

To study average seasonal variations of the mean drift velocity and its short-period



**Figure 2** Seasonal variations of the mean zonal and meridional drift velocities averaged over 1983 – 1999. Curves for consecutive altitudes are separated by adding  $20 \text{ ms}^{-1}$  to the next curve. Numbers denote the mean reflection heights of the data.

variances we averaged monthly values mentioned above for each respective month over the entire period from 1983 to 1999. The results for zonal and meridional mean drift velocities are presented in Figure 2. Specified are the mean heights calculated for the data belonging to 10-km thick consecutive layers shifted by 5 km nominal heights. In Figure 2 one can see mainly the annual cycle in changes of the mean zonal drift velocity near 83 km, which is eastward in winter and westward in spring and beginning of summer. At higher altitudes the period of westward zonal drifts are shifted towards spring months, and another period of westward velocities appear in autumn. Therefore, in Figure 2 we can see substantial semiannual variations of zonal velocity at altitudes of 100 – 110 km with maxima of eastward drifts in winter and summer, and largest westward drifts in spring and autumn. Variations of the meridional velocity in Figure 2 are smaller. Such behavior of the mean velocity were observed in the Collm data previously (Jacobi et al., 1997b). Also, similar seasonal variations of the mean zonal

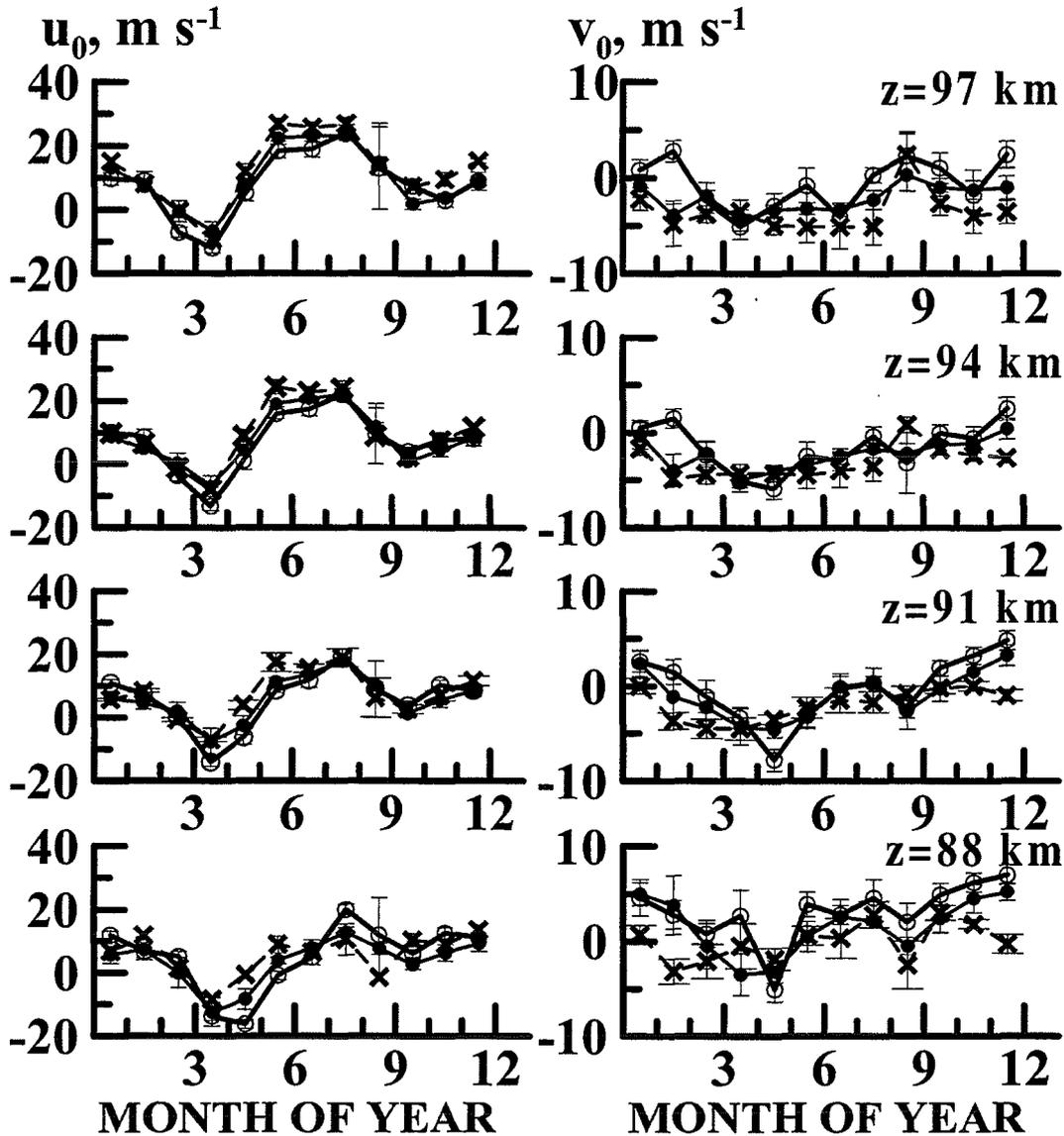


**Figure 3** Same as Figure 2, but for short-period drift velocity variances. Curves are separated by adding  $50 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$

wind were observed with meteor and medium frequency (MF) radars (c.f. Kashcheyev and Oleynikov, 1994; Fahrutdinova and Ishmuratov, 1995; Manson et al., 1990; Manson, 1992; Franke and Thorsen, 1993; Fritts and Isler, 1994). The more complicated structure of the seasonal variations of meridional velocity at high altitudes is probably due to lower data density there, and also due to the uneven distribution of the measured values during the day.

Average seasonal variances of perturbations of zonal drift velocity with periods 0.7 – 3 hr are calculated as described in section 2 and shown in Figure 3. At the lowest altitude (83 km) one can see a seasonal variation with the minimum values of  $\overline{u'^2}$  near the equinoxes, the main maximum in summer, and a smaller maximum in winter. This is consistent with the character of seasonal variations of gravity wave activity in the mesosphere, which was observed with the Japanese MU radar and also MF radars (Tsuda et al., 1990; Nakamura et al., 1996; Gavrilov et al., 1995). At larger altitudes in Figure 3 one

can see a shift of the maximum of  $\overline{u'^2}$  towards the spring months, and the formation of another maximum in autumn at altitudes near and above 100 km. Seasonal changes of variances of the meridional drift  $\overline{v'^2}$  in Figure 3 show maximum values in spring and summer, and some indications of an increase of the summer maximum at altitudes above 100 km.



**Figure 4** Seasonal variations of the mean drift velocity averaged for the years 1984-1988 (solid dots), 1989-1993 (open dots), and 1994-1998 (crosses) at different altitudes.

### 3.2. Interannual variability

To study possible changes of the seasonal variations of the mean drift velocities and their variances, we subdivided the entire analyzed period of observations into three 5-year subintervals, namely 1984-1988, 1989-1993, and 1994-1998. The respective seasonal

variations of the mean velocities for altitude layers with reliable numbers of data are shown in Figure 4. Within the variations of the zonal velocity in Figure 4 one can distinguish stronger westward velocities in spring and summer during 1989-1993 at all altitudes. At lower altitudes one can see larger eastward velocities in January and August during this period. However, near 100 km these eastward flows become weaker in these months in 1989-1993 compared to the other time periods. Seasonal variations of the mean meridional drift velocity in Figure 4 show stronger southward velocities in May at 88 and 91 km altitude during 1989-1993, and larger northward velocities in winter, summer and autumn at higher altitudes.

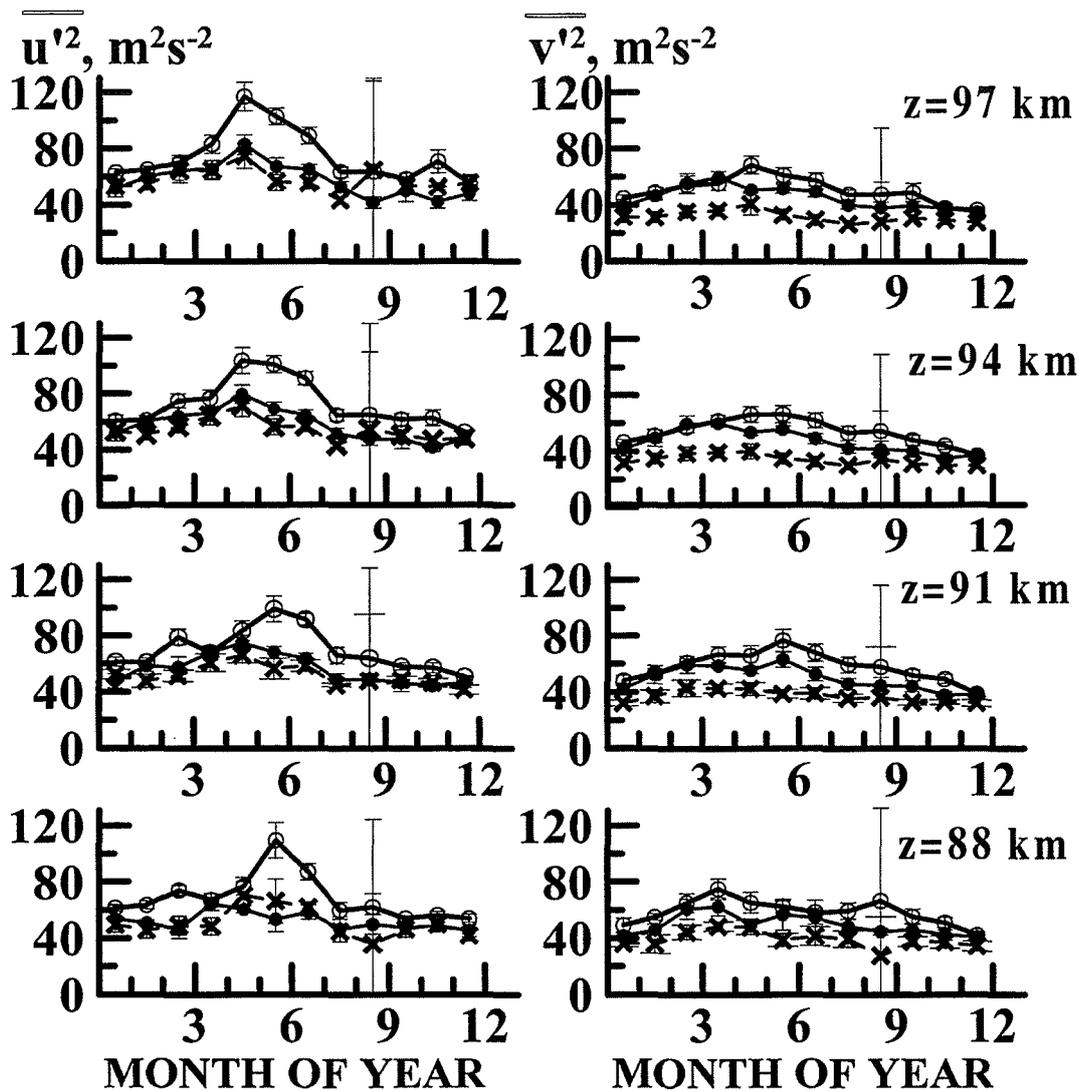
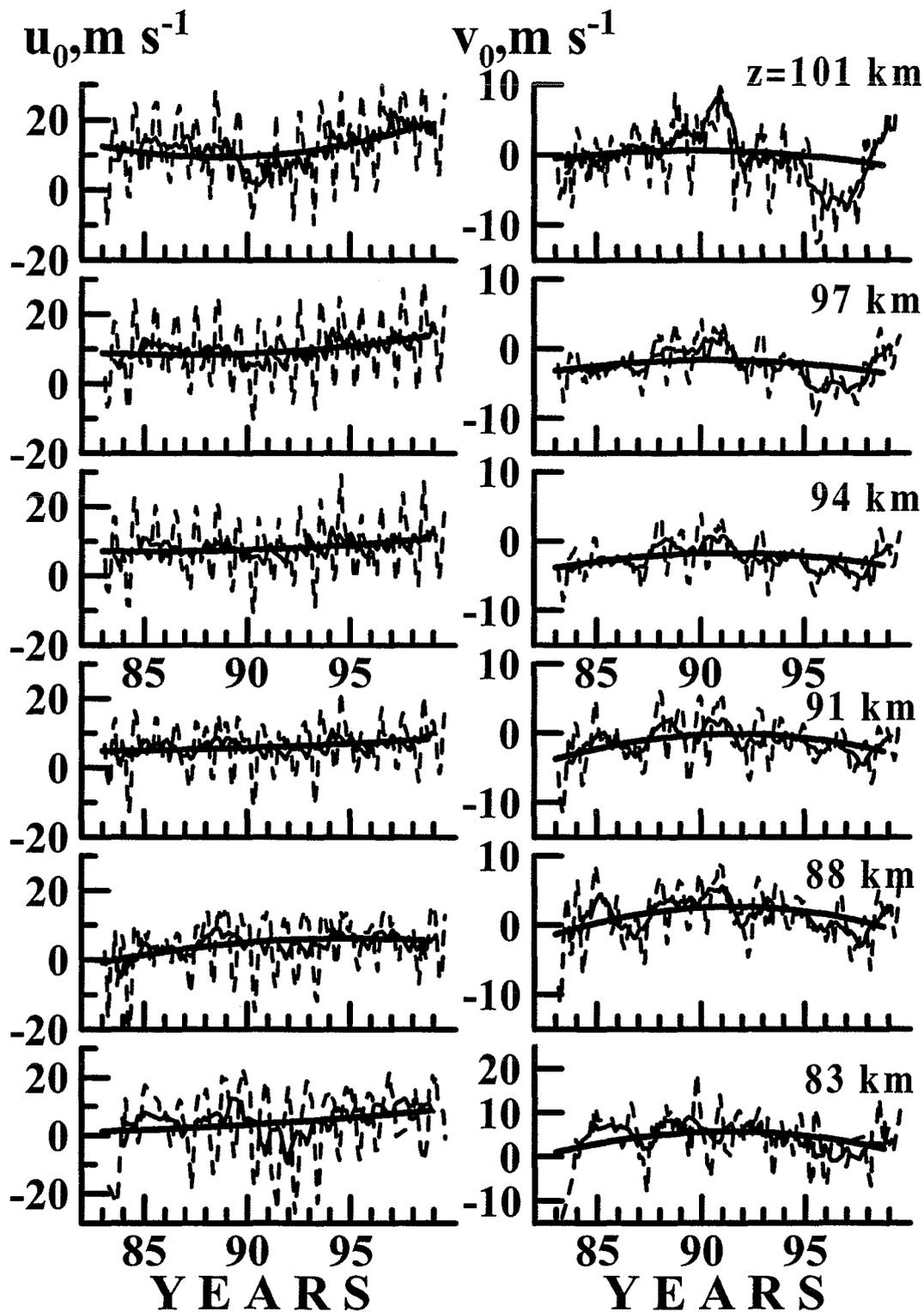


Figure 5 Same as Figure 4, but for short-period drift velocity variances.

The seasonal changes of the variances of short-period perturbations of the drift velocity are presented in Figure 5. One can see generally stronger values of  $\overline{u'^2}$  and  $\overline{v'^2}$  during 1989-1993 compared with the other time periods in Figure 5. This corresponds to previous observations of increased gravity wave intensity in the middle atmosphere in

1990 - 1993 over the Japanese MU radar (Gavrilov et al., 1999) and over Central Europe (Laštovička et al., 1998).



**Figure 6** Interannual variations of the mean drift velocities at different altitudes: 3-month running average (dashed lines), 12-month running average (thin lines), quadratic trend (thick lines).

Figure 6 shows interannual variations of the mean zonal and meridional velocities at different altitudes. One can see substantial interannual variations. Between 1989 and 1993 one can observe a decrease in the values of winter eastward velocities at all altitudes in Figure 6. Similar decrease was observed previously using the MU radar data (Gavrilov et al. 1999). Also, Figure 6 shows stronger summer westward velocities especially at lower altitudes, which corresponds to the changes of season variations in different years presented in Figure 4. Figure 6 also shows the existence of variations of the mean velocity with periods larger than one year. One can see variations with periods of 2 – 4 years, more noticeable in the meridional velocity in Figure 6. Amplitudes of such variations tend to become larger at higher altitudes. Also, we can see longer-period changes, which form, for example, maximum values of northward velocities in 1991-1992 and stronger southward velocities in 1995-1998 more noticeable above altitude 95 km in Figure 6.

Interannual changes of short-period variances of zonal and meridional drift velocities are presented in Figure 7 for different altitudes. We can see that variances of both drift components each have a maximum between 1989 and 1993, which correspond to the results from Figure 5 and previous results by Gavrilov et al. (1999) and Laštovička et al. (1998). Minimum values of the drift velocity variance were observed in 1985-1987 and in 1996-1998. Superimposed to these long-term changes of the drift velocity variances are variations with periods of several years more noticeable in the meridional component and at higher altitudes in Figure 7.

#### 4. Discussion

One factor, which may contribute to short-period perturbations of drift velocity with periods 0.7 – 3 hours are atmospheric internal gravity waves (IGWs). Numerical modeling performed by Gavrilov and Fukao (1999) shows that IGW intensity in the middle and upper atmosphere is controlled by the intensity of wave sources and by the conditions of IGW propagation through the mean fields of wind and temperature. Seasonal variations of the mean wind and temperature in the troposphere-stratosphere-mesosphere-system may cause seasonal variations of IGW intensity in the mesosphere having the maximum values in winter and summer (Gavrilov and Fukao, 1999). Such type of seasonal variations of IGW intensity has been observed with the MU radar and other radars (Tsuda et al., 1990; Gavrilov et al., 1995; Nakamura et al., 1996) in the middle atmosphere. Similar seasonal variations with perturbation intensity peaking in winter and summer we can see in Figure 3 at the altitude 83 km.

Furthermore, numerical modeling by Gavrilov and Fukao (1999) reveals that near 100 km altitude we can expect another type of seasonal variations of IGW intensity with maximum intensity at the equinoxes. Figure 3 shows the height structure of the seasonal variation of drift perturbation intensity with a formation of equinox peaks near and above 100 km. This may indicate that short-period drift velocity perturbations observed at Collm are partly owing to atmospheric IGWs. At the same time, one should keep in mind that vertical profiles of the mean wind used by Gavrilov and Fukao (1999) are different from these observed at Collm. Therefore, further numerical modeling of IGW generation and propagation is needed for better understanding of the contribution of atmospheric waves into drift velocity perturbations.

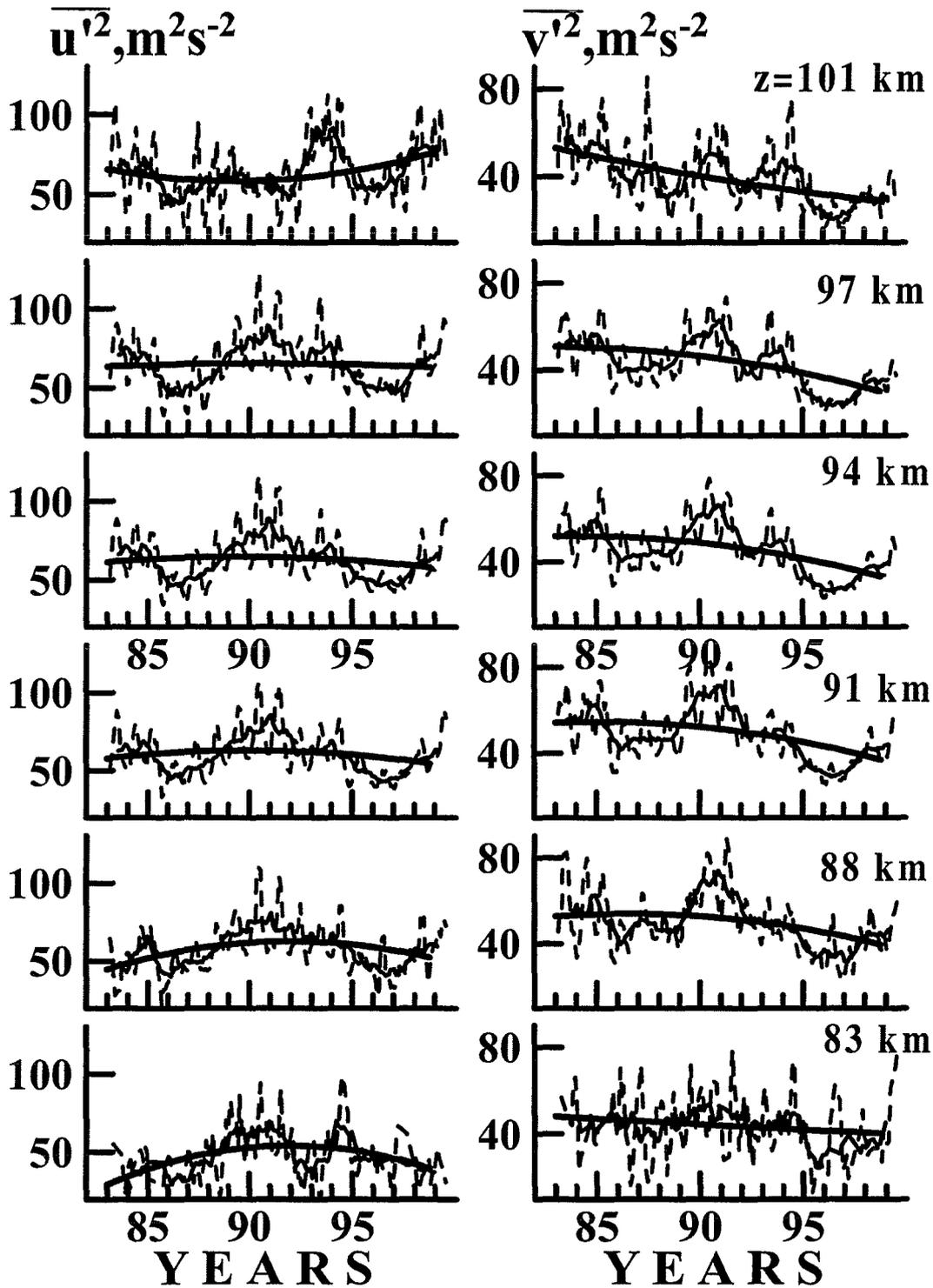


Figure 7 Same as Figure 6, but for short-period drift velocity variances.

It is interesting to compare the Collm interannual variations of drift velocities and intensity of their short-period perturbations presented in section 3 with the data from other sites. Unfortunately, regular multi-year measurements of winds and drifts in the middle and upper atmosphere are made only at a few places. Results of the mean wind observations with the Japanese MU radar at the altitudes 65 – 80 km in 1983 – 1999

show a decrease in the winter eastward velocities in 1992 – 1994 similar to our results shown in Figure 6 (see Gavrilov et al., 1999). The same MU radar measurements show a maximum of short-period wind variances attributed to atmospheric IGWs in 1992 – 1994. The analogous maximum of IGW intensity in 1992 – 1994 was observed using the ionospheric absorption technique (Laštovička et al., 1998).

The authors of the mentioned studies attributed the interannual changes in the wind perturbation intensity to the changes in the strengths of IGW sources in the lower atmosphere and to the conditions of wave propagation into the middle and upper atmosphere. Among the possible reasons for these changes could be solar activity (which had a maximum in 1989 – 1992), the eruption of the Pinatubo volcano in June 1991 and, probably, interannual changes of the temperature of oceans in tropics (El Niño events) on the circulation of the middle and upper atmosphere (Gage et al., 1996; Laštovička et al., 1998; Gavrilov et al., 1999). These events may also influence the mean drift velocities and their short-period perturbations observed in the ionosphere over Collm.

## 5. Conclusion

In this paper, estimations are made of the intensity of short-period perturbations of horizontal drift velocity at the altitudes 80 – 110 km from the data of the regular low-frequency D1 ionospheric reflection observations at Collm, Germany (52° N, 15° E) in 1983 – 1999. A simple half-hourly-difference numerical filter is used to extract perturbations with time scales 0.7 – 3 hour.

The average over 1983 – 1999 seasonal variations of the mean zonal drift velocity show mainly an annual cycle near 83 km altitude with eastward velocities in winter and westward velocities in spring and the beginning of summer. At altitudes between 100 and 110 km a substantial semiannual variation of the mean drift velocity is present with westward flows in spring and autumn. Average monthly variances of short-period perturbations of the zonal velocity near 83 km have the main maximum in summer, a smaller maximum in winter, and the minimum values at the equinoxes. At larger altitudes the summer maximum is shifted towards spring months, and another maximum of perturbation variances in autumn appears at altitudes near and above 100 km. Seasonal changes of variances of meridional velocity show maxima in spring and summer, also some indications of the increase in summer maximum at altitudes larger 100 km.

Interannual variations of the mean zonal velocity show a decrease in the values of winter eastward winds and stronger spring-summer westward velocities in 1989 – 1993. Variations with periods of 2 to 4 years exist and are more noticeable in the meridional component. Perturbation variances for zonal and meridional drift components have a maximum in 1989–1993 and minima in 1985 – 1987 and in 1996 – 1998.

The observed altitude changes of the seasonal variations of drift perturbation variances are consistent with some numerical calculations of the height structure of a spectrum of internal gravity waves in the middle and upper atmosphere. Further experimental studies and numerical modeling are necessary to better understand the contribution of atmospheric waves to the formation of short-period perturbations of drift velocity, and to study the climatology of gravity waves and the peculiarities of wave-mean flow interactions.

## Acknowledgements

This study was partly supported by the International Association for the promotion of cooperation with scientists from the New Independent States (INTAS) and by the German Research Foundation under grant LE 758/11-1.

## References

- Fahrutdinova, A. N., and R. A. Ishmuratov, 1995: Height structure of interannual variations in the circulation of the middle latitude lower atmosphere (in Russian). *Geomagn. Aeronomy*, **35**, 183–189.
- Franke, S. J., and D. Thorsen, 1993: Mean winds and tides in the upper middle atmosphere at Urbana (40°N, 88°W) during 1991–1992. *J. Geophys. Res.*, **98**, 18607–18615.
- Fritts, D. C., and J. R. Isler, 1994: Mean motions and tidal and two-day structure and variability in the mesosphere and lower thermosphere over Hawaii. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2145–2164.
- Gage, K. S., J. R. McAfee, and C. R. Williams, 1996: On the annual variation of tropospheric zonal winds observed above Christmas Island in the central equatorial Pacific. *J. Geophys. Res.*, **101**, 15061–15070.
- Gavrilov, N. M., A. H. Manson, and C. E. Meek, 1995: Climatological monthly characteristics of middle atmosphere gravity waves (10 min–10 hr) during 1979–1993 at Saskatoon. *Ann. Geophys.*, **13**, 285–295.
- Gavrilov, N. M., and S. Fukao, 1999: A comparison of seasonal variations of gravity wave intensity observed by the MU radar with a theoretical model, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3485–3494.
- Gavrilov, N. M., S. Fukao, and T. Nakamura, 1999: Peculiarities of interannual changes in the mean wind and gravity wave characteristics in the mesosphere over Shirakaki, Japan. *Geophys. Res. Lett.*, **26(16)**, 2457–2460.
- Jacobi, Ch., R. Schminder, D. Kürschner, J. Bremer, K. M. Greisiger, P. Hoffmann, and W. Singer, 1997a: Long-term trends in the mesopause wind field obtained from LF D1 wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.*, **20(11)**, 2085–2088.
- Jacobi, Ch., R. Schminder, and D. Kürschner, 1997b: Measurements of mesopause region winds over Central Europe from 1983 through 1995 at Collm, Germany. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **70(3)**, 189–200.
- Kashcheyev, B. L., and A. N. Oleynikov, 1994: Dynamic regime of the mesopause – lower thermosphere at midlatitudes of the northern hemisphere by radio meteor observations. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **56**, 1197–1207.
- Kürschner, D., 1975: Konzeption und Realisierung eines vollautomatischen Registriersystems zur Durchführung von nach der D1-Methode angelegten Routinebeobachtungen ionosphärischer Driftparameter am Observatorium Collm. *Z. Meteorol.* **25**, 218 - 221.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer, and J. Bremer, 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.
- Laštovička, J., D. Burešová and J. Boška, 1998: Does the QBO and the Mt. Pinatubo

- volcanic eruption affect the gravity wave activity in the lower ionosphere. *Studia Geoph. et Geod.*, **42**, 170–182.
- Manson, A. H., 1992: Dynamics of the mesosphere/lower thermosphere region from radar observations. *Adv. Space Res.*, **12(10)**, 67–76.
- Manson, A. H., C. E. Meek, M. Massebeuf, J. L. Fellows, W. G. Elford, R. A. Vincent, R. L. Craig, A. Phillips, R. G. Roper, G. J. Fraser, M. J. Smith, S. Avery, B. B. Balsley, R. R. Clark, S. Kato, T. Tsuda, R. Schminder, and D. Kürschner, 1990: Description and presentation of reference atmosphere radar winds (80–110). *Adv. Space Res.*, **10(12)**, 267–283.
- Nakamura, T., T. Tsuda, S. Fukao, A. H. Manson, C. E. Meek, R. A. Vincent, and I. M. Reid, 1996: Mesospheric gravity waves at Saskatoon (52°N), Kyoto (35°N), and Adelaide (35°S), *J. Geophys. Res.*, **101**, 7005–7012.
- Schminder, R., 1995: Die Entwicklung des Arbeitsgebietes Physik der Hochatmosphäre am Geophysikalischen Observatorium Collm. *Wiss. Mitt. LIM u. IfT, Bd.*, Leipzig, **1**, 1–21.
- Schminder, R., and D. Kürschner, 1984: D1 LF wind measurements in the 90–100 km height range. *Handbook for MAP*, **13**, 248–261.
- Schminder, R., and D. Kürschner, 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.
- Singer, W., 1975: Bestimmung von Elektronenkonzentrationsprofilen der Mesosphäre und unteren Thermosphäre auf Grundlage von Funkwellenausbreitungsdalen, *Doctorate Thesis*, Berlin, 130 pp.
- Tsuda, T., Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato, and S. Fukao, 1990: Seasonal variations of momentum flux in the mesosphere observed with the MU radar, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 725–728.

#### Addresses of the authors:

- Nikolai M. Gavrilov, Saint-Petersburg University, Atmospheric Physics Department, Petrodvorets, 198904, Saint Petersburg, Russia.
- Christoph Jacobi, University of Leipzig, Institute for Meteorology, 3 Stephanstrasse, 04103, Leipzig, Germany.
- Dierk Kürschner, University of Leipzig, Institute for Geophysics and Geology, Collm Observatory, 04779, Wermisdorf, Germany.

# **Ergebnisse ionosphärischer Messungen am Observatorium Collm während der totalen Sonnenfinsternis vom 11. 8. 1999**

**Christoph Jacobi und Dierk Kürschner**

## **Zusammenfassung**

Während der Sonnenfinsternis am 11. 8. 1999 kam es zu einer kurzzeitigen starken Abnahme der Ionisation im Höhenbereich der D-Region (60–90 km Höhe) am Unterrand der Ionosphäre. Mit bodengebundenen funktechnischen Beobachtungen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über die D-Region konnte dieses Ereignis in charakteristischer Weise als ein simulierter Tag-Nacht-Übergang mit allen zu erwartenden Konsequenzen beobachtet werden. Auf der Basis von Funkwellen-Ausbreitungsmessungen werden in Collm (51.3°N, 13°E) Windmessungen im Höhenbereich der Mesopause und unteren Thermosphäre (80–105 km) durchgeführt, die in der Regel — bedingt durch die Besonderheiten der ionosphärischen Wellenausbreitung des verwendeten Frequenzbereiches — nur in den Nachtstunden möglich sind. Während der Hauptphase des Finsterniseffektes wurden Messungen auch am Tag möglich. Die Ergebnisse fügen sich gut in das aus den mittleren monatlichen Nachtwerten für die Tagstunden extrapolierte Niveau ein. Die Reaktion der Ionosphäre auf die Sonnenfinsternis erfolgte mit geringer Verzögerung: der maximale Effekt war 5–10 Minuten nach der größten Abdeckung der Sonnenscheibe zu verzeichnen.

## **Summary: Results of ionospheric measurements at Collm Observatory during the 11 August 1999 total solar eclipse**

During the solar eclipse on 11 August 1999 a short-term decrease of ionisation in the D-region (60–90 km altitude) at the lower boundary of the ionosphere appeared. Using ground-based measurements of radio-wave propagation through the D-region the event could be monitored as a simulated day-night-transition with the expected consequences for the ionosphere. At Collm (51.3°N, 13°E), mesopause region (80–105 km) wind measurements are carried out based on radio wave propagation, which are not possible in summer during daylight hours due to radio-wave absorption. During the eclipse measurements became possible for a short period. The results fit well to mean monthly daytime data extrapolated from nighttime measurements. The reaction of the ionosphere on the solar eclipse was fast; the maximum effect was registered only 5–10 minutes after the maximum eclipse of the solar disk.

## **Einleitung**

Für eine bodengebundene Beobachtung der Ionisationsstruktur im Bereich der Mesosphäre oberhalb 60 km und der unteren Thermosphäre eignen sich Messungen zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Als Bestandteil eines am Erdboden von einem Sender abgestrahlten und in die Hochatmosphäre eintretenden Wellenfeldes (Raumwellen) können sie in einer bezüglich freier Elektronen vertikal geschichteten Ionosphäre durch Refraktion (näherungsweise quasioptisch) zum Erdboden zurück reflektiert werden. Reflexion erfolgt in einem Höhenbereich, in dem die Welle auf eine definierte Elektronendichte trifft, die umso größer ist, je höher die Frequenz und je steiler der Einfallswinkel in die Ionosphäre ist. Deshalb markiert die Reflexionshöhe für eine gegebene Frequenz und Streckengeometrie die Höhenlage eines bestimmten Niveaus konstanter Elektronendichte. Ist die Wellenreflexion nicht bereits am Unterrand der Ionosphäre, sondern erst bei größeren Elektronendichten möglich (z. B. im Bereich der E-Schicht bei und oberhalb 90 km),

so muß die Welle das darunter liegende ionisierte D-Gebiet, verbunden mit hoher Absorption durch dort typische große Stoßzahlen, durchlaufen (z. B. Whitten und Popoff, 1965).

Die Elektronendichte der D-Region folgt sehr genau einer funktionalen Abhängigkeit vom Zenitdistanzwinkel der Sonne und geht nach Sonnenuntergang durch hohe Rekombination fast auf Null zurück. Deshalb nimmt sowohl die Reflexionshöhe von elektromagnetischen Wellen, die sich am Tag über die D-Region ausbreiten, als auch die Amplitude von Raumwellen, deren Frequenz und Einfallswinkel eine Reflexion erst in der E-Region möglich machen, in der Nacht zu. Neben der Beobachtung genau dieser Effekte, die mit den kurzen Nachtbedingungen während der Sonnenfinsternis zu erwarten waren, bot sich am Observatorium Collm der Universität Leipzig auch die Möglichkeit, bodengebundene funktechnische Windmessungen in der Mesopausenregion durchzuführen. Solche Messungen mit Frequenzen im Bereich zwischen 150 und 300 kHz sind im Sommerhalbjahr, bedingt durch die hohe D-Schichtabsorption am Tag, sonst ausschließlich auf die Nachtstunden beschränkt.

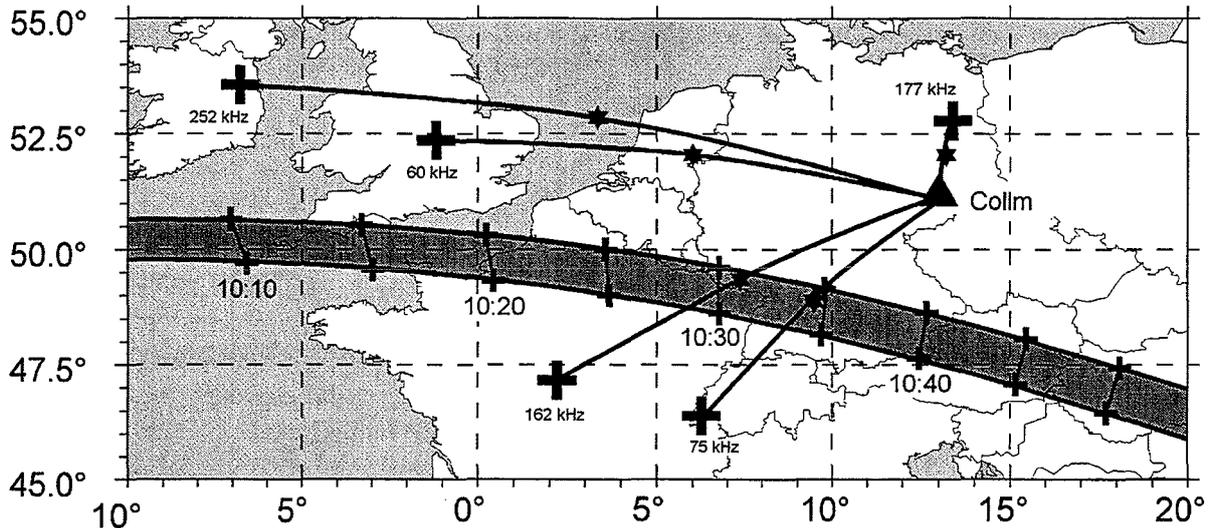
### Meßverfahren

Für Beobachtungen von Reflexionshöhenänderungen von Funkwellen im Bereich der D-Region werden am Standort Collm verschiedene Langwellensender in einem Entfernungsbereich zwischen 780 und 1360 km verwendet. Wesentlich für die Interpretation der Ergebnisse ist die geographische Lage des Reflexionspunktes; das ist die Mitte zwischen dem Sender und dem Empfänger am Observatorium. Die Sender, ihre Koordinaten und die Reflexionspunkte sind auf der Karte in Abbildung 1 sowie in Tabelle 1 dargestellt. Ebenfalls sind in Abbildung 1 die Zone der totalen Sonnenfinsternis und die Zeitpunkte der maximalen Abdeckung (vgl. Littmann et al., 1999) dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Reflexionspunkte für die Meßstrecken 162 kHz und 75 kHz in der Totalitätszone liegen.

Die Gesamtfeldstärke, die ein Empfänger am Boden registriert, setzt sich aus einer linearen Überlagerung von Anteilen einer linear polarisierten Bodenwelle und einer durch die ionosphärische Reflexion elliptisch polarisierten Raumwelle zusammen. Die aus der Interferenz dieser beiden kohärenten Wellenanteile resultierende Gesamtfeldstärke ändert sich u. a. dann, wenn sich durch Reflexionshöhenänderungen der Raumwellenweg und damit die relative Phasenposition der Raumwelle gegenüber der Bodenwelle ändert. Aus der registrierten Änderung des Interferenzbildes und unter Berücksichtigung der Streckengeometrie ist eine Abschätzung der Höhenänderung möglich (sog. Phasen-Höhen-Messung).

Bei kleinen Senderdistanzen  $d$  (z. B. für die Meßstrecke 177 kHz,  $d = 160$  km) ist mit Peilantennen eine Trennung der Raumwelle von der Bodenwelle (und mit kleinen Einschränkungen auch umgekehrt) möglich. Nach einem am Observatorium Collm 1982 von Kürschner entwickelten Verfahren (Kürschner et al., 1987) ist aus beiden Wellenkomponenten eine Bestimmung der absoluten Reflexionshöhe bei Einbeziehung spektraler Seitenbandinformationen möglich.

Die am Observatorium Collm durchgeführten Messungen zur Dynamik der Mesopausenregion basieren auf einem simultanen Vergleich der Momentanfeldstärken ein und desselben Senders (auf 177 kHz) an wenigstens drei, in der Größenordnung einer Wellenlänge voneinander räumlich getrennter Empfänger. Diese sind an den Eckpunkten eines an den Himmelsrichtungen N/E orientierten Dreieckes aufgestellt ("closely spaced receiver method"). Mit dem Wind im Reflexionsgebiet werden Ladungsträgerinhomogenitäten mitbewegt. Die reflektierten Funkwellen bilden diese Bewegung auf dem Erdboden als ortsveränderliche Feldstärke-Interferenzmuster ab, die in Form von Feldstärke-Zeitfunktionen mit dem Empfängerarray anteilig erfaßt werden. Die Auswertung dieser Zeitfunktionen ("similar fade method") liefert die Windparameter im Reflexionshöhenbereich der Funkwellen (Mesopause). Die Referenzhöhe wird dabei simultan nach



**Abbildung 1:** *Verwendete Langwellensender (Kreuze), Funkwellenausbreitung und Reflexionspunkte (Sterne). Die Zone der totalen Sonnenfinsternis ist eingezeichnet; die angegebenen Zeitpunkte markieren die maximale Sonnenfinsternis.*

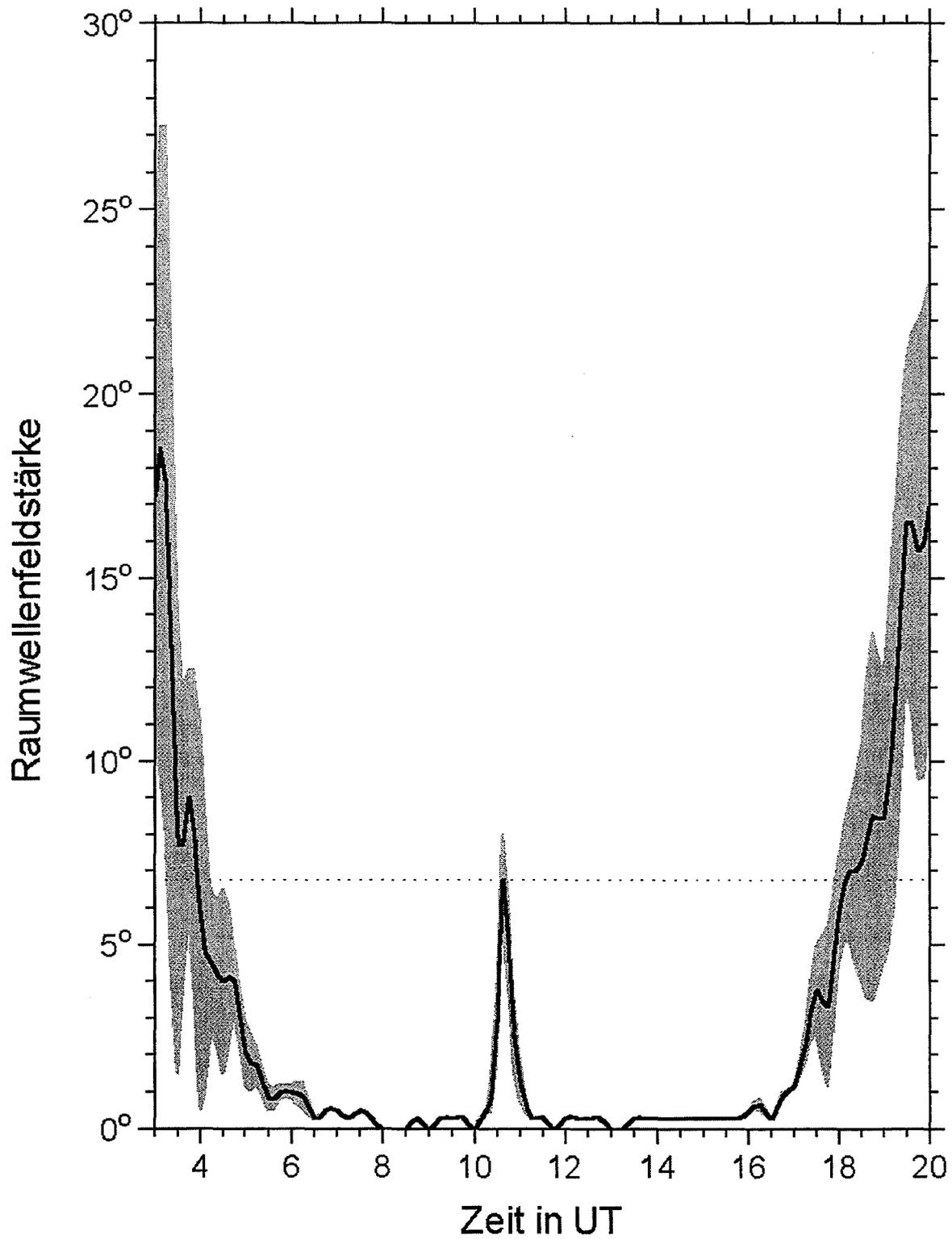
**Tabelle 1:** *Verwendete Sender und Reflexionspunkte der Raumwelle. MSF und HBG sind Zeitsignalsender.*

Messung	Sender	Frequenz	Wellenlänge	Koordinaten			
				Sender		Reflexionspunkt	
Wind	Zehlendorf	177 kHz	1.7 km	52.8°N	13.4°E	52.1°N	13.2°E
Feldstärke	Trim	252 kHz	1.2 km	53.6°N	6.8°W	52.9°N	3.4°E
	MSF	60 kHz	5.0 km	52.2°N	1.2°W	52.1°N	6.0°E
	Allouis	162 kHz	1.9 km	41.2°N	2.2°E	49.4°N	7.4°E
	HBG	75 kHz	4.5 km	46.4°N	6.3°E	48.9°N	9.5°E

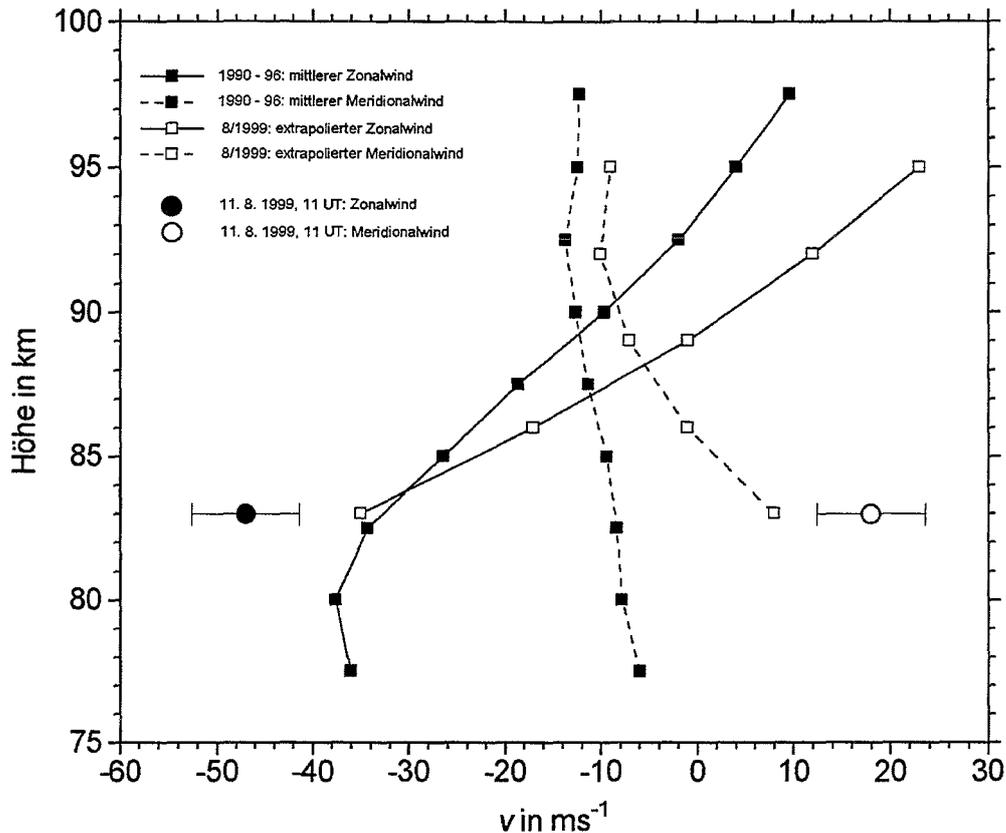
dem bereits erwähnten Verfahren der Phasenmessung an selektierten Seitenbandkomponenten des amplitudenmodulierten LF-Signals vorgenommen. Eine Beschreibung der Messungen findet sich z. B. bei Kürschner und Schminder (1986) oder Jacobi et al. (1997).

### **Ergebnisse von Registrierungen der Raumwelle und absoluten Reflexionshöhe auf 177 kHz**

Abb. 2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Raumwelle am 11. 8. 99. Die Empfangsantenne wird routinemäßig so gedreht, daß das Signal der Bodenwelle völlig ausgeblendet und damit am Tage kein Signal registriert wird. Die Feldstärke wird dann als ein Winkel angegeben um den der Empfänger am Tage aus dieser "Minimumposition" gedreht werden müßte, um das entsprechende Signal zu registrieren. Da insbesondere in der Nacht die Feldstärke stark schwankt, ist hier der mittlere Wert angegeben, und zusätzlich als Grauschattierung der Bereich der aufgezeichneten Werte. Am Tag ist durch die Raumwellendämpfung in der D-Region die Raumwellenamplitude an der Nachweisgrenze. Zur Zeit der Sonnenfinsternis für etwa eine halbe Stunde steigt die Feldstärke auf Werte an, wie sie sonst in dieser Monatsdekade etwa 2 Stunden nach Sonnenaufgang (2.45 UT in 85 km Höhe) bzw. vor Sonnenuntergang (19.40 UT in 85 km) typisch sind. Ähnliche Werte zeigten sich auch schon bei vergleichbaren Messungen zur (partiellen) Sonnenfinsternis vom 15. 2. 1961 (Koch et al., 1961). Der Zeitpunkt des maximalen Effekts koinzidiert mit der maximalen Bedeckung der Sonnenscheibe.



**Abbildung 2:** Registrierung der Raumwelle auf 177 kHz am 11. 8. 1999. Während der Sonnenfinsternis ist Funkwellenempfang, und damit auch Wind- und Höhenregistrierung, möglich.



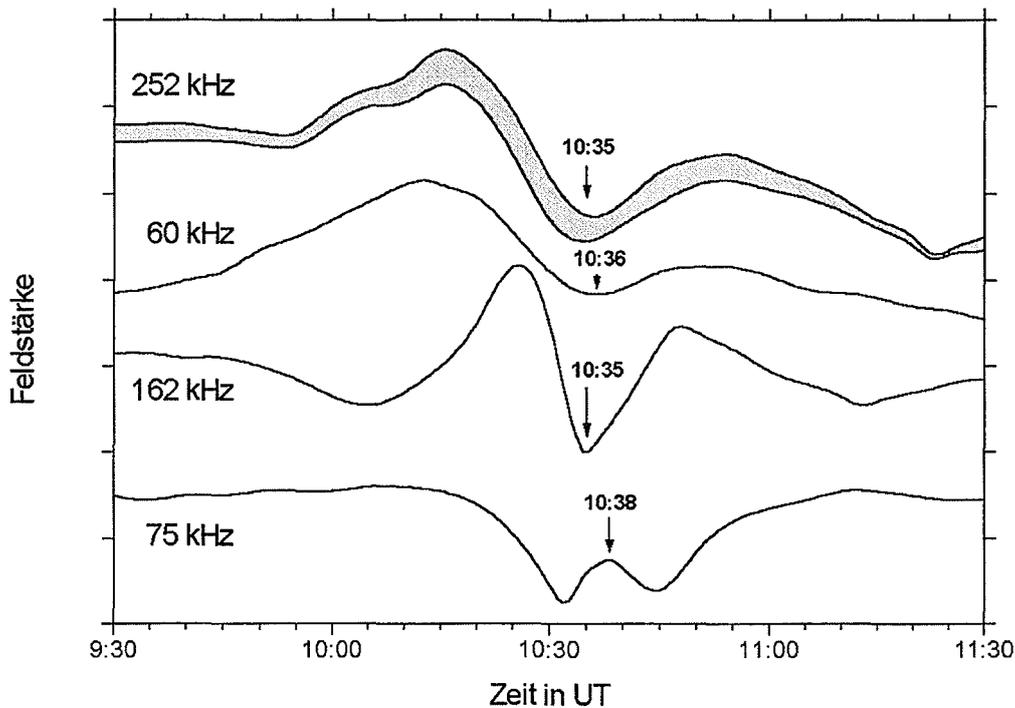
**Abbildung 3:** Gemessene zonale und meridionale Winde während der Sonnenfinsternis im Vergleich mit langjährigen Mittelwerten und extrapolierten Werten aus den Messungen während der Tagstunden des August 1999. Positive Werte von  $v$  bedeuten nach N bzw. E gerichtete Winde.

Die Bestimmung der absoluten Reflexionshöhe ergab aus 184 möglichen Einzelmessungen während eines Intervalls von 20 min in der Phase maximaler Bedeckung einen Wert von 83 km ( $\pm 2$  km). Das liegt sehr nahe an den Meßergebnissen des letzten Morgen- und ersten Abendtermins am 11. 8. 99, für die sich 85 km bzw. 86 km (Halbstundenmittel) ergaben.

### Ergebnisse von Windmessungen während der Sonnenfinsternis

Während der Phase der maximalen Bedeckung waren 6 Einzelmessungen des Windes möglich. Für die orthogonalen Windkomponenten ergaben sich Mittelwerte von  $-47 \text{ ms}^{-1}$  (zonal, positiv nach Osten gerichtet) und  $18 \text{ ms}^{-1}$  (meridional, positiv nach Norden gerichtet). In diesem Höhenbereich ist das Windfeld im Mittel eines Monats recht genau durch Grundwindanteile, thermisch angeregte Windzeiten mit Perioden von 12 h (dominierend) und 24 h (nur schwach und unstetig) determiniert.

Des weiteren kommt im Sommer eine 48-stündige Oszillation hinzu, welche das Signal einer westwärts wandernden Rossbywelle der zonalen Wellenzahl 3 oder 4 darstellt (z. B. Meeck et al., 1996). Damit lassen sich für die Tagstunden (10.45 UT) aus den regelmäßig gemessenen Nachtwerten des August näherungsweise Windwerte extrapolieren (Abbildung 3). Berücksichtigt man die geringe Zahl der zur Finsternis gemessenen Windwerte ( $n = 6$ ) und die erforderliche Vernachlässigung eines (relativ zur halbtägigen Schwingung kleinen) ganztägigen Gezeitenwindes, ist die Übereinstimmung erstaunlich gut. Weiterhin eingezeichnet sind in Abbildung 3 die Ergebnisse eines 7-jährigen Mittelwertes für August, berechnet aus kombinierten Analysen der Windmessungen vom Collm und des



**Abbildung 4:** Registrierung der Feldstärke aus Raum- und Bodenwelle auf 4 Frequenzen. Der Sender auf 252 kHz wird von einem weiteren überlagert, was zu Interferenzen und damit zu sehr raschen Feldstärkeschwankungen führt. Daher ist hier ein Bereich angegeben, der in der Registrierung nicht aufgelöst wurde. Die Koordinaten der Sender und die Reflexionspunkte sind in Tabelle 1 dargestellt. Da es bei den Interferenzmustern nur auf die Lage der Extrema ankommt, sind die Absolutwerte normiert.

Mittelwellenradars Juliusruh (Hoffmann et al., 1990) des Instituts für Atmosphärenphysik Kühlungsborn (Schminder et al., 1997), welche die 48-stündige Oszillation nicht berücksichtigen. Die Übereinstimmung im meridionalen Wind ist hier weniger gut; dies zeigt den relativ großen Anteil der zweitägigen Schwingung an der Variabilität des Windfeldes.

### Ergebnisse der Phasen-Höhen-Messung

Auf den Frequenzen 252 kHz, 60 kHz, 162 kHz und 75 kHz wurden Phasen-Höhen-Messungen durchgeführt. Die zu erwartende Änderung der Gesamtfeldstärke während der Sonnenfinsternis durch Anstieg bzw. Absenkung der für die Reflexionen jeweils erforderlichen Niveaus definierter Elektronendichten und die damit einhergehenden Änderungen in den Interferenzbildern sind auf den Analogregistrierungen (Abbildung 4) gut zu erkennen. Eine Änderung vom Minimum zum Maximum entspricht einer Änderung der Laufwegdifferenz zwischen Raum- und Bodenwelle von einer halben Wellenlänge (vgl. Tabelle 1). Am deutlichsten erscheint der Effekt auf 162 kHz. Bis zum Maximum ändert sich der Raumwellenweg um etwa 1.5 Wellenlängen, was einer Reflexionshöhenvariation von etwa 4 km entspricht.

Vergleicht man die Zeit des maximalen Effekts — die in Abbildung 4 jeweils angegeben ist — mit der Zeit der maximalen Bedeckung der Sonnenscheibe, die in der Karte in Abbildung 1 abgelesen werden kann, so zeigt sich, daß die untere Ionosphäre sehr schnell reagiert. Die Verzögerungszeit beträgt 10 Minuten auf 252 kHz, 7 Minuten auf 60 kHz, sowie nur 4 Minuten auf 162 kHz und 75 kHz; die Reflexionspunkte der beiden letztgenannten Frequenzen liegen im Bereich der totalen Sonnenfinsternis.

## Schlußfolgerungen

Während der Sonnenfinsternis vom 11. 8. 1999 stellten sich in der unteren Ionosphäre kurzfristig Bedingungen ein, die mit denjenigen zum Sonnenuntergang vergleichbar sind. Die Ionosphäre reagierte mit sehr geringer zeitlicher Verzögerung auf die Änderung des Strahlungsflusses. Windmessungen auf der Frequenz 177 kHz waren kurzzeitig möglich. Die Ergebnisse lagen nahe bei Windwerten, die aus mittleren monatlichen Nachtwerten für die betreffende Zeit extrapoliert wurden.

## Danksagung

Wir danken Herrn D. Schöne, Collm, für die Durchführung der routinemäßigen Messungen und Herrn W. Feck-Yao, Leipzig, für die Digitalisierung der Phasen-Höhen-Meßdaten. Die Daten der Zeitpunkte der totalen Sonnenfinsternis wurden am 16.9.1999 der Internetpublikation der NASA, Goddard Space Flight Center, auf [http://sunearth.gsfc.nasa.gov/eclipse/TSE\\_1999/TSE1999.html](http://sunearth.gsfc.nasa.gov/eclipse/TSE_1999/TSE1999.html) entnommen.

## Literatur

- Hoffmann, P., W. Singer, D. Keuer, R. Schminder, und D. Kürschner, 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.
- Jacobi, Ch., R. Schminder, und D. Kürschner, 1997: Measurements of mesopause region winds over Central Europe from 1983 through 1995 at Collm, Germany. *Contrib. Atmos. Phys.* **70**, 189–190.
- Koch, H., R. Schminder, und S. Schienbein, 1961: Registrierungen zur Sonnenfinsternis vom 15.2.1961 am Geophysikalischen Observatorium Collm. *Wiss. Zeitschr. Karl-Marx-Univ. Leipzig, Math.-Naturwiss. Reihe 3*, 221–222.
- Kürschner, D., und R. Schminder, 1986: High-atmosphere wind profiles for altitudes between 90 and 110 km obtained from D1 LF measurements over Central Europe in 1983/1984. *J. Atmos. Terr. Phys.* **48**, 447–453.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer, und J. Bremer, 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunktensender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion. *Z. Meteorol.* **37**, 322–332.
- Littmann, M., K. Willcox, und F. Espenak, 1999: *Totality*. 2. Auflage, Oxford University Press, Oxford, 268 S.
- Meek C.E., A.H. Manson, S.J. Franke, W. Singer, P. Hoffmann, R.R. Clark, T. Tsuda, T. Nakaura, M. Tsutsumi, M. Hagan, D.C. Fritts, J. Isler, und Yu.I. Portnyagin, 1996: Global study of northern hemisphere quasi-2-day events in recent summers near 90 km altitude. *J. Atmos. Terr. Phys.* **58**, 1401–1411.
- Schminder, R., D. Kürschner, W. Singer, P. Hoffmann, D. Keuer, und J. Bremer, 1997: Representative height-time cross-sections of the upper atmosphere wind field over Central Europe 1990-1996. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 2177–2184.
- Whitten, R.C., und I.G. Popoff, 1965: *Physics of the lower ionosphere*. Prentice Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J., 232 S.

## Anschrift der Autoren

Christoph Jacobi, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig  
 Dierk Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Universität Leipzig, Observatorium Collm, 04779 Wermsdorf

# Einfluß des $CO_2$ -Anstiegs auf die Zirkulation der Mittleren Atmosphäre und unteren Thermosphäre (15-120 km)

M. Lange, Ch. Jacobi, V.I. Fomichev, V.P. Ogibalov

## Zusammenfassung

Ein neues  $CO_2$ -Parametrisierungsschema, das variable  $CO_2$ -Konzentrationen im gesamten Höhenbereich von 15 – 150 km zuläßt, wurde in das Kölner Zirkulationsmodell der mittleren Atmosphäre (COMMA) implementiert und der Einfluß einer  $CO_2$ -Erhöhung im Bereich von 10% - 100% auf die Zirkulation der mittleren Atmosphäre untersucht. Die  $CO_2$ -Erhöhung bewirkt eine starke Abkühlung der gesamten mittleren Atmosphäre von 20 km bis zum oberen Modellrand mit Maximalwerten von 20 K in der Stratopause und höheren Werten in der unteren Thermosphäre bei  $CO_2$ -Verdoppelung. Weiterhin wird eine starke Dämpfung der halbtägigen Gezeitenamplitude beobachtet, die das mittlere Windfeld und die Meridionalzirkulation in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre durch die Abnahme der Impulsablagerung aus den brechenden Gezeiten modifiziert. Die stärkste Dämpfung zeigt sich im Bereich niedriger Breiten der Nord- und Südhemisphäre. Langzeitwindmessungen in der Mesopausenregion bestätigen den abnehmenden Trend der halbtägigen Gezeit. Daraus folgt, daß dieser Trend wahrscheinlich eine Folge der anthropogenen  $CO_2$ -Emission sind.

## Abstract

Using a state of the art  $CO_2$  parametrization scheme for the middle atmosphere with variable  $CO_2$  concentration, a comprehensive model study on  $CO_2$  increase ranging from 10% - 100% above the present concentration has been performed. Strong cooling is present throughout the middle atmosphere from 20 km up to the top of the model domain with maximum values of about 20 K in the stratopause and even higher values in the lower thermosphere for the double  $CO_2$  case. Besides this, damping of the semidiurnal tide modifies the mean wind field in the mesosphere/lower thermosphere region by weaker deposition of momentum from tidal breakdown. Strongest damping appears in the low latitude region. Long term midlatitude wind measurements in the mesopause region confirm these model results. Therefore the decrease of the semidiurnal amplitude is probably due to anthropogenic  $CO_2$  emission.

## 1. Einleitung

Der Anstieg der  $CO_2$ -Konzentration in der Atmosphäre durch den steigenden Verbrauch fossiler Brennstoffe im Laufe des letzten Jahrhunderts hat in den letzten 30 Jahren durch die Bedeutung für den Treibhauseffekt in der Troposphäre zu verstärkten Anstrengungen auf dem Gebiet der Klimaforschung geführt. Nach ersten Modellrechnungen zu Auswirkungen des anthropogen bedingten  $CO_2$ -Anstiegs in den siebziger Jahren, die zu dramatischen Szenarien von bis zu 6K/100Jahre bei einem gleichbleibenden Anstieg der  $CO_2$ -Emissionen führten sind seither mehrere Generationen von komplexen Klimamodellen auf immer leistungsfähigeren Computern betrieben worden, die nach dem derzeitigen Stand der Forschung in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre von einer zu erwartenden Temperaturerhöhung von 2 K in den nächsten 100 Jahren bei einem gleichbleibenden Anstieg der Emissionen ausgehen (IPCC 1995). Im Gegensatz dazu führt die  $CO_2$ -Erhöhung in der mittleren Atmosphäre durch die erhöhte Abkühlung im Infrarot zu einer Temperaturerniedrigung, was durch Modellrechnungen wie z.B. von Rind et al. (1990) und Berger und Dameris (1993) gezeigt wurde

und durch Langzeitbeobachtungen bestätigt wird (Labitzke und van Loon 1994, Kokin und Lysenko 1994, Pawson et al. 1998, Taubenheim 1998, Keckhut et al. 1999). Da die Meridionalzirkulation in der mittleren Atmosphäre (MA) wesentlich durch die Nettostrahlungsbilanz angetrieben wird und der Horizontalwind durch das vorhandene Temperaturprofil balanciert wird, spielt  $CO_2$  nicht nur für das Klima in der Troposphäre eine wesentliche Rolle, sondern auch für die Zirkulation in dieser Region.

Die Bedeutung der Mesosphäre und unteren Thermosphäre für zukünftige Untersuchungen im Bereich der Klimaforschung liegt in der möglichen Indikatorfunktion für Trends begründet, da dynamische Signale aufgrund des exponentiellen Anwachsens mit der Höhe dort besonders stark hervortreten. Untersuchungen der Abkühlung der MA durch  $CO_2$  wurden bereits vor ca. 30 Jahren durchgeführt (Kuhn und London 1969, Fels und Schwarzkopf 1981). Numerische Modellstudien mit dreidimensionalen Modellen mit vollständiger Dynamik und Strahlung bis in den Höhenbereich oberhalb von 100 km existieren jedoch nur wenige. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes bei der Berechnung der Abkühlungsraten wird sie häufig durch einen "Newton Cooling"-Ansatz approximiert (Jakobs 1986, Forbes und Groves 1987, Miyahara und Wu 1989).

Die bisherigen Arbeiten zur  $CO_2$ -Erhöhung in der MA behandelten häufig den Fall einer Verdopplung des Mischungsverhältnisses (Rind und Balachandrian 1985, Berger und Dameris 1993). Berger und Dameris gaben darüberhinaus die Temperaturänderung für Erhöhungen des  $CO_2$ -Mischungsverhältnissen von 330 bis 660 ppmV in 25% Schritten für 2.5 Grad südliche Breite an und leiteten den Temperaturtrend für eine Erhöhung um 10 ppmV/Dekade ( $K/dek$ ) für verschiedene Breiten aus Modellläufen mit 10 %iger Erhöhung ab. Sie zeigen eine Abkühlung der Stratopausenregion um 0.6  $K/dek$  und in der unteren Thermosphäre bei 105 km eine Abkühlung um ca. 2  $K/dek$ . Die Ergebnisse ihrer Arbeit stimmen in weiten Teilen mit den früheren Untersuchungen von Balachandrian und Rind überein, dort wurde jedoch eine Erwärmung der polaren Winterstratopause aufgrund der Änderung der Residualzirkulation durch erhöhten Antrieb aus Schwerewellen und Eddies beobachtet.

In den Experimenten von Berger und Dameris werden keine dynamischen Effekte durch Schwerewellen berücksichtigt, so daß die Ergebnisse nur qualitativ für die reale Atmosphäre gelten können. Ihre Arbeit gilt jedoch als eine der ersten Publikationen in der die Folgen des  $CO_2$ -Anstieg für die MA in einem dynamischen Modell bis 150 km Höhe diskutiert werden. In der vorliegenden Arbeit werden die Konsequenzen des  $CO_2$ -Anstiegs für die Dynamik der mittleren Atmosphäre mit einem modernen Strahlungsmodul nach Fomichev et al. (1998) untersucht, das im Gegensatz zu den früher verwendeten Parametrisierungen eine exakte Berechnung der Abkühlungsraten im Bereich des lokalen thermischen Gleichgewichts (LTE) bei  $CO_2$ -Variationen zwischen 180 und 720 ppmV ermöglicht. Während bei Berger und Dameris ein Bandenparametrisierungsschema für den Höhenbereich 0 – 80 km verwendet werden mußte, das mit exakten Rechnungen nur für die Standardkonzentration verglichen werden konnte, werden in der neuen  $CO_2$ -Parametrisierung exakte Rechnungen nach der Curtis-Matrix Methode im LTE-Bereich durchgeführt.

Der vorliegende Beitrag ist folgendermaßen gegliedert:

Im 2. Abschnitt wird das verwendete  $CO_2$ -Parametrisierungsschema ausführlich vorgestellt und die Erweiterungen gegenüber früheren  $CO_2$ -Parametrisierungen diskutiert. Im 3. und 4. Abschnitt wird das Modelltemperaturfeld für Junibedingungen mit der Standardatmosphäre verglichen sowie die durch die Nettostrahlungsbilanz angetriebene diabatische Modellzirkulation behandelt und die Modifizierung in der vollständigen Modellzirkulation durch dynamische Effekte untersucht. Im 5. Abschnitt wird das Trendverhalten der Modellfelder mit besonderer Berücksichtigung der halbtägigen Gezeiten bei einer  $CO_2$ -Erhöhung behandelt. Zur Überprüfung der Ergebnisse wird der Einfluß der Abkühlung der Atmosphäre auf

die stärkste Mode der halbtägigen Gezeit durch Houghmodenanalyse und Lösung der vertikalen Strukturgleichung nach der klassischen Gezeitentheorie untersucht. Im 6. Abschnitt werden die Modellergebnisse mit Langzeituntersuchungen der Temperaturen in der Strato- und Mesosphäre und des Windes in der Mesopausenregion verglichen. Abschließend folgt eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse.

## 2. Das $CO_2$ -Parametrisierungsschema

Das  $CO_2$ -Parametrisierungsschema nach Fomichev et al. (1998) deckt einen Höhenbereich bis 150 km ab, der in drei Bereiche unterteilt wird:

- 1.)  $z = 14 - 70 \text{ km}$  ( $x = 2 - 11$ ) LTE-Bereich (local thermal equilibrium),
- 2.)  $z = 70 - 93 \text{ km}$  ( $x = 11 - 14$ ) Übergangsbereich,
- 3.)  $z > 93 \text{ km}$  ( $x > 14$ ) NLTE-Bereich (non local thermal equilibrium).

$x$  gibt die dimensionslose Vertikalkoordinate in logarithmischen Druckkoordinaten an:  
 $x = -\ln(p/1000hPa)$ .

Der Übergangsbereich, in dem die Stoßprozesse von  $CO_2$  mit  $O_2$ ,  $N_2$  und  $O$  wirksam werden, wird nochmals in zwei Bereiche unterteilt, wobei im unteren ( $x = 11 - 12.5$ ) die Änderung von atomarem Sauerstoff noch keine wesentliche Rolle spielt und molekularer Sauerstoff und Stickstoff nahezu konstant sind. Dort wird die Matrix-Parametrisierung für den LTE-Bereich modifiziert. Darüber ( $x = 12.5 - 14$ ) wird der Rekursionsalgorithmus für den NLTE-Bereich verwendet, bei dem neben dem Fundamentalübergang auch andere Übergänge und der Wärmeaustausch mit darüberliegenden Schichten durch Modifikation der Parameter berücksichtigt wird. Im NLTE-Bereich ab  $x = 14$  wird nur noch der Fundamentalübergang und der thermische Austausch mit tieferliegenden Schichten betrachtet. Oberhalb von  $x = 16.5$  ( $\sim 110 \text{ km}$ ) vereinfacht sich die Rekursionsformel, da wegen der starken Abnahme der optischen Dicke in der unteren Thermosphäre neben dem "cooling to space" Anteil nur der Wärmeaustausch mit den Schichten unterhalb von  $x = 16.5$  von Bedeutung ist. Das Vertikalprofil der  $CO_2$ -Verteilung (Abb. 1) ist bis in den Höhenbereich von  $x = 12.5$  ( $\sim 85 \text{ km}$ ) nahezu konstant, darüber nimmt das Profil für beliebige  $CO_2$ -Konzentrationen linear mit dem Referenzprofil für 360 ppmV ab.

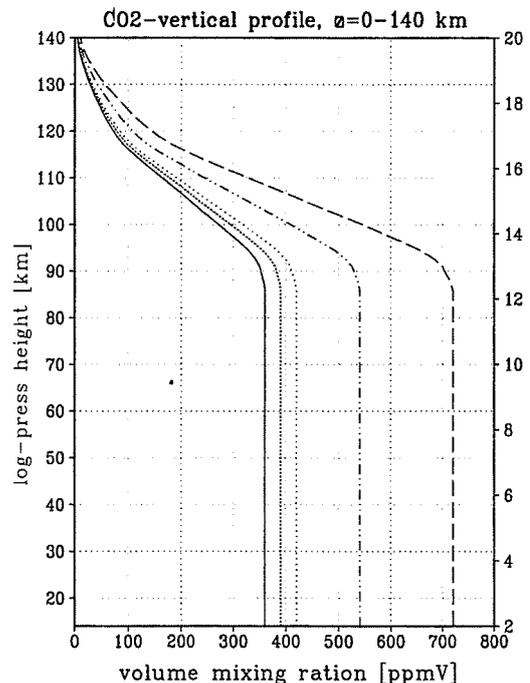


Abbildung 1: Vertikalprofile der  $CO_2$ -Volumenmischungsverhältnisse von 360, 390, 420, 540 und 720 ppmV im konstanten Bereich.

### 1. Der LTE-Bereich

Die neu implementierte  $CO_2$ -Parametrisierung nach Fomichev et al. (1998) ermöglicht die Berechnung der  $CO_2$ -Abkühlungsraten im LTE-Bereich nach der exakten Curtis-Matrix-Methode für  $CO_2$ -Mischungsverhältnisse von 180 - 720 ppmV. Dabei werden für das  $15 \mu m$

Band aus den diffusen "line by line" Transmissionsmatrizen Curtis-Matrizen  $A(\tau, s)$  für 26 spektrale Intervalle von  $10 \text{ cm}^{-1}$  Breite zwischen  $540$  und  $800 \text{ cm}^{-1}$  berechnet. Berücksichtigt wird der Fundamentalübergang und die 1. und 2. "hot transitions" des Hauptisotops  $C^{12}O^{16}_2$  sowie der Fundamentalübergang und die 1. "hot transitions" der Minoritätsisotope  $C^{13}O^{16}_2$ ,  $C^{12}O^{16}O^{18}$ ,  $C^{12}O^{16}O^{17}$  (vgl. Termschema in Andrews et al. 1987 p. 43).

Dies wird für die  $CO_2$ -Konzentrationen  $180, 360, 540$  und  $720 \text{ ppmV}$  und sechs Referenztemperaturprofile nach der CIRA Standardatmosphäre 1986 (Fleming et al. 1990) durchgeführt. Die Abkühlungsrate bestimmt sich aus den Curtis-Matrizen zu

$$\epsilon^{\tau,s}(x_0) = \sum_j A_j^{\tau,s}(x_0) \varphi_j^{\tau,s}$$

mit

$$\varphi_j^{\tau,s} = \exp(-h\nu/k_B T_j^\tau).$$

s: Index für spektrales Frequenzintervall

j: Summationsindex für vertikale Schichten

$\tau$ : Index für verschiedene Temperaturprofile

$x_0$ : Level, für das die Abkühlungsrate berechnet wird

Durch Aufspaltung der Koeffizienten der Curtis-Matrix mit expliziter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit

$$A_j^{\tau,s}(x_0) = a_j^{\tau,s}(x_0) + b_j^{\tau,s}(x_0) \varphi_0^{\tau,s},$$

Summation der Koeffizienten über die Frequenzintervalle und Wichtung der temperaturabhängigen Koeffizienten für die verschiedenen Temperaturprofile werden frequenz- und temperaturunabhängige Koeffizienten  $a_j, b_j$  für das gesamte  $15 \mu\text{m}$  Band gewonnen, die eine effiziente Berechnung der Abkühlungsraten ermöglichen:

$$\epsilon(x_0) = \sum_j [a_j(x_0) + b_j(x_0) \varphi_0^\tau] \varphi_j^\tau.$$

Die Berechnung der Abkühlungsraten wird von dem ursprünglich gleichförmigen Gitter mit einem Gitterabstand von  $\delta x = 0.25$  nach der Methode der Matrixtransformation von Akmaev und Fomichev (1992) auf ein optimiertes Vertikalgitter transformiert, womit sich die Anzahl der benachbarten Schichten, die zum Wärmeaustausch an einem Gitterpunkt beitragen, auf acht reduziert.

Die Ergebnisse für die Abkühlungsraten wurden für die gegenwärtige  $CO_2$ -Konzentration mit den exakten Rechnungen von Schwarzkopf und Fels (1985) verglichen. Die maximalen Differenzen liegen bei weniger als  $\pm 0.1 \text{ K/Tag}$ . Eine detaillierte Herleitung mit Angabe der Matrix-Koeffizienten ist in Fomichev et al. (1998) gegeben. Eine allgemeine Behandlung der Strahlungsrechnung und der mathematischen Methoden findet sich z.B. bei Andrews et al. (1987).

## 2. Der Übergangsbereich: $x = 11 - 14$ ( $70 - 93 \text{ km}$ )

Zwischen reinem LTE und NLTE-Bereich existiert der Übergangsbereich, in dem einerseits der Wärmeaustausch mit höheren Schichten berücksichtigt werden muß und neben dem Fundamentalband noch weitere Übergänge von Bedeutung sind, andererseits jedoch bereits NLTE-Effekte wie die Stoßdeaktivierung wirksam sind.

Abb. 2 veranschaulicht dies. Bis in die Höhe  $x = 14$  sind die Beiträge der "hot transitions" sowie der anderen Isotope nicht vernachlässigbar, darüber ist nur noch der Fundamentalübergang von Bedeutung. Besonders beachtenswert ist der dominierende Beitrag aus dem ersten "hot transitions" bei  $x = 8.5-11$ . Unterhalb von  $x = 12.5$  wo die Variation von atomarem Sauerstoff noch keine große Rolle spielt und die Konzentration an molekularem Sauerstoff und Stickstoff konstant ist werden die Matrix-Koeffizienten korrigiert und die NLTE-Effekte damit ausgeblendet. Zwischen  $x = 12.5$  und  $x = 14$  ( $85 - 93 \text{ km}$ ) wird die Rekursionsformel nach Kutepov und Fomichev (1993) verwendet, mit korrigierten Parametern zur Berücksichtigung des Wärmeaustauschs mit den darüberliegenden Schichten und der Einbeziehung der anderen Übergänge außer dem Fundamental. Die Konzentration der für die Stoßdeaktivierung wichtigen Konstituenten  $O_2$  und  $N_2$  sowie des oberhalb  $88 \text{ km}$  die Stoßdeaktivierung dominierenden atomaren Sauerstoffs sind als Global- und Jahresmittel der Standardatmosphäre CIRA 1986 (Rees und Ebel 1988) und in der unteren Thermosphäre dem MSIS 90-Modell (Hedin et al. 1991) entnommen.

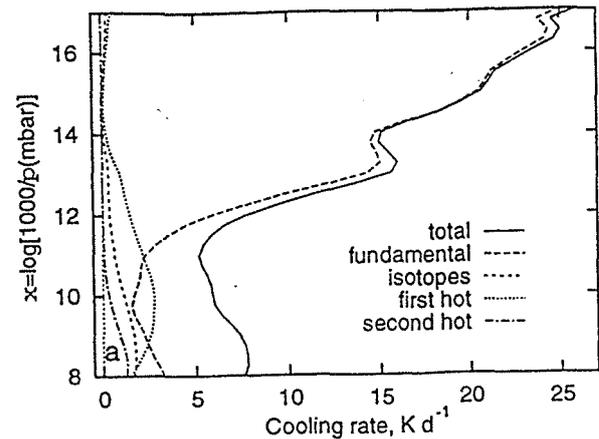


Abbildung 2: Beiträge verschiedener Übergänge zur Strahlungsabkühlung von  $CO_2$  im  $15 \mu\text{m}$ -Band nach Fomichev et al. (1998).

### 3. Der NLTE-Bereich: $x > 14$

Oberhalb des Übergangsbereichs wird nur noch der Fundamentalübergang des Hauptisotops  $C^{12}O_2^{16}$  berücksichtigt und der Wärmeaustausch mit höherliegenden Schichten vernachlässigt. Dort wird die Rekursionsformel für den reinen NLTE-Bereich nach Kutepov und Fomichev (1993) verwendet, bei der beginnend an einem untersten Level, hier bei  $x = 13.75$  sukzessive die Abkühlungsraten für die darüberliegenden Levels berechnet werden.

Die Abhängigkeit der Abkühlungsraten von der  $CO_2$ -Konzentration ist durch die  $CO_2$ -Konzentration am zu berechnenden Gitterpunkt und durch die Abhängigkeit der Escape-Funktion  $L(u)$  von der darüberliegenden  $CO_2$ -Säule  $u$  gegeben. Die Berechnung der Abkühlungsraten für beliebige Konzentrationen erfolgt durch lineare Interpolation der Werte für  $\log(L(u))$  über der  $CO_2$ -Säule  $u$ . Oberhalb von  $x = 16.5$  werden die Beiträge zum Wärmeaustausch so gering, daß nur noch der Einfluß der Schichten unterhalb von  $x = 16.5$  berücksichtigt wird. Die Abkühlungsraten bestimmen sich hier nur noch aus diesem Anteil und dem "cooling to space" -Anteil. Die Abkühlungsraten für  $12.5 < x < 16.5$  bestimmen sich nach der Formel

$$\epsilon(x_j) = \frac{2.63187 \times 10^{11} c_{CO_2,j} (1 - \lambda_j)}{\mu_j} \tilde{\epsilon}(x_j).$$

$$\lambda_j = \lambda(x_j) = 1.5988 / \{1.5988 + \rho_j [c_{N_2,j} (5.5 \times 10^{-17} \sqrt{T_j} + 6.7 \times 10^{-10} \exp(-83.8 T_j^{-\frac{1}{3}})) + c_{O_2,j} (10^{-15} \exp(23.27 - 230.9 T_j^{-\frac{1}{3}} + 564 T_j^{-\frac{2}{3}})) + c_{O,j} k_O]\}.$$

$\mu_j = \mu(x_j)$  - Molekulargewicht (in g/mol)

$\rho_j = \rho(x_j)$  - Anzahldichte der Hintergrundatmosphäre [ $1/\text{cm}^3$ ]

$c_{M_j} = c_M(x_j)$ ,  $M = CO_2, N_2, O_2, O$

$k_O$  - Ratenkoeffizient für Stoßdeaktivierung  $CO_2(01^10) - O$  in  $\text{cm}^3/\text{s}$

$\tilde{\epsilon}(x_j)$  folgt aus der Rekursionsformel

$$[1 - \lambda_j(1 - D_j)] \tilde{\epsilon}(x_j) = [1 - \lambda_{j-1}(1 - D_{j-1})] \tilde{\epsilon}(x_{j-1}) + D_{j-1}\varphi_{j-1} - D_j\varphi_j,$$

mit der Grenzbedingung bei  $x = 12.5$ :

$$\tilde{\epsilon}(12.5) = 1.10036 \times 10^{-10} \epsilon(12.5) / \{c_{CO_2}(12.5) [1 - \lambda(12.5)]\},$$

die aus der Matrix-Parametrisierung folgt.  $D_j$  und  $D_{j-1}$  sind gegeben durch

$$D_j = \frac{1}{4} (d_{j-1} + 3d_j); \quad D_{j-1} = \frac{1}{4} (3d_{j-1} + d_j),$$

mit

$$d_j = \begin{cases} \alpha(u, x_j) L(u) & \text{für } 12.5 \leq x_j \leq 13.75 \\ L(u) & \text{für } x_m \geq 14.0 \end{cases}$$

Für beliebige  $CO_2$ -Profile wird  $\alpha$  durch lineare Interpolation von  $\log(\alpha)$  bestimmt. Oberhalb von  $x = 16.5$  folgt ein allmählicher Übergang in die "cooling to space"-Näherung:

$$\epsilon(x_j) = \frac{2.63187 \times 10^{11} c_{CO_2,j} (1 - \lambda_j)}{\mu_j} [\Phi(16.5) - \varphi_j],$$

mit

$$\Phi(x) = \tilde{\epsilon}(x) + \varphi(x)$$

als Grenzbedingung, die aus der Rekursionsgleichung bei  $x = 16.5$  folgt. Die Abkühlungsraten für die Modellläufe mit den verschiedenen  $CO_2$ -Konzentrationen (Abb. 1) sind in Abb. 3 dargestellt. Die Abkühlungsraten für die verschiedenen  $CO_2$ -Konzentrationen unterscheiden sich bis in 110 km Höhe nur gering, da der stärkeren Abkühlung durch die  $CO_2$ -Erhöhung die Abkühlung der Hintergrundatmosphäre entgegenwirkt. Bei Fomichev et al. (1998) wurden zur Berechnung der Abkühlungsraten für verschiedene  $CO_2$ -Konzentrationen die gleichen Temperaturmodelle verwendet, so daß dort deutlich höhere Differenzen vorliegen.

### 3. Diabatische und dynamische Modellzirkulation

Unter diabatischer Zirkulation versteht man die zonal gemittelte vertikal-meridional Zirkulation, die ausschließlich durch adiabatische Prozesse die diabatische Erwärmung der Atmosphäre kompensiert. Häufig werden Änderungen der Strahlungsbedingungen anhand der Änderung der diabatischen Zirkulation diskutiert (Memmesheimer 1985, Fomichev et al. 1988).

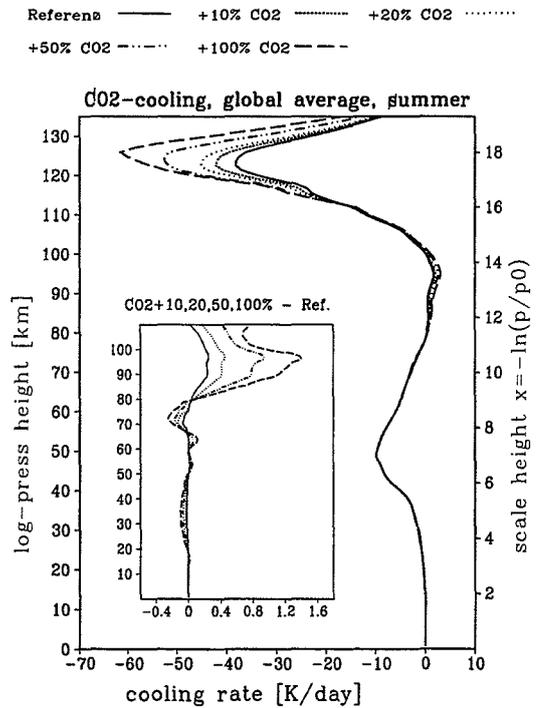


Abbildung 3: Gesamtabkühlungsraten für  $CO_2$ -Volumenmischungsverhältnisse von 360, 390, 420, 540 und 720 ppmV sowie Differenzen der  $CO_2$ -erhöhten Modellläufe und dem Referenzlauf bis 110 km Höhe (kleines Bild) am 40. Modelltag.

Im folgenden wird das Modelltemperaturfeld für Solstitiumsbedingungen mit den Temperaturen der Standardatmosphäre CIRA 1986 (Fleming et. al 1990) verglichen und die Unterschiede zwischen der diabatischen vertikalen Zirkulation und der dynamischen Modellzirkulation behandelt.

### Modelltemperaturen und Standardatmosphäre

Die Struktur des Temperaturfeldes nach der CIRA Standardatmosphäre 1986 (Fleming et al. 1990) für Juni (Abb. 4) wird im Modellauf (Abb. 7a) sehr gut wiedergegeben, nur südlich von  $60^\circ\text{S}$  liegt die Stratopause im Modellauf ca.  $10\text{ km}$  zu hoch. Die Absolutwerte unterscheiden sich jedoch teilweise erheblich voneinander. Die Modelltemperaturen zeigen eine deutlich wärmere Strato- und Mesosphäre im Referenzlauf bis in ca.  $70\text{ km}$  Höhe. Die Stratopause ist rund  $20\text{ K}$  wärmer und die Mesopause südlich von  $30^\circ\text{N}$   $30\text{ K}$  kälter. Polwärts von  $40^\circ\text{N}$  wird die kalte Sommermesopause im Modell sehr gut reproduziert. Darüber treten über der polaren Sommermesopause wieder größere Abweichungen auf. Aus den Abweichungen in den Temperaturfeldern folgen auch Unterschiede in der strahlungsbedingten diabatischen Ausgleichszirkulation, die im folgenden Kapitel behandelt wird. Diese sind jedoch klein gegenüber dem Einfluß dynamischer Effekte auf die Meridionalzirkulation.

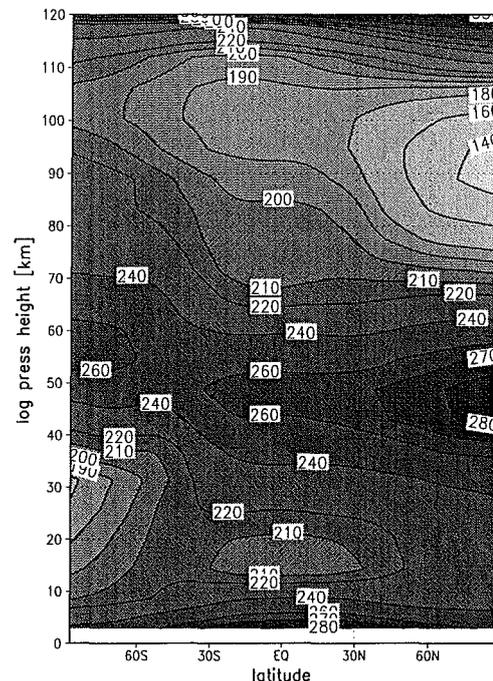


Abbildung 4: Zonal gemittelte Temperaturen nach der U.S. Standardatmosphäre CIRA 1986 für Juni.

### Diabatische Zirkulation

Die diabatische Vertikalzirkulation folgt aus der thermodynamischen Energiegleichung für die zonal gemittelten Felder mit dem vertikalen Temperaturgradienten  $\partial T/\partial z$  und den diabatischen Erwärmungsraten  $\partial T_{diab}/\partial t$ :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T_{adiab}}{\partial t} + \frac{\partial T_{diab}}{\partial t},$$

wobei die Gesamterwärmung aus adiabatischer Vertikalbewegung und diabatischer Erwärmung folgt. Horizontal advektiver Temperaturtransport wird dabei vernachlässigt. Umstellung in eine Beziehung für die Nettoerwärmungsraten liefert:

$$\frac{\partial T_{diab}}{\partial t} = w \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\kappa}{H} T \right), \quad \text{mit} \quad \kappa = \frac{R}{c_p}, \quad H = -\frac{z}{\ln \frac{p}{p_0}}.$$

Wir folgen der Definition der Vertikalgeschwindigkeit von Fomichev et al. (1988), bei der der global gemittelte vertikale Massentransport verschwindet:  $w^* = w - \overline{\rho_0 w} / \bar{\rho}$ . Da in den logarithmischen Druckkoordinaten im Modell die Dichte horizontal nicht variiert, folgt die Vereinfachung zur Abweichung vom Mittelwert:  $w^* = w - \bar{w}$ .

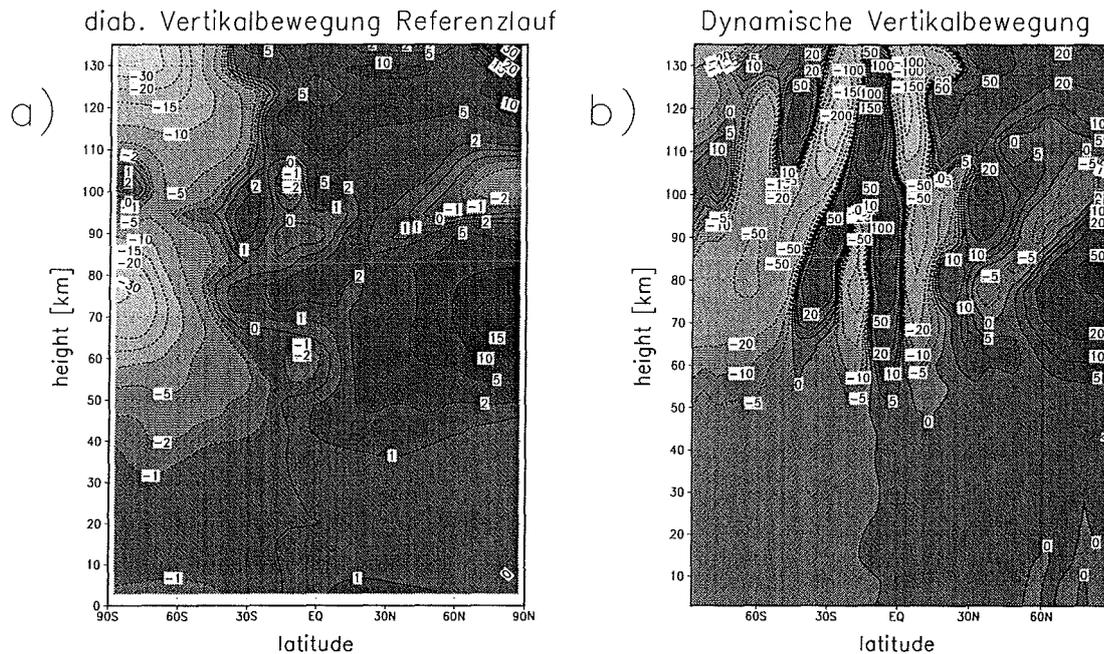


Abbildung 5: Diabatische Vertikalgeschwindigkeit  $w - \bar{w}_{global}$  [mm/sek] bei COMMA-Referenztemperatur (a) sowie dynamische Vertikalbewegung im Referenzlauf (b) am Modelltag 40 für Juni.

Abb. 5a zeigt die strahlungsbedingte diabatische Vertikalgeschwindigkeit für COMMA-Modelltemperaturen nach 40 Tagen bei Nordsummerbedingungen, sowie die vollständige dynamische Modellzirkulation. Bis in 70 – 80 km Höhe existiert überwiegend eine Ein-Zellen-Zirkulation mit Aufsteigen auf der sommerlichen Nordhemisphäre und Absinken auf der Südhemisphäre, wobei die Nulllinie deutlich in die Südhemisphäre verschoben ist. Im Bereich der Stratopause zwischen 50 und 65 km wird in Äquatornähe bei der diabatischen Vertikalzirkulation ein Einschluß mit einer isolierten Zelle beobachtet, die eine zusätzliche kleinräumige Zirkulation anzeigt. Im Gebiet zwischen 80 und ca. 105 km Höhe befindet sich in Äquatornähe ein Einschluß mehrerer kleiner Zellen auf- und absteigender Bewegung, in Polnähe der großräumigen Zirkulation entgegengerichtete Zellen. Darüber (oberhalb 110 km) dominiert, wie in der Stratosphäre, wieder die Ein-Zellen-Zirkulation mit Aufsteigen auf der Sommerhemisphäre und Absinken auf der Südhemisphäre, wobei die aufsteigende Bewegung wiederum in die Winterhemisphäre reicht.

#### *Dynamische Modellzirkulation*

Bei Berücksichtigung der Dynamik treten deutliche Abweichungen von der rein strahlungsbedingten diabatischen Zirkulation auf. Abb. 5b zeigt das Zonalmittel der Vertikalbewegung für den Referenzlauf bei Sommerbedingungen auf der Nordhemisphäre nach 40 Modelltagen. Die großräumige Aufteilung in überwiegend eine Zelle außerhalb des Mesopausenbereichs zwischen 90 und 110 km Höhe bei der diabatischen Zirkulation, in dem Aufsteigen in der Sommer- und Absinken in der Winterhemisphäre beobachtet wird, wird überlagert von starken dynamischen Störungen oberhalb von 60 km mit mehreren aufeinanderfolgenden Zirkulationszellen von ca. 15° Breite in denen abwechselnd Auf- und Abwind vorherrschen. Qualitative Übereinstimmungen sind polwärts von 40° Breite bis in 90 km Höhe in beiden Hemisphären zu sehen, die Dynamik verstärkt die Zirkulation jedoch und die Aufwärtsbewegung auf der Nordhemisphäre bzw. die Abwärtsbewegung auf der Südhemisphäre erhöht sich auf etwa die doppelten Beträge. Darüber ist aufgrund der wachsenden dynamischen Effek-

te nur polwärts von  $60^\circ$  qualitative Übereinstimmung vorhanden. In den niederen Breiten, werden durch die dynamischen Störungen Maximalgeschwindigkeiten von bis zu  $200 \text{ mm/s}$  erzielt gegenüber maximal  $30 \text{ mm/s}$  in der rein strahlungsbedingten diabatischen Zirkulation. Die Ursache der massiven Störungen der Vertikalwinde ist die Ausbreitung der solaren Gezeiten in die Mesosphäre und unteren Thermosphäre. Dabei übernimmt die in der Stratosphäre generierte halbtägige Gezeit den Hauptanteil, wie im folgenden gezeigt wird.

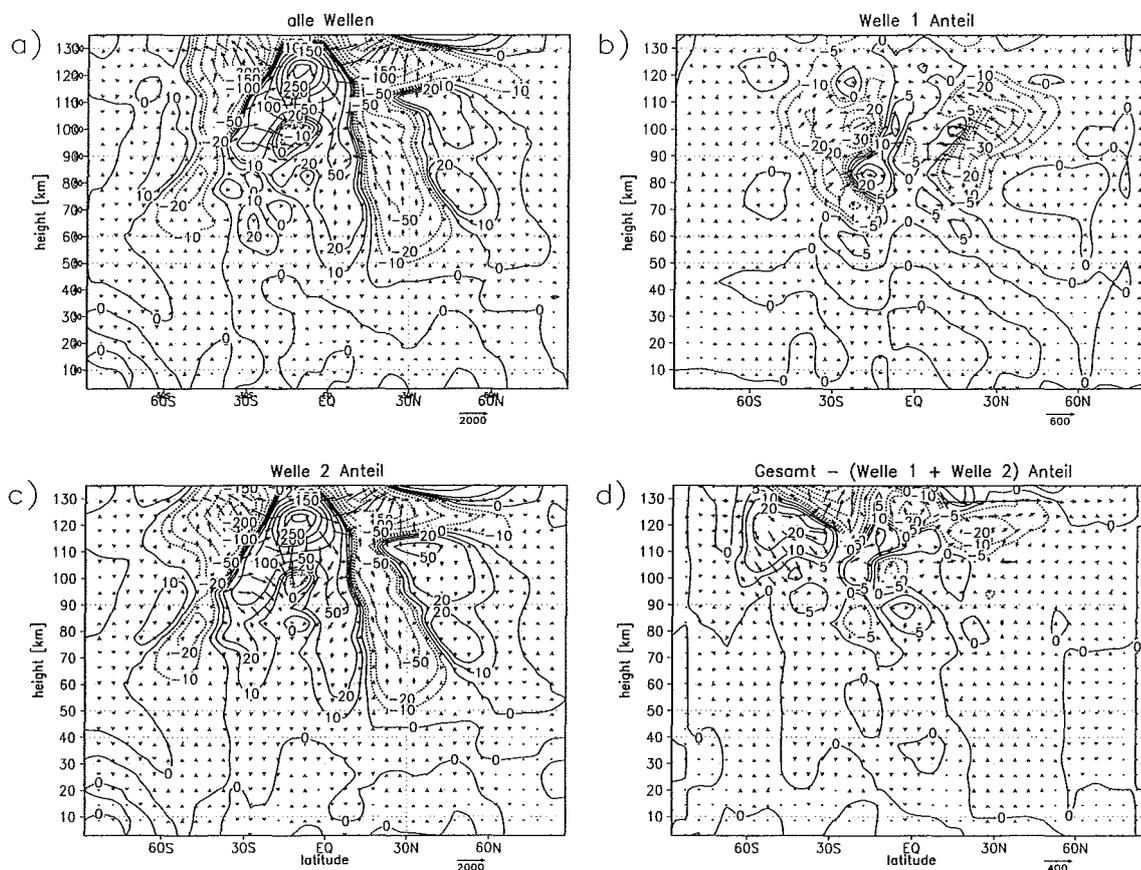


Abbildung 6: Eliassen-Palm-Fluß als Vektordiagramm und EP-Fluß Divergenz als Konturplot, normiert mit  $1/p_a$  (a) des gesamten welleninduzierten Anteils sowie (b) die Beiträge von ganztägiger Gezeit, (c) halbtägiger Gezeit (c) und (d) der höherfrequenten Anteile für Sommerbedingungen nach 40 Modelltagen. Die Vertikalkomponente  $F_z$  ist um einen Faktor 100 gestreckt.

#### 4. EP-Fluß durch solare Gezeiten

Abb. 6 a-d zeigen den Eliassen-Palm-Fluß, der den Transport von Impuls und Wärme durch die vorhandenen Wellenstörungen angibt, in der Vektordarstellung. Seine Divergenz, die die Beschleunigung des zonalen Grundstroms durch die Ablagerung von Impuls durch Wellenbrechen beschreibt ist als Konturplot in Abb. 6 enthalten. EP-Fluß und Divergenz sind in sphärischen logarithmischen Druckkoordinaten definiert als (z.B Andrews et. al 1987):

$$F^{(\phi)} = \rho_0 a \cos \phi \left( \bar{u}_z \frac{v'\theta'}{\theta_z} - \overline{v'u'} \right)$$

$$F^{(z)} = \rho_0 a \cos \phi \left\{ \left[ f - \frac{1}{a \cos \phi} (\bar{u} \cos \phi)_\phi \right] \frac{v'\theta'}{\theta_z} - \overline{w'u'} \right\}$$

$$\nabla \cdot F = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (F^{(\phi)} \cos \phi) + \frac{\partial F^{(z)}}{\partial z}$$

Zur besseren Darstellung wurde in Abb. 6 mit der Dichte und dem Erdradius  $a$  normiert und die Vertikalkomponente des Flusses um den Faktor 100 gestreckt. Der EP-Fluß  $(\rho_0 a)^{-1} \cdot (F^{(\phi)}; F^{(z)})$  ist in  $m^2/s^2$  angegeben, die EP-Flußdivergenz  $(\rho_0 a)^{-1} (\nabla \cdot F)$  in  $m/s/Tag$ . In Abb. 6a ist der gesamte Fluß aller Gezeitenkomponenten dargestellt, 6b zeigt den ganztägigen, 6c den durch die halbtägige Gezeit verursachten Anteil und 6d den verbleibenden Rest der höherfrequenten Gezeitenanteile. Die Separation der Welle 1 und Welle 2 wurde durch Fourierfilterung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder erreicht. Der in 6a beobachtete aufwärts und äquatorwärts bzw. in Richtung der Symmetrieachse bei ca.  $10^\circ S$  gerichtete Fluß in  $70 - 100 km$  zwischen  $40^\circ S$  und ca.  $30^\circ N$  wird wesentlich durch den halbtägigen Anteil bestimmt. Zwischen  $90$  und  $100 km$  Höhe wird der zum Äquator hin gerichtete meridionale Fluß durch den ganztägigen Anteil verstärkt, der nur bei  $20$  bis  $30^\circ N$  einen nennenswerten Beitrag liefert. In  $100 - 120 km$  Höhe nimmt die EP-Fluß-Divergenz der ganztägigen Gezeit nur im Bereich  $30 - 40^\circ S$  und  $20 - 40^\circ N$  mit der halbtägigen Gezeit vergleichbare Beträge an. Der durch die höheren Gezeitenanteile verursachte Beitrag (Abb. 6d) hat nur am oberen Modellrand eine mit den halb- und ganztägigen Anteilen vergleichbare Größenordnung, doch können hier Randeffekte eine Rolle spielen.

## 5. Einfluß des $CO_2$ -Anstiegs auf die Zirkulation der mittleren Atmosphäre: Die $CO_2$ -Verdopplung

Im folgenden wird der Einfluß der  $CO_2$ -Erhöhung auf die Zonalmittel von Temperatur und Zonalgeschwindigkeit behandelt. Anschließend wird der Einfluß auf die solaren Gezeiten untersucht. Dabei wird ausführlich auf die halbtägige Gezeit und die Auswirkung der Abkühlung der mittleren Atmosphäre durch den  $CO_2$ -Anstieg auf die stärkste Mode  $\theta_2^2$  nach der klassischen Gezeitentheorie eingegangen.

### *Zonal gemittelte Felder*

Abb. 7 zeigt die Zonalmittel für Temperatur und Zonalwind im Referenzlauf (a,c) und die Änderung im  $2 \cdot CO_2$ -Modellauf (b,d). Die  $CO_2$ -Verdopplung bewirkt eine starke Abkühlung der gesamten mittleren Atmosphäre von  $20 km$  bis zum oberen Modellrand mit Maximalwerten von über  $25 K$  in der Stratopause und bis zu  $40 K$  in der unteren Thermosphäre oberhalb von  $110 km$ . Die Abkühlung in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre liegt um bis zu  $10 K$  höher als in den Untersuchungen von Rind et al. (1988) und Berger et al. (1993). Dort wurde zwar die Erwärmung der Troposphäre durch eine um  $5 K$  erwärmte unterste Schicht als untere Randbedingungen berücksichtigt, die Abkühlung in der unteren Stratosphäre ist mit der aus Abb. 7 jedoch vergleichbar, so daß die erhöhte Abkühlung hier auf die wärmere Stratopausenregion und das neue Parametrisierungsschema zurückzuführen ist. Da in Messungen ein wesentlich stärkerer Trend der Abkühlung der MA beobachtet wird, als in bisherigen Modelluntersuchungen gefunden wurde, tragen die vorliegenden Ergebnisse dazu bei im Höhenbereich  $30 - 60 km$  diese Lücke zu schließen (Siehe hierzu Abschnitt 6).

Die starke Abkühlung in der unteren Thermosphäre oberhalb von  $110 km$  ist ein weiterer wesentlicher Unterschied zu der Untersuchung von Berger et al. (1993). Dort wurde eine geringere Kollisionsrate für die Stoßdeaktivierung durch atomaren Sauerstoff angenommen. Die hier verwendete Stoßdeaktivierungsrate  $k_O = 3 \times 10^{-12} cm^3/s$  ist der Arbeit von Shved et al. (1998) entnommen, die einen Mittelwert aus Labormessungen ( $1.2 - 1.5 cm^3/s$ ) und Satellitenbeobachtungen ( $3 - 6 cm^3/s$ ) verwendeten.

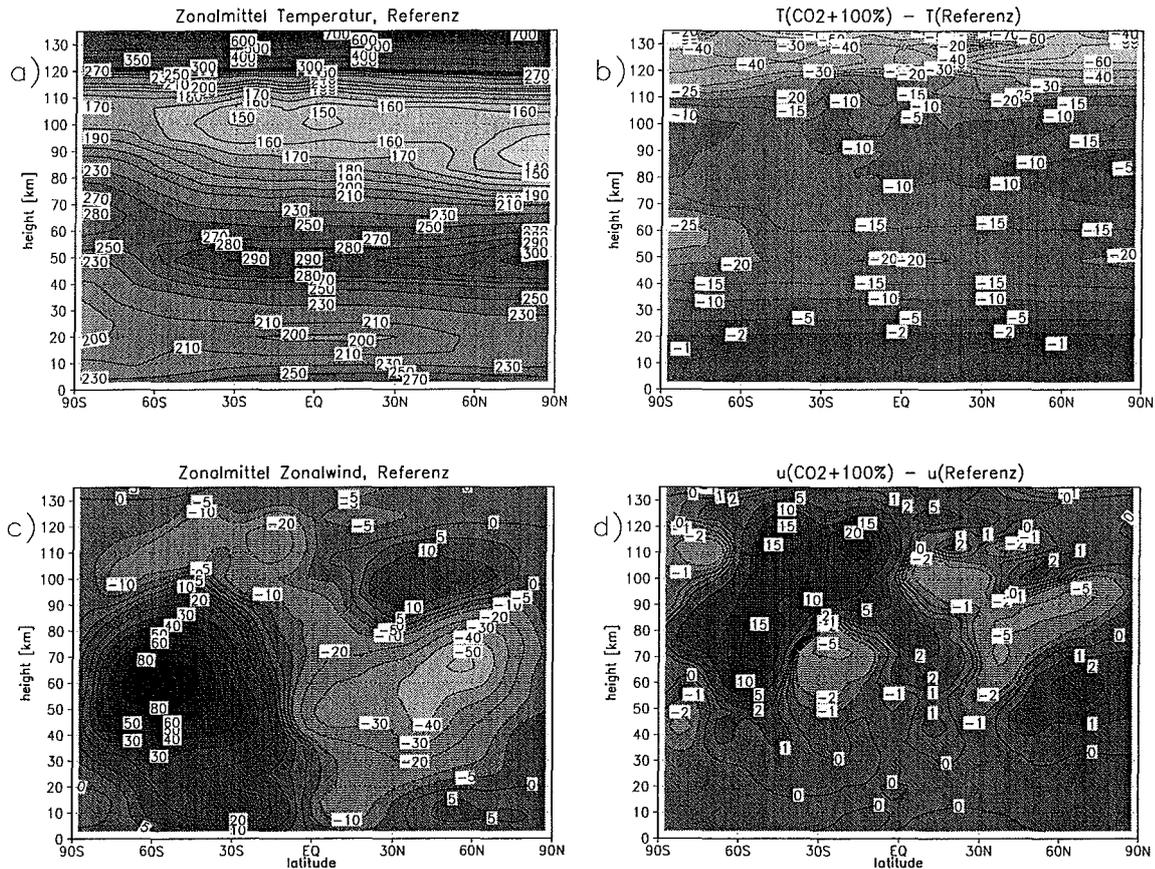


Abbildung 7: Zonal gemittelte Felder von Temperatur und Zonalwind im Referenzlauf und Änderung bei  $CO_2$ -Erhöhung um 100% am 40. Modelltag für Juni.

Die Zonalgeschwindigkeit zeigt die stärksten Änderungen in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre der Winterhemisphäre. Die Abschwächung des ostwärts gerichteten Impulsübertrages aus den brechenden thermischen Gezeiten zerstören die Windumkehr oberhalb von 100 km im Referenzlauf und verstärken den mesosphärischen Westwindjet um bis zu 15 m/s im  $2 \cdot CO_2$ -Lauf. Nur bei 10 bis 40°S wird der Westwindjet im Höhenbereich 50 – 80 km geringfügig abgeschwächt. In der sommerlichen Nordhemisphäre bleibt die Windumkehr oberhalb von 80 km erhalten, darunter wird der Ostwind leicht verstärkt (bis zu 5 m/s).

Wie die Analyse der Energieflüsse gezeigt hat wird die stärkste dynamische Änderung der Meridionalzirkulation durch die halbtägige Gezeit verursacht. Abb. 8,9 a-d zeigen die Amplituden der ganz- und halbtägigen Gezeit des Zonalwindes und der Temperatur im Referenzlauf und die Differenzen gegenüber den Feldern bei einer  $CO_2$ -Erhöhung um 100 %. Bei der halbtägigen Gezeit wird eine Abnahme der Amplitude um bis zu 50% beobachtet; die ganztägige Gezeit zeigt bis auf einzelne kleine Bereiche starker Zunahme hingegen überwiegend nur eine geringe Änderung bei der  $CO_2$ -Erhöhung.

Um die starke Dämpfung der halbtägigen Gezeitenamplitude zu analysieren wird die halbtägige Temperaturgezeit in ihre orthogonalen Eigenfunktionen, die Hough-Moden, zerlegt und die Änderung der stärksten Moden untersucht (siehe hierzu z.B. Kato, 1980 oder Chapman und Lindzen, 1970). Die 6 stärksten Moden der halbtägigen Temperaturgezeit sowie die Differenzen des  $2 \cdot CO_2$ -Laufs gegenüber dem Referenzlauf sind in Abb. 10 gezeigt. Die  $\theta_2^2$ -Mode dominiert deutlich die Gesamtamplitude. Neben den anderen symmetrischen Moden sind bei Solstitienbedingungen auch die asymmetrischen Anteile der  $\theta_3^2$ - und  $\theta_5^2$ -Moden nennenswert.

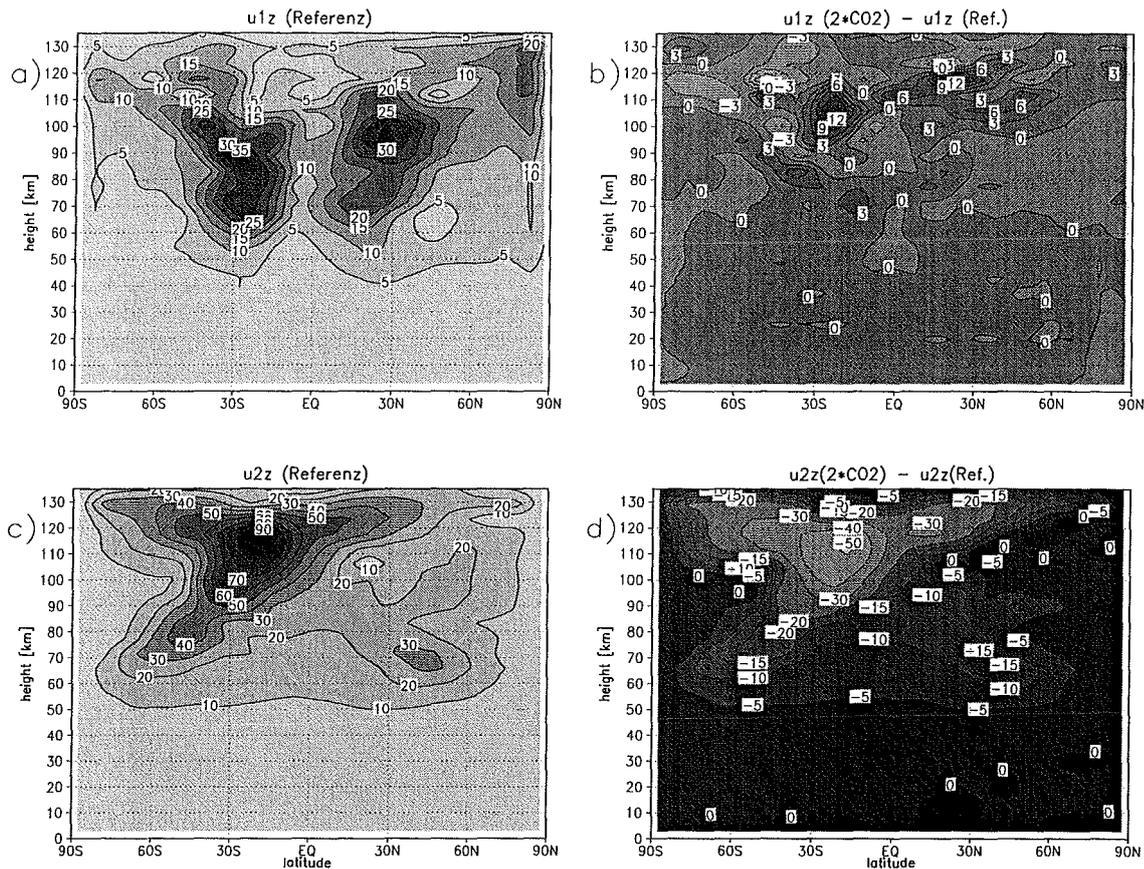


Abbildung 8: Amplitude der ganz- und halbtägigen Gezeit von Zonalwind und Differenzen gegenüber dem  $2 \cdot \text{CO}_2$ -Modellauf. Modelltag 40 für Junibedingungen.

Das Amplitudenverhältnis  $\theta_2^2 : \theta_3^2 : \theta_4^2 : \theta_5^2 : \theta_6^2$  beträgt in  $50 \text{ km}$ :  $1 : 2 \cdot 10^{-2} : 0.16 : 9 \cdot 10^{-2} : 4 \cdot 10^{-2} : 6 \cdot 10^{-3}$  und in  $110 \text{ km}$ :  $1 : 0.17 : 3 \cdot 10^{-2} : 0.22 : 2 \cdot 10^{-2} : 0.17$ .

Wegen der starken Dominanz der  $\theta_2^2$ -Mode, die aus der großen vertikalen Wellenlänge von über  $150 \text{ km}$  folgt und aufgrunddessen phasengleich im gesamten  $\text{O}_3$ -Absorptionsbereich zwischen  $20$  und  $50 - 60 \text{ km}$  angeregt wird, kann auch die starke Abnahme bei  $\text{CO}_2$ -Anstieg nur durch die Sensitivität dieser Mode bedingt sein (Abb. 10b). Damit liefert die  $\theta_2^2$ -Mode den wesentlichen Beitrag für die Abnahme der halbtägigen Gezeit.

Wodurch wird nun die Dämpfung der halbtägigen Gezeitenmode verursacht? Ein Modellauf mit Verwendung von zonal gemittelten statt längenabhängigen Abkühlungsraten zeigt die gleiche Dämpfung der  $\theta_2^2$ -Mode, so daß dies nicht auf die zonale Variation durch Minima und Maxima zurückgeführt werden kann. Zur Abschätzung des Einflusses der veränderten Hintergrundtemperatur auf die halbtägige Gezeit wird die Vertikalstruktur der  $\theta_2^2$ -Mode nach der klassischen Gezeitentheorie berechnet. Dazu wird die vertikale Strukturgleichung für eine vereinfachte Atmosphäre ohne dissipative Terme im Bereich oberhalb des  $\text{O}_3$ -Maximums in der oberen Stratosphäre und unterhalb der  $\text{NO}$  IR-Emissionen bei  $110 - 120 \text{ km}$  für die Hintergrundtemperaturfelder von Referenzlauf und  $2 \cdot \text{CO}_2$ -Lauf nach dem Verfahren von Chapman und Lindzen (1970) numerisch gelöst.

#### Ergebnis der numerischen Rechnungen

Abb. 11 zeigt eine Abnahme der  $\theta_2^2$ -Mode bei den Hintergrundtemperaturen aus dem  $2 \cdot \text{CO}_2$ -Lauf um ca.  $10\%$  in  $100 - 110 \text{ km}$  Höhe. Dies ist deutlich schwächer als in den Modellergebnissen, der prinzipielle Trend stimmt jedoch überein. Von einer detaillierteren Analyse mit

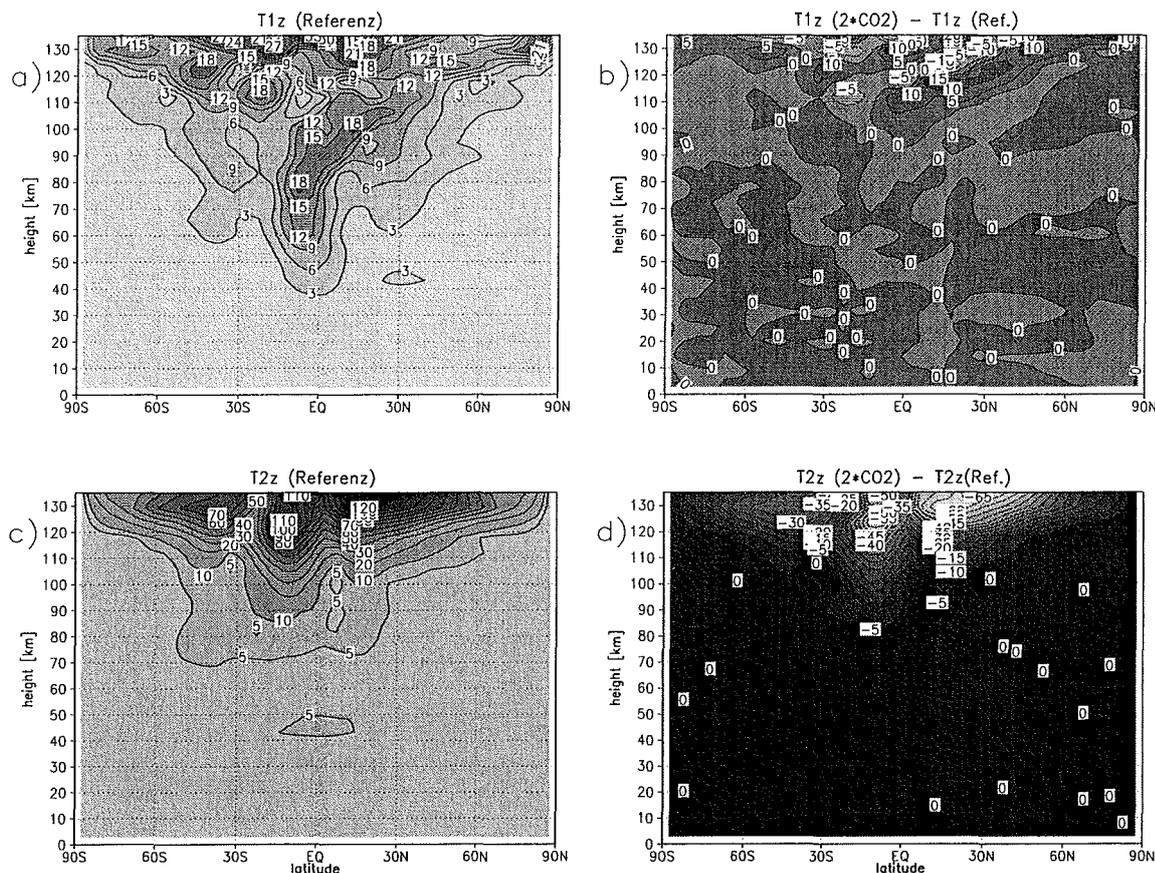


Abbildung 9: Amplitude der ganz- und halbtägigen Gezeit der Temperatur sowie Differenzen gegenüber dem  $2 \cdot \text{CO}_2$ -Modellauf. Modelltag 40 für Junibedingungen.

Berücksichtigung der dissipativen Terme, die in weiterführenden Untersuchungen geplant ist, wird eine bessere Wiedergabe der Modellergebnisse und damit Aufschluß über den Dämpfungsmechanismus erwartet. Die Ursache für die starke Abnahme der halbtägigen Gezeit ist also bislang nicht geklärt und bleibt wegen der hohen Signalstärke eine wichtige Frage für zukünftige Untersuchungen.

## 6. Vergleich mit Messungen

### Temperatur

Zahlreiche Beobachtungen bestätigen die Temperaturabnahme in der MA. Sie zeigen eine Abkühlung der unteren Stratosphäre bei  $25 \text{ km}$  um  $0.3 - 1 \text{ K/dek}$ , in  $35 - 50 \text{ km}$  Höhe  $1 - 3 \text{ K/dek}$  und in der Mesosphäre  $3 - 10 \text{ K/dek}$ . (Kokin und Lysenko 1993, Labitzke und van Loon 1994, Keckhut et al. 1999). Taubenheim (1998) leitete aus Langwellenhöhenreflektionsmessungen für seine über 40 jährige Zeitreihe einen mittleren Trend von  $5 \text{ K/dek}$  für die Mesosphäre in  $55 - 85 \text{ km}$  ab. Wenn man für die Ergebnisse der Modellstudie zur  $\text{CO}_2$ -Verdopplung von Rind et al. (1988) einen linearen Trend mit einer Zunahme von  $10 \text{ ppmV/dek}$  annimmt bleiben weniger als  $0.1 \text{ K/dek}$  für die untere und bis  $0.3 \text{ K/dek}$  für die obere Stratosphäre, darüber herrscht wieder abnehmende Tendenz auf  $0.1 - 0.2 \text{ K/dek}$ . Berger und Dameris (1993) berechneten eine Abkühlung von  $0.2 \text{ K/dek}$  in der unteren und bis  $0.6 \text{ K/dek}$  in der oberen Stratosphäre, darüber bis in die Mesopausenregion eine Abnahme auf  $0.3 \text{ K/dek}$  und oberhalb der Mesopausenregion bei  $110 \text{ km}$  eine maximale Abkühlung von  $2 \text{ K/dek}$ . Abb. 12 zeigt den aus dem Modellauf mit  $10\%$   $\text{CO}_2$ -Erhöhung abgeleiteten Temperaturtrend. Dieser liegt bei  $0.3 \text{ K/dek}$  in der unteren bis  $1 \text{ K/dek}$  in der oberen Strato-

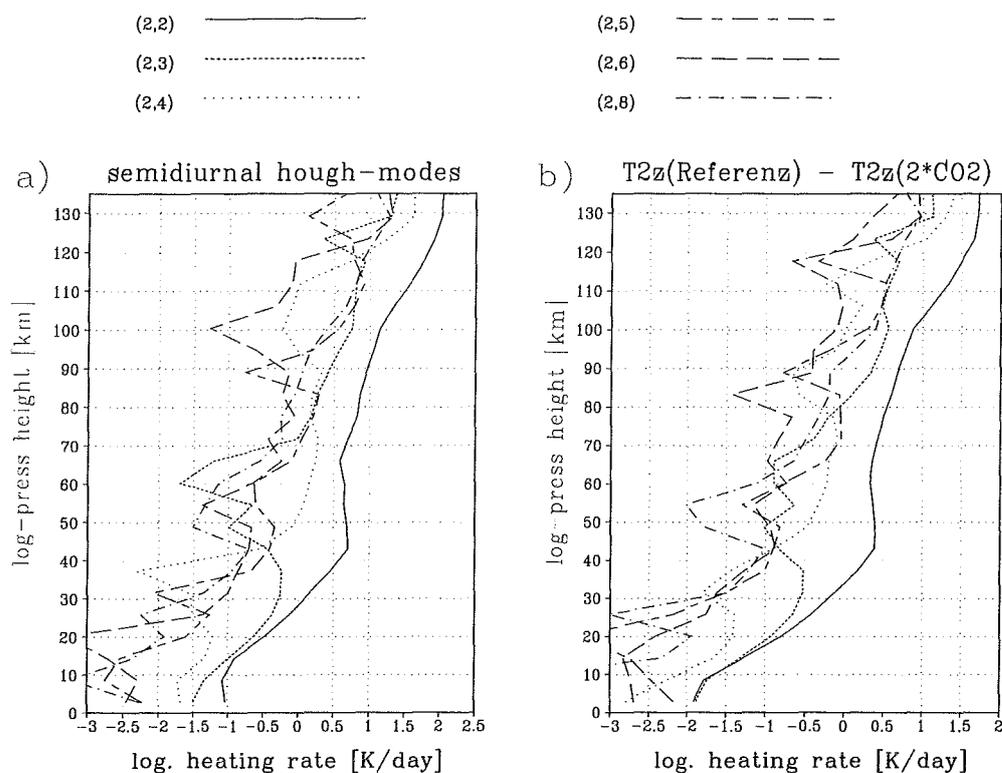


Abbildung 10: *Hough-Moden-Analyse der halbtägigen Gezeit der Temperatur im Referenzlauf und Differenz zum  $2 \cdot CO_2$ -Modellauf bei Nordsommer. Die  $\theta_2^2$ -Mode dominiert oberhalb der  $O_3$ -Anregung mit einem Anteil von über 50% an der Gesamtintensität.*

sphäre, in der Mesosphäre bei  $0.5 - 0.7 \text{ K/dek}$ . Im Höhenbereich  $25 - 60 \text{ km}$  liegen die Werte im unteren Bereich der Beobachtungen, darüber allerdings zu niedrig. Gegenüber bisherigen Modelluntersuchungen wird jedoch für die Stratosphäre und untere Mesosphäre eine wesentliche Annäherung der möglichen  $CO_2$ -bedingten Temperaturtrends an die Beobachtungen erreicht.

#### *Windmessungen*

Die Modelltrends für die Windparameter werden im Mesopausenbereich mit Analysen der Langzeitwinddatenreihe von Collm ( $52^\circ N, 15^\circ E$ , Jacobi et al. 1997) und mit Messungen an 6 weiteren Stationen (Bremer et. al. 1997) verglichen. Wie bereits in der Arbeit von Lange et al. (1997) durch Vergleich mit der Winddatenreihe von Collm gezeigt wurde ist das verwendete Modell geeignet die Windverhältnisse bei Sommerbedingungen im interessierenden Höhenbereich in den mittleren Breiten zu simulieren. Da die Datenreihe von Collm seit über 30 Jahren existiert und das  $CO_2$ -Mischungsverhältnis in der Atmosphäre nach Beobachtungen auf Mauna Loa bei einem Anstieg von  $10 \text{ ppmv/dek}$  um ca. 10% zugenommen hat (vgl. z.B. Schönwiese 1992, Hoyt und Schatten 1997, p.213), sollte insbesondere ein Langzeit-trend bei  $CO_2$ -sensitiven Parametern sichtbar sein. Die anderen Datenreihen verlaufen über Zeiträume von 10 - 20 Jahren und sollten dementsprechend die Tendenz bestätigen. Jacobi et al. (1997) fanden in den Meßdaten von Collm, in dem Zeitraum ab 1972 einen ansteigenden Trend in der westwärts gerichteten Zonalgeschwindigkeit im Sommer und Winter, aufgrund der Streuung jedoch nicht signifikant. Bei der Meridionalgeschwindigkeit fand er im Sommer wie Bremer einen abnehmenden Trend des Nordwindes, im Winter jedoch nur geringe Änderung. Die halbtägige Gezeit des Zonalwindes zeigt durchweg einen signifikant abnehmenden Trend, bei Jacobi et al. (1997) im Sommer etwas stärker als im Winter, bei Bremer et al. im Jahresmittel auch für alle Meßstationen.

Abb. 13 a-c zeigt die Modellergebnisse der Trends für zonal gemittelten Zonal- und Meridionalwind sowie der halbtägigen Gezeit bei einer  $CO_2$ -Erhöhung um 10, 20, 50 und 100% in  $52^\circ N$ . Dargestellt sind die Mittelwerte über den Höhenbereich 82–102 km geometrischer Höhe für Frühjahr-Sommer- und Winterlauf sowie das Jahresmittel, das aus den drei Jahreszeiten gebildet ist, da die Meßhöhe in den verschiedenen Messungen auch in dem Bereich variiert.

Beobachtet wird nur ein schwacher Trend der Zonalmittel von Zonal- und Meridionalgeschwindigkeit. Beim Zonalwind ist er jedoch, wie bei Jacobi et al. (1997), für Sommer und Winter positiv mit zunehmender  $CO_2$ -Konzentration. Bei 10% Zuwachs erhöht sich die Zonalgeschwindigkeit um knapp 1 m/s gegenüber mehreren m/s bei Jacobi. Die Meridionalgeschwindigkeit zeigt in den Modellergebnissen im Sommer eine sehr schwache Abnahme des ohnehin schwachen Nordwindes von 2 m/s um 0.2 m/s für eine  $CO_2$ -Erhöhung um 10%, was nur qualitativ in der Richtung mit den Ergebnissen von Jacobi übereinstimmt. Dort nimmt der Nordwind von 10 m/s, wie die Jahresmittel bei Bremer et al., um mehrere m/s, also deutlich stärker ab. Im Winter wird bei den Modellergebnissen eine Abnahme des Südwindes von 6 m/s um einen halben m/s bei 10%  $CO_2$ -Erhöhung beobachtet, bei Jacobi et al. (1997) zeigt sich in den Meßergebnissen auch ein schwacher Trend von überwiegend Südwind auf Nordwind.

Die halbtägige Gezeit des Zonalwindes hebt sich durch das eindeutige Trendverhalten in den verschiedenen Ergebnissen deutlich von der Zonalgeschwindigkeit ab. Sowohl in den verschiedenen Messungen, als auch in den Modellergebnissen wird für alle Jahreszeiten außer im Frühjahr eine deutliche Abnahme mit wachsendem  $CO_2$ -Gehalt beobachtet. Die Modellergebnisse zeigen im Winter mit 2.5 m/s einen deutlich stärkeren Rückgang der Amplitude als im Sommer mit nur 0.3 m/s für eine 10%ige  $CO_2$ -Erhöhung (vgl. auch Sommer-/Winterhemisphäre in Abb. 8,9 für  $CO_2$ -Verdopplung) im Gegensatz zu den Ergebnissen von Collm, die im Sommer einen stärkeren Trend zeigen. Die Meßergebnisse zeigen im Beobachtungszeitraum aber sowohl beim Jahresmittel, als auch für die verschiedenen Jahreszeiten einen stärkeren Trend, als die Modellergebnisse für den 10% igen  $CO_2$ -Anstieg, was neben einer natürlichen Variabilität durch überlagerte Effekte wie den Sonnenfleckenzyklus und dem negativen  $O_3$ -Trend in der Stratosphäre verursacht wird.

Insgesamt sind die Modellergebnisse jedoch ein deutlicher Hinweis, daß sowohl die Meßergebnisse der Temperatur in der Strato- und Mesosphäre, als auch die Windbedingungen in der Mesopausenregion den anthropogen verursachten  $CO_2$ -Anstieg widerspiegeln und die halbtägige Gezeit als Indikator für diesen Trend geeignet ist. Für quantitative Aussagen muß jedoch der Einfluß der zusätzlichen bereits genannten Effekte wie z.B. der UV-Variabilität und der stratosphärischen  $O_3$ -Abnahme abgeschätzt werden. Erste Modelluntersuchungen zeigen einen etwa gleich großen Einfluß wie durch den  $CO_2$ -Anstieg.

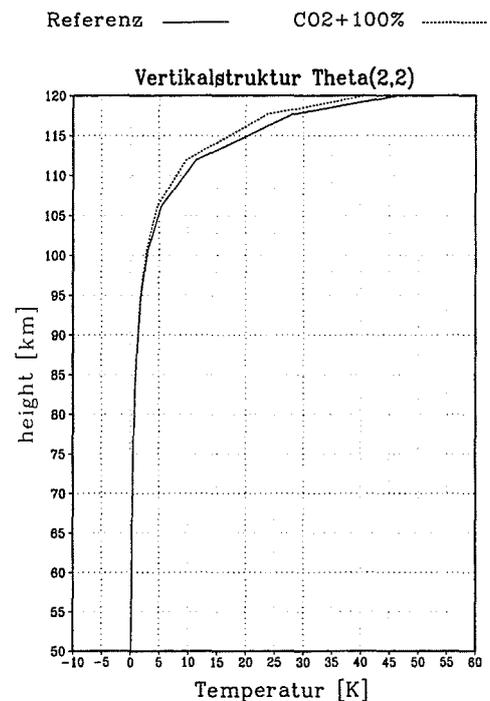


Abbildung 11: Vertikalstruktur der  $\theta_2^2$ -Mode nach der klassischen Gezeiten-theorie bei Berücksichtigung der solaren Anregung durch  $O_3$  und  $NO$ . Die Hintergrundtemperaturfelder sind aus dem Referenzlauf und dem  $2 \cdot CO_2$ -Modellauf für Nordsummerbedingungen übernommen.

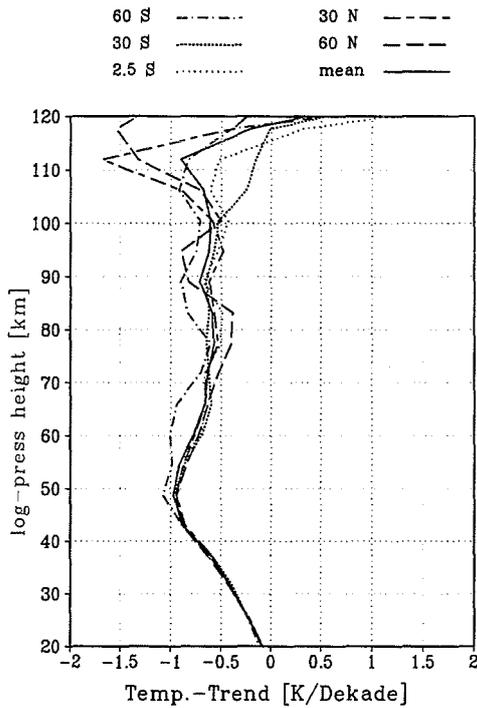


Abbildung 12: Temperaturtrend für verschiedene Breiten und im Globalmittel bei  $CO_2$ -Zunahme um 10 ppmV/dek, abgeleitet aus dem Modellauf mit 10% Erhöhung für Sommerbedingungen.

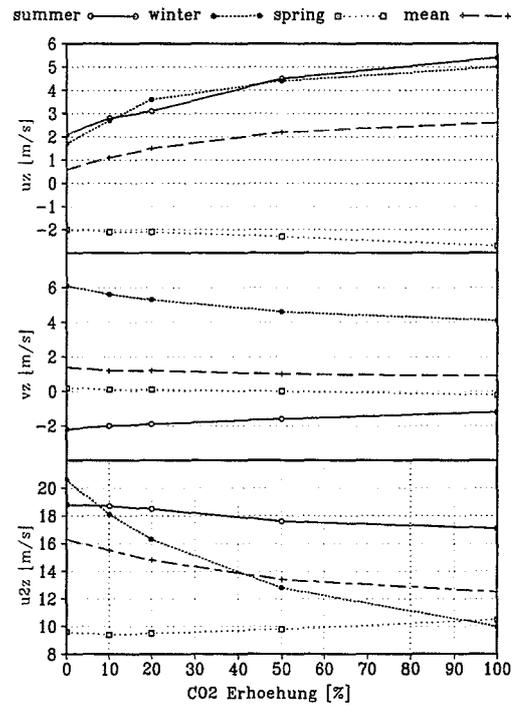


Abbildung 13: Modelltrends für zonal gemittelten Zonal- und Meridionalwind sowie der halbtägigen Gezeit in  $52^\circ N$  im Höhenbereich 82-102 km bei einer  $CO_2$ -Erhöhung um 10, 20, 50 und 100% am Modelltag 40.

## 7. Schlußfolgerungen

In der vorliegenden Untersuchung wurde der Einfluß des  $CO_2$ -Anstiegs auf die mittlere Atmosphäre mit einem modernen  $CO_2$ -Strahlungsmodul untersucht. Die rein diabatische Zirkulation, die durch die Nettostrahlung angetrieben wird beschreibt die Modellzirkulation nur polwärts von 60 Grad annähernd gut. Äquatorwärts davon dominieren dynamische Effekte die Zirkulation, die durch das Brechen der solaren Gezeiten in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre verursacht sind. Der Hauptanteil stammt aus der halbtägigen Gezeit. Die  $CO_2$ -Experimente zeigen eine starke Abkühlung der mittleren Atmosphäre mit Maxima von 20-25 K in der Stratopause und bis zu 40 K in der unteren Thermosphäre bei 120 km Höhe für den Fall der  $CO_2$ -Verdopplung. Der Modelltrend von 0.2 – 1 K/dek in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre gibt den beobachteten Trend in dem Höhenbereich besser wieder als frühere Modelluntersuchungen. Weiterhin wird in der Modellstudie eine starke Abnahme der halbtägigen Gezeiten mit einer Dämpfung um ca. 50 % für die  $CO_2$ -Verdopplung beobachtet. Langzeituntersuchungen des Zonalwindes in der Mesopausenregion bestätigen den abnehmenden Trend der halbtägigen Gezeitenamplitude. Auch theoretische Rechnungen nach der klassischen Gezeitentheorie zeigen die Abnahme der stärksten Mode der halbtägigen Gezeit in einer durch die  $CO_2$ -Erhöhung stark abgekühlten mittleren Atmosphäre, wenn auch deutlich schwächer als in den Modellergebnissen. Dies unterstützt die Eingangsthese, daß sie als möglicher Indikator für anthropogen erzeugten  $CO_2$ -Anstieg geeignet ist. Das Trendverhalten von mittlerem Zonal- und Meridionalwind in der Mesopausen-

region ist deutlich schwächer in den Modellergebnissen, es wird jedoch in Übereinstimmung mit den Langzeitwinduntersuchungen von Collm eine schwache Zunahme des Zonalwindes in Sommer und Winter beobachtet. Untersuchungen des Einflusses anderer Effekte wie z.B. des  $O_3$ -Abbaus und der UV-Variabilität sind jedoch zur quantitativen Bewertung der verschiedenen Einflüsse erforderlich.

## Dank

Diese Untersuchung wurde unterstützt von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Aktenzeichen JA 836/3-2) und dem DAAD (A/99/O9682).

## Literatur

- Akmaev, R.A., and V.I. Fomichev, 1992: Adaptation of a matrix parameterization of the middle atmosphere radiative cooling for an arbitrary vertical coordinate grid. *J. Atmos. Terr. Phys.* **54**, 829-833.
- Andrews, D.G., J.R. Holton, and C.B. Leovy, 1987: Middle Atmosphere Dynamics. Academic Press, 489 pp.
- Berger, U., and M. Dameris, 1993: Cooling of the upper atmosphere due to  $CO_2$  increases: a model study. *Ann. Geophysicae* **11**, 809-819.
- Bremer, J., R. Schmitter, K.M. Greisiger, P. Hoffmann, D. Kürschner, and W. Singer, 1997: Solar cycle dependence and long-term trends in the wind field of the mesosphere and thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **59**, 497-509.
- Chapman, S., and R.S. Lindzen, 1970: Atmospheric tides. Gordon and Breach, 200 pp.
- Fels, S.B., and M.D. Schwarzkopf, 1981: An efficient, accurate algorithm for calculating  $CO_2$   $15\mu m$ -band cooling rates. *J. Geophys. Res.* **86**, 1205-1232.
- Fleming, E.L., S. Chandra, J.J. Barnett, and M. Corney, 1990: Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude. *Adv. Space Res.* **10**, (12)11-(12)59.
- Fomichev, V.I., and G.M. Shved, 1988: Net radiative heating in the middle atmosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **50**, 671-688.
- Fomichev, V.I., and J.-P. Blanchet, 1998: Matrix parameterization of the  $15\mu m$   $CO_2$  band cooling in the middle and upper atmosphere for variable  $CO_2$  concentration. *J. Geophys. Res.* **103**, 11,505-11,528.
- Forbes, J.M., and B.V. Groves, 1987: Diurnal propagating tides in the low-latitude middle atmosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **49**, 153-164.
- Hedin, A.E., 1990: Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere. *J. Geophys. Res.* **96**, 1159-1172.
- Hoyt, D.V., and K.H. Schatten, 1997: The role of the sun in climate change. Oxford University Press, Oxford, 279 pp.
- IPCC, 1995: Second Assessment Report: Climate Change. Genf, 64 pp.
- Jacobi, Ch., R. Schmitter, and D. Kürschner, 1997: Long term trends in the mesopause wind field obtained from D1 LF wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.* **20**, 2085-2088.
- Jakobs, H.J., 1986: Untersuchungen von Schwerwelleneffekten mit Hilfe eines 3-d Zirkulationsmodells der mittleren Atmosphäre. Dissertation, *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, 123 pp.
- Kato, S., 1980: Dynamics of the upper atmosphere. Center for Academic Publications Japan, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 233 pp.

- Keckhut, P., F.J. Schmidlin, A. Hauchecorne, and M.L. Chanin, 1999: Stratospheric and mesospheric cooling trend estimates from U.S. rocketsondes at low latitude stations (8°S-34°N), taking into account instrumental changes and natural variability, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **61**, 447-459.
- Kokin, G.A., and E.V. Lysenko 1994: On temperature trends of the atmosphere from rocket and radiosonde data. *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 1035-1040.
- Kuhn, W.R., and J. London, 1969: Infrared radiative cooling in the middle atmosphere (30-110 km). *J. Atmos. Sci.* **29**, 189-204.
- Kutepov, A.A., and V.I. Fomichev, 1993: Application of the second-order escape probability approximation to the solution of the NLTE vibration-rotation band radiative transfer problem. *J. Atmos. Terr. Phys.* **55**, 1-6.
- Labitzke, K., and H. van Loon, 1994: Trends of Temperature and Geopotential Height Between 100 and 10 hPa on the Northern Hemisphere. *J. Meteorol. Soc. Jpn.* **72**, 643-652.
- Lange, M., R. Schminder, Ch. Jacobi, F., Baier, and G. Günther, 1999: Simulation of middle atmosphere winds and comparison with mesopause region wind measurements. *Adv. Space Res.* **24**, 1527-1530.
- Memmesheimer, M., V. Gärtner, G.E. Thomas, and Ch.P. McKay, 1985: The role of horizontally-averaged nonlinear heat transport in zonally-averaged models of the middle atmosphere. *Ann. Geophys.* **3**, 187-194.
- Miyahara, S., and D.H. Wu, 1989: Effects of solar tides on the zonal mean circulation in the lower thermosphere: solstice condition. *J. Atmos. Terr. Phys.* **51**, 635-647.
- Pawson et al. 1998: Stepwise changes in stratospheric temperature. *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2157-2160.
- Rees, D., and A. Ebel, 1988: CIRA 1986, Part I: Thermospheric Model. *Adv. Space Res.* **8**, 5-6, 1988.
- Rind, D., R. Suozzo, N.K. Balachandrian, and M.J. Prather, 1990: Climate Change and the Middle Atmosphere. Part I: The Doubled  $CO_2$  Climate. *J. Atmos. Sci.* **47**, 475-494, 1990.
- Shved, G.M., A.A. Kutepov, and V.P. Ogibalov, 1998: Nonlocal thermodynamic equilibrium in  $CO_2$  in the middle atmosphere, I, Input data and populations of the  $\nu_3$  mode manifold states. *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* **60**, 289-314.
- Schwarzkopf, M.D., and S.B. Fels, 1985: Improvements to the algorithm for computing  $CO_2$  transmissivities and cooling rates. *J. Geophys. Res.* **90**, 10541-10550.
- Schönwiese, C.D., 1992: Klima im Wandel. Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart, 138 pp.
- Taubenheim, J., and G. von Cossart, 1998: Die ionosphärische D-Schicht als Tracer langfristiger Temperaturänderungen der Mesosphäre. *Kleinheubacher Berichte* **41**, 180-185.

# **Studie zur Beurteilung des Winderosionsschutzes durch Erstaufforstung, Gehölzstreifen und Ackerbau im Nordraum Leipzig**

**Astrid Ziemann, Klaus Arnold und Hans-Jürgen Schönfeldt**

## **Zusammenfassung**

In der vorliegenden Studie wird einerseits die Winderosion und der damit verbundene Sedimenttransport hinter ausgedehnten Waldgebieten, die in ihrer Zusammensetzung typisch für den Nordraum von Leipzig sind, und hinter schmalen Gehölzschutzstreifen untersucht. Als Ergebnis dieser Analyse lassen sich Empfehlungen für die günstigsten Eigenschaften von Windschutzanpflanzungen hinsichtlich einer maximalen Schutzwirkung vor Sedimenttransport ableiten.

Andererseits wird die Häufigkeit möglicher erosiver Ereignisse am Beispiel einer für das Untersuchungsgebiet repräsentativen meteorologischen Station geprüft. Kritische meteorologische Randbedingungen für erosive Prozesse treten entsprechend einer statistischen Datenanalyse zweimal pro Jahr auf.

## **Summary**

On the one hand, the wind erosion and the associated sediment transport behind extensive forest areas, which are typically for the northern area of Leipzig, and behind narrow shelterbelts were examined in this study. Recommendations for the favourable properties of such protective arrangements with reference to the maximal shelter effect against sediment transport follow from this analyses.

On the other hand, the frequency of the potential occurrence of erosion will be proofed by data of a representatively meteorological station. Critically meteorological conditions appear two times per year corresponding to the statistical analyses.

## **1. Einleitung**

Eine wesentliche Rolle für den Sedimenttransport durch Winderosion spielen die meteorologischen Bedingungen. Bei längeren Trockenperioden und gleichzeitig auftretenden hohen Windgeschwindigkeiten können Winderosionsereignisse besonders in den Frühjahrs- und Herbstmonaten, in denen nur ein geringer Bodenbewuchs vorhanden ist, ein ernsthaftes Problem für die Landwirtschaft darstellen.

Abhilfe können Maßnahmen zur Windberuhigung (Waldbestände und/oder Gehölzschutzstreifen) und zur Erhöhung der Bodenfeuchte (Methoden der Bodenbearbeitung) bzw. zur Verhinderung einer zu starken Austrocknung der obersten Bodenschicht (Aufbringen einer Mulchauflage) schaffen.

Ziel dieser Studie ist es, die Häufigkeit des Auftretens klimatischer Voraussetzungen für das Vorkommen erosiver Ereignisse im Nordraum von Leipzig zu bestimmen und die Auswirkungen von Anpflanzungen zum Windschutz sowie der Nutzung anderer Bodenbearbeitungsmethoden neben der konventionellen Pflugbearbeitung auf den Sedimenttransport durch Winderosion zu untersuchen.

## 2. Analytische und numerische Modellierung des Windfeldes

Für die Abschätzung der Windverhältnisse auf angrenzenden Flächen von Gehölzen wurden ein eindimensionales Modell zur Simulation des meteorologischen Regimes in der atmosphärischen Grenzschicht bzw. ein analytisches Modell zur Beschreibung der Nachlaufströmung hinter ausgedehnten bzw. schmalen Wänden verwendet.

### 2.1 Grenzschichtmodellierung mit vertikal hochaufgelöster Vegetationsschicht

Mit einem eindimensionalen instationären Grenzschichtmodell inklusive einer Vegetationsschicht (s. Mix et al., 1994; Ziemann, 1999) können Profile meteorologischer Größen inner- und außerhalb des Bestandes vertikal hoch aufgelöst dargestellt werden. Das nichtlineare Modellgleichungssystem wird auf 120 Rechenflächen gelöst. Bei einem Waldbestand mit einer Höhe von 20 m liegt dabei die Hälfte der Modellniveaus innerhalb der Vegetationsschicht. Hierin besteht der entscheidende Vorteil gegenüber anderen Betrachtungsweisen, bei denen die Vegetation nur als ein Rauigkeitselement bzw. mit einem Recheniveau innerhalb des Bestandes gekennzeichnet wird.

Aufgrund der eindimensionalen Betrachtungsweise im Modell wird angenommen, daß die untersuchten Waldbestände eine ausreichend große horizontale Fläche umfassen und keine Änderungen der vegetationstypischen Eigenschaften innerhalb des Waldgebietes vorkommen. Um den dynamischen, thermischen und hydrologischen Einfluß einer Vegetationsschicht auf die Luftströmung simulieren zu können, muß auf verschiedene vegetationsspezifische Parameter zurückgegriffen werden, z.B. die höhenveränderliche Blattflächendichte ( $LAD$ ), den Blattflächenindex ( $LAI$ ) und den Überdeckungsgrad des Waldgebietes mit Vegetation ( $n_w$ ).

Die spezifische Pflanzenoberfläche (oder Blattflächendichte)  $LAD$  ist dabei ein objektiver Parameter zur Beschreibung der vertikalen Verteilung der einseitigen Oberflächen der Pflanzenelemente pro Volumeneinheit. Gemessene Profile werden u.a. von Rauner und Ananjev (1973) für Bergahorn und Linden (ca. 10 m hoch), von Mursch-Radlgruber und Kovacic (1990) für Eichen (ca. 20 m hoch) mit Hainbuchen (ca. 10 m hoch) im Unterwuchs und von Yang et al. (1993) für Eichen (ca. 20 m hoch) ohne Unterwuchs angegeben (s. Tab.1). Diese  $LAD$ -Verteilungen entsprechen Waldbeständen, die auch im Untersuchungsgebiet (Nordraum von Leipzig) häufig vorkommen.

Das Integral der spezifischen Pflanzenoberfläche zwischen der Erdoberfläche und der Vegetationshöhe  $h_p$  führt auf den Pflanzenoberflächenindex (Blattflächenindex)  $LAI$ .

Ein Parameter zur Kennzeichnung der Dichte und Kompaktheit eines Waldbestandes ist der Überdeckungsgrad des Waldgebietes mit Vegetation  $n_w$ , der einen Wert zwischen 0 (ohne Vegetation) und 1 (sehr dichter Bestand) annehmen kann. Der Überdeckungsgrad kann auch als Kronenschlußgrad (100% entspricht einem vollständig geschlossenem Kronendach) interpretiert werden und ergibt sich bei Betrachtung des Gebietes aus der Vogelperspektive.

Diese Parameter finden sich in den pflanzenspezifischen Zusatztermen des numerisch zu lösenden Gleichungssystems wieder, mit dem u.a. das vertikale Windprofil sowie Profile von Turbulenzgrößen und daraus abgeleitet Werte für die in der Nähe der Erdoberfläche wirkende Schubspannungsgeschwindigkeit berechnet werden.

### 2.2 Analytische Simulation der Nachlaufströmung hinter ausgedehnten Waldbeständen

Mit dem vorgestellten Atmosphärenmodell wurden zunächst vertikale Windprofile und die Schubspannungsgeschwindigkeit für verschiedene Pflanzenbestände berechnet (s. Tab. 1).

Die Windgeschwindigkeiten für den geostrophischen Wind (Wert am oberen Modellrand)  $v_g$  wurden entsprechend der statistischen Auswertungen im Kapitel 5 der vorliegenden Studie

gewählt. Eine Windgeschwindigkeit von  $5,5 \text{ ms}^{-1}$  in 10 m Höhe (Rechnungen für  $v_g=7,5 \text{ ms}^{-1}$ ) tritt mit einer vergleichsweise hohen relativen Häufigkeit von 13,5% im Untersuchungsgebiet auf. Demgegenüber kommt eine für erosive Ereignisse repräsentative Windgeschwindigkeit von  $10,5 \text{ ms}^{-1}$  in 10 m Höhe (Rechnungen für  $v_g=15 \text{ ms}^{-1}$ ) nur noch mit einer relativen Häufigkeit von 2% vor.

Um Vergleichswerte für die Windgeschwindigkeitssimulationen in bzw. hinter Waldbeständen zu erhalten, wurden außerdem numerische Simulationen über einer vegetationslosen Fläche durchgeführt.

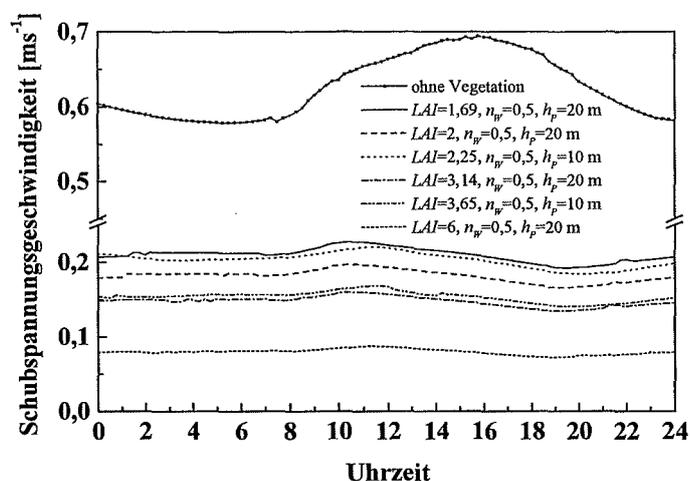


Abb. 1: Tagesgang der Schubspannungsgeschwindigkeit für verschiedene Waldbestände bei einer Windgeschwindigkeit  $v_g$  von  $15 \text{ ms}^{-1}$  an der Modelobergrenze.

innerhalb eines Waldbestandes entsprechend geringere Werte aufweisen. Bereits aus diesen Untersuchungen, die für ausgedehnte Flächen mit Vegetation gültig sind, läßt sich der große Einfluß von Waldbeständen auf die Luftströmung und die in Hinblick auf eine Vermeidung von Winderosion erwünschte Windgeschwindigkeitsverringerung erkennen.

Die Tagesgänge der für den Winderosionsvorgang bedeutsamen Schubspannungsgeschwindigkeit resultierend aus der tangential an der Bodenoberfläche angreifenden Schubspannung werden in der Abbildung 1 gezeigt. Sowohl die Tagesamplitude als auch die einzelnen Absolutwerte der Schubspannungsgeschwindigkeit sind für die Simulationen ohne Vegetation im Vergleich zu den Berechnungen mit einem Waldbestand wesentlich geringer. So betragen die Tagesmaxima im Vegetationsfall nur ca. 8-34% (in Abhängigkeit vom Bestand) vom Wert ohne Vegetation, da die meteorologischen Größen, die für die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit bedeutsam sind, in-

Tab.1: Dynamische und vegetationspezifische Ausgangsparameter.

$v_g$ [ $\text{ms}^{-1}$ ]	LAD-Profil	LAI	$n_w$
7,5 und 15	Eiche, 50% Belaubung nach Yang et al. (1993)	1,69	1 und 0,5
7,5 und 15	Eiche, 100% Belaubung nach Yang et al. (1993)	3,14	1 und 0,5
7,5 und 15	Eiche mit Hainbuche, Winter nach Mursch-Radlgruber und Kovacic (1990)	2	1 und 0,5
7,5 und 15	Eiche mit Hainbuche, Sommer nach Mursch-Radlgruber und Kovacic (1990)	6	1 und 0,5
7,5 und 15	Linde nach Rauner und Ananjev (1973)	2,25	1 und 0,5
7,5 und 15	Bergahorn nach Rauner und Ananjev (1973)	3,65	1 und 0,5

Bykova (1975) fand mit Hilfe numerischer Experimente mit einem zweidimensionalen atmosphärischen Grenzschichtmodell eine annähernd logarithmische Zunahme der Windge-

schwindigkeit hinter einem ausgedehnten Waldbestand. Dieses Resultat wurde genutzt, um das Windfeld einschließlich der Schubspannungsgeschwindigkeit hinter einem Waldbestand zu simulieren, der eine sehr große Ausdehnung (Breite in Anströmungsrichtung) im Vergleich zur Vegetationshöhe aufweist. Dazu wurde angenommen, daß am leeseitigen (windabgewandten) Bestandsrand eine Windgeschwindigkeit entsprechend des Wertes innerhalb der Vegetation herrscht und dieser Wert bis in eine horizontale Entfernung von 400 Vegetationshöhen logarithmisch zunimmt, bis der entsprechende Freilandwert erreicht wird. Alle Rechnungen wurden für einen Überdeckungsgrad  $n_W$  von 0,5 durchgeführt, was einem aufgelockertem Bestand entspricht. Die Unterschiede in der Strömungsbeeinflussung werden hierbei nur durch unterschiedliche  $LAD$ -Profile bzw.  $LAI$ -Werte gesteuert.

Die beispielhaften Darstellungen in Abbildung 2 geben den höhenabhängigen windabschwächenden Effekt des Vegetationsbestandes wider, der für die größten  $LAI$ -Werte seine größte Ausdehnung in  $x$ -Richtung (leeseitiger Abstand von der Waldkante) erreicht.

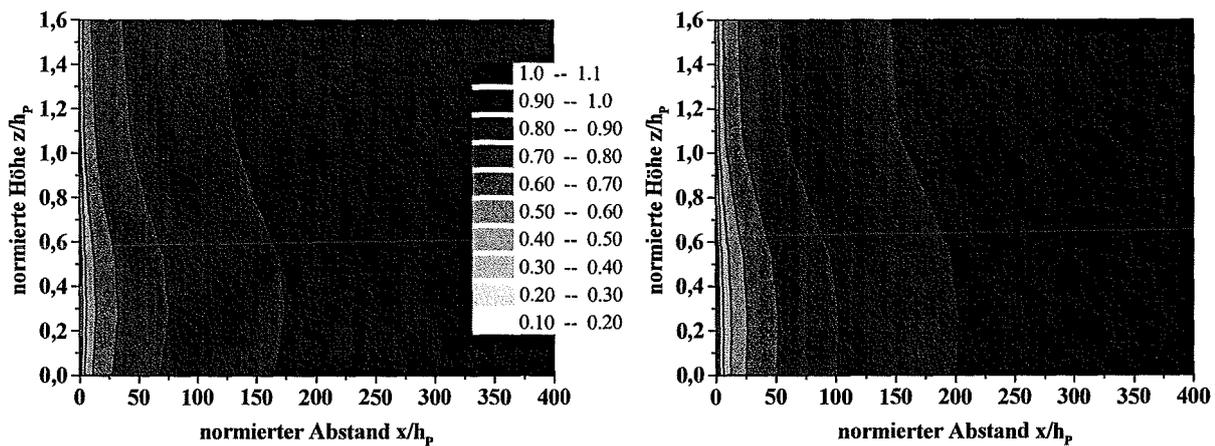


Abb. 2: Relative Windgeschwindigkeit (Normierung des aktuellen Wertes mit dem Referenzwert ohne Vegetation) für den Fall eines ausgedehnten Waldbestandes.

Parameter:  $LAI = 1,69$  (links) und  $LAI = 6$  (rechts),  $h_p = 20$  m,  $n_W = 0,5$ ,  $v_g = 15$  ms<sup>-1</sup>.

Entsprechend dem horizontalen Windprofil wurde auch bei der Berechnung der horizontalen Änderung der Schubspannungsgeschwindigkeit hinter einer Waldfläche (14 Uhr Modellzeit) vorgegangen (siehe Abb. 3).

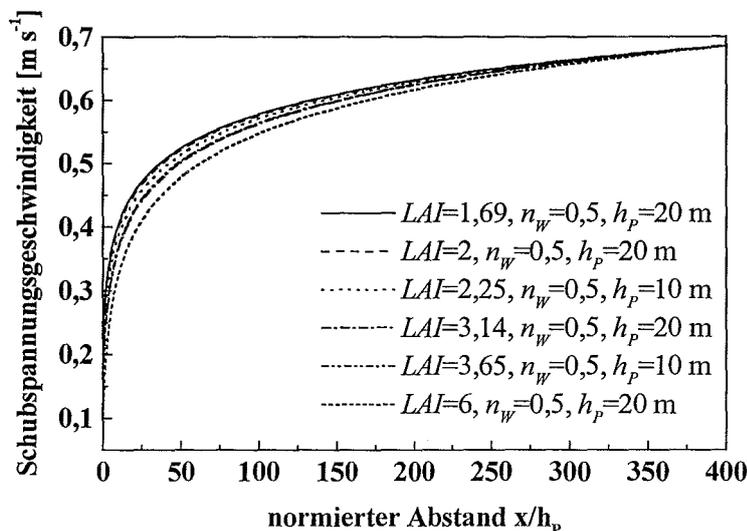


Abb. 3: Horizontalprofil der Schubspannungsgeschwindigkeit für verschiedene Waldbestände bei einer Windgeschwindigkeit  $v_g$  an der Modellobergrenze von 15 ms<sup>-1</sup>.

### 2.3 Analytische Simulation der Nachlaufströmung hinter schmalen Gehölzstreifen

Die Strömung hinter schmalen Gehölzstreifen, deren Breite in Strömungsrichtung sehr viel geringer als die Höhe der Vegetation ist, wurde bereits vielfach experimentell und theoretisch untersucht.

Von Flemming (1995), Klingbeil und Benndorf (1979) sowie Nord (1991) und Oke (1978) wurde für verschiedene Anpflanzungen eine minimale Windgeschwindigkeit von 10-15% (dichter Schutzstreifen) bis zu 30-40% (lockerer Schutzstreifen) des Freilandwertes gefunden, wobei sich der Ort des Windminimums mit zunehmender Durchlässigkeit von der Waldkante entfernt (ca. 2-7 Vielfache der Bestandeshöhe). Dichte und mehrreihige Gehölzstreifen bieten dementsprechend einen stärkeren Windschutz, aber auch eine geringere leeseitige Reichweite. Die vegetationspezifische Schutzzonengröße beträgt nach Oke (1978) für einen dichten Schutzstreifen 10 bis 15 Vielfache der Vegetationshöhe und für einen lockeren Schutzstreifen 20 bis 25 Vielfache der Vegetationshöhe. Von Flemming (1995) werden Reichweiten bis 50 Vielfache der Vegetationshöhe angegeben, wobei für die Definitionen der Schutzzonen unterschiedliche Meßhöhen und Werte für die Windreduktion (meist 80% vom Freilandwert) zugrunde gelegt werden.

Die Durchlässigkeit von Gehölzschutzstreifen hat neben dem Einfluß auf Lage und Betrag des Windminimums auch Auswirkungen auf die Bildung von Leewirbeln oder Düseneffekte. Nach sehr dichten Anpflanzung kann es direkt hinter dem Schutzstreifen zur Wirbelausbildung und einer damit verbundenen Verringerung der Reichweite der Schutzzone kommen (s. Flemming, 1995; Geiger et al., 1995; Oke, 1978). Lockere Schutzstreifenpflanzungen ohne Unterwuchs (offener Stammraum) können zu einer Erhöhung der Windgeschwindigkeit in Bodennähe führen (Düseneffekt, s. Flemming, 1995; Geiger et al., 1995; Klingbeil und Benndorf, 1979). Optimale Durchlässigkeiten liegen dementsprechend bei einem  $c_w$ -Wert von 0,5-0,7, wobei auf ausreichenden Unterwuchs im Stammraum von Laubbäumen zu achten ist.

Eine analytische Behandlung des Problems der Strömung hinter durchlässigen Wänden auf ebenen Flächen gibt Kaiser (1959) an. Dabei wird die Horizontalkomponente der Geschwindigkeit auf der Leeseite des Strömungshindernisses in Abhängigkeit von den Werten der Windgeschwindigkeit und des turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impulsaustausch in der Höhe der Vegetationsobergrenze bestimmt. Außerdem wird von einer flächenförmigen Impulssenkung (Baumbestand) mit höhenabhängiger Flächendichte der Ergiebigkeit ausgegangen. Bestimmender Parameter für die Strömungseigenschaften des ein- oder zweireihigen Windschutzstreifens ist der mittlere Widerstandsbeiwert  $c_w$  in Abhängigkeit von der geometrisch-optischen Durchlässigkeit (offene Fläche in Beziehung zur Gesamtfläche bei Vorderansicht) der (dünnen) Wand. Dieser Parameter kann Werte zwischen 0 (ohne Vegetation) und 1 (vollkommen undurchlässiger Schutzstreifen) annehmen. Für den Fall einer unbelaubten Baumreihe ist ein  $c_w$ -Wert um 0,3 anzunehmen, für doppelte (belaubte) Baumreihen um 0,7.

Die Eingangswerte für die Windgeschwindigkeit und den Diffusionskoeffizienten wurden aus Simulationsergebnissen des Grenzschichtmodells entnommen. Die Berechnungen der Nachlaufströmung wurden für verschiedene Werte des Widerstandsbeiwertes, der Windgeschwindigkeit  $v_g$  und der Vegetationshöhe (unterschiedliche Windgeschwindigkeiten und Diffusionskoeffizienten) durchgeführt.

Grundsätzlich ist die starke Abhängigkeit der Schutzwirkung des Gehölzstreifens vom Widerstandsbeiwert sichtbar (s. Abb. 4). Die Werte für die Windgeschwindigkeit sinken auf minimal 50% vom Referenzwert und sind damit deutlich höher als die kleinsten Werte hinter ausgedehnten Beständen (10% vom Referenzwert). Allerdings reicht die Schutzwirkung der schmalen Gehölzstreifen in horizontaler Richtung weiter als bei den breiteren und damit auch dichteren Waldbeständen (vgl. Abb. 3 und 5). Nur in größeren Höhen (über dem Bestand)

wird der Referenzwert der Windgeschwindigkeit erreicht oder bei höheren  $c_w$ -Werten sogar überschritten. Die Ursache dafür ist in der stärkeren Drängung der Stromlinien über einem dichteren Bestand zu finden, die mit einer erhöhten Windgeschwindigkeit verbunden ist. Die Luftströmung verläuft in diesem Fall nahezu ausschließlich über den Bestand hinweg, eine Durchströmung findet nur in sehr geringem Maße statt.

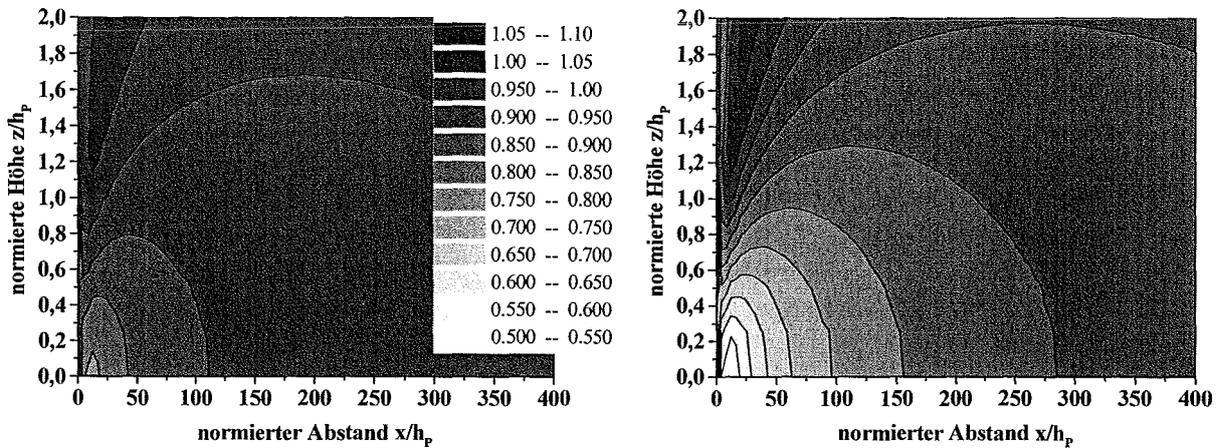


Abb. 4: Relative Windgeschwindigkeit (Normierung des aktuellen Wertes mit dem Referenzwert ohne Vegetation) für den Fall eines schmalen Gehölzschutzstreifens. Parameter:  $c_w = 0,3$  (links) und  $c_w = 0,7$  (rechts),  $h_p = 20$  m,  $v_g = 15$  ms<sup>-1</sup>.

Die Eingangsparameter  $v_g$  und  $h_p$  und dementsprechend die Windgeschwindigkeit und der Diffusionskoeffizient in der Höhe  $h_p$  spielen wegen der gleichsinnigen Änderung dieser Werte im Vergleich zum Einfluß des  $c_w$ -Wertes auf das Windfeld nur eine untergeordnete Rolle (vgl. auch Klingbeil und Benndorf, 1979; Kaiser, 1959).

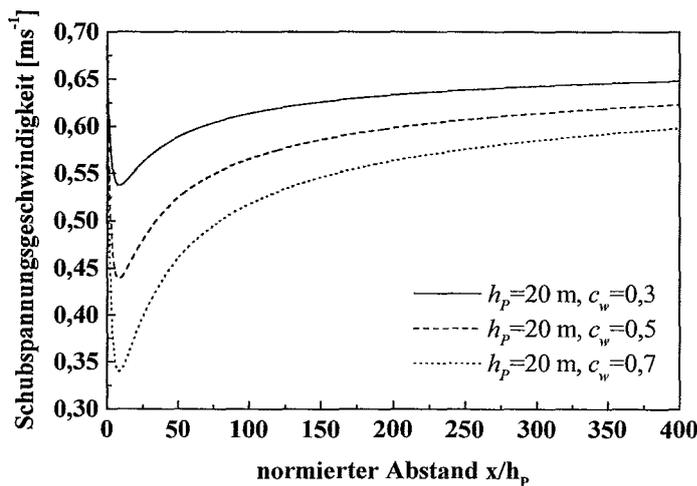


Abb. 5: Horizontalprofil der Schubspannungsgeschwindigkeit für verschiedene Gehölzstreifen bei einer Windgeschwindigkeit  $v_g$  an der Modellobergrenze von 15 ms<sup>-1</sup>.

Die Schutzwirkung reicht mit zunehmenden  $c_w$ -Werten bei abnehmenden Werten für das Minimum der Windgeschwindigkeit immer weiter in  $x$ -Richtung hinter dem Gehölzstreifen. Ein weiteres Ergebnis der durchgeführten Berechnungen nach Kaiser (1959) ist der in  $x$ -Richtung verschobene Ort des Minimums der Windgeschwindigkeit in Bodennähe ( $7-10 \cdot h_p$ ) im Vergleich zu den ausgedehnten Beständen, bei denen der geringste Wert der Wind- bzw. Schubspannungsgeschwindigkeit direkt hinter dem Bestandsrand lag (s. Abb. 5).

### 3. Analytische Modellierung des Sedimenttransportes

Auftrieb und Transport von Bodenpartikeln hängen von der Bodenstruktur und von meteorologischen Parametern ab. Partikelgröße, Bodenfeuchtigkeit und Bodenrauigkeit sowie bodennahes Windfeld und turbulenter Zustand der Atmosphäre haben großen Einfluß auf diese Prozesse.

Wird ein kritischer Wert der Schubspannungsgeschwindigkeit an der Erdoberfläche bei bestimmten Bodeneigenschaften überschritten, können nach Klingbeil und Benndorf (1979) bei sehr geringer Bodenfeuchtigkeit bereits bei Windgeschwindigkeiten ab  $10 \text{ ms}^{-1}$  je nach Bodenart mehrere Tonnen Boden je Hektar und Stunde verfrachtet werden.

Auch mit dem hier verwendeten Modell nach Zanke (1982) wurden bereits Simulationen eines Winderosionsereignisses im Nordraum von Leipzig vorgenommen (s. Wernicke, 1995), die bei ausgetrocknetem Boden auf ähnlich hohe Beträge des Sedimenttransportes schließen lassen.

Im folgenden werden die physikalischen Prozesse kurz erläutert, die für Winderosion und Sedimenttransport in der Luft verantwortlich sind (s. z.B. Zanke, 1982).

Die Wechselwirkung zwischen Bodenoberfläche und Luftströmung ist ein grundlegendes Problem bei der Behandlung des Sedimenttransportes. Infolge der Grenzflächenreibung überträgt eine Strömung auf die Erdoberfläche eine Schubspannung. Die daraus resultierende Schubspannungsgeschwindigkeit ist ein wichtiger Parameter zur Beschreibung der Winderosion.

Beim verwendeten Modell des Sedimenttransportes nach Zanke (1982) wird von einer turbulenten Strömung über einer rauhen Sohle ausgegangen, die sich bei Überschreiten einer bestimmten kritischen Reynolds-Zahl ausbildet. Die Rauigkeitselemente (Bodenteilchen) sind dabei vollkommen der Strömung ausgesetzt.

Überschreitet die Strömungsgeschwindigkeit einen kritischen Wert, werden die Bodenpartikel angehoben. Dieser Prozeß des Aufsteigens der Bodenteilchen verringert sich mit zunehmender Höhe in Abhängigkeit von der vorherrschenden Schubspannungsgeschwindigkeit und dem Vertikalgradienten der Windgeschwindigkeit in Bodennähe. Nach Erreichen der maximalen Höhe werden die Bodenpartikel infolge der Schwerkraft wieder in Richtung Erdoberfläche beschleunigt. Trifft ein Teilchen wieder auf die Erdoberfläche auf, kann der Impuls auf zwei verschiedene Arten weitergegeben werden. Die auftreffenden Bodenpartikel können einerseits an den darunterliegenden Teilchen abprallen und in die Strömung zurück gelangen (Saltation). Andererseits kann es bei sehr kleinen Bodenteilchen (Durchmesser  $< 0,1 \text{ mm}$ ) zur Suspension kommen. Die Fallgeschwindigkeit der Partikel ist dann kleiner als die vertikale Geschwindigkeitskomponente der Strömung. Diese Teilchen können somit über längere Entfernungen hinweg transportiert werden.

Der Saltationsprozeß ist nach verschiedenen Untersuchungen mit dem Modell nach Zanke als quantitativ bedeutsamer als der Suspensionsvorgang zu bewerten (s. Wernicke, 1995).

Der Sedimenttransport  $q$  ergibt sich nach Berechnung der kritischen Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*c}$  in Abhängigkeit vom Korndurchmesser, der Sedimentdichte (unter Einbeziehung des Wassergehaltes  $w_S$ ) und der Luftdichte im Vergleich zur vorgegebenen Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und zur berechneten Sinkgeschwindigkeit der Bodenteilchen, wobei  $q \sim (u_* - u_{*c})^3$  unter der Voraussetzung  $u_* > u_{*c}$  sowie  $u_{*c} \sim w_S$  gilt. Der Gesamttransport wird als Summe über die entsprechenden Anteile der verschiedenen Bodenfraktionen und für die beiden Transportprozesse Saltation und Suspension mit der Einheit eines transportierten Volumens je Zeit- und Breitereinheit bestimmt. Der Formelapparat zur Ermittlung des quantitativen Sedimenttransportes wird bei Zanke (1982) ausführlich behandelt.

#### 4. Ergebnisse numerischer Simulationen des Sedimenttransportes

Die im Abschnitt 2.2 und 2.3 vorgestellten Horizontalprofile der Schubspannungsgeschwindigkeit dienten als Eingangsdaten für die Simulation des Sedimenttransportes unter verschiedenen meteorologischen Bedingungen und für unterschiedliche Pflanzenparameter. Vorgegeben waren außerdem zwei Körnungsverteilungen (für Pflugbearbeitung bzw. Direktsaat und Mulchauflage) für ein Versuchsfeld (Zschortau) der Sächsischen Landesanstalt für Landwirtschaft. Vergleichsrechnungen, deren Resultate jedoch nur geringfügig von den anderen Simulationsergebnissen abwichen, wurden außerdem für zwei weitere Körnungsverteilungen mit geringerem Mittel- und Feinsandanteil aber deutlich höherem Grobschluffanteil durchgeführt (Lommatzscher Pflege).

Nach Testrechnungen ergaben sich sehr kleine Werte für die Bodenfeuchte, bei denen ein merklicher Sedimenttransport zu erwarten ist. Dementsprechend wurden die Berechnungen des Sedimenttransportes für 0,0 Gew.%, bis 0,2 Gew.% durchgeführt. Die Simulationen für 0,0 Gew.% stellen einen theoretischen Maximalwert für den Sedimenttransport dar, der in der Praxis aufgrund einer immer vorhandenen Restfeuchtigkeit im Boden jedoch nicht erreicht wird.

Hierbei ist anzumerken, daß die für das Simulationsmodell relevanten Bodenfeuchten für die oberste Bodenschicht (in der Größenordnung der Korndurchmesser, maximal 1 mm), an welcher die Luftströmung angreift, repräsentativ sind. Im Gegensatz dazu sind gemessene Werte für die Bodenfeuchte zu betrachten, die i.a. in einer Bodentiefe von einigen Zentimetern und als integraler Wert über eine bestimmte vertikale Strecke ermittelt werden.

Bei einer Austrocknung des Bodens wirkt die oberste Schicht (s. z.B. Hartge und Horn, 1991) als Evaporationsbarriere. Bei Schluff- und Tonböden wird eine solche Barriere etwas langsamer als bei Sandböden gebildet. Diese Böden können dementsprechend mehr Wasser evaporieren und tiefer entwässern. Die Bodenfeuchte in dieser Barrierschicht ist meßtechnisch nicht festzustellen. Es ist jedoch leicht nachzuvollziehen, daß eine Bodenfeuchte von wenigen Zehnteln Gew.% in dieser obersten Bodenschicht, die dann auch anfällig für eine Winderosion wird, nach einer längeren Trockenperiode vorkommt, obwohl in der eigentlichen Meßtiefe von einigen Zentimetern Werte der Bodenfeuchte nachgewiesen werden, die um eine Größenordnung über diesen Werten liegen.

##### 4.1 Resultate der Simulationen des Sedimenttransportes hinter ausgedehnten Waldbeständen

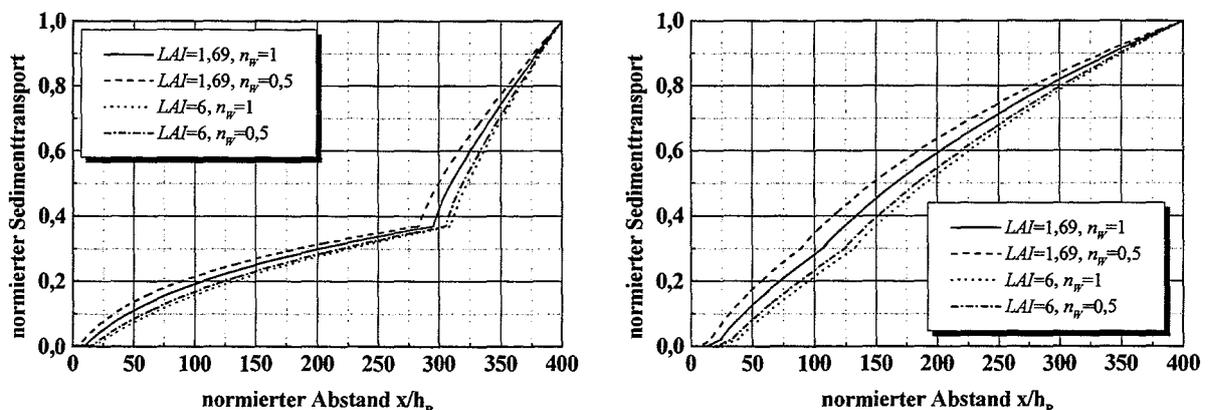


Abb. 6: Relativer Sedimenttransport (Normierung des aktuellen Wertes mit dem Referenzwert ohne Vegetation) hinter einem ausgedehnten Waldbestand bei Pflugbearbeitung.

Parameter:  $h_p = 20$  m,  $v_g = 15$  ms<sup>-1</sup>, Bodenfeuchte links: 0,0 Gew.% und rechts: 0,2 Gew.%

Wichtigster Einflußfaktor für den Sedimenttransport ist die Bodenfeuchte. Bei vollkommen trockenem Boden (theoretischer Grenzfall) und einer Windgeschwindigkeit  $v_g$  von  $15 \text{ ms}^{-1}$  werden maximal um  $50 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$  ohne einen Vegetationsschutz (normierter Sedimenttransport nahezu 1, Abb. 6) erreicht. Das entspricht einer Abtragung von ca. 11 bis 15 Tonnen Bodenmaterial je Breitereinheit an einem Tag unter konstanten äußeren Bedingungen (Bodenfeuchte, Windgeschwindigkeit).

Für eine Windgeschwindigkeit  $v_g$  von  $7,5 \text{ ms}^{-1}$  (ohne Abb.) sind die Werte des maximalen Bodenabtrags um ein Vielfaches kleiner (um  $1,2 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ). Mit ansteigenden Werten für die Bodenfeuchte nimmt der Sedimenttransport sehr stark ab. Bereits bei einer Bodenwassergehalt von 0,1 Gew.% beträgt der maximale Wert für den Sedimenttransport bei  $v_g = 15 \text{ ms}^{-1}$  nur noch 0,2% bis 0,3% vom Maximalwert bei vollkommen trockenem Boden. Mit zunehmender Bodenfeuchte verringern sich die Werte für den Transport von Bodenmaterial weiter. Eine weitere Einflußgröße auf die Winderosion ist die Wind- bzw. Schubspannungsgeschwindigkeit. Der horizontale Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit (s. Abb. 3) zeigt sich in qualitativ ähnlicher Form auch an den Graphen des Sedimenttransportes, besonders bei den Darstellungen mit einer Bodenfeuchte  $> 0,0 \text{ Gew.}\%$ . Deutlich tritt bei den Kurven im Fall eines vollkommen trockenen Bodens das verstärkte Einsetzen des Sedimenttransportes in einem horizontalen Raumbereich ab  $300 \cdot h_p$  hervor. In dieser Entfernung wird nahezu der Freilandwert für die Schubspannungsgeschwindigkeit und außerdem der Schwellwert für das Einsetzen der Winderosion bei fast allen Korngrößen erreicht.

Die für ein Winderosionsereignis relevanten Windgeschwindigkeiten können mit Werten ab  $v_g=15 \text{ ms}^{-1}$  angegeben werden. Die Fallrechnungen mit einem Wert für  $v_g$  von  $7,5 \text{ ms}^{-1}$  ergeben Sedimenttransporte, die um mindestens eine Größenordnung unter den Resultaten für  $v_g=15 \text{ ms}^{-1}$  liegen. Selbst bei einem stark ausgetrocknetem Boden mit einer Bodenfeuchte von 0,1 Gew.% beträgt der Transport maximal nur 2,5 Kilogramm je Breitereinheit an einem Tag unter konstanten äußeren Bedingungen.

Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen für verschiedene Körnungsverteilungen bei unterschiedlichen Methoden der Bodenbearbeitung sind im Vergleich zum Einfluß der Bodenfeuchte in der obersten (erodierbaren) Bodenschicht nur sehr gering. Bei der Gegenüberstellung der Resultate zu den Körnungsverteilungen Pflug und Mulch/Direktsaat muß jedoch beachtet werden, daß der Verdunstungsschutz bzw. die Kapazität zur Wasserspeicherung in der obersten Bodenschicht bei landwirtschaftlich genutzten Flächen mit Mulchauflage oder bei Direktsaat wesentlich stärker ausgeprägt ist. Die damit verbundene Erhöhung der Bodenfeuchte bietet somit einen Selbstschutz gegen Winderosion auch bei hohen Windgeschwindigkeiten und längeren Trockenperioden.

Auch der Einfluß der Vegetationsparameter auf den Sedimenttransport ist entsprechend der relativ geringen Variationen des Horizontalprofils der Schubspannungsgeschwindigkeit (s. Abb. 3) trotz einer maximal möglichen Abweichung der Transportwerte für verschiedene Baumbestände von 40% als unbedeutend gegenüber der Bodenfeuchtwirkung einzuschätzen. Die geringsten Transportraten ergeben sich für große  $LAI$ - und  $n_W$ -Werte bedingt durch die damit verbundenen minimalen Windgeschwindigkeiten (größte Bremswirkung bei Eiche mit Hainbuche im Sommer). Die vergleichsweise größten Transportraten erhält man im Falle einer weniger dichten und kompakten Aufforstung (s. Abb. 6).

#### 4.2 Resultate der Simulationen des Sedimenttransportes hinter schmalen Gehölzstreifen

Die Abbildung 7 dokumentiert ein ähnlich den Ergebnissen des vorangegangenen Abschnittes Verhalten der Einflußgrößen auf den Sedimenttransport.

Den deutlichsten Einfluß auf den Wert der Bodenabtragung hat wiederum die Bodenfeuchtigkeit. Die Maximalwerte liegen für vollkommen trockenen Boden und bei einer Windge-

schwindigkeit  $v_g$  von  $15 \text{ ms}^{-1}$  um  $25 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Dieses Ergebnis entspricht einer Bodenabtragung von ca. 6 bis 8 Tonnen je Breitereinheit pro Tag unter gleichbleibenden meteorologischen Bedingungen. Bei einer Windgeschwindigkeit  $v_g$  von  $7,5 \text{ ms}^{-1}$  (ohne Abb.) sind diese Maximalwerte ebenfalls um ein Vielfaches kleiner ( $0,7$  bis  $0,8 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ). Mit zunehmender Bodenfeuchte nehmen die Werte für den Sedimenttransport wieder ab. Bei einem Bodenwasser Gehalt von  $0,1 \text{ Gew.}\%$  beträgt der maximale Wert für die Bodenabtragung bei einer Windgeschwindigkeit von  $v_g=15 \text{ ms}^{-1}$  nur noch ca.  $0,4\%$  vom Maximalwert bei vollkommen trockenem Boden.

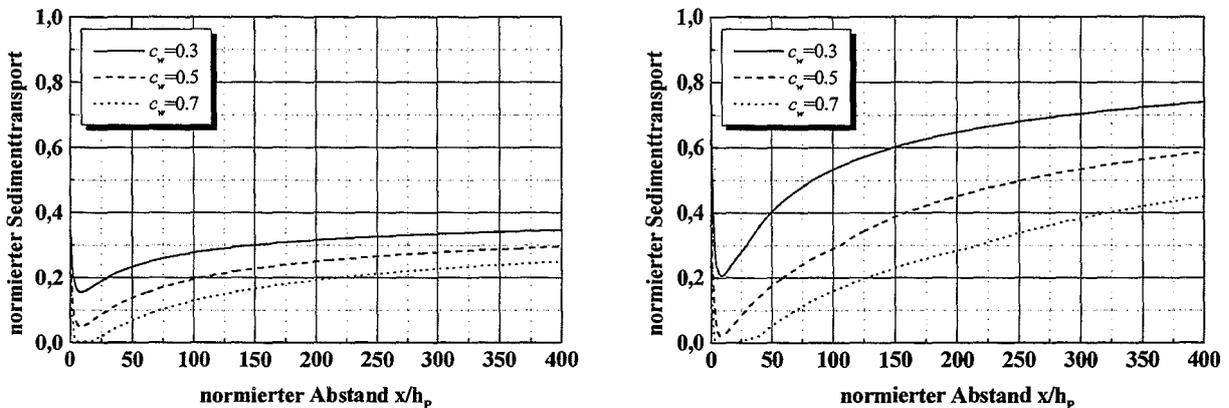


Abb. 7: Relativer Sedimenttransport (Normierung des aktuellen Wertes mit dem Referenzwert ohne Vegetation) hinter einem Gehölzschutzstreifen bei Pflugbearbeitung.

Parameter:  $h_p = 20 \text{ m}$ ,  $v_g = 15 \text{ ms}^{-1}$ , Bodenfeuchte links:  $0,0 \text{ Gew.}\%$  und rechts:  $0,2 \text{ Gew.}\%$

Der maximale Wert für den Sedimenttransport wird im Gegensatz zu den Simulationen hinter einem ausgedehntem Waldgebiet und entsprechend der vorgegebenen Horizontalprofile der Schubspannungsgeschwindigkeit (s. Abb. 5) direkt hinter der leeseitigen Waldkante erreicht. Das Minimum des Sedimenttransportes liegt in einer Entfernung von  $10 \cdot h_p$  hinter dem Gehölzstreifen. Von hier aus nimmt die Transportrate mit zunehmendem Abstand vom Windschutzstreifen entsprechend dem Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit zu. Dabei werden nach 400 Vielfachen der Vegetationshöhe im Fall eines vollkommen trockenen Bodens maximal 35% (Zschortau) des Freilandwertes (ohne Vegetationsschutz) bei einer Windgeschwindigkeit  $v_g$  von  $15 \text{ ms}^{-1}$  und einem Widerstandsbeiwert  $c_w$  von  $0,3$  erreicht. Bei feuchtem Boden nehmen diese normierten Werte des Sedimenttransportes zu. Die Maximalwerte liegen dann unter den gleichen Bedingungen bei ca. 80% des Freilandwertes. Der Gehölzstreifen als Windschutz ist also bei stark ausgetrocknetem Boden am effektivsten wirksam.

Die Rechnungen für eine Windgeschwindigkeit  $v_g$  von  $7,5 \text{ ms}^{-1}$  ergeben wiederum um ein Vielfaches geringere Transportraten im Vergleich zum doppelten  $v_g$ -Wert. Bei einer Bodenfeuchte von  $0,1 \text{ Gew.}\%$  beträgt der Sedimenttransport maximal 2 Kilogramm an einem Tag unter gleichbleibenden Verhältnissen.

Die Unterschiede zwischen den Resultaten für verschiedene Körnungsverteilungen sind auch für diese Berechnungen im Vergleich zur Wirkung einer veränderten Bodenfeuchte gering. Der Einfluß des Vegetationsparameters  $c_w$  auf den Sedimenttransport ist entsprechend der Variationen des Horizontalprofils der Schubspannungsgeschwindigkeit (s. Abb. 5) trotz einer maximal möglichen Abweichung von 90% der Transportwerte für verschiedene Widerstandsbeiwerte als relativ gering gegenüber der Bodenfeuchtwirkung einzuschätzen. Die geringsten Transportraten ergeben sich für große  $c_w$ -Werte bedingt durch die damit verbundenen minimalen Windgeschwindigkeiten. Die vergleichsweise größten Transportraten erhält man im Falle einer weniger dichten und kompakten Baumreihe.

## 5. Statistische Analyse der Häufigkeit erosiver Ereignisse

In einem weiteren Teil dieser Studie wurde die Häufigkeit des Auftretens von Trockenlagen vor erosiven Ereignissen untersucht. Als erosive Ereignisse werden Perioden ohne oder mit nur geringem Niederschlag und gleichzeitigem Auftreten von höheren Windgeschwindigkeiten betrachtet.

Als Datenbasis wurde die Station des Deutschen Wetterdienstes (DWD) Leipzig-Schkeuditz gewählt, die aufgrund ihrer freien Lage als repräsentativ für den Nordraum Leipzigs anzusehen ist. Für diesen Ort wurden die vom DWD zur Verfügung gestellten Tageswerte des Niederschlages und die Stundenwerte der Windgeschwindigkeit und -richtung für den Zeitraum von 1973 bis 1998 ausgewertet.

Die mittlere jährliche Niederschlagssumme beträgt in Leipzig-Schkeuditz ca. 500 mm, wobei die größten Niederschlagsmengen in den Sommermonaten und die geringsten im Winter fallen. Längere Trockenperioden, d.h. beispielsweise mindestens 10 aufeinanderfolgende Tage ohne Niederschlag, treten z.B. nur ca. einmal pro Jahr auf.

Die Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit zeigt ein deutliches Maximum im Bereich zwischen 2 und 5  $\text{ms}^{-1}$ . Windgeschwindigkeiten größer als 10  $\text{ms}^{-1}$  (in einer Höhe von 10 m über Grund) treten hingegen nur selten auf. Insbesondere bei höheren Windgeschwindigkeiten liegt eine deutliche Präferenz für südwestliche Windrichtungen vor.

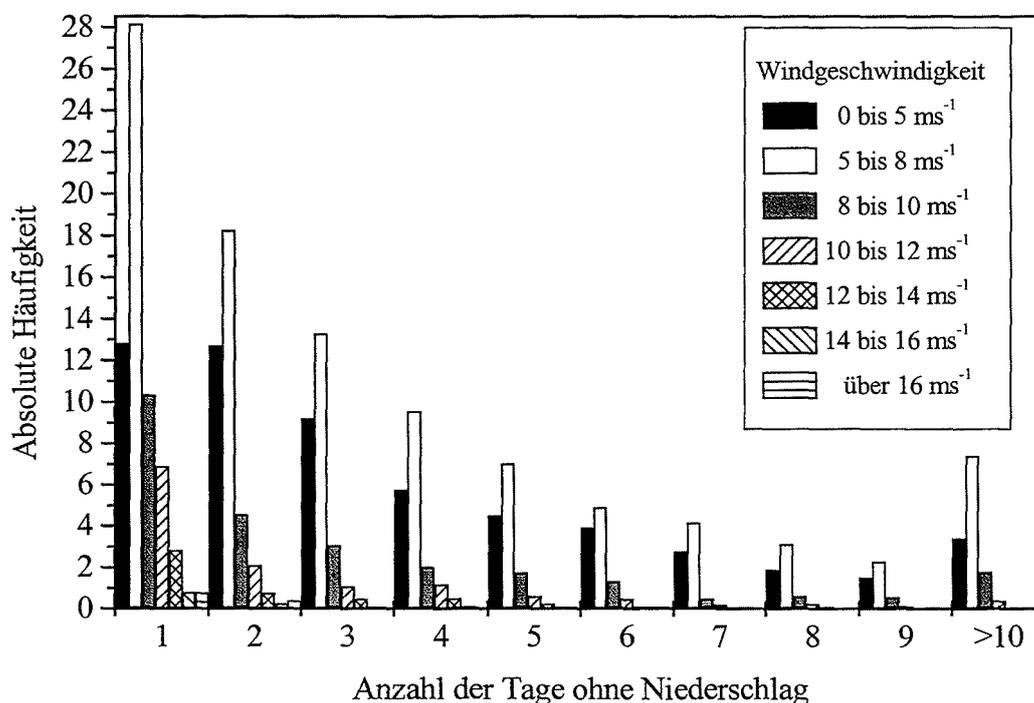


Abb. 8: Jährliche Häufigkeit der Tagesfolgen ohne Niederschlag in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit (Maxima der jeweiligen Stundenmittelwerte des entsprechenden Tages). Die Daten beziehen sich auf die Station des DWD Leipzig-Schkeuditz (Zeitraum von 1973 bis 1998).

Während der Trockenperioden herrschen unabhängig von deren Andauer am häufigsten Windgeschwindigkeiten im Bereich von 5 bis 8  $\text{ms}^{-1}$ . Höhere Windgeschwindigkeiten innerhalb längerer Trockenperioden treten nur selten auf.

Trockenperioden mit hohen Windgeschwindigkeiten treten am häufigsten im Herbst und Winter auf. Im Frühjahr und Sommer herrschen in der Regel innerhalb der Perioden ohne Niederschlag nur geringe Windgeschwindigkeiten.

Die statistische Analyse der Wind- und Niederschlagsdaten hat gezeigt, daß im Untersuchungsgebiet die als besonders erosiv eingestuften Bedingungen, d.h. höhere Windgeschwindigkeiten nach längeren Trockenperioden, selten auftreten. So werden Windgeschwindigkeiten im Bereich über  $10 \text{ ms}^{-1}$  nach Trockenperioden von mindestens 10 Tagen nur ca. alle zwei Jahre beobachtet. Noch höhere Windgeschwindigkeiten und damit noch größere Erosionsgefährdungen treten entsprechend seltener auf.

## 6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

In der vorliegenden Studie wurde in einem ersten Teil die Winderosion und der damit verbundene Sedimenttransport hinter ausgedehnten Waldgebieten, deren Breite in Strömungsrichtung mindestens der Vegetationshöhe entspricht und die in ihrer Zusammensetzung typisch für das Untersuchungsgebiet (Nordraum von Leipzig) sind, und hinter schmalen (ein- bis zweireihigen) Gehölzschutzstreifen untersucht. Die Ergebnisse lassen sich auch auf Waldbestände bzw. Windschutzstreifen mit ähnlichen Werten für die vegetationspezifischen Parameter übertragen.

Grundsätzlich ist bei schmalen Windschutzstreifen die starke Abhängigkeit der Windschutzwirkung des Gehölzstreifens vom sogenannten Widerstandsbeiwert sichtbar. Die Werte für die Windgeschwindigkeit sinken auf minimal 50% vom Referenzwert für das Freiland und sind damit deutlich höher als die kleinsten Werte hinter ausgedehnten Beständen (10% vom Referenzwert). Allerdings reicht die Schutzwirkung der schmalen Gehölzstreifen in horizontaler Richtung weiter als bei den breiteren und damit auch dichteren Waldbeständen. In diesem Fall hat der windabschwächende Effekt eines Vegetationsbestandes für die größten Werte des Blattflächenindex ( $LAI = 6$ ) seine größte Ausdehnung auf der Leeseite des Waldbestandes.

Der Schutz vor Winderosion nimmt mit zunehmender Entfernung von der Waldkante in Abhängigkeit von der Dichte und Kompaktheit des Bestandes (ausgedehnte Bestände) bzw. vom Widerstandsbeiwert (schmale Gehölzschutzstreifen) ab. Die größten Beträge für den Sedimenttransport werden in diesem Bereich für einreihige Gehölzschutzstreifen ohne Unterwuchs bzw. für Waldbestände mit den geringsten Werten für den Blattflächenindex und den Kronenschlußgrad erreicht.

Für ausgedehnte Waldbestände wird eine erneute Anpflanzung in einer Entfernung von maximal 125 Vielfachen der Vegetationshöhe empfohlen, wenn in der Hauptwindrichtung keine größeren Rauigkeitselemente vorhanden sind. Somit kann das Ansteigen des Sedimenttransportes über 50% des Freilandwertes (50%-ige Schutzwirkung) vermieden werden. Hierbei sollte auf Bestände mit einem ausgeprägten Unterwuchs auch an den Bestandsrändern geachtet werden, um eine optimale Strömungsberuhigung ohne leeseitige Wirbelbildung zu gewährleisten.

Für schmale Gehölzschutzstreifen kann eine weitere Anpflanzung meist in kürzerer Entfernung vorgenommen werden. Soll die Transportrate möglichst minimal gehalten werden, empfiehlt sich eine erneute Anpflanzung in einer Entfernung von 10 bis 20 Vielfachen der Vegetationshöhe.

Den größten Einfluß auf den Sedimenttransport übt bei einer unbewachsenen Erdoberfläche die Bodenfeuchtigkeit aus. Bereits eine betragsmäßig geringe Erhöhung des Bodenwassergehaltes durch Befeuchten (bei gepflügtem Boden) bzw. Verwendung anderer Methoden der Bodenbearbeitung (Direktsaat) oder durch einen Verdunstungsschutz (Mulchauflage) führt zu

einer drastischen Verringerung des Risikos der Winderosion bei Wetterlagen ohne Niederschläge und mit hohen Windgeschwindigkeiten.

Die zusätzliche Bedeutung der *Mulchauflage* besteht darin, daß die *aktive Oberfläche*, an der die Strömung angreift und wo die Energieumsätze stattfinden (z.B. Verdunstung), von der eigentlichen Bodenoberfläche nach oben verlagert wird und die Bodenoberfläche der Strömung nicht mehr direkt ausgesetzt wird. Die Luftschicht zwischen Mulch- und Bodenoberfläche wirkt als Feuchte-Isolator. Damit ist eine wesentlich erhöhte Bodenfeuchte und ein entsprechend zusätzlicher Schutz vor Winderosion, der zeitlich auch nachwirkt, wenn die Mulchauflage durch äußere Einwirkung beseitigt wird, zu erklären. Dementsprechend kann z.B. bei einer 50%-igen Bedeckung der Bodenoberfläche mit Mulch insgesamt eine bis zu 90%-ige Verringerung der Winderosion erreicht werden.

In einem zweiten Teil der Studie wurde die Häufigkeit möglicher erosiver Ereignisse am Beispiel einer für den Nordraum Leipzig repräsentativen Station untersucht. Als erosive Ereignisse werden Situationen betrachtet, an denen an den vorangegangenen Tagen wenig oder kein Niederschlag fiel und gleichzeitig höhere Windgeschwindigkeiten auftreten.

Die Analyse der Beobachtungen an der Station Leipzig Schkeuditz hat gezeigt, daß innerhalb von Perioden ohne Niederschlag –unabhängig von deren Andauer– Windgeschwindigkeiten größer als  $5 \text{ ms}^{-1}$  (in 10 m über dem Boden) am häufigsten auftreten. Als kritisch für erosive Prozesse sind besonders Tage mit hohen Windgeschwindigkeiten nach längeren Perioden ohne Niederschlag anzusehen. So tritt im Nordraum Leipzigs ca. zweimal pro Jahr das Ereignis auf, daß an mindestens 10 zurückliegenden Tagen kein Niederschlag fiel und Windgeschwindigkeiten im Bereich zwischen 8 und  $10 \text{ ms}^{-1}$  herrschen (Abb. 8). Höhere Windgeschwindigkeiten nach entsprechenden Trockenperioden treten wesentlich seltener auf (maximal alle zwei Jahre). Die als erosiv eingestuften Ereignisse werden unabhängig von der Jahreszeit beobachtet.

## Literaturverzeichnis

- Bykova, L.P., 1975: Charakter vozdejsťvija lesnych polos na strukturu turbulentnogo potoka. Trudy GGO 362, 15-24.
- Eimern v., J., 1957: Über die Veränderlichkeit der Windschutzwirkung einer Doppelbaumreihe bei verschiedenen meteorologischen Bedingungen. Ber. DWD 32, 21 S..
- Flemming, G., 1995: Wald-Wetter-Klima. Dt. Landwirtschaftsverlag, Berlin, 82-117.
- Geiger, R., Aron, R.H. und Todhunter, P., 1995: The climate near the ground. Vieweg, Braunschweig, 431-445.
- Hartge, K. H. und Horn, R., 1991: Einführung in die Bodenphysik. Enke Verlag, Stuttgart, 156-199.
- Kaiser, H., 1959: Die Strömung an Windschutzstreifen. Ber. DWD 53, 36 S..
- Klingbeil, K. und Benndorf, D., 1979: Untersuchungen an Gehölzschutzstreifen. Z. Meteorol. 29, 157-169.
- Mix, W., Goldberg, V. und Bernhardt, K.-H., 1994: Numerical experiments with different approaches for boundary layer modeling under large-area forest canopy conditions. Meteorol. Z., N.F. 3, 187-192.
- Mursch-Radlgruber, E. und Kovacic, T., 1990: Mean canopy flow in an oak forest and estimation of the foliage profile by a numerical model. Theor. Appl. Climatol. 41, 129-136.
- Nord, M., 1991: Shelter effects of vegetated belts: Results of field measurements. Boundary-Layer Meteorol. 54, 363-385.
- Oke, T. R., 1978: Boundary Layer Climates. Methuen & Co. Ltd., London, 211-215.

- Rauner, Ju. L. und Ananjev, I. P., 1973: Merkmale der atmosphärischen Turbulenz in Waldbeständen. Ber. Eidg. Anstalt für das forstliche Versuchswesen Birmensdorf 98, 23 S..
- Wernicke, R., 1995: Äolischer Sedimenttransport in der Leipziger Tieflandsbucht. Diplomarbeit Univ. Leipzig, Inst. f. Meteorol., 62 S., unveröffentlicht.
- Yang, X., Miller, D.R. und Montgomery, M. E., 1993: Vertical distribution of canopy foliage and biologically active radiation in a defoliated/refoliated hardwood forest. Agric. For. Meteorol. 67, 129-146.
- Zanke, U., 1982: Grundlagen der Sedimentbewegung. Springer-Verlag, Berlin, 402 S..
- Ziemann, A.: 1998, Numerical simulation of meteorological quantities in and above forest canopies, Meteorol. Z., N.F. 7, 120-128.

**Anschrift der Autoren:**

A. Ziemann (ziemann@rz.uni-leipzig.de), K. Arnold, H.-J. Schönfeldt  
LIM-Institut für Meteorologie  
Stephanstr. 3  
04103 Leipzig

# Berechnung sensibler Wärmeströme mit der Surface Renewal Analysis und der Eddy – Korrelations - Methode

Andrea Lammert und Armin Raabe

## Zusammenfassung

Die Surface Renewal Analysis wurde zur Bestimmung sensibler Wärmeflußdichten im bodennahen Bereich der atmosphärischen Grenzschicht genutzt und mit der Eddy – Korrelations – Methode verglichen. Dazu wurden beide Berechnungsmethoden auf Temperatur – und Vertikalwinddaten angewandt, die unter Verwendung von Strukturfunktionen simuliert wurden. Zur Überprüfung der Resultate wurden über zwei verschiedenen Unterlagen (Wiese und Düne) hochfrequente Zeitreihen von Temperatur und Vertikalwind gemessen und mit der Surface Renewal Analysis und der Eddy – Korrelations – Methode analysiert.

## Summary

The Surface Renewal Analysis was used to estimate the sensible heat flux density in the ground near area of the boundary layer. The results were compared with eddy correlation method. For it both methods were used to analyse temperature- and vertical velocity-data, which were simulated by the application of structure functions. Time series of high frequency temperature- and vertical velocity-data over two different canopies (meadow and dune) were measured to examine the results. The data were analysed with surface renewal analysis and eddy correlation.

## 1. Einleitung

Eine Methode, den turbulenten sensiblen Wärmestrom ( $H$ ) aus gemessenen Temperatur- und Winddaten innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht zu berechnen ist die Eddy - Korrelations- Methode. Grundsätzlich setzt dieses Verfahren Stationarität der beobachteten Prozesse voraus. Des weiteren muß die Verteilung der in äquidistanten Zeitschritten erhobenen Daten bezüglich ihres Mittelwertes der einer Gaußschen Normalverteilung entsprechen. Diese Voraussetzungen sind unter experimentellen Bedingungen nicht immer gegeben. Zeitweilig ist die Bedingung der Stationarität noch eher einzuhalten, als die Bedingung, daß die beobachteten Daten einem Gaußschen Zufallsprozess nahekommen. Abweichungen von einem Gaußschen Zufallsprozeß äußern sich darin, daß Mittelwert und Erwartungswert dieser Größe nicht identisch sind. Ein Maß für die Abweichung von den idealen Bedingungen eines Gaußschen Zufallsprozesses ist die Schiefe der Gaußschen Normalverteilung, die aus dem Meßsignal berechnet werden kann, anders ausgedrückt das dritte Moment einer statistischen Verteilungsfunktion (s. Taubenheim, 1969). Im Falle eines Meßsignals, das dem eines Gaußschen Zufallsprozesses nahe kommt, wird dieses dritte Moment bzw. die Schiefe Null. Physikalisch deuten Abweichungen von der idealen Struktur einer Gaußschen Normalverteilung auf kohärente Prozesse hin, die im hier diskutierten Fall einen Beitrag zum Transport von fühlbarer Wärme leisten können.

Die Abweichungen von einem Gaußschen Zufallsprozess, die man in einem turbulenten Temperatursignal beobachten kann, macht sich in den letzten Jahren für eine neue Methode zur Berechnung sensibler Wärmeströme zu nutze - die „Surface Renewal Analysis“ (SRA). Großen Anteil hatte dabei Van Atta (1971), der als einer der ersten kohärente (zusammenhängende) Strukturen in Temperaturdaten, die nahe der Oberfläche gemessenen wurden, erkannte

und ein Modell dieser Strukturen entwickelte. Aufgrund ihrer Form werden diese Strukturen als Rampen bezeichnet. Dieses Modell geht davon aus, daß ein Luftpaket, das sich unter instabilen meteorologischen Bedingungen am Boden befindet, erwärmt wird, bis es eine Temperatur erreicht hat, bei der es sich vom Boden ablöst und durch ein kälteres aus dem Raum darüber ersetzt wird. Dieser Vorgang äußert sich in den Temperaturverläufen in Form von Rampen. Daher leitet sich auch der Name für diese Berechnungsmethode der sensiblen Wärmeströme  $H$  ab, den man mit Oberflächen – Erneuerungs – Analyse übersetzen könnte. Zur Berechnung von  $H$  benötigt man, entsprechend Van Atta, dann nur die Amplitude und die Länge dieser Temperaturrampen. Der Nachteil dieser Methode liegt in der Voraussetzung, wonach alle Rampen in einem bestimmten Zeitintervall die gleiche Rampenamplitude und –länge haben müssen, um diese Berechnungsmöglichkeit zur Anwendung bringen zu können. Chen et al. (1997) veränderten das Van Atta – Modell indem sie den rapiden Temperaturabfall am Ende der Rampe durch eine sogenannte Mikrofront ersetzten. Das entspricht eher den beobachteten Gegebenheiten. Das so erstellte Modell benötigt nicht mehr die abgeschätzten Werte für Rampenamplitude und –länge, sondern kann die sensible Wärme nur aufgrund der Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Zeitschritten berechnen. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß die Daten in einem rein automatischen Prozeß (wie bei der Eddy – Korrelation) analysiert werden können. Es zeigt sich auch der Vorteil gegenüber der Eddy – Korrelations – Methode, da diese kohärente Strukturen nur aufgrund des Zusammenhangs von Temperatur- und Vertikalwinddaten erkennt, während die SRA lediglich die Temperaturdaten benötigt. Allerdings wird vorausgesetzt, daß nur mit diesen Rampenstrukturen sensible Wärme transportiert wird.

Naturgegeben sind Temperatursignale, die eine definierte Rampenstruktur aufweisen nicht ständig zu beobachten. Diese Rampenstrukturen sind entsprechend der Grundlagen des Konzeptes auch nur sehr nahe einer stark erwärmten Oberfläche nachzuweisen. In höheren Schichten der Atmosphäre werden diese regelmäßigen Strukturen durch die turbulenten Eigenschaften der Strömung schnell nicht mehr zu erkennen sein.

Deshalb macht es Sinn, die beschriebenen Methoden zur Berechnung der sensiblen Wärmeströme mit Hilfe von synthetischen Daten zu testen. Auf der Grundlage der von Kolmogorov (1941) aufgezeigten frequenzabhängigen Verteilung von Energie in turbulenten Signalen werden zeitveränderliche Temperatur und Windsignale erzeugt, die für sich genommen einem idealisierten turbulenten Prozeß entsprechen. Ein weiteres Simulationsprogramm stellt einen Signalverlauf zu Verfügung, der den von Chen et al. (1997) weiterentwickelten Rampen entspricht. Ein wichtiger Punkt ist die Simulation von Vertikalwind – Strukturen, die zwar nicht für die SRA, wohl aber für die vergleichende Eddy – Korrelations – Methode benötigt wird. Das durch die Überlagerung der simulierten Rampen und der Turbulenz entstandene Signal ersetzte vorerst das Meßgerät und kann nun zur Berechnung der sensiblen Wärme genutzt werden. Der Vorteil simulierter Daten liegt in der Tatsache, daß man genau weiß, welche Voraussetzungen gelten und wie groß die Werte für die Rampenamplitude  $M$  und die Rampenlänge  $\tau$  sind. Mit diesen simulierten Daten wurden die von Chen et al. (1997) aufgeführten Rechnungen und Darstellungen nachvollzogen und die erhaltenen Beträge der sensiblen Wärmeströme mit den Beträgen verglichen, die die Eddy – Korrelations – Methode für die gleichen Daten liefern würde. Die Auswertung einiger experimentell erhobener Daten zeigt, daß die theoretisch simulierten Rampenstrukturen sowohl für die Temperatur- als auch für die Vertikalwinddaten in den Meßreihen gefunden werden können.

## 2. Rampenmodell

Durch die verbesserte Meßtechnik in den letzten Jahren hat man feststellen können, daß beim Austausch von Masse, Wärme und Energie zwischen der Luft unmittelbar über der Erdoberfläche und der bodennahen Schicht besonders die langskaligen, periodischen, kohärent turbu-

lenten Wirbel eine vorherrschende Rolle spielen (Raupach et al., 1989, Spano et al., 1996). Diese Strukturen sind Ereignisse, die man in den Zeitreihen von Temperatur, Dampfdichte und anderen skalaren Meßgrößen erkennen kann. Aufgrund ihrer Form werden sie als Rampen bezeichnet. In der Theorie der kohärenten Struktur gleitet ein Luftpaket über die Oberfläche, wobei es sich erwärmt (instabile Bedingungen) oder abkühlt (stabile Bedingungen). Im folgenden soll der instabile Fall betrachtet werden, bei dem die Oberfläche eine höhere Temperatur als die darüber gleitende Luft besitzt.

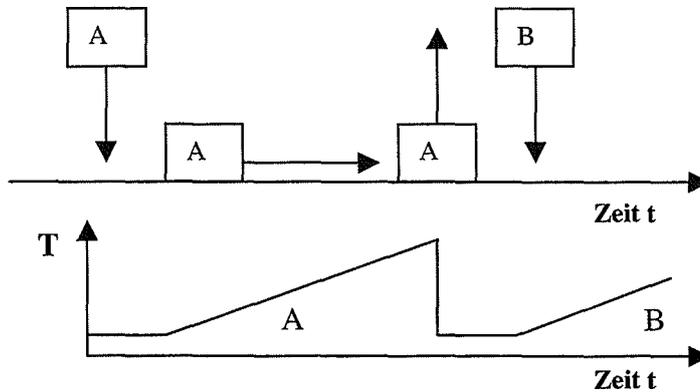


Abb. 1 Idealierte Darstellung der Rampen schematisch und im Temperatur (T) – Zeit (t) – Diagramm (nach Paw U et al., 1994)

Wie man in Abb. 1 erkennt, erwärmt sich das Luftpaket A durch den Austausch mit der Oberfläche, bis es eine Temperatur erreicht hat, bei der es sich von Boden ablöst, aufsteigt und durch ein kühleres Luftpaket (B) aus der Umgebung ersetzt wird. Man unterteilt die Rampe dementsprechend in eine ruhige Periode  $t_s$  und eine Aufheizperiode  $t_r$ , die mit dem jähen Abfall der Temperatur endet (Abb. 2).

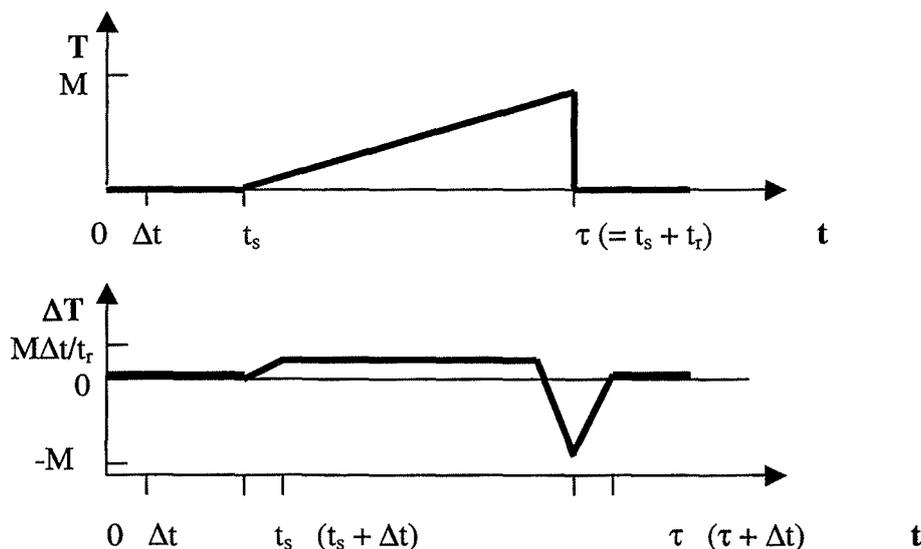


Abb. 2 Aufbau der Rampe nach Van Atta mit den Definitionen für  $M$ ,  $\tau$ ,  $t_s$ ,  $t_r$  und  $\Delta T$  für  $0 \leq \Delta t \leq t_s$ . Hierbei steht  $T$  für die Temperatur,  $M$  für die Amplitude und  $\tau$  für die Periode der Rampen,  $t_s$  bezeichnet die Dauer der Ruheperiode,  $t_r$  die Erwärmungs- und Ablösungsphase.  $\Delta T$  steht für die Temperaturdifferenz nach jedem Zeitschritt  $\Delta t$ .

Der Abfall der Temperatur ist in diesem Modell stark vereinfacht dargestellt. Mit Hilfe dieser Rampen kann man die mit ihnen transportierte sensible Wärme folgendermaßen berechnen (Paw U. et al., 1995):

$$H = \alpha \rho c_p \frac{M}{\tau} z \quad (1)$$

wobei  $z$  für die Meßhöhe steht,  $\rho$  für die Dichte und  $c_p$  für die spezifische Wärme.  $\alpha$  ist eine Konstante, die nur von der Oberflächenbeschaffenheit der Unterlage abhängt. Der Nachteil dieser Berechnungsmethode liegt in der Voraussetzung, daß alle Rampen in einem betrachteten Zeitintervall die gleiche Größe haben müssen, also die selben Werte für die Amplitude  $M$  und Periode  $\tau$ .

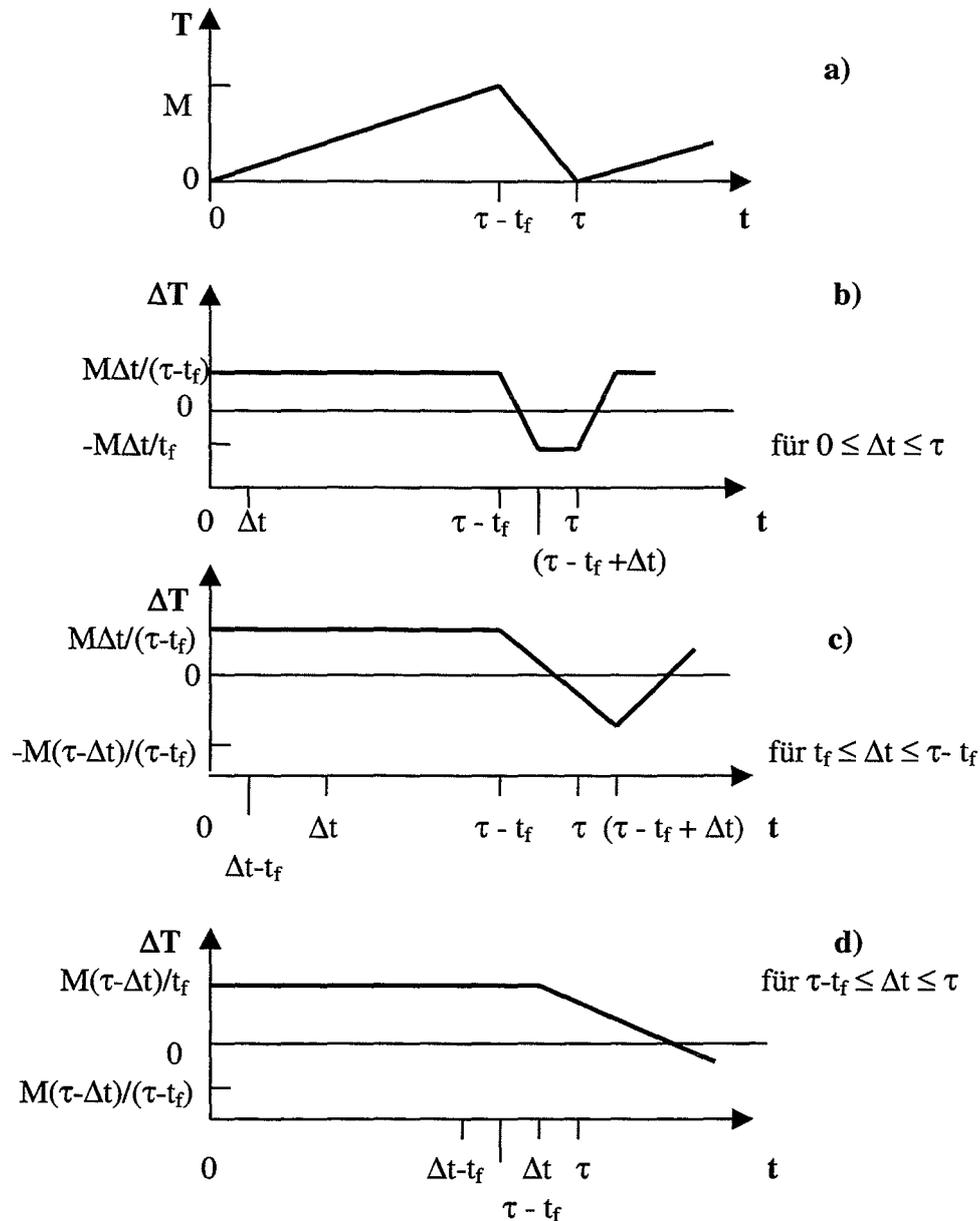


Abb. 3 Temperaturrampen mit finiter Mikrofront, mit den Definitionen für  $t_f$ ,  $T(t)$  und  $\Delta T(t)$   
 Temperaturrampe mit finiter Mikrofront  $t_f$  (a), Temperaturdifferenz  $\Delta T$  berechnet für:  
 $0 \leq \Delta t \leq \tau$  (b),  $t_f \leq \Delta t \leq \tau - t_f$  (c) und  $\tau - t_f \leq \Delta t \leq \tau$  (d).

Um eine Mittelung der Werte von  $M$  und  $\tau$  zu umgehen entwickelte Van Atta (1971) eine Strukturfunktion der Temperatur, mit welcher er den Quotienten  $M/\tau$  ersetzen konnte. Für den Fall, daß die Digitalisierungszeit  $\Delta t \ll t_f$  erhält man folgende Form der Strukturfunktion:

$$\overline{(\Delta T)^3} = -M^3 \Delta t / \tau \quad (2)$$

Die Theorie der Strukturfunktionen wurde in den 90-iger Jahre von Chen et al. wieder aufgegriffen. Sie verbesserten das bisher verwendete Rampenmodell, indem sie den rapiden Temperaturabfall am Ende der Rampe durch einen schnellen, aber nicht sofortigen Temperaturrückgang ersetzten, welchen sie als finite Mikrofront bezeichnen (Chen et al., 1997). In Abb. 3 ist das neue Rampenmodell von Chen et al. und den für diese Form der Rampen resultierenden Verlauf der Temperaturdifferenz für verschiedene Zeitschritte  $\Delta t$  dargestellt. Für die Strukturfunktion dieses neuen Modells erhält man folgende Gleichung für  $0 \leq \Delta t \leq t_f$ :

$$\frac{\overline{(\Delta T)^3}}{\Delta t} = \frac{1}{\tau \Delta t} \int_0^{\tau} (\Delta T)^3 dt = -\frac{M^3}{\tau} \left[ \left( \frac{\Delta t}{t_f} \right)^2 \left( 1 + \frac{t_f - \Delta t}{\tau - t_f} \right) - \frac{n-1}{n-2} \left( \frac{\Delta t}{t_f} \right)^2 \left( 1 - \frac{t_f - \Delta t}{\tau - t_f} \right) \right], \quad (3)$$

für den Fall, daß  $\Delta t \ll t_f$  und  $t_f \ll \tau$ , läßt sich Gleichung 3 folgendermaßen vereinfachen:

$$\frac{\overline{(\Delta T)^3}}{\Delta t} = -\frac{M^3}{2\tau} \left( \frac{\Delta t}{t_f} \right)^2 \quad (4)$$

Aufgrund der Integration gelten die bisherigen Strukturfunktionen nur für kontinuierliche Daten. Gemessene Daten liegen aber immer in diskreter Form vor. So ersetzt man das Integral in Gl. 3 durch die Summation und erhält dadurch eine Gleichung zur Berechnung der Strukturfunktion:

$$\frac{\overline{(\Delta T)^n}}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t [I(N/j) - 1]} \sum_{i=1}^{I(N/j)-1} [T(ji - j + 1 + k) - T(ji - j + 1)]^n \quad (5)$$

wobei  $N$  die Gesamtzahl der Datenpunkte für die gemessenen Periode (mit  $f = 1/\Delta t_s$  gemessen) ist, und  $j-1$  die Anzahl der Datenpunkte, die durch die Wahl einer niedrigeren Frequenz  $f_n = 1/\Delta t$  bei der Summation übersprungen werden. Der Parameter  $k$  wird aus dem Quotienten  $\Delta t/\Delta t_s$  berechnet, wobei  $\Delta t$  die derzeitige Sampling – Rate und  $\Delta t_s$  die gemessene Sampling – Rate darstellen, das heißt, daß  $k$  eine Aussage darüber trifft, wie oft das eigentlich gemessene Zeitintervall  $\Delta t_s$  in das momentan betrachtete Zeitintervall  $\Delta t$  hineinpaßt.  $I(N/j)$  gibt die Länge der mit  $\Delta t_s$  betrachteten Zeitreihe an.

Die Strukturfunktion wird nun in Abhängigkeit von der Zeitschrittlänge (Digitalisierungszeit)  $\Delta t$  dargestellt. Diese Funktion weist ein absolutes Maximum an der Stelle  $\Delta t = \Delta t_m$  auf. Die sensible Wärme  $H$  kann man dann mit Hilfe der Strukturfunktion und dem ermittelten Wert  $\Delta t_m$  wie folgt berechnen:

$$H = \begin{cases} -\alpha \beta^{2/3} \gamma \rho c_p \left[ \frac{(\Delta T_m)^3}{\Delta t_m} \right]^{1/3} u_*^{2/3} \frac{z}{h^{2/3}}, & 0,2h < z \leq h + 2(h-d) \\ -\alpha \beta^{2/3} \gamma \rho c_p \left[ \frac{(\Delta T_m)^3}{\Delta t_m} \right]^{1/3} u_*^{2/3} \frac{z}{(z-d)^{2/3}}, & z > h + 2(h-d) \quad \text{oder} \quad z \leq 0,2h \end{cases} \quad (6)$$

wobei  $\alpha\beta^{2/3}\gamma$  wiederum eine Variable ist, die nur von der Oberflächenbeschaffenheit der Unterlage abhängt, und für jede Höhe  $z$  über einer Unterlage konstant ist. Die Größe  $h$  gibt die sogenannte „canopy“ – Höhe (Höhe der Unterlage) an,  $d$  steht für die Verdrängungshöhe bezogen auf das logarithmische Windprofil und  $u_*$  ist die Schubspannungsgeschwindigkeit.  $\Delta T_m$  steht für den maximalen Wert der Strukturfunktion an der Stelle  $\Delta t_m$ . Mit dieser Gleichung hat man nun die Möglichkeit die sensible Wärme ohne Abschätzung der Werte für Rampenamplitude und –länge in einem rein automatischen Prozeß, ebenso wie bei der Eddy – Korrelations – Methode, zu ermitteln.

## 2. Simulation

### 2.1 Turbulenz

Um die SRA und die Eddy – Korrelations – Methode miteinander vergleichen zu können, wurden im Rahmen dieser Arbeit turbulente Daten simuliert. Dazu wurde mit Hilfe eines Zufallsgenerators eine Zeitreihe erzeugt, welche fouriertransformiert wurde (Press et al., 1994). Die für die entsprechenden Frequenzen berechneten Werte werden mit  $-5/3$  potenziert, um die von Kolmogorov definierte Form des Leistungsspektrums bei Turbulenz zu simulieren. Die Amplituden der Frequenzen unterhalb 0,5Hz werden Null gesetzt, damit wird erreicht, daß das entstehende Signal keine langwelligen Schwingungen aufweist, die das Ergebnis durch das Vortäuschen rampenähnlicher Strukturen verfälschen könnten. Die manipulierten Werte der FFT werden invers fouriertransformiert und man erhält eine Zeitreihe, die man als turbulentes Signal ansehen kann.

### 2.2 Rampenstrukturen

Das für die Simulation der Temperaturrampen benötigte Programm berechnet nach Vorgabe der Werte für die Amplitude  $M$ , die Dauer  $\tau$  und die Digitalisierungszeit  $\Delta t$  eine Zeitreihe, die mit dem turbulenten Signal addiert wird. Das entstandene Signal ersetzt durch die Überlagerung von Turbulenz und Rampen ein mögliches Meßsignal.

Für die Berechnung der sensiblen Wärme mit der SRA wird der Vertikalwind nur zur Abschätzung der Schubspannungsgeschwindigkeit benötigt. Um aber die SRA mit der Eddy – Korrelation vergleichen zu können, mußte auch der Vertikalwind  $w$  simuliert werden. Die Struktur der Winddaten läßt sich aus Abb. 1 herleiten. Demnach wird ein Luftpaket nach der Erwärmungsphase ( $\bar{w} = 0$ ) von der Oberfläche abgelöst ( $\bar{w} < 0$ ) und durch ein kälteres aus dem Raum darüber ersetzt ( $\bar{w} < 0$ ). Eine mögliche Form der Winddaten ist in Abbildung 4 dargestellt. Auch sie bestehen vereinfacht aus linearen Teilabschnitten, die rampenähnliche Struktur aufweisen, und werden deshalb weiterhin als Windrampen bezeichnet. Sie werden unter Vorgabe der Amplitude  $s$  und der zur Simulation der Temperaturdaten verwendeten Rampendauer  $\tau$  und der Digitalisierungszeit  $\Delta t$  simuliert, und anschließend mit einem zuvor erzeugten turbulenten Signal überlagert. Auf diese Weise erhält man zwei Zeitreihen, mit denen man nun die sensible Wärme  $H$  berechnen kann. Ein Beispiel für simulierte Temperatur- und Vertikalwinddaten ist in Abb. 4a dargestellt.

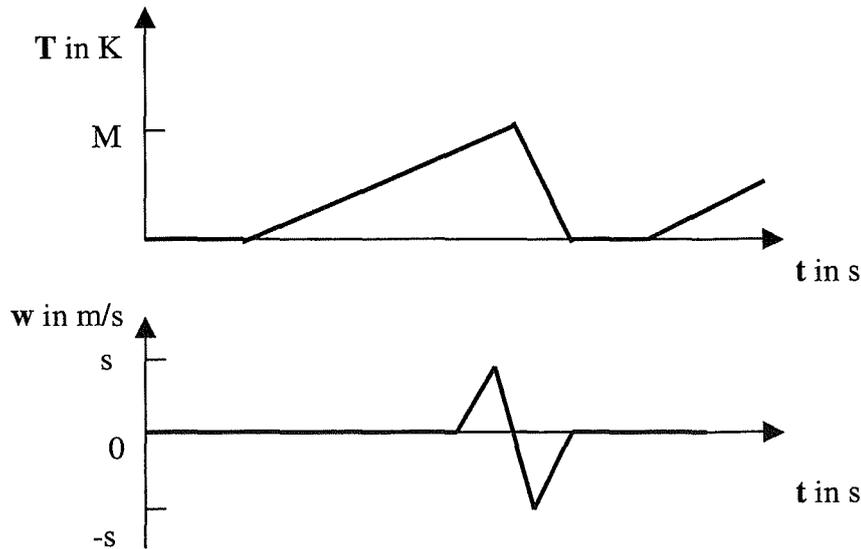


Abb. 4 Schematische Darstellung der möglichen Vertikalwind - Rampenform in Abhängigkeit von den simulierten Temperaturrampen

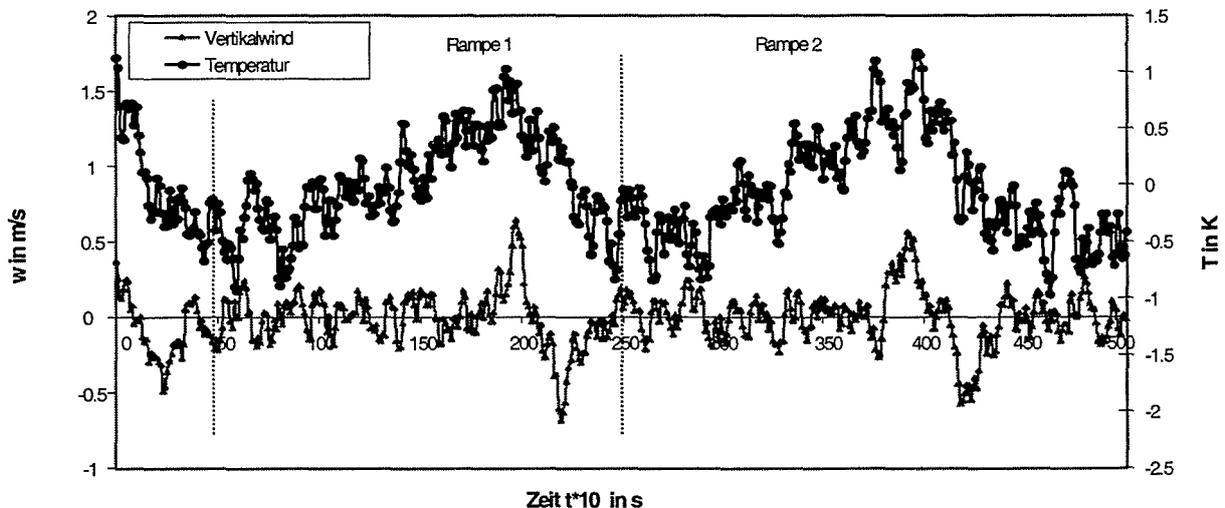


Abb. 4a Ausschnitt aus den simulierten Datenreihen für Temperatur und Vertikalwind.

### 2.3 Berechnung der sensiblen Wärme

Mit Hilfe von Gleichung 1 kann man die Temperaturrampen so dimensionieren, daß diese einem vorgegeben Wert für den sensiblen Wärmestrom entsprechen. Dabei wurden als Beispiele Werte für  $H$  von  $200 \text{ W/m}^2$  gewählt. Die Amplitude des Vertikalwindes wurde im Bereich zwischen  $\pm 0,5 \text{ m/s}$  und  $\pm 1 \text{ m/s}$  simuliert. Dementsprechend wurde die Schubspannungsgeschwindigkeit auf etwa  $0,2$  bis  $0,4 \text{ m/s}$  abgeschätzt. Zur korrekten Berechnung der sensiblen Wärme mit der SRA benötigt man noch das Maximum der Strukturfunktion, daß sich nur für ein bestimmtes  $\Delta t$  ergibt. Dazu werden die Temperaturwerte mit verschiedenen Digitalisierungszeiten abgetastet, und die Strukturfunktion berechnet (Abb. 5). Ebenfalls dargestellt sind die berechneten Werte für  $H$  aus der SRA die im Maximum den vorgegeben  $200 \text{ W/m}^2$  entsprechen. Der ermittelte Wert aus der Eddy - Korrelation liefert mit  $112 \text{ W/m}^2$  einen deutlich niedrigeren Wert. Zum Vergleich wurden auch die Werte für simulierte Rampen ohne Turbulenz dargestellt, um das Maximum eindeutig kenntlich zu machen (Pfeil).

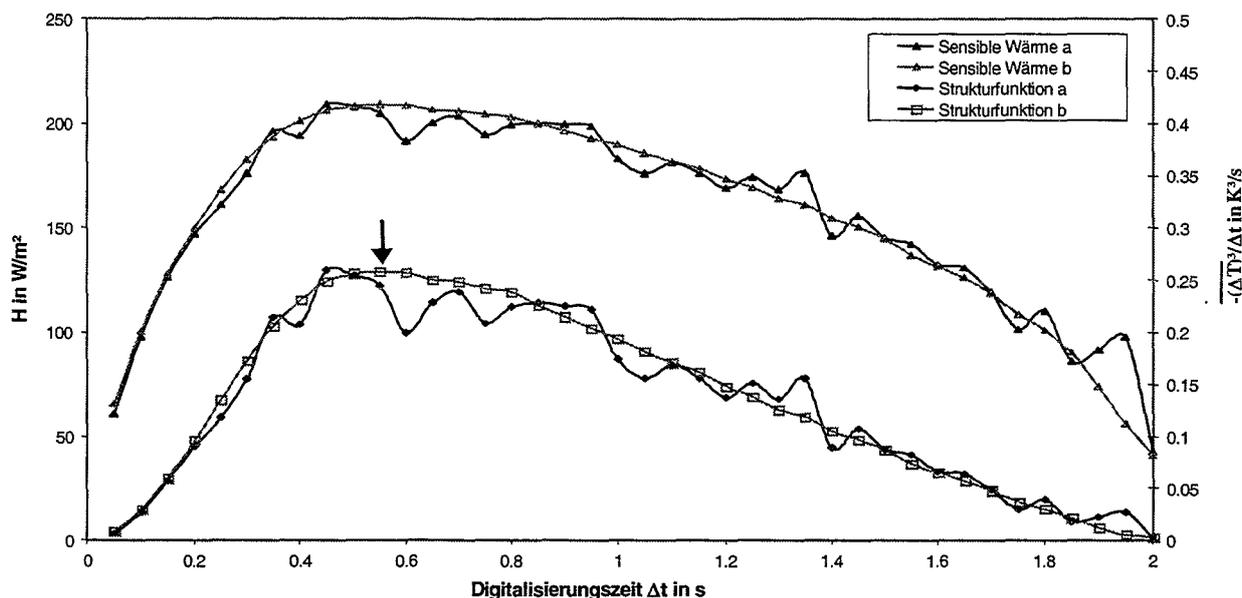


Abb. 5 Darstellung der Strukturfunktion und der sensiblen Wärme  $H$  über  $\Delta t$  für die simulierten Daten aus Rampen und Turbulenz (a) und für Rampen ohne Turbulenz (b). Der Wert für  $H$  aus der Eddy – Korrelation liegt bei  $H = 112 \text{ W/m}^2$  (nicht mit dargestellt).

### 3. Experimentelle Untersuchungen

#### 3.1 Einführung

Um das Vorhandensein von Temperatur- und Vertikalwindstrukturen in realen Meßdaten zu untersuchen, wurden im August 1999 in Zingst an der Ostsee an zwei ausgewählten Tagen Messungen mit einem akustischen Anemometer durchgeführt.

Aufgrund der Größe des Meßinstruments konnten die Messungen nicht wie bei Chen et al. (1997) empfohlen, wenige Zentimeter über dem Boden stattfinden, sondern es ergab sich eine Mindestmeßhöhe von 0,3 m. Ein Teil der Messungen wurden über circa 5 cm hohem Rasen durchgeführt. Dabei wäre eine geringere Meßhöhe durchaus wünschenswert gewesen, da die kleinen Wirbel, die sich direkt über der Oberfläche ablösen und die eine relativ große Temperaturamplitude erwarten lassen, vom Meßgerät in 30 cm Höhe nicht mehr registriert werden. Es wurden zwei unterschiedliche Standorte für das akustische Anemometer gewählt, um die Anwendbarkeit der SRA für verschiedene Oberflächen und Meßhöhen zu testen. Aufgrund der meteorologischen Bedingungen sind labile Schichtungsverhältnisse zumindest in Bodennähe zu erwarten (wolkenloser Himmel, circa  $27^\circ\text{C}$  Höchsttemperatur, Globalstrahlung von maximal  $700 \text{ W/m}^2$  und schwachem Wind aus ONO an beiden Meßtagen).

Die Daten wurden mit einer, durch das Meßgerät bedingten, Frequenz von 8,5 Hz aufgezeichnet, was einer Digitalisierungszeit von 0,1176 s entspricht.

#### 3.2 Experimentbeschreibung

##### 1. Meßtag

Das Anemometer wurde auf einer Wiese direkt über dem Boden aufgebaut. Die Meßhöhe lag bei 0,3 m. Die Wiese wird im Nordwesten durch ein zweistöckiges Gebäude, an den anderen Seiten durch Büsche und Hecken begrenzt, wodurch verminderte Windgeschwindigkeiten bedingt sind. Der Boden war mit dichtem Gras von durchschnittlich 5 cm Länge bewachsen.

Die Messungen begannen um 09:00 Uhr und wurden bis circa 15:00 Uhr durchgeführt, wobei jeweils in 20 – 25 Minuten – Intervallen gemessen wurde.

## 2. Meßtag

Für den zweiten Tag wurden die Dünen am Strand als Standort für das akustische Anemometer gewählt. Dabei wurde es so montiert, daß sich eine Meßhöhe von 1m ergab. Der Strand verläuft an dieser Stelle genau von Ost nach West und war etwa 25 m breit. Die Dünen sind mit Strandhafer bepflanzt, der am Meßort eine Bewuchsdichte von circa 30% und eine Bewuchshöhe von durchschnittlich 0,7m aufweist. Die Messungen begannen um 09:50 Uhr und wurden bis 15:35 Uhr durchgeführt.

## 3.3 Meßdaten

### 1. Wiese

Für die Wiese waren aufgrund der geringen Meßhöhe Rampenlänge von wenigen Sekunden erwartet worden. Allerdings hat sich beim Auswerten der Daten herausgestellt, daß diese zwar vorkommen, aber vielfach nicht auf ihren Ausgangswert zurückkehren, und dadurch Rampen von bis zu 30 s Dauer bilden können. Abb. 6 zeigt ein Beispiel für einen solchen Vorgang. Über den Prozeß, der diesen Daten zugrundeliegt kann man aufgrund einer Messung keine Aussage treffen. Eine mögliche Erklärung wäre aber z. B. die Vorstellung, daß hier neben den kleinen Wirbeln, die man in den Rampen unter 10s wiederfindet auch das Ablösen von Wirbeln beobachtet werden konnte, die in ihrer Ausdehnung der Größe der Wiese entsprechen.

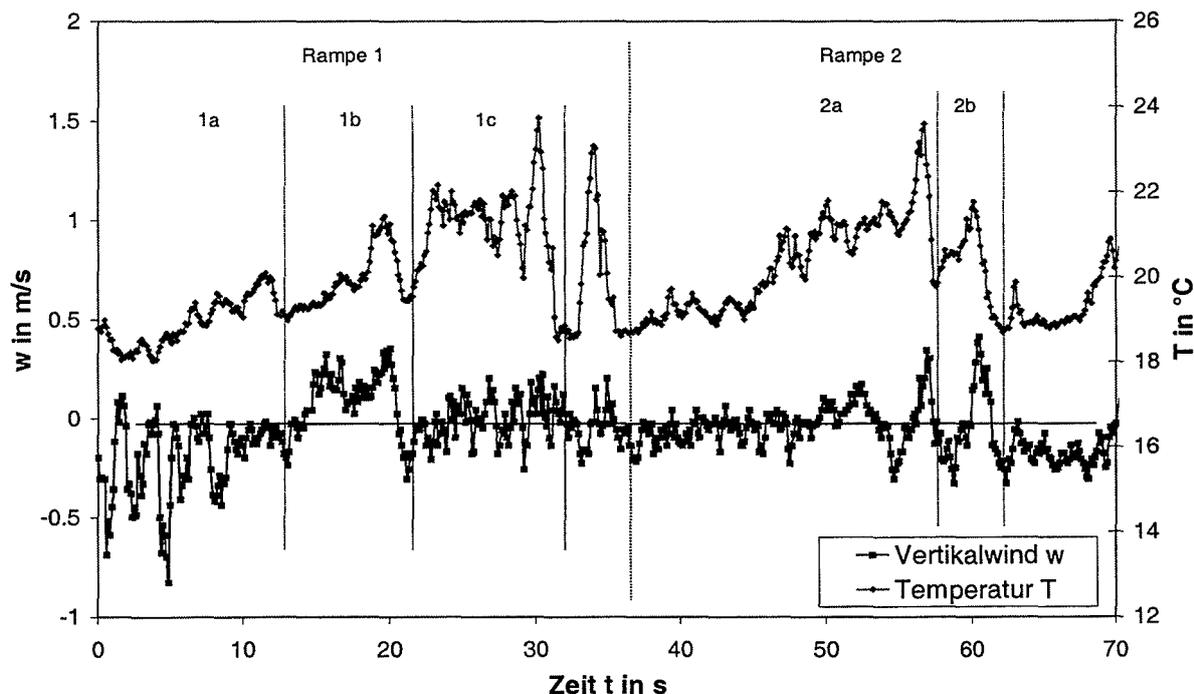


Abb. 6 Ausschnitt aus den Meßdaten von 02.08.1999, Beginn der Messung: 13:00 Uhr, Meßort: Wiese

## 2. Düne

Die in der Düne gewonnenen Meßdaten weisen Temperaturrampen mit einer durchschnittlichen Dauer von drei bis sechs Sekunden und einer Amplitude zwischen 2,5 und 3,5 K auf. Der absolute Betrag der Amplitude des Vertikalwindes liegt zwischen 1,0 und 1,5 m/s. Man kann erkennen, daß die simulierten Vertikalwindstrukturen durchaus in diesen Datensätzen wiederzufinden sind (Abb. 7).

Die Dünendaten entsprechen eher den erwarteten Strukturen, da in diesem Bereich anscheinend keine Überlagerung der kleinen Wirbel durch großräumige Bewegungen stattfand.

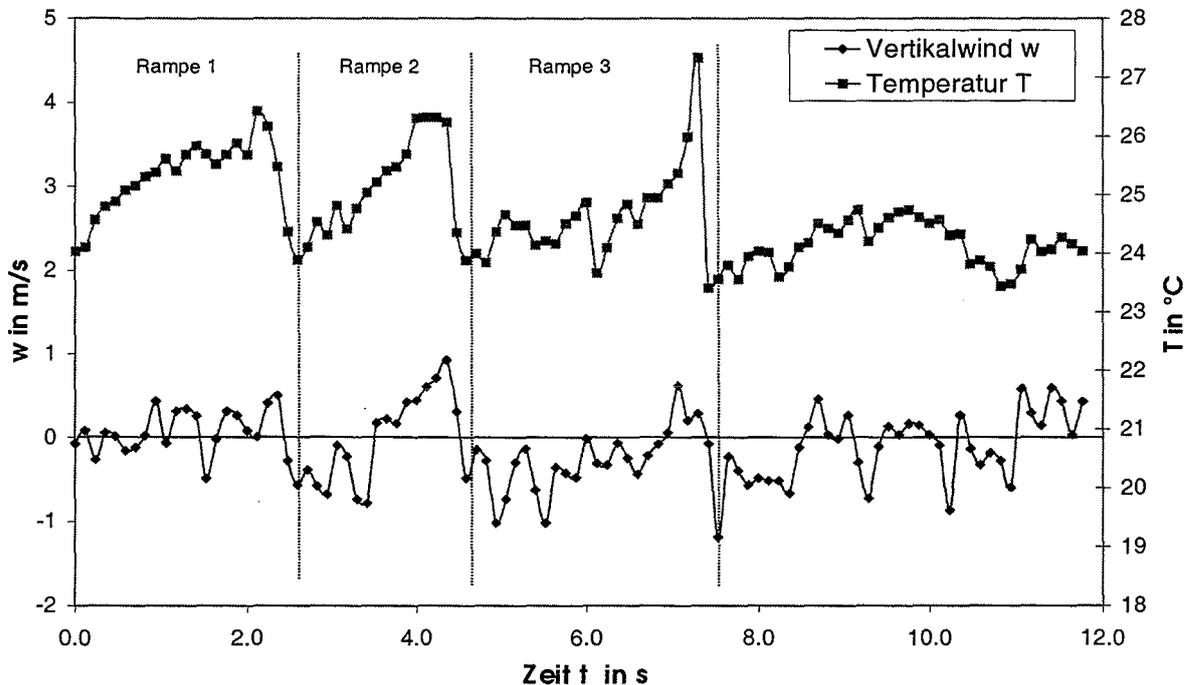


Abb. 7 Ausschnitt aus den Meßdaten von 03.08.1999, Beginn der Messung: 15:15 Uhr, Meßort: Düne

### 3.4 Berechnung der sensiblen Wärme

Aus den Temperatur- und Vertikalwinddaten wird mit der Eddy – Korrelations – Methode die sensible Wärme  $H$  folgendermaßen berechnet:

$$H = c_p \rho \overline{w'T'} \quad (7)$$

Des weiteren wird aus den einzelnen Windkomponenten  $u(t)$ ,  $v(t)$  und  $w(t)$  die Schubspannungsgeschwindigkeit berechnet:

$$u_*^2 = \left[ \overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2 \right]^{1/2} \quad (8)$$

Zur Bestimmung des Maximums der Strukturfunktion werden die Temperaturdaten, ebenso wie die simulierten Daten auch, mit verschiedenen Digitalisierungszeiten  $\Delta t$  abgetastet und die Strukturfunktion nach Gleichung (6) berechnet. Mit dem gewonnenen  $\Delta T_m$  bei  $\Delta t_m$  und dem berechneten Wert für die Schubspannungsgeschwindigkeit kann man nun den Wert für die sensible Wärme  $H$  mit der SRA bestimmen.

## 1. Wiese

Mit Hilfe von Gl. (1) kann man die zu erwartenden Werte für  $H$  auf etwa 20 bis 40  $\text{W}/\text{m}^2$  abschätzen. In Abb. 8 ist die Strukturfunktion und die sensible Wärme über  $\Delta t$  für eine Messung dargestellt. Der Wert für  $H$  aus der Eddy - Korrelation (aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt) liegt hierbei mit  $H = 122 \text{ W}/\text{m}^2$  deutlich über dem aus der SRA. Des weiteren fällt auf, das eine eindeutige Bestimmung des Maximums nicht oder nur schwer möglich ist. Dies liefert einen weiteren Hinweis auf das Vorhandensein von, in diesem Beispiel zwei, verschiedenen Prozessen mit unterschiedlicher Rampenlänge, die hier gleichzeitig beobachtet werden konnten.

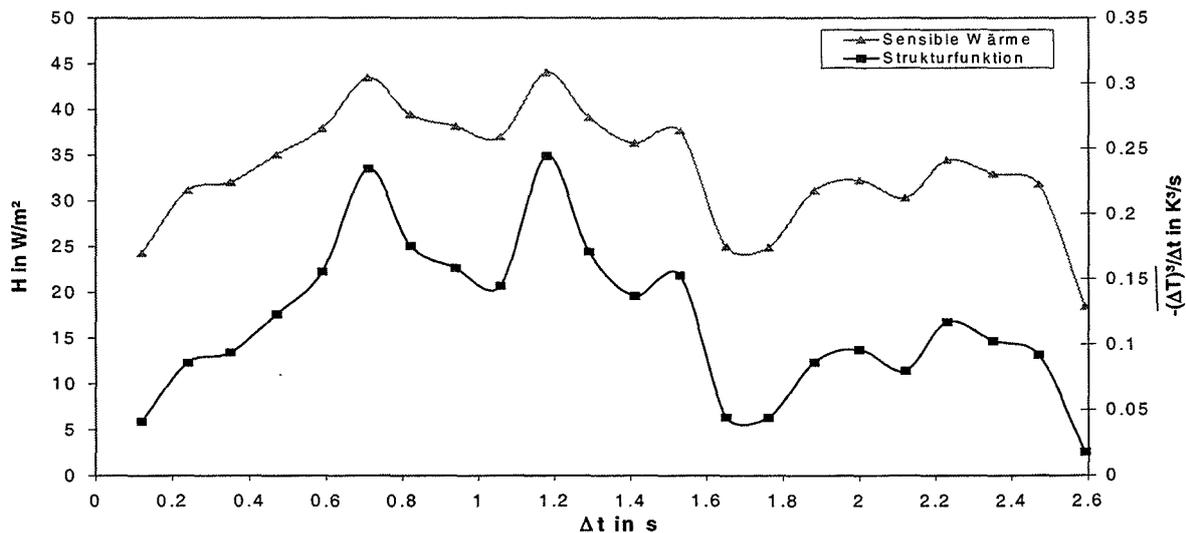


Abb. 8 Darstellung der Strukturfunktion (schwarz) und der sensiblen Wärme  $H$  (grau) aus der SRA über  $\Delta t$ , Meßdaten von 02.08.1999, Beginn der Messung: 10:20 Uhr, Meßort: Wiese. Der Wert für  $H$  aus der Eddy - Korrelation liegt bei  $H = 122 \text{ W}/\text{m}^2$  (nicht dargestellt).

## 2. Düne

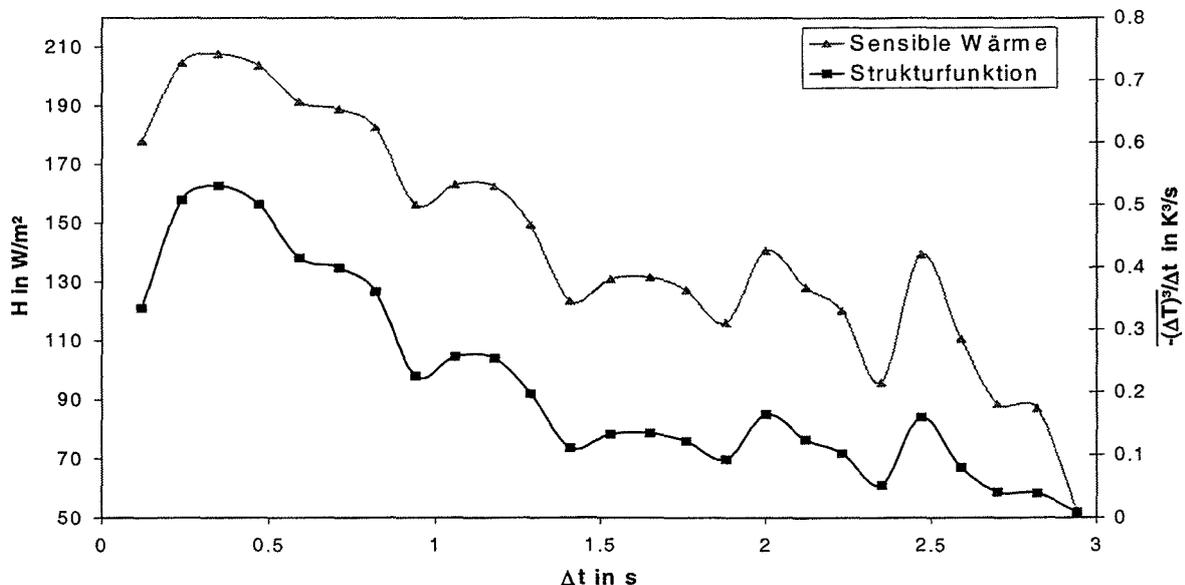


Abb. 9 Darstellung der Strukturfunktion und der sensiblen Wärme  $H$  aus der SRA über  $\Delta t$ , Meßdaten von 03.08.1999, Beginn der Messung: 11:05 Uhr, Meßort: Düne. Der Wert für  $H$  aus der Eddy - Korrelation liegt bei  $H = 130 \text{ W}/\text{m}^2$ .

Die für die Düne erwarteten Werte für  $H$  aus der SRA lagen laut Gl. (1) zwischen 200 und 300  $W/m^2$ . Abb. 9 zeigt die Strukturfunktion und die sensible Wärme  $H$  für eine Messreihe über  $\Delta t$ . Der Wert für  $H$  aus der Eddy – Korrelation lag hierbei bei  $H = 130 W/m^2$ .

Die Auswertung der Dünendaten hat gezeigt, daß das Maximum der Strukturfunktion im Bereich zwischen  $\Delta t = 0,3$  bis  $0,4$  s liegt. Wie man an Abb. 9 erkennen kann, ist das Maximum in diesem Fall eindeutig bestimmbar. Der Wert für  $H$  aus der Eddy – Korrelation liegt hierbei unter dem aus der SRA.

#### 4. Schlußfolgerungen

Die hier untersuchte Methode zur Berechnung des sensiblen Wärmestromes (SRA) aus den als Rampen bezeichneten Strukturen in den turbulenten Lufttemperatursignalen eignet sich offenbar als Alternative zur Bestimmung des sensiblen Wärmestromes mit Hilfe der Eddy-Korrelations-Methode (EKM). Das konnte anhand einiger Beispiele durch Anwendung beider Analyseverfahren auf synthetisch erzeugte, mit definierten Rampenstrukturen überlagerte turbulente Temperatur- und Vertikalwindsignale gezeigt werden. Allerdings steht eine vergleichbare Analyse eines größeren experimentellen Datensatzes noch aus. Die wenigen analysierten experimentellen Beobachtungen beweisen, daß solche Rampenstrukturen auch mit akustischen Anemometer-Thermometern nachzuweisen sind, obwohl diese Meßgeräte von ihrer Dimensionierung her keine Beobachtungen unmittelbar über der Unterlage sondern erst ab Höhen von etwa einen halben Meter über der Unterlage zulassen. Das soll für zukünftigen Experimente, in dem beide statistische Bearbeitungsmethoden (SRA und EKM) gleichzeitig auf die turbulenten Signale angewendet werden ausgenutzt werden.

#### Literaturverzeichnis

- Chen, W., Novak, M. D., Black, T. A., Lee, X.: Coherent Eddies and Temperature Structure Functions for three contrasting Surfaces. Part1: Ramp Model with finite Microfront time. *Boundary – Layer Meteorol.* 84: 99-123, 1997.
- Chen, W., Novak, M. D., Black, T. A., Lee, X.: Coherent Eddies and Temperature Structure Functions for three contrasting Surfaces. Part2: Renewal Model for sensible Heat Flux. *Boundary – Layer Meteorol.* 84: 125-147, 1997.
- Kolmogorov, A. N.: Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Doklady AN SSSR*, 32, 19-21, 1941.
- Paw U, K. T., Qiu, J., Su, H.-B., Watanabe, T., Brunet, Y.: Surface renewal analysis: a new method to obtain scalar fluxes. *Agricultural and Forest Meteorol.* 74: 119-137, 1995.
- Press, H.W., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P.: *Numerical Recipes in Fortran*. Cambridge University Press, 1994.
- Spano, D., Snyder, R. L., Duce, P., Paw U, K. T.: Surface renewal analysis for sensible heat flux density using structure functions. *Agricultural and Forest Meteorol.* 86: 259-271, 1997.
- Taubenheim, J.: *Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten.*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig 1969.
- Van Atta, C. W.: Effect of coherent structure functions of temperature in the atmospheric boundary layer. *Arch. Mech.*, 29: 161-171, 1977.

#### Adressen:

Andrea Lammert, Dr. Armin Raabe, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie Stephanstr. 3, D-04103 Leipzig

## Zur Bestimmung turbulenter Transporte

### Hans-Jürgen Schönfeldt

#### Zusammenfassung

Die Zerlegung von Beobachtungsgrößen in sogenannte Mittelwerte und Fluktuationen führt zur Parametrisierung des turbulenten Flusses aber auch zu Problemen. Der Erwartungswert der turbulenten Größe  $\psi$  ist das Ensemble Mittel über eine große Zahl von Realisierungen, falls  $\psi$  normalverteilt ist. Geophysikalische Daten bestehen jedoch aus Zeitreihen und/oder räumlichen Daten. Daher muß jeder vernünftige Mittelungsprozeß von  $\psi$  in der Zeit und/oder im Raum durchgeführt werden. Um die Fluktuationen  $\psi'$  von  $\psi$  zu trennen, müssen wir den Erwartungswert von  $\psi$  bestimmen, d.h. die Fluktuationen in den langen Zeit- und/oder Raumskalen. Für dieses Problem ist der Mittelwert über das Meßintervall eine schlechte Approximation, das gleitende Mittel eine bessere und der numerisch tiefpassgefilterte Wert die bestmögliche Approximation.

Eine Fluktuationsmessung (surface flux) im Bereich niedriger Flüsse wurde ausgewertet

- 1) nach der gewöhnlichen Methode und 2) mit einem numerischen Tiefpass Lanczos-Filter. Mit
- 2) erhielten wir bessere Ergebnisse.

#### Summary

Decomposition of some observables into so-called mean parts and fluctuations leads to parameterisation of turbulent flow but is also the cause of different problems. The expectation of the turbulent field  $\psi$  is, the ensemble mean over a large number of realizations if  $\psi$  follows a normal distribution. Geophysical data, however, consist of time- and/or space series. Thus every reasonable averaging process of  $\psi$  must be over time and/or space. To separate fluctuations  $\psi'$  from  $\psi$  we must estimate the expectation value of  $\psi$ , i.e. fluctuations on long time and/or space scales. For this problem the mean over the measuring interval is an inexact approximation, the moving mean is better but the numerically low-pass filtered value probably the best possible approximation.

A surface flux measurement in low flux regime is evaluated with 1) a usual procedure and 2) with a numerical low-pass Lanczos-filter. With 2) we obtain better results.

#### Einleitung

Bei der Lösung z.B. der Bewegungsgleichungen werden die Größen  $\psi$  in Erwartungswert  $\langle \psi \rangle$  und Abweichung vom Erwartungswert  $\psi'$  aufgeteilt. Der Erwartungswert wird auch als Grundzustand bezeichnet. Eine bekannte Anwendung dieses Konzepts ist die Vereinfachung von Gleichungen z.B. die Boussinesq-Approximation (Etling, 1996, S.222 ff.). Der Erwartungswert der turbulenten Größe  $\psi$  ist im Falle, daß  $\psi$  normalverteilt ist, das Ensemble Mittel über eine große Zahl von Realisierungen. Ein solcher Erwartungswert läßt sich aber nur unter Laborbedingungen mit Hilfe einer Reihe identischer Experimente unter kontrollierten Bedingungen bestimmen. Geophysikalische Daten bestehen jedoch aus einzelnen Zeitreihen und/oder räumlichen Daten. In der Praxis wird der Erwartungswert durch den Mittelwert über eine Realisierung ersetzt. Dies ist bei einer normalverteilten Zufallsgröße  $\psi$  nur in zwei Fällen richtig,

1. wenn die Zeitreihe unendlich lang ist und die Integration von  $-\infty$  bis  $+\infty$  durchgeführt werden kann oder 2. die Integration über einen Breitenkreis geht (zonales Mittel). In der Meteorologie und auch in anderen geophysikalischen Disziplinen hat man es aber in der Regel mit zeitlich und räumlich begrenzten Zeitreihen zu tun. In diesen Fällen wird der Erwartungswert von einer

geophysikalischen Größe  $\psi$  durch den Mittelwert über das vorhandene Intervall ersetzt.

$$\langle \psi \rangle = \bar{\psi} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \psi_i, \quad \psi = \bar{\psi} + \psi' \quad (1)$$

Es wird gleichzeitig noch die Forderung erhoben, daß der zu untersuchende Prozeß stationär ist. Unsere Beispielsreihe, wie jede andere geophysikalische Meßreihe erfüllt diese Forderung nicht streng. Auf der anderen Seite werden die Bewegungsgleichungen und Energietransportgleichungen mit den so gewonnenen Parametrisierungen für die Austauschkoefizienten bei der Lösung von zeitabhängigen Problemen verwendet. In diesem Beitrag soll gezeigt werden, wie das Problem der Erwartungwertbestimmung von  $\psi$  für den allgemeinen Fall formuliert werden muß.

### Das Turbulenzspektrum

Lange Zeitreihen, z.B. die des Windes, liefern nach Berechnung des Energiespektrums durch Fourier-Analyse zwei Maxima (Etling, 1996, S. 251-252), eins mit einer etwa viertägigen Periode (Makroturbulenz) und eins bei einer bis drei Minuten (Mikroturbulenz). Dazwischen ist eine mehr oder minder ausgeprägte Energielücke (Mesoturbulenz). Die Voraussetzung der Stationarität, z.B. bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , ist also nie erfüllt.

$$u_*^2 = -\overline{u'w'} \quad (2)$$

Will man diesen Konflikt lösen, ist es zweckmäßig einen zeitabhängigen Erwartungswert vorauszusetzen und Gl. (1) durch eine Tiefpassfilterung zu ersetzen (Fennel und Lass, 1989). Bildlich gesprochen wird durch ein Filter die Mikroturbulenz von der Makroturbulenz getrennt.

### Tiefpassfilterung

Ein Tiefpassfilter erhält man durch Fouriertransformation der Sprungfunktion aus dem Frequenzraum in die Orts- oder in die Zeitdomäne. Die Tiefpassgefilterte Zeitreihe berechnet sich dann (Lass und Fennel, 1980)

$$\bar{\psi}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t-t', \omega_c) \psi(t') dt' \quad \text{mit} \quad G(\tau, \omega_c) = \frac{\sin \omega_c \tau}{\pi \tau} \quad (3)$$

Gleichung (3) hat den großen Nachteil, daß die Integration über eine unendliche Domäne ausgeführt werden soll. Es ist aber auch möglich, dieses Filter auf ein Zeitfenster anzuwenden, ähnlich wie in Gl. (1). Geophysikalische Zeitreihen liegen immer in diskreten, endlichen Reihen vor. Ein numerisches Filter hat die allgemeine Form

$$y_n = \sum_{k=-N}^N c_k x_{n-k}, \quad (4)$$

wobei  $x_n$  die Elemente der ungefilterten Zeitreihe mit der Zeitdiskretisierung  $\Delta t$ ,  $y_n$  die Elemente der gefilterten Zeitreihe und  $c_k$  die Filterkoeffizienten bedeuten. Gl. (4) ist mit  $c_k=1/N$  für alle  $k$  und durch Änderung der Grenzen der Laufvariablen  $k$  in Gl. (4) von 1 bis  $N$  in Gl. (1) zu überführen, wobei nur ein  $y_N$ , der Mittelwert der Reihe definiert wird. Es kommt jetzt darauf an, die  $c_k$  für ein geeignetes Tiefpassfilter zu bestimmen. Dabei benutzt man Gl. (3) im vorgegebenen Intervall. Wir bezeichnen die Nyquist-Frequenz mit  $f_n=1/(2\Delta t)$  und die gewünschte Grenzfrequenz mit  $f_c$ , wobei  $\Delta t$  das Diskretisierungsintervall bedeutet. Mit der normierten Grenzfrequenz  $f_{cn}=f_c/f_n$  ergeben sich die Filterkoeffizienten  $c_k$  für die oben beschriebene fouriertransformierte der Sprungfunktion zu

$$c_k = \frac{\sin(\pi f_{cn} k)}{\pi k}, \quad c_0 = f_{cn}. \quad (5)$$

Bei unendlich langen Zeitreihen geht Formel (5) in die Integralform über und die oben aufgeführten Forderungen sind exakt erfüllt. Endlich lange Zeitreihen erfordern endlich lange Filter, die Transformierte von Formel (5) in den Frequenzraum zeigt ein Überschwingen (Gibbseffekt) sowohl im Durchlaßbereich als auch im Sperrbereich des Tiefpassfilters. Um diesen Effekt zu unterdrücken (minimieren), müssen die Koeffizienten  $c_k$  mit dem sogenannten Sigma-Faktor  $\sigma(N,k)$  multipliziert werden (Lanczos, 1956), wobei  $N$  die Anzahl der Filterkoeffizienten bedeutet.

$$\sigma(N,k) = \frac{\sin(\pi k/N)}{\pi k/N} \quad (6)$$

Die so berechneten Filterkoeffizienten  $c_k' = c_k \cdot \sigma(N,k)$  müssen anschließend auf eins normiert werden. Das Lanczos-Filter läßt sich dem Filterproblem anpassen. Die Anzahl der Koeffizienten  $N$  und der Abstand zwischen Nyquist-Frequenz und der Abschneidefrequenz bestimmen die Steilheit des Filters in der Nähe der Abschneidefrequenz. Große  $N$  ( $>100$ ) und  $f_{cn} > 0.1$  ergeben sehr gute Filtereigenschaften, in der Praxis dürfte  $N=30$  ausreichen. Sind die Meßreihen nicht auf analogem Wege tiefpassgefiltert, so verbietet sich wegen des Aliasing-Effektes  $f_c = f_n$ . Ebenso wie eine Tiefpassfilterung läßt sich eine Hochpassfilterung realisieren. Mit der gleichen Grenzfrequenz wie für das Tiefpassfilter mit den Filterkoeffizienten  $c_k$  sind dann die Hochpassfilterkoeffizienten  $c_k^{hoch} = 1 - c_k$ , oder eine Bandpassfilterung mit  $c_k^{band} = 1 - c_{k1} + c_{k2}$ , mit  $f_1 < f_2$ . Die Grenzfrequenzen müssen entsprechend ausgewählt werden und auf die entsprechende Normierung muß geachtet werden (siehe oben).

Für Turbulenzmessungen ist wegen der hohen Abtastrate und der relativ niedrigen Abschneidefrequenz bzw. großen Abschneideperiode von 20 Minuten  $f_{cn} \approx 10^{-4}$ . Damit das Filter mindestens zwei Perioden überdeckt, muß  $N$  in der Größenordnung  $10^4$  liegen. Bessere Filtereigenschaften erreicht man mit einer Filterlänge von 5-10 Perioden der Grenzfrequenz. Das bedeutet aber, daß die Meßreihen 5-10 mal so lang wie herkömmlich sein müssen. Auf dieses Problem und dessen Umgehung wird später eingegangen. Zuerst wird das herkömmliche Reihemittel als Erwartungswert mit einem adäquaten Tiefpassfilter verglichen.

### Eigenschaften eines Tiefpassfilters und einer Mittelwertfilterung über eine turbulente Meßreihe

Die Filterkoeffizienten  $c_k$  nach Gl. (1) sind alle gleich,  $c_k = 1/N$ . In Abb. 1 sind diese Koeffizienten mit den Lanczos-Filterkoeffizienten verglichen. Es wird eine übliche Registrierzeit

für turbulente Flüsse in der Atmosphäre von 20 Minuten und ein  $\Delta t$  von 0,1 Sekunden im Beispiel angenommen. Um die Standardmethode mit einem Tiefpaßfilter zu vergleichen, muß natürlich eine längere Meßreihe zur Verfügung stehen, in unserem Fall sind es 3 Stunden (108000 Werte). Zur Bestimmung des Mittelwertes werden dann nach herkömmlicher Methode 12000 Werte aus der langen Meßreihe herangezogen ( $N=12000$ ). Für das Lanczos-Filter wurde  $N=40001$  gewählt (durch Gl. (5) ist ein ungerader Wert für die Gesamtlänge vorgegeben). Das Lanczos-Filter greift damit über mehr als drei Intervallängen. Beide Filter sind also ungleich lang. Sie werden trotzdem verglichen, weil es in der Praxis nicht üblich ist, bei einer Registrierung von 20 Minuten, den Mittelwert aus einer Stunde zu berechnen. Ein numerisches Tiefpassfilter mit einer Grenzperiode von 20 Minuten über nur ein 20 Minutenintervall ist nicht zu konstruieren. Das Lanczos-Filter (Abb.1) hat nur entfernte Ähnlichkeit mit der Funktion  $\sin x/x$  (Gl. (3)), das Zeitfenster ist verhältnismäßig kurz. Trotzdem sollen exemplarisch einige Eigenschaften verglichen werden. Dabei wird darauf geachtet, daß bei der Berechnung der abgeleiteten Größen wie die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  nach Gl.(2) die Intervalllängen gleich lang sind.

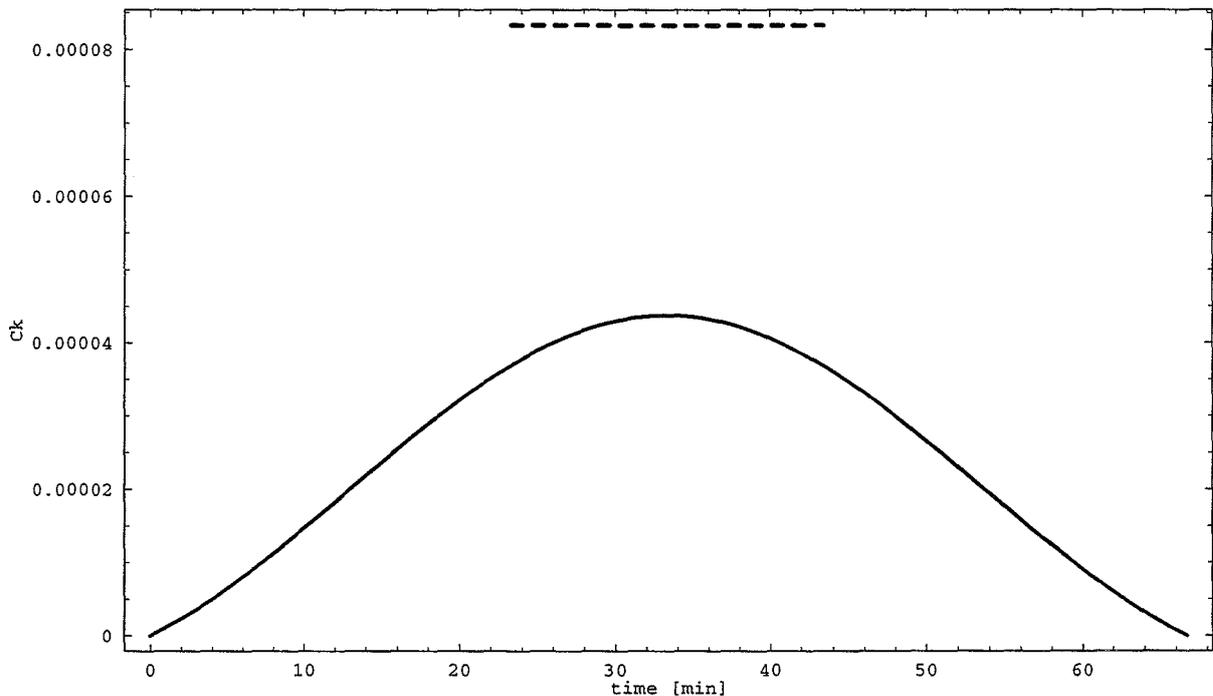


Abb. 1 Filterkoeffizienten des Lanczos-Filters (ausgezogene Linie) und die der Mittelwertbildung (gestrichelte Linie). Auf der Abszisse ist nicht die Laufvariable  $k$  abgetragen, sondern  $k\Delta t$ , die äquivalente Zeit.

In Abb.1 sind die Filterkoeffizienten für den Wert im Intervallmittel dargestellt. Diese Filterkurve bewegt sich über das ganze Intervall. Um den ersten gefilterten Wert zu berechnen sind also mehr als 66 Minuten Registrierzeit nötig und alle Werte sind erst ca. 33 Minuten nach Beendigung der Standardmessung verfügbar.

Ein Signal mit einer Periode von 20 Minuten ( $f=0.00083\text{Hz}$ ) liegt im Bereich der Mesoturbulenz und wird durch eine Mittelwertbildung exakt herausgefiltert. Aber ein Signal mit einer Periode von 15 Minuten ( $f=0.0011\text{Hz}$ ) liegt im Bereich zwischen Mesoturbulenz und Mikroturbulenz und wird durch die Mittelwertbildung nicht exakt herausgefiltert, sondern liefert einen um 20% der Amplitude der 15 Minuten Schwingung verschobenen Mittelwert (je nach Phasenlage positiv oder negativ oder auch zufällig Null, siehe Abb.2).

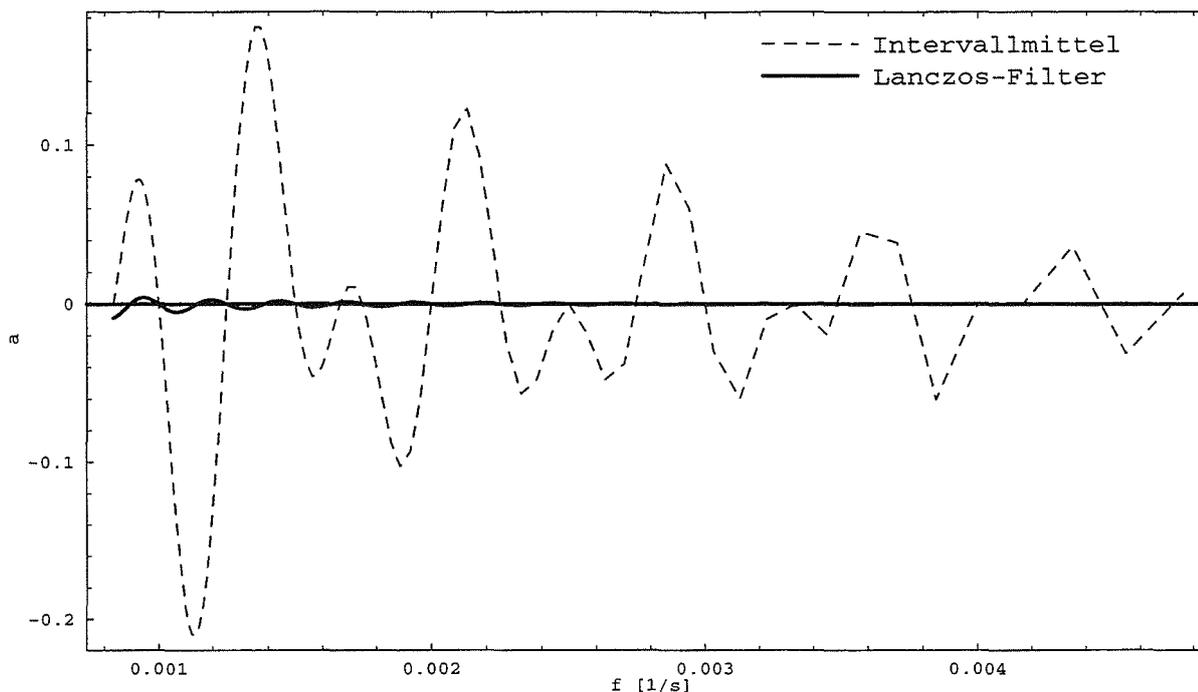


Abb. 2 Durchlaßcharakteristik zweier Tiefpässe, einfaches Intervallmittel (gestrichelte Linie) und des Lanczos-Tiefpasses für Frequenzen größer als die Grenzfrequenz  $f_g=0.00083\text{s}^{-1}$ ,  $f_g=1/\text{Intervalllänge}$ .

Betrachten wir Abb. 2 und setzen eine hypothetische Zeitreihe voraus, die aus zwei Schwingungen  $\psi_i(t) = a \cos(\omega_i t)$  mit gleicher Amplitude  $a$  besteht, mit  $\omega_1 = 2\pi T_1$  und  $\omega_2 = 2\pi T_2$  mit  $T_1 = 8$  min und  $T_2 = 1$  min, so müßte der Mittelwert Null betragen, er wird aber je nach Phasenlage der Schwingung  $\psi_1$  einen Wert von  $\pm 0.1a$  und Zwischenwerte annehmen. Die Fluktuationen  $\psi_2$  werden durch die Fluktuationen  $\psi_1$  bei der Auswertung durch die Mittelwertbildung beeinflusst. Diese Abweichungen vom Erwartungswert werden durch Mittelwertbildung über mehrere Realisierungen (bei Naturmeßreihen nicht möglich) oder durch bessere Filter verkleinert. Aus Abb. 2 ist ersichtlich, daß der maximale Fehler beim gewählten Lanczos-Filter kleiner als 2% ist. Es ist sogar so, daß bei der Mittelwertbildung der Fehler immer noch  $\pm 0.03a$  beträgt, wenn wir die Periode auf die der Filterperiode des Lanczos-Filters vergrößern, wobei das Verhalten dieser Mittelwertbildung bei Intervallvergrößerung gegenüber niederfrequenten Schwingungen erheblich schlechter wird.

Eine ähnliche Übertragungsfunktion wie in Abb.2 hat die Mittelwertbildung gegenüber dem niederfrequenten Bereich. Näheres dazu bei Taubenheim (1969, S.321).

### Praktischer Vergleich der Auswertemethoden

In der Praxis findet man kaum lange Zeitreihen, die gleichzeitig hochfrequent abgetastet sind. Darum wurde am 18.11.99 mit einem akustischen Anemometer USA-1 eine Zeitreihe von 9Uhr-12Uhr und einem Digitalisierungsschritt von 0.1 Sekunden 50cm über Sandboden (Küste von Zingst) aufgenommen. Die Werte für die drei Windkomponenten wurden mit den in Abb. 1 dargestellten Filterkoeffizienten gefiltert und gleichzeitig die Mittelwerte über 20 Minuten gebildet. Die 20 Minuten Mittelwertbildung wurde jeweils gleitend mit einer Schrittweite von 5 Minuten wiederholt, so daß sich die Intervalle jeweils mit 15 Minuten überlappen. Diese Ergebnisse sind für die Vertikalkomponente des Windes und die Temperatur in Abb. 3 dargestellt. Die entsprechenden Mittelwerte sind mit einem zyklischen Linienstyle

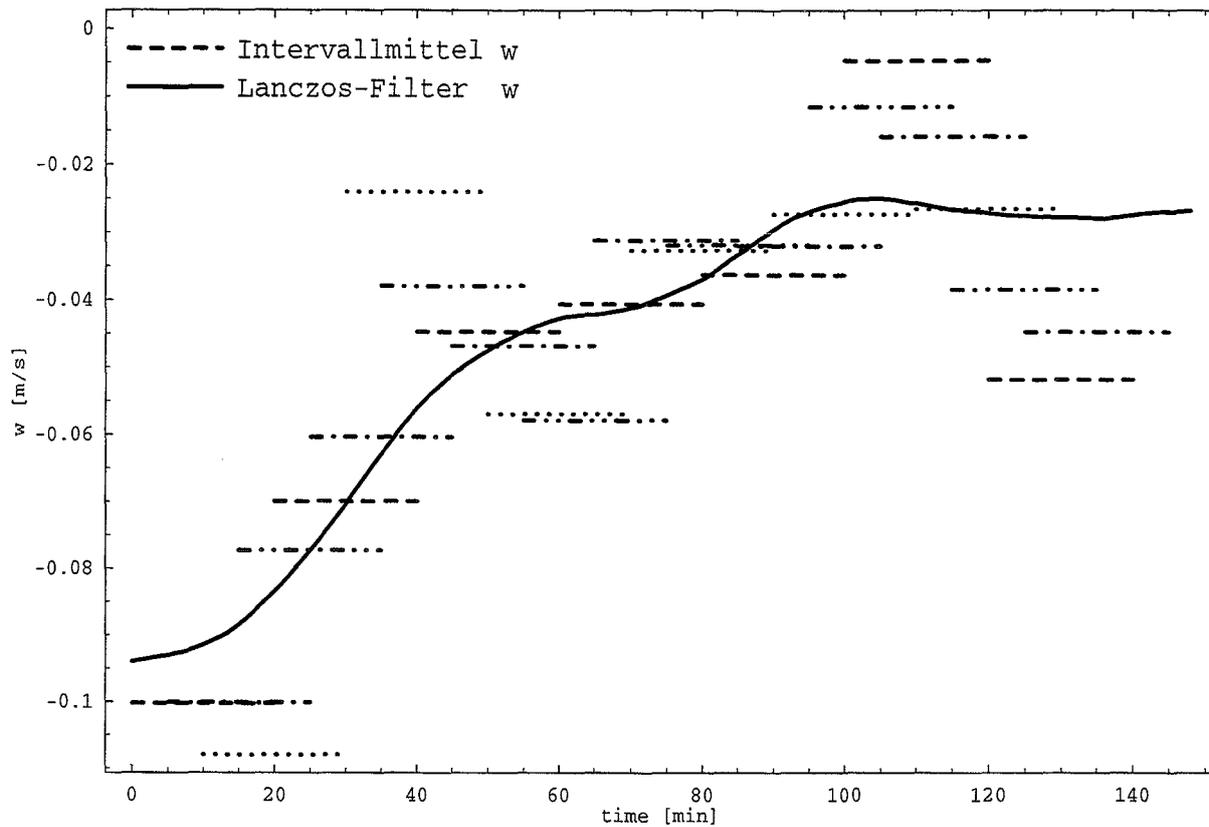


Abb. 3a

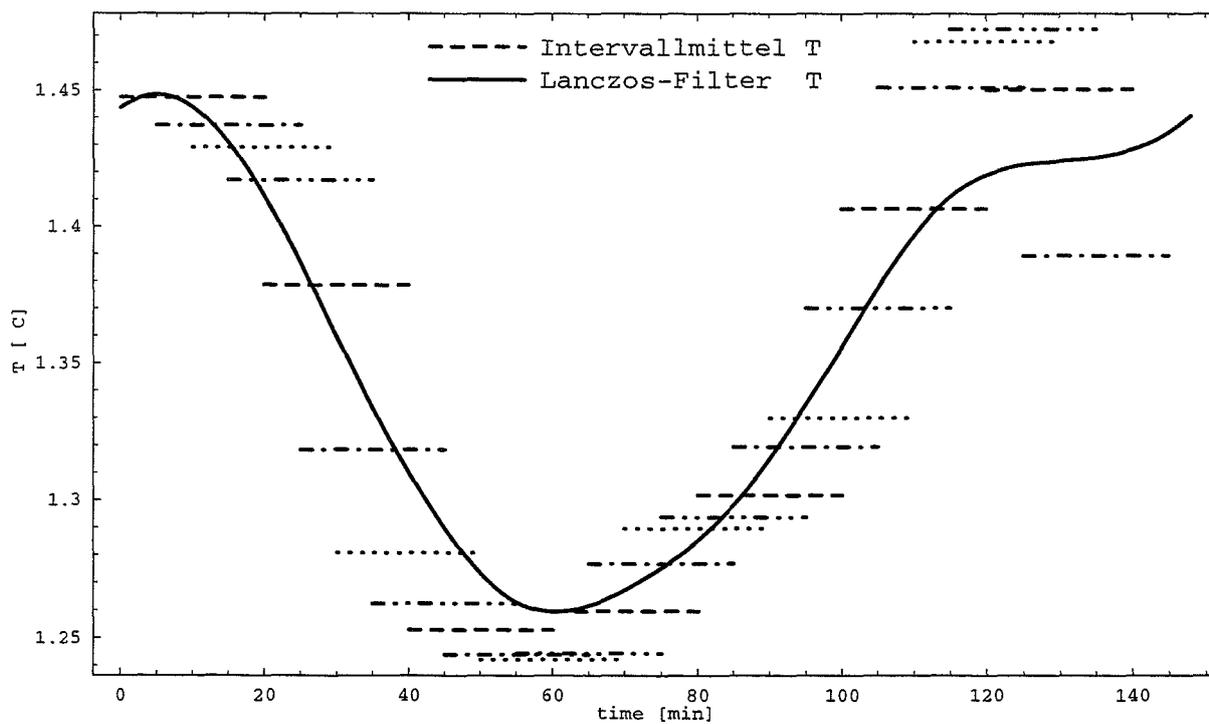


Abb. 3b

20 Minutenmittel (als gerade Linie über das jeweilige 20 Minutenintervall mit abwechselnden Linienformen gezeichnet) und tiefpassgefilterte Zeitreihe (ausgezogene Linie)

a) Vertikalkomponente des Windes  $w$ , b) Fluktuationen der Temperatur  $T$

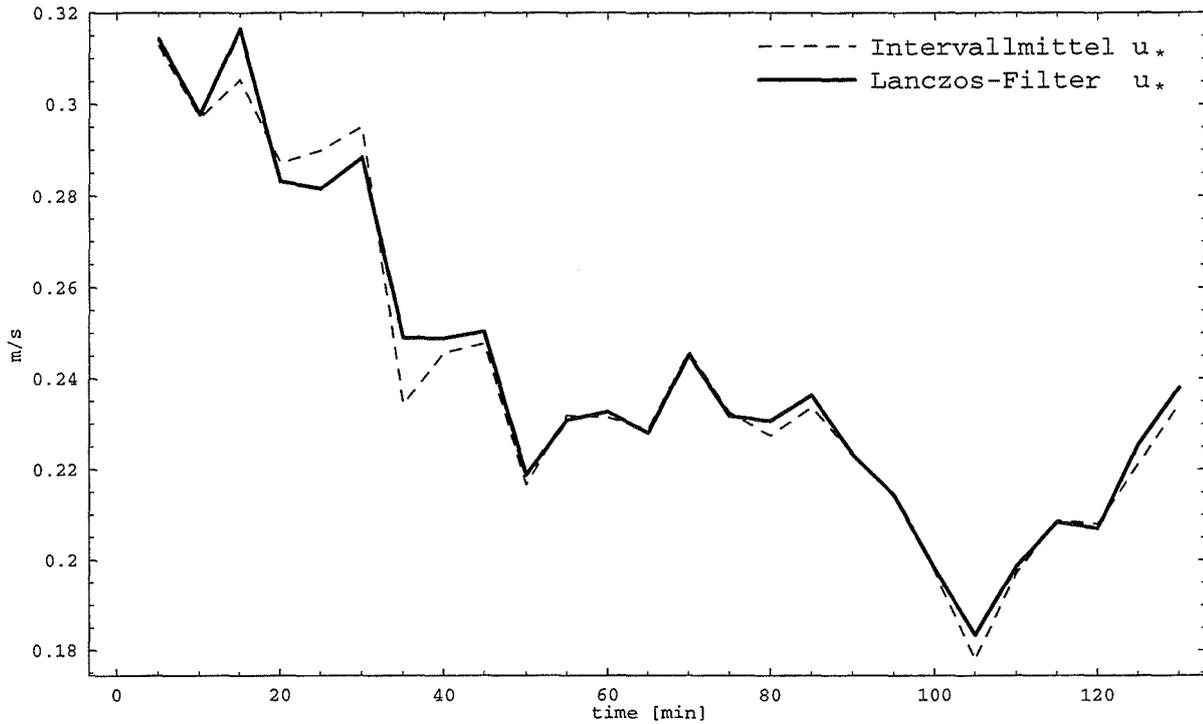


Abb. 4 Schubspannungsgeschwindigkeit, gestrichelte Linie - Fluktuationen durch Abzug des Intervallmittels (berechnet nach Gl. (1) u. (2), Abb.3a), ausgezogene Linie - Fluktuationen durch Abzug des aktuellen Tiefpassfilterwertes (Abb.3a) berechnet. Die Ergebnisse in den einzelnen 20 Minutenintervallen sind durch Linien verbunden.

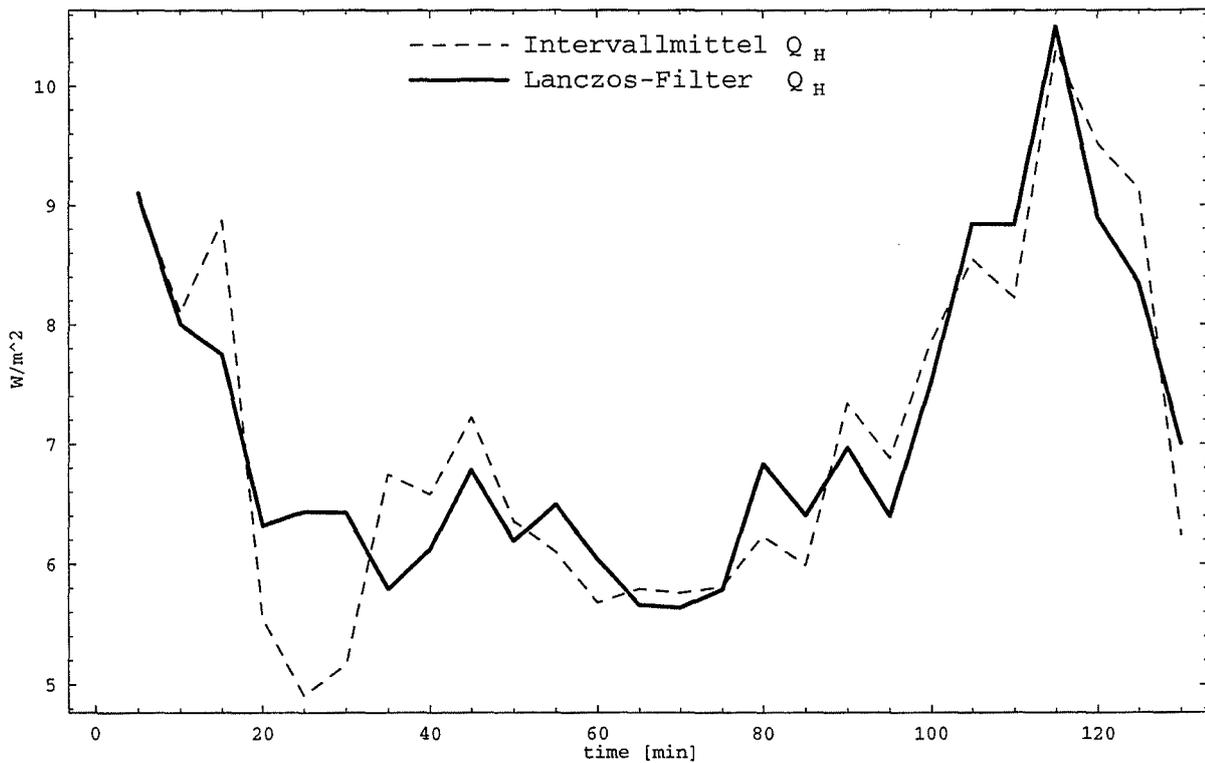


Abb. 5 Wie Abb. 4 aber fühlbarer Wärmestrom  $H = \rho c_p \overline{w'T'}$ , gestrichelte Linie - Fluktuationen durch Abzug des Intervallmittels, ausgezogene Linie - Fluktuationen durch Abzug des aktuellen Tiefpassfilterwertes berechnet

voneinander zu unterscheiden. Interessant sind Überschwingeffekte des Mittelwertes, die auf die oben beschriebenen Einflüsse des hochfrequenten Spektrums auf den Mittelwert hindeuten. So ist es unlogisch, daß der 3. Mittelwert (gepunktete Linie in Abb. 3a, der erste Mittelwert, eine gestrichelte Linie und der zweite, eine Strichpunktlinie überdecken sich stark, die Werte sind fast identisch) für  $w'$  nicht zwischen dem 2. Und 4. liegt, obwohl sich die Intervalle stark überlappen.

Aus den Mittelwerten ist zu sehen, daß die Veränderungen klein sind und in jedem Falle von stationären Bedingungen ausgegangen werden kann. Das gleiche gilt für die Horizontalwindkomponenten mit jeweils 1m/s. In Abb. 4 ist der zeitliche Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit und in Abb.5 der zeitliche Verlauf der fühlbaren Wärmestroms dargestellt, wobei jeweils beide Methoden angewandt wurden. Es zeigt sich erfreulicherweise, daß beide Kurven nahe beieinander liegen. Geht man davon aus, daß der niederfrequente Gang dieser Parameter stetig ist und nach Voraussetzung innerhalb von 5 Minuten sich nicht stark ändert, sieht man die Verbesserung durch das Lanczos-Filter. Die Varianz dieser Werte ist besonders beim Wärmestrom kleiner. Die Werte für den fühlbaren Wärmestrom sind relativ klein, aber im Bereich der typischen Werte des Winterhalbjahres. Der Vollständigkeit halber sollen hier noch die Globalstrahlungswerte aufgeführt werden. Zu Beginn der Messung ( $t=0$  in Abb. 5) betrug die Globalstrahlung  $128\text{W/m}^2$  und nahm dann auf  $53\text{W/m}^2$  ab, um dann wieder auf  $173\text{W/m}^2$  gegen Ende der Messung zu steigen. Diese Werte sollen nur zeigen, daß die Größenordnung des Wärmeflusses im Bereich der Erwartungen liegt.

### Vorschlag zur Geräteausführung

Vom Autor wurde in den achtziger Jahren ein Datenerfassungssystem zur Meereswellenregistrierung auf Mikroprozessorbasis entwickelt und erfolgreich eingesetzt (Schönfeldt, 1994). In der Praxis sind die Meßgeräte und Datenerfassungssysteme in der Regel mit Mikroprozessoren ausgerüstet. Um eine Bandpassfilterung der erfaßten Daten zu ermöglichen, wurden zwei Speicherringe realisiert. Die Datenabtastrate betrug 48 Hz. Diese Daten wurden in den Speicherring der hochfrequenten Daten geschrieben. Jede Sekunde wurden diese Daten mit einem Lanczos-Filter gefiltert und in den zweiten Speicherring geschrieben. Die hohe Abtastrate ergab sich aus dem System. Sie sollte dazu dienen das Rauschen der digitalen Wellensonde mit einem Kontaktabstand von 3 cm zu verringern und ist in der hier beschriebenen Problematik nicht relevant. Es standen somit Sekundenwerte des aktuellen Wasserstandes im zweiten Speicherring zur Verfügung. Die gesuchte Abweichung vom Mittelwert (Wellenhöhe) ergab sich aus dem im Speicherring unter Berücksichtigung der erforderlichen Zeitverschiebung abgelegten Wert minus dem gefilterten Wert des Speicherringes (Lanczos-Tiefpass). In unserem oben beschriebenen Beispiel wäre der hochfrequente Speicherring überflüssig. Der einzige Speicherring hätte eine Länge von  $N=40001$  Werten ( $\sim 66$  Minuten). Der aktuelle Wert steht erst nach ca. 33 min gefiltert zur Verfügung. Er entspricht einer gestrichenen Größe (Fluktuation) und kann online weiter verarbeitet werden. Im Unterschied zum verwendeten USA-1 stünden die Daten der untersuchten Periode erst 33 min nach der Messung zur Verfügung. Bei kontinuierlichen Messungen ist dies kein Nachteil. Ein so programmiertes Gerät hätte aber den Vorteil, daß Filtereffekte und Trends in den Meßreihen kaum noch Bedeutung haben. Da das Filter sehr flexibel ist, könnte der Beobachter die Filtergüte in weiten Grenzen selbst bestimmen. Rein rechenstechnisch ist das Problem lösbar. Die Wellenmeßanlage hat mit einem 8-bit Prozessor, der mit 2MHz getaktet war, 8 Wellensonden online bedient.

### Schlußfolgerungen

Dieser Vergleich konnte mangels anderer Daten nur auf die Messung vom 18.11.99 angewandt werden. In der Literatur werden für Turbulenzmessungen Fehler von 30% (Dyer, 1990, S. 84)

angegeben. Nach grober Abschätzung läßt sich der Fehler durch bessere Datenverarbeitung um 10% reduzieren. Dies gilt auch bei Vergrößerung der turbulenten Ströme. Es sei noch darauf hingewiesen, daß auch bei spektraler Betrachtung diese Fehler auftreten. In der Praxis sind die Daten im hochfrequenten Bereich durch die Meßgeräte gefiltert, so daß Aliasing nicht auftreten kann. Durch das schlechte Verhalten des Mittelwertfilters werden Amplituden aus dem niederfrequenten Spektralbereich (Trend) im hochfrequenten (das berechnete Spektrum) abgebildet. Die beste Trendbeseitigung ist die numerische Filterung mittels Lanczos-Filter.

#### Literatur:

- Etling, D., 1996, Theoretische Meteorologie. Braunschweig/Wiesbaden  
 Fennel W. und H. U. Lass, 1989, Analytical theory of forced oceanic Waves. Berlin  
 Lanczos, C., 1956, Applied Analysis. Englewood Cliffs, N.J. Prentice-Hall  
 Lass H. U. und W. Fennel, 1980, On the filtering of stochastic processes and the applicability of the Reynold's rules. Beitr. Meereskunde, H 44/45, 145-154  
 Schönfeldt, H.-J., 1994, Randwellen in der Ostsee und anomale Dispersion in der Brandungszone. Dt. hydrogr. Z., 46, 81-98  
 Taubenheim J., 1969, Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Leipzig  
 Dyer, K.D., 1990, Coastal and estuarine sediment dynamics. John Wiley & Sons, New York

#### Anschrift des Verfassers

H.-J. Schönfeldt, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie, Stephanstr.3, 04103 Leipzig

# Rampenregression — Quantifizierung von Temperaturtrends

Manfred Mudelsee

## Zusammenfassung

Die Jahresmitteltemperatur-Zeitreihen dreier Stationen (Berlin, Leipzig und Stockholm) werden auf ihre langfristigen Trends im Zeitbereich 1830–1980 untersucht. Dazu wird die neuartige, parametrische Methode der Rampenregression (Mudelsee 1999a) verwendet. Die Vorteile gegenüber bisher verwendeten Verfahren sind (1) eine realistischere Übergangsmodell und (2) Angaben des statistischen Fehlers geschätzter Übergangs-Zeitpunkte und -Niveaus.

Leipzig (Erwärmung um  $0.86 \pm 0.13$  °C von  $1889 \pm 7$  bis  $1911 \pm 7$ ) und Stockholm (Erwärmung um  $1.01 \pm 0.22$  °C von  $1879 \pm 23$  bis  $1945 \pm 21$ ) zeigen beide einen rampenförmigen Trendverlauf, Berlin dagegen einen noch komplizierteren Trend. Im Falle von Leipzig liegt wahrscheinlich ein deutlicher Urbanisierungseinfluß vor. Die Rampenregression bietet die Möglichkeit, einen globalen Klimawechsel genauer zu quantifizieren.

## Summary: Ramp function regression—quantification of temperature trends

Timeseries of annual average temperature from three stations (Berlin, Leipzig and Stockholm) are investigated with regards to their long-term trends in the time interval 1830–1980. For that, the new, parametric method of ramp function regression (Mudelsee 1999a) is used. The advantages against other previously employed methods are (1) a more realistic transition model and (2) information about the statistical accuracy of estimated transition dates and levels.

Both Leipzig (warming by  $0.86 \pm 0.13$  °C, from  $1889 \pm 7$  to  $1911 \pm 7$ ) and Stockholm (warming by  $1.01 \pm 0.22$  °C, from  $1879 \pm 23$  to  $1945 \pm 21$ ) show a ramp-form trend, whereas Berlin's trend is even more complicated. In the case of Leipzig a significant contribution by urbanization is likely. Ramp function regression has the potential to quantify a global climate change more accurately.

## 1. Einleitung

Die historischen Temperaturlaufzeichnungen der letzten ca. 200 Jahre sind unentbehrlich, um natürliche/anthropogene systematische Einflüsse auf das Klima einschätzen und Vorhersagen auf entsprechender Zeitskala machen zu können. Eine Quantifizierung derartiger (systematischer) Trends ist notwendig für eine genauere Kausalbeschreibung; die statistische Unsicherheit der geschätzten Trendparameter bestimmt die Genauigkeit und damit den Wert einer Untersuchung (vgl. Nicholls *et al.* 1996).

Um den Erwärmungstrend vom 19. zum 20. Jahrhundert zu bestimmen, werden auf der einen Seite geglättete Kurven genommen und beispielsweise Start- und Endzeitpunkte per Auge bestimmt (z. B. Balling *et al.* 1998). Nachteile dieser Methode sind: Subjektivität, keine Unsicherheitsangabe sowie Anfälligkeit für systematische Fehler (z. B. Knicke werden weggeglättet). Andererseits werden lineare Regressionsmodelle verwendet (z. B. Jones und Bradley 1992); Tabelle 13.2 der genannten Arbeit verdeutlicht den Nachteil des linearen Modells: es ist zu einfach. Es kann keinen Temperaturübergang modellieren.

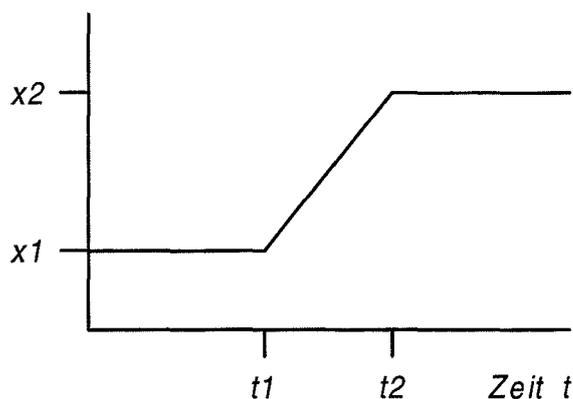


Abbildung 1: Das Rampenregressionsmodell.

Die vorliegende Arbeit untersucht die Rampe (Abb. 1)

$$x_{\text{fit}}(t) = \begin{cases} x_1, & \text{für } t \leq t_1, \\ x_1 + (t - t_1)(x_2 - x_1)/(t_2 - t_1), & \text{für } t_1 \leq t \leq t_2, \\ x_2, & \text{für } t \geq t_2, \end{cases}$$

als Regressionsmodell (Mudelsee 1999a)

$$x(i) = x_{\text{fit}}(i) + \epsilon(i), \quad i = 1, \dots, n, \quad (1)$$

für den Temperaturanstieg vom 19. zum 20. Jahrhundert. (Eine Temperatur-Zeitreihe liegt diskret als  $t(i), x(i)$  vor. Es wird abkürzend  $x_{\text{fit}}(i) := x_{\text{fit}}(t(i))$  geschrieben.) Die vier Fitparameter (Startzeitpunkt  $t_1$ , Startniveau  $x_1$ , Endzeitpunkt  $t_2$ , Endniveau

$x_2$ ) gestatten die Modellierung eines Überganges. Der Fehler  $\epsilon(i)$  wird verteilt als  $N(0, \sigma(i)^2)$  mit positiver AR(1)-Autokorrelation angenommen: Heteroskedastizität und Persistenz sind typisch für Klimazeitreihen. *Bootstrap*-Simulationen ermitteln die statistischen Unsicherheiten der geschätzten Parameter. Die Residualanalyse erlaubt zu beurteilen, ob das Rampenmodell für den verwendeten Datensatz geeignet ist.

Die statistische Schätzung des Rampenregressionsmodells mit Hilfe des Computerprogrammes RAMPFIT ist in Anhang A.1 umrissen, die *Bootstrap*-Simulationen werden in Anhang A.2 knapp erklärt. Ausführliche Darstellungen, die auch die Bedienungsanleitung für RAMPFIT enthalten, sind Mudelsee (1999a, b). Der Illustration dienen Temperaturoaufzeichnungen aus Berlin, Leipzig und Stockholm, die in Abschnitt 2 beschrieben sind. Abschnitt 3 enthält die statistischen Ergebnisse und die Residualanalyse. Zuletzt (Abschnitt 4) wird von der klimatologischen Seite über den Nutzen der Rampe als Modell für die Temperaturübergänge diskutiert.

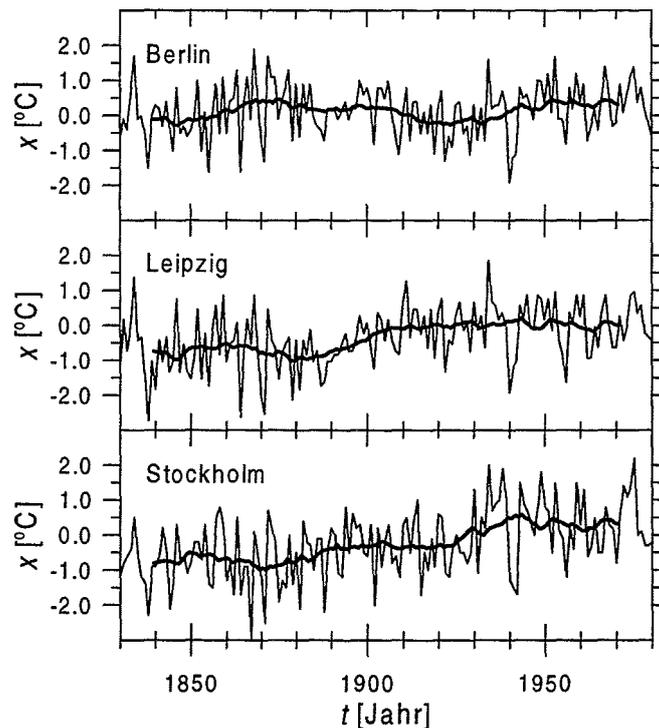


Abbildung 2: Untersuchte Zeitreihen, Jahresmitteltemperatur-Differenzen gegen 1901–1950 (dünn gezeichnet), 20-Punkt-Glättungen (dick gezeichnet).

## 2. Daten

Abbildung 2 zeigt die drei untersuchten Zeitreihen der Differenzen (jeweils gegen den Durchschnitt 1901–1950) der Jahresmitteltemperaturen. Die Reihen Berlin und Stockholm (Jones und Bradley 1992) werden von den Autoren als homogen über die gesamte Dauer angegeben. Die Zeitreihe Leipzig (Börngen und Müller 1999) dagegen ist unkor-

rigiert. Im gewählten Zeitausschnitt 1830–1980 liegen die drei Zeitreihen lückenlos vor. Die in Abb. 2 eingezeichneten geglätteten Kurven weisen darauf hin, daß für Leipzig und Stockholm die Rampe ein mögliches Trendmodell sein könnte und daß der Verlauf für Berlin komplizierter ist (kein eindeutig erkennbarer Anstieg).

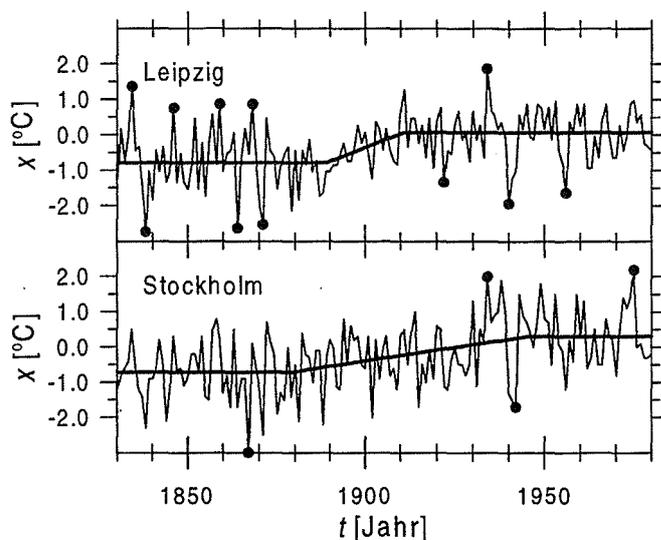


Abbildung 3: Beste Rampenfitts (dick gezeichnet) an den von Ausreißern (●) bereinigten Zeitreihen (siehe Text). Berlin zeigt eine kompliziertere Trendform als eine Rampe und wird nicht weiter analysiert.

### 3. Ergebnis

Abbildung 3 zeigt die Rampenfitts für die Zeitreihen Leipzig und Stockholm. Beide Zeitreihen enthalten Ausreißerwerte von der Rampeform, die von der Regression ausgenommen wurden. Die Ausreißer wurden durch eine Analyse der gewichteten gewöhnlichen Residuen

$$e(i) = [x(i) - \hat{x}_{fit}(i)] / \hat{\sigma}(i)$$

(das Zeichen „ $\hat{\cdot}$ “ bezeichnet die Schätzung) bestimmt, die von der Regression an den ursprünglichen Werten resultierten. Das robuste Kriterium (vgl. Hampel 1985)

$$|e(i) - med[e(i)]| > k \cdot mad[e(i)] \Rightarrow i := \text{Ausreißer}$$

mit  $k = 3$  wurde verwendet, wobei  $med$  der Median ist und

$$mad[e(i)] = med \{|e(i) - med[e(i)]|\}.$$

Die Zeitpunkte der Ausreißer (Tabelle 1) zeigen z. T. Übereinstimmung zwischen den Zeitreihen Leipzig und Stockholm; im älteren Teil von Leipzig finden sich mehr Ausreißer.

Tabelle 1: Ausreißer.

Zeitreihe	Jahr	$\{e(i) - \text{med}[e(i)]\} / \text{mad}[e(i)]$
Leipzig	1834	+4.21
	1838	-4.02
	1846	+3.01
	1859	+3.21
	1864	-3.82
	1868	+3.21
	1871	-3.63
	1922	-3.17
	1934	+4.07
	1940	-4.53
	1956	-3.85
Stockholm	1867	-3.79
	1934	+3.14
	1942	-3.31
	1975	+3.11

Anmerkung: Die Residuen  $e(i)$  resultieren von den Rampenregressionen an den originalen Zeitreihen.

Tabelle 2 gibt die geschätzten Rampenparameter an, inklusive der statistischen Fehler, die mit *Bootstrap*-Simulationen bestimmt wurden.

Tabelle 2: Ergebnis: geschätzte Rampenparameter. Die Fehlerangaben ( $1-\sigma$ ) beruhen auf parametrischen *Bootstrap*-Simulationen (Anhang A.2). Andere *Bootstrap*-Varianten ergaben nahezu die gleichen Zahlen.

Zeitreihe	$\hat{t}_1$ [Jahr]	$\hat{x}_1$ [°C]	$\hat{t}_2$ [Jahr]	$\hat{x}_2$ [°C]
Leipzig	$1889 \pm 7$	$-0.78 \pm 0.09$	$1911 \pm 7$	$0.08 \pm 0.09$
Stockholm	$1879 \pm 23$	$-0.71 \pm 0.14$	$1945 \pm 21$	$0.30 \pm 0.17$

Die Zeitreihe Berlin (Abb. 1) zeigt zwar zum Teil entsprechende Extremtemperatur-Zeitpunkte (z. B. 1940), der grundsätzliche Trendverlauf scheint jedoch noch komplizierter als eine Rampe zu sein. Dies wurde durch die Residualanalyse (vgl. unten)

bestätigt (keine Abb.). Experimente mit unterschiedlichen Fitbereichen legen nahe, daß der Trendverlauf mehrteilig ist (Anstieg–Abfall–Anstieg).

Für die beiden anderen Datensätze ergab die Residualanalyse ( $e(i)$  resultierend von der Regression an den ausreißerbereinigten Werten), daß die Rampenform ein generell zufriedenstellendes Trendmodell ist (Abb. 5–9). Die Residualanalyse testet die  $e(i)$  auf eine  $N(0, 1)$ -verteilte Zufallsvariable: Gaußsche Form und Homogenität bezüglich  $t$  und  $x_{\text{fit}}$ , sowie auf positive AR(1)-Abhängigkeit (vgl. Draper und Smith 1981, Montgomery und Peck 1992). Die für die Standardabweichung  $\sigma(t)$  erlaubte Rampenform (vgl. Anhang A.1) wurde nicht beansprucht (Abb. 4): Homoskedastizität ist eine ausreichend genaue Beschreibung.

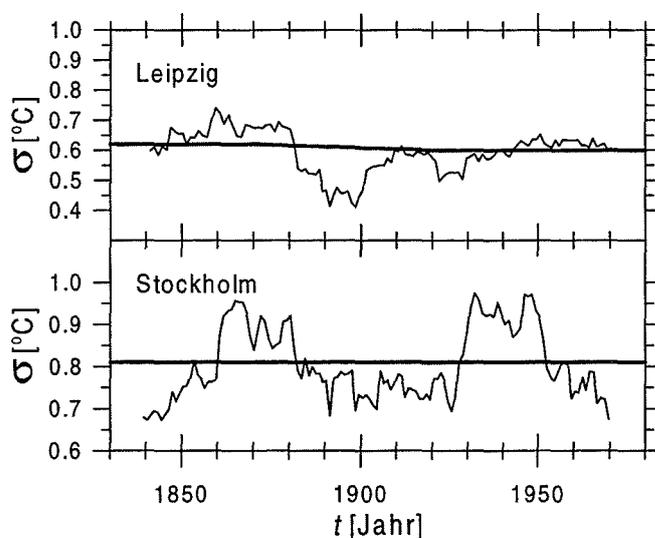


Abbildung 4: Per-Auge-Fits  $\hat{\sigma}(i)$  (fett gezeichnet) und Glättungen (20-Punkt-Fenster) (dünn gezeichnet) der zeitabhängigen Standardabweichung. Die Glättungen wurden an den von den Trends (Abb. 3) bereinigten Werten berechnet. Das Computerprogramm RAMPFIT (Mudelsee 1999b) gestattet, die Punktzahl im Glättungsfenster zu variieren und so das per-Auge-Anpassen zu erleichtern. RAMPFIT gibt außerdem das reduzierte  $\chi^2 (= SSQW/(n-4))$  (vgl. Anhang A.1) an, das — im Falle nur schwacher AR(1)-Autokorrelation — für eine gute Anpassung von  $\sigma(i)$  einen Wert um 1 aufweist. Wahrscheinlich ist um 1900  $\sigma(i)$  jeweils systematisch erniedrigt. Für eine angemessene Gewichtung bei der Regression (Anhang A.1) sollte jedoch die Beschreibung als (nahezu) konstant jeweils ausreichend sein.

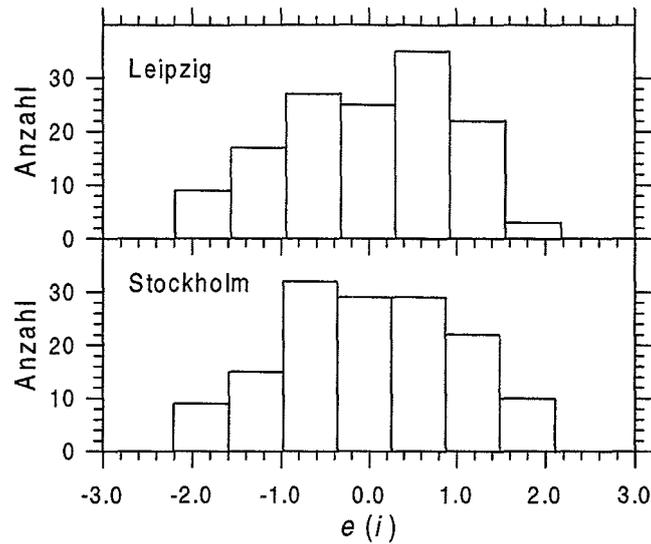


Abbildung 5: Histogramme der gewichteten gewöhnlichen Residuen. Die Klassenanzahl richtet sich jeweils nach Scott (1979). Verletzungen der Gaußschen Annahme sind gering.

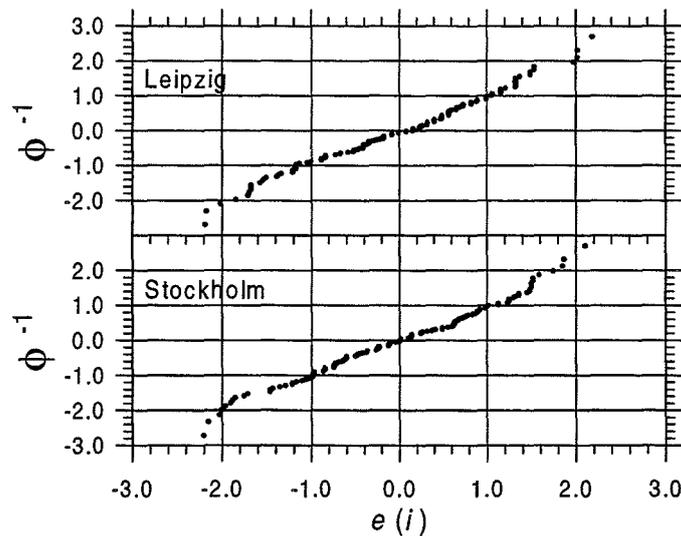


Abbildung 6: Normal-Wahrscheinlichkeits-Auftragungen der gewichteten gewöhnlichen Residuen.  $\Phi^{-1}$  ist die inverse Normalverteilungsfunktion. Die jeweiligen Abweichungen von einer geraden Linie (d. h. der Gaußschen Annahme) — gerade im wichtigen zentralen Bereich — sind gering, in Übereinstimmung mit der Beurteilung der Histogramme (Abb. 5).

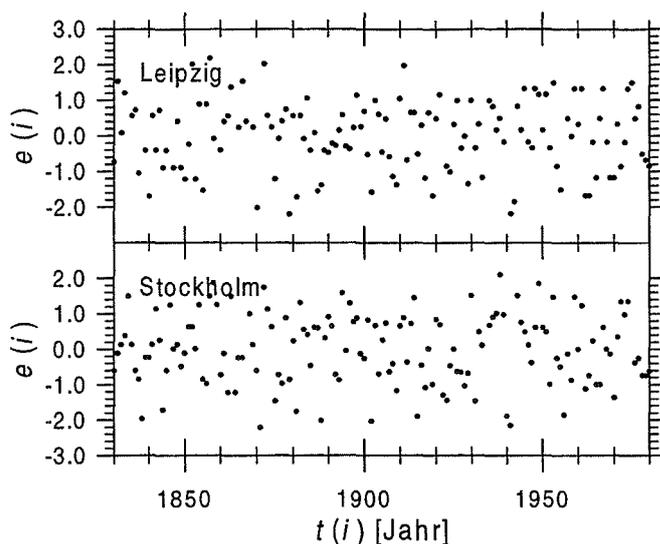


Abbildung 7: Gewichtete gewöhnliche Residuen gegen die Zeit. Wegen den Ausreißerbereinigungen (Abschnitt 3) scheinen keine gravierenden systematischen Abweichungen von homogenen Verteilungen vorzuliegen. Eventuell liegen in dem Bereich um jeweils 1860 systematisch leicht erhöhte Werte vor. Eventuell liegen im Falle von Stockholm auch systematisch leicht erniedrigte Werte um 1925 vor; sowie systematisch leicht erhöhte Werte um 1940, wenn man die Werte 1940 und 1941 zu dem festgestellten Ausreißerverhalten (Tab. 1) rechnet (vgl. Abschnitt 4).

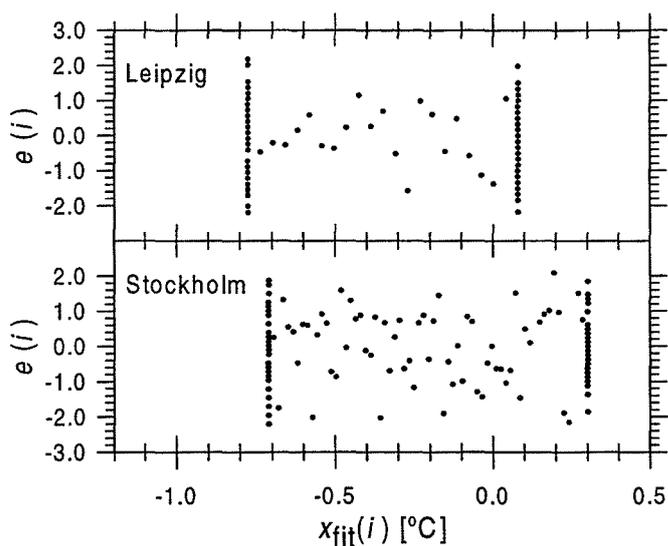


Abbildung 8: Gewichtete gewöhnliche Residuen gegen die gefitteten  $x$ -Werte. Aufgrund der Rampenform entstehen Punktansammlungen bei  $\hat{x}_1$  und  $\hat{x}_2$ . Abweichungen von in der Vertikalen homogenen Verteilungen sind jedoch gering.

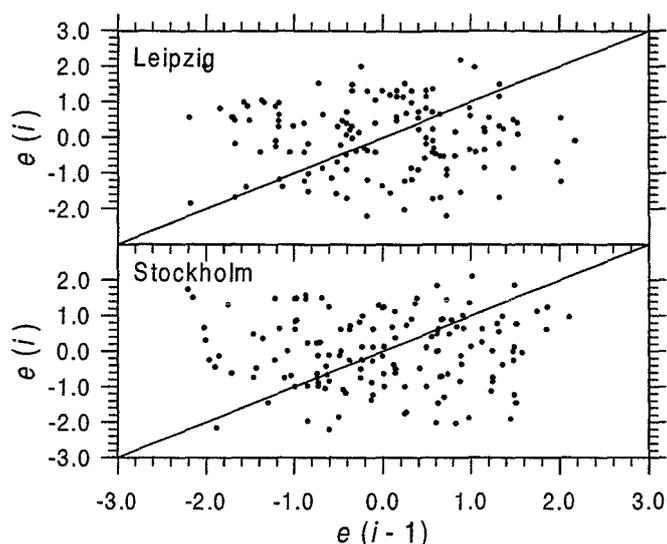


Abbildung 9: *Lag-1-Scatterplots* der gewichteten gewöhnlichen Residuen. Höchstens minimale systematische Ausrichtungen an den Ursprungsgeraden liegen vor. Fits des AR(1)-Modells von Robinson (1977) (Anhang A.2) für nichtäquidistante Daten (wegen der Ausreißerbereinigung liegt jeweils keine Äquidistanz mehr vor) bestätigen: die geschätzte Zerfallszeit  $\tau$  der Autokorrelationsfunktion ist nur 0.158 a (Leipzig) bzw. 0.344 a (Stockholm).

#### 4. Diskussion

Die Rampenregression ergab für die Zeitreihen Leipzig und Stockholm folgende statistischen Ergebnisse (Abb. 3; Tab. 1, 2). **Leipzig** zeigt von 1830 bis  $1889 \pm 7$  einen konstanten Temperaturtrend, evtl. erhöhte Werte liegen um 1860 vor. Danach (von  $1889 \pm 7$  bis  $1911 \pm 7$ ) folgt ein Temperaturanstieg um  $0.7 \pm 0.1$  °C (Rate:  $0.032 \pm 0.015$  °C/a). Von  $1911 \pm 7$  bis 1980 ist der Temperaturtrend konstant. Dem Trend überlagert sind Fluktuationen, die in guter Näherung sehr schwach korrelierte  $N(0, (\sigma = 0.61 \text{ °C})^2)$ -Zufallszahlen darstellen. Hervorzuheben sind jedoch mehrere Ausreißer (Tabelle 1) nach positiven wie negativen Temperaturen.

**Stockholm** zeigt von 1830 bis  $1879 \pm 23$  einen konstanten Temperaturtrend, evtl. erhöhte Werte liegen um 1860 vor. Danach (von  $1879 \pm 23$  bis  $1945 \pm 21$ ) folgt ein Temperaturanstieg um  $1.0 \pm 0.2$  °C (Rate:  $0.015 \pm 0.008$  °C/a) — siehe jedoch den Vorbehalt (nächster Absatz). Von  $1945 \pm 21$  bis 1980 ist der Temperaturtrend konstant. Dem Trend überlagert sind Fluktuationen, die in guter Näherung sehr schwach korrelierte  $N(0, (\sigma = 0.81 \text{ °C})^2)$ -Zufallszahlen darstellen. Die Anzahl von Ausreißern ist gering (Tabelle 1).

Leipzig wie Stockholm zeigen ähnliche statistische Ergebnisse. Die geschätzten Startzeitpunkte  $\hat{t}_1$  (Tab. 2) unterscheiden sich nicht signifikant, wohl aber die geschätzten Endzeitpunkte  $\hat{t}_2$  (Signifikanzniveau 0.94). Jedoch gestattet im Falle von Stockholm

die Möglichkeit systematisch erniedrigter Werte um 1925 und systematisch erhöhter Werte um 1940 die Alternativhypothese „zweiteiliger Temperaturanstieg“. In einer Zusatzuntersuchung wurde deshalb der Fitbereich der Zeitreihe Stockholm auf 1830–1929 gesetzt. Die dann gefittete Rampe als älterer Anstieg ( $t\hat{1} = 1881 \pm 10$ ,  $x\hat{1} = -0.73 \pm 0.11$  °C,  $t\hat{2} = 1894 \pm 10$ ,  $x\hat{2} = -0.32 \pm 0.16$  °C, Erhöhungsrate =  $0.032 \pm 0.016$  °C/a), ebenfalls nicht zurückzuweisen durch die Residualanalyse, entspräche in ihren Start-/Endzeitpunkten innerhalb der Fehlergrenzen dem Leipziger Ergebnis. Der jüngere Temperaturanstieg bei Stockholm hätte keine Leipziger Entsprechung. Von statistischer Sicht sind die Alternativen „einfacher/zweigeteilter Temperaturanstieg“ für Stockholm gleichwertig.

Balling *et al.* (1998) analysierten eine Monatsmitteltemperaturanomalie-Zeitreihe, die aus 50 homogenisierten Meßreihen europäischer Stationen des *Global Historical Climatology Networks* (GHCN) gemittelt wurde; sie analysierten ebenfalls eine Zeitreihe, die sich aus der Überlagerung der europäischen Zeitreihen von Jones (1994) ergab. Sie untersuchten mit Hilfe gleitender Mittel, per-Auge-Abschätzung von Übergangszeitpunkten und linearer Regression. Sie fanden für beide Zeitreihen folgendes Ergebnis für den Zeitraum 1851 bis 1991, in eckigen Klammern der Vergleich zu dem Ergebnis der vorliegenden Arbeit.

1851–1890: leichte Abkühlung.

[Kompatibel zu den vorliegenden Ergebnissen (Leipzig, Stockholm), daß um 1860 leicht erhöhte Werte gegenüber  $t\hat{1}$  (1889 für Leipzig und 1879 für Stockholm) vorliegen könnten.]

1890–1950: statistisch signifikante Erwärmung um 0.9 °C (Rate: 0.015 °C/a) (GHCN) bzw. 0.54 °C (Rate: 0.009 °C/a) (Jones-Zeitreihe).

[Startzeitpunkt in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen für Leipzig und Stockholm. Endzeitpunkt in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis für Stockholm (einfacher Anstieg), nicht mit dem für Leipzig. Temperaturerhöhung in guter Übereinstimmung mit Leipzig, jedoch zeigt Leipzig eine höhere Rate des Temperaturanstiegs. Stockholm (einfacher Anstieg) zeigt nur leicht größere Werte als GHCN für die Temperaturerhöhung und deren Rate.]

1950–1970: Abkühlung.

[Konnte für Leipzig und Stockholm nicht verifiziert werden.]

1970–1991: leichter Anstieg.

[Konnte für Leipzig und Stockholm nicht verifiziert werden; der Beobachtungszeitraum ist zu gering dafür.]

Klimatologisch wichtig ist der Temperaturanstieg von ca. 1890 bis ca. 1950. Balling *et al.* (1998) vermuten, daß einige der untersuchten GHCN-Zeitreihen noch Urbani-

sierung und andere systematische, lokale Einflüsse zeigen. Sicherlich ist die unkorrigierte Leipziger Zeitreihe von ähnlichen Effekten beeinflusst, wahrscheinlich stärker von Urbanisierung (ein gradueller Einfluß) als durch die Instrumenten- oder häufigen Standortwechsel (abrupte Einflüsse). Urbanisierung könnte eventuell auch die hohe Leipziger Rate der Temperaturerhöhung erklären, eventuell auch den vergleichsweise frühen Endzeitpunkt.

Es ist schwierig, klimatologisch zu Stockholm (ein-/zweigeteilter Temperaturanstieg) Stellung zu nehmen. Der praktisch nicht vorhandene Temperaturanstieg Berlins wurde bereits von Jones und Bradley (1992) festgestellt.

## 5. Schlußfolgerungen

Rampenregression (Mudelsee 1999a) ist ein nützliches Hilfsmittel, um Temperaturtrends zu quantifizieren. Im Gegensatz zur linearen Regression erlaubt sie eine realistischere Modellierung von Übergängen (Start- und Endzeitpunkte). Sie ist weniger subjektiv und weniger anfällig gegenüber systematischen Fehlern als per-Auge-Fits mit Hilfe geglätteter Kurven. Integriert in das Computerprogramm RAMPFIT (Mudelsee 1999b), gestattet sie die Überprüfung der Rampenform mit Residualanalyse und die Bestimmung der statistischen Unsicherheiten der Fitparameter mit Hilfe von *Bootstrap*-Simulationen.

Im Falle der Zeitreihen Leipzig und Stockholm stellt die Rampe ein angemessenes Modell der Temperaturerhöhung vom 19. zum 20. Jahrhundert dar. Die Quantifizierung des Temperaturtrends für Berlin sollte mit anderen Methoden (z. B. *Singular Spectrum Analysis*) erfolgen.

Ein deutlicher Urbanisierungseinfluß bei der Leipziger Temperaturerhöhung liegt vor. Zu dessen Quantifizierung können — falls vorhanden — Zeitreihen aus umgebenden ländlichen Gebieten dienen. Eine andere Möglichkeit ist die Modellierung des Urbanisierungseinflusses.

Diese vorliegende Arbeit veranschaulicht lediglich den methodischen Nutzen der Rampenregression. Eine umfassende, an einzelnen Zeitreihen individuell vorzunehmende Quantifizierung des Temperaturanstiegs vom 19. zum 20. Jahrhundert (viele Stationen, urban/ländlich, Monatswerte etc.) sollte beitragen, einen globalen Klimawechsel auf der Zeitskala einiger Dekaden besser zu verstehen.

## Dank

Herrn Dr. Michael Börngen sei für die Bereitstellung der Leipziger Temperaturdaten herzlich gedankt. Die Zeitreihen Berlin und Stockholm wurden vom *World Data Center A—Paleoclimatology* via ftp geladen (11. 02. 1998). Bester Dank an Herrn Prof. Dr.

Werner Metz für die kritische Durchsicht des Manuskriptes und Herrn Prof. Dr. Gerd Tetzlaff für Diskussionen. Die Entwicklung der Rampenregression bzw. die vorliegende Arbeit wurden finanziell unterstützt durch die DFG (Promotionsstipendium im Graduiertenkolleg „Dynamik globaler Kreisläufe im System Erde“, Geologisches Institut, Universität Kiel; Forschungsstipendium „Häufigkeitstrends von extremen Klima- und Wetterereignissen“, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig) und die EU (Marie Curie Research Fellowship, Institute of Mathematics and Statistics, University of Kent, Canterbury, Großbritannien).

## Literatur

- Balling RC Jr, Vose RS, Weber G-R (1998) Analysis of long-term European temperature records: 1751–1995. *Clim. Res.* 10:193–200.
- Börngen M, Müller U (1999) Geschichtlicher Überblick und Ergebnisse von Klimabeobachtungen in Leipzig. *In: Müller U, Kuttler W, Tetzlaff G (Hrsg.) Wissenschaftliche Mitteilungen, Band 13. Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Institut für Troposphärenforschung e. V. Leipzig, Leipzig, 155–156.*
- Draper NR, Smith H (1981) *Applied Regression Analysis*. 2. Aufl., Wiley, New York, 709 S.
- Efron B, Tibshirani RJ (1993) *An Introduction to the Bootstrap*. Chapman & Hall, London, 436 S.
- Hampel FR (1985) The breakdown points of the mean combined with some rejection rules. *Technomet.* 27:95–107.
- Jones PD (1994) Hemispheric surface air temperature variations: A reanalysis and an update to 1993. *J. Climate* 7:1794–1802.
- Jones PD, Bradley RS (1992) Climatic variations in the longest instrumental records. *In: Bradley RS, Jones PD (Hrsg.) Climate Since A. D. 1500*. Routledge, London, 246–268.
- Montgomery DC, Peck EA (1992) *Introduction to Linear Regression Analysis*. 2. Aufl., Wiley, New York, 527 S.
- Mudelsee M (1999a) Ramp function regression: A tool for quantifying climate transitions. *Computers Geosci.* [im Druck]
- Mudelsee M (1999b) RAMPFIT—a Fortran 77 program for ramp function regression. Institute of Mathematics and Statistics, University of Kent, IMS Technical Report UKC/IMS/99/10, Canterbury, 63 S.
- Nicholls N, Gruza GV, Jouzel J, Karl TR, Ogallo LA, Parker DE (1996) Observed climate variability and change. *In: Houghton JT, Meira Filho LG, Callander BA, Harris N, Kattenberg A, Maskell K (Hrsg.) Climate Change 1995: The Science of Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, 133–192.
- Robinson PM (1977) Estimation of a time series model from unequally spaced data. *Stochast. Process. Appl.* 6:9–24.
- Scott DW (1979) On optimal and data-based histograms. *Biometrika* 66:605–610.
- Williams DA (1970) Discrimination between regression models to determine the pattern of enzyme synthesis in synchronous cell cultures. *Biometrics* 26:23–32.

## Anhang A.1. Rampenregression

Die Rampenregressionen wurden mit dem Computerprogramm RAMPFIT (Mudelsee 1999b) durchgeführt. RAMPFIT gestattet für  $\sigma(i)$  ebenfalls eine Rampenform; „Klima“ ist nicht nur durch Trend, sondern auch durch Variabilität definiert. Für das Regressionsmodell Gl. (1) wird wegen der erlaubten Heteroskedastizität deshalb die gewichtete *least-squares*-Funktion verwendet:

$$SSQW(t1, x1, t2, x2) = \sum_{i=1}^n [x(i) - x_{\text{fit}}(i)]^2 / \sigma(i)^2.$$

$\sigma(i)$  wird per Auge mit Hilfe von Glättungen (Abb. 4) geschätzt; für eine zufriedenstellende Gewichtung genügt dies. Im 4-dimensionalen Parameterraum wird die Lösung  $(\hat{t}_1, \hat{x}_1, \hat{t}_2, \hat{x}_2)$  gesucht, für die *SSQW* minimal ist. Die Reduktion auf die  $t_1$ - $t_2$ -Ebene ist analytisch berechenbar; für feste  $t_{1s} = t(i_1)$  und  $t_{2s} = t(i_2)$  ist:

$$\hat{x}_2 = \left( \frac{K_3 K_4}{K_1} + K_6 \right) / \left( \frac{K_2 K_4}{K_1} + K_5 \right)$$

und

$$\hat{x}_1 = (K_3 - \hat{x}_2 K_2) / K_1$$

mit

$$\begin{aligned} K_1 &= k_2 + (t_{1s} k_4 - k_5) / (t_{2s} - t_{1s}), \\ K_2 &= k_3 - (t_{1s} k_4 - k_5) / (t_{2s} - t_{1s}), \\ K_3 &= k_8, \\ K_4 &= k_1 + [t_{2s}(t_{1s} + t_{2s})k_4 + 2 k_6 \\ &\quad - (t_{1s} + 3 t_{2s})k_5] / (t_{2s} - t_{1s})^2, \\ K_5 &= k_3 + [t_{1s}(t_{1s} + t_{2s})k_4 + 2 k_6 \\ &\quad - (3 t_{1s} + t_{2s})k_5] / (t_{2s} - t_{1s})^2, \\ K_6 &= k_9 - k_7 - 2 (t_{1s} k_{10} - k_{11}) / (t_{2s} - t_{1s}) \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} k_1 &= \sum_{i=1}^{i_1} 1/\sigma(i)^2, \\ k_2 &= \sum_{i=1}^{i_2-1} 1/\sigma(i)^2, \\ k_3 &= \sum_{i=i_2}^n 1/\sigma(i)^2, \\ k_4 &= \sum_{i=i_1+1}^{i_2-1} 1/\sigma(i)^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
k_5 &= \sum_{i=i_1+1}^{i_2-1} t(i)/\sigma(i)^2, \\
k_6 &= \sum_{i=i_1+1}^{i_2-1} t(i)^2/\sigma(i)^2, \\
k_7 &= \sum_{i=1}^{i_2-1} x(i)/\sigma(i)^2, \\
k_8 &= \sum_{i=1}^n x(i)/\sigma(i)^2, \\
k_9 &= \sum_{i=i_2}^n x(i)/\sigma(i)^2, \\
k_{10} &= \sum_{i=i_1+1}^{i_2-1} x(i)/\sigma(i)^2, \\
k_{11} &= \sum_{i=i_1+1}^{i_2-1} x(i)t(i)/\sigma(i)^2.
\end{aligned}$$

Da die Rampenfunktion nach der Zeit nicht differenzierbar ist, wird eine *brute-force*-Suche (vgl. Williams 1970) in der  $t_1$ – $t_2$ -Ebene durchgeführt (Mudelsee 1999b, Abschnitt 2.2 darin). Lediglich die Knoten eines Suchgitters, gegeben durch die Zeitwerte  $t(i)$ , werden durchsucht; die Gittergrenzen sind einstellbar. Die dadurch limitierte Präzision von  $\hat{t}_1$  und  $\hat{t}_2$  ist ohne Belang, sofern die geschätzten Unsicherheiten dieser Parameter (*Bootstrap*-Simulationen) größer als die Zeitaufösung der Zeitreihe sind. Dies ist bei den hier untersuchten Zeitreihen deutlich gewährleistet (Tab. 2).

## Anhang A.2. *Bootstrap*-Simulationen

Es wird die parametrische *Bootstrap*-Methode verwendet, simulierte Zeitreihen  $x(i)^*$  nach Gl. (1) zu erzeugen:

$$x(i)^* = \hat{x}_{\text{fit}}(i) + \hat{\sigma}(i) v(i), \quad i = 1, \dots, n,$$

wobei die  $v(i) \sim N(0, 1)$  verteilt sind mit der geschätzten AR(1)-Korrelation (Zerfallszeit  $\tau$ ) (vgl. Abbildung 9). Das AR(1)-Modell von Robinson (1977) für nichtäquidistante Zeitreihen ist gegeben durch

$$v(i) = \exp[(t(i-1) - t(i))/\tau] v(i-1) + \{1 - \exp[2(t(i-1) - t(i))/\tau]\} w(i),$$

wobei  $w(i)$  identisch und unabhängig verteilte  $N(0, 1)$ -Zufallszahlen sind.

Für jede simulierte Zeitreihe wird eine Rampe gefittet. Die Anzahl der Simulationen ist 200 (Efron und Tibshirani 1993). Die Verteilungen der geschätzten Parameter informieren über systematische wie statistische Fehler. Als statistischer Fehler wird der Wert 1.4826 *mad* („robuste 1- $\sigma$ -Standardabweichung“) verwendet. (*mad* bezieht

sich jeweils auf die Simulationsergebnisse eines einzelnen Parameters.) Die untersuchten Temperaturzeitreihen zeigten keine systematischen Schätzfehler. Die gefundenen statistischen Fehler (Tabelle 2) wurden durch andere von RAMPFIT bereitgestellte *Bootstrap*-Verfahren bestätigt.

**Adresse des Autors:**

Manfred Mudelsee  
LIM — Institut für Meteorologie  
Stephanstr. 3  
04103 Leipzig

---

(*E-Mail*: [mudelsee@rz.uni-leipzig.de](mailto:mudelsee@rz.uni-leipzig.de))