

# **Wissenschaftliche Mitteilungen**

aus dem  
**Institut für Meteorologie der Universität Leipzig**



ISBN 978-3-9811114-2-2

---

**Meteorologische Arbeiten (XIII) und  
Jahresbericht 2007 des Instituts für  
Meteorologie der Universität Leipzig**

**Hrsg.: Armin Raabe**

**Leipzig 2008**

**Band 42**

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der  
Universität Leipzig Bd. 42

**K. Kürbis, M. Mudelsee, G. Tetzlaff, R. Brázdil**

Trends in extremes of temperature, dew point and precipitation from long instrumental records from central Europe..... 1

**S. Otto, Th. Trautmann**

Fast analytical two-stream radiative transfer methods for horizontally homogeneous vegetation media..... 17

**J. Zimmer**

Estimation of maximum convective precipitation: an idealized model approach..... 33

**G. Fischer, M. Barth, A. Ziemann, A. Raabe**

Sensitivitätsstudien verschiedener Invertierungsalgorithmen für die akustische Laufzeitomographie in der Atmosphäre .....43

**K. Kroll, K. Balogh, A. Ziemann, A. Raabe**

Einflussfaktoren auf die Schallimmission in einem bestimmten Gebiet .....59

**M. Wilsdorf, A. Ziemann**

Einfluss der vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung in verschiedenen Höhen .....75

**A. Raabe, M. Schröter, K. Arnold, A. Ziemann,**

STINHO - micro- $\alpha$  scale measurements and LES modelling .....89

**A. Kniffka, A. Ziemann, I. Chunchuzov, S. Kulichkov, V Perepelkin**

Detektion interner Schwerewellen in der stabilen Grenzschicht mittels akustischer Fernerkundung .....105

**P. Hoffmann, Ch. Jacobi**

Extracting meteorological influence from ionospheric disturbances .....115

**Ch. Jacobi, C. Arras, J. Wickert**

Semidiurnal tidal signature over Collm (51.3N, 13E) in sporadic E layer frequency obtained from FORMOSAT-3/COSMIC GPS radio occultation measurements .....129

**Ch. Jacobi, G. Stober, P. Hoffmann**

Mean winds and tides over Collm (51.3°N, 13°E) as measured with meteor radar and the LF D1 method in 2007 .....141

**G. Stober, Ch. Jacobi**

Electron line densities and meteor masses calculated from models and meteor radar measurements .....155

**M. Placke, Ch. Jacobi, G. Stober**

Messung von Impulsflüssen in der Mesosphäre / unteren Thermosphäre mit dem SKiYMET Meteorradar in Collm – Methode und erste Ergebnisse .....169

**Kanukhina A., Jacobi C., Pogoreltsev A.**

Stratospheric vacillations, QBO, and solar activity .....183

**Jahresbericht des Instituts für Meteorologie 2007 .....193**

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der  
Universität Leipzig Bd. 42

# Trends in extremes of temperature, dew point and precipitation from long instrumental records from central Europe

K. Kürbis, M. Mudelsee, G. Tetzlaff, R. Brázdil

## Summary

For the analysis of trends in weather extremes, we introduce a diagnostic variable, the exceedance product, which combines intensity and frequency of extremes. We separate trends in higher moments from trends in mean or standard deviation and use bootstrap resampling to evaluate statistical significances. Application to daily meteorological records from Potsdam (1893–2005) and Prague (1775–2004) reveals that extremely cold winters occurred only until mid-20th century, whereas warm winters show upward trends. These were significant changes in higher moments of the temperature distribution. In contrast, trends in summer temperature extremes (e.g., 2003 European heatwave), can be explained by linear changes in mean or standard deviation. While precipitation at Potsdam does not exhibit pronounced trends, dew point displays an enigmatic change from maximum extremes during the 1960s to minimum extremes during the 1970s.

## Zusammenfassung

Zur Untersuchung von Trends von Wetterextremen wird ein neuartiges „Wirkungsmaß“ eingeführt, das Produkt der Extremwertübertreffung, welches die beiden Aspekte „Stärke“ und „Häufigkeit“ miteinander verbindet. Es werden Trends in höheren Momenten von Trends in Mittelwert und Standardabweichung getrennt sowie Bootstrap-Verfahren angewendet, um die statistische Signifikanz auszuwerten. Bei der Verwendung von meteorologischen Daten in täglicher Auflösung von Potsdam (1893–2005) und Prag (1775–2004) zeigt sich, dass extrem kalte Winter nur bis Mitte des 20. Jahrhundert auftraten, wohingegen warme Winter einen Aufwärtstrend aufweisen, welche signifikante Änderungen in höheren

Momenten der Temperaturverteilung darstellen. Im Gegensatz dazu kann der Trend von Sommer-Temperaturextremen (z.B. die Hitzewelle im Jahr 2003 in Europa) durch Änderungen in Mittelwert und Standardabweichung erklärt werden. Während der Niederschlag in Potsdam keine ausgeprägte Trends zeigt, weist der Taupunkt einen rätselhaften Übergang von Maximumextremen in den 1960ern zu Minimumextremen in den 1970ern auf.

## 1 Introduction

The European summer heat in 2003 led to intensive efforts to quantify and understand past and recent trends regarding weather extremes, and to project them into the future, thereby extending previous work summarized in the Third IPCC Assessment Report [Houghton *et al.*, 2001]. Not only increases in the mean value of temperature, but also of the second moment, variance, have to be invoked to explain the 2003 heat with a realistic chance of occurrence [Schär *et al.*, 2004]. Besides mean and variance (or standard deviation), also higher moments of distributions of weather variables may change with climate [Nogaj *et al.*, 2006]. For example, Brabson and Palutikof [2002] showed that both cold winters and hot summers in the Central England temperature record (past 220 years) evolved differently from their means. Higher moments describe the tails of a distribution, where the extremes sit: their quantification is socio-economically relevant.

Schär *et al.* [2004] found negative correlations between temperature and precipitation anomalies in records from Switzerland (1864–2003); recent papers [Diffenbaugh *et al.*, 2007; Vautard *et al.*, 2007] elaborated the role of the Mediterranean region in land–atmosphere coupling under climate change [Seneviratne *et al.*, 2006]: hot European summers are preceded by winter rainfall deficits over Southern Europe.

Weather extremes such as the 2003 heatwave have two statistical properties: (1) intensity and (2) duration (related to empirical frequency) a threshold is exceeded. Several criteria can therefore be used to define a heatwave [Beniston, 2004; Meehl and Tebaldi, 2004]. Selection of a suitable criterion is important because it influences the accuracy of the statistical estimation and, hence, the detectability of (climatically induced) trends in the occurrence of weather extremes. This concerns not only extreme temperature but also precipitation [Osborn and Hulme, 2002; Mudelsee *et al.*, 2003], a variable with distributions substantially different from a normal shape.

The present paper studies trends in extreme weather and separates between changes of higher moments and changes of mean and variance. We introduce

a new diagnostic variable, the “exceedance product”, to combine the intensity with the frequency aspect. We analyze besides temperature and precipitation also dew point because this meteorological variable contains information about precipitation with less variability in the spatial and temporal domains. Since (1) the data distributions differ from the normal shape and (2) no error bars for a complex quantity such as the exceedance product can be analytically derived, we perform bootstrap simulations to determine the statistical significance of the exceedance product. Trend detection in extreme events is an inherent difficult methodical task [*Frei and Schär, 2001*], especially when, as here, a seasonal differentiation is sought. Consequently, we study long, daily-resolved, continuous instrumental records from two European stations, Potsdam and Prague.

## 2 Data

The records from Potsdam, Germany comprise maximum temperature, minimum temperature, dew point at 13.08 UTC (i.e., 14.00 local time), and 24 h precipitation and cover the interval from 1 January 1893 to 31 December 2005 in daily resolution; those from Prague-Klementinum, Czech Republic comprise maximum and minimum temperature and cover the interval from 1 January 1775 to 31 December 2004 in daily resolution.

The Potsdam series have a remarkable homogeneity [*Lehmann and Kalb, 1993; Körber, 1993*]: neither the measurement settings nor the observation times changed at least since 1893. External influences from urbanization such as the heat island effect are small owing to the location of the Potsdam station within a forest [*Klein Tank et al., 2002*].

Station Prague-Klementinum was established in a vast complex of buildings of the College of St. Clement in the old town of Prague. This series is among the longest from Europe and often used in the analysis of air temperature fluctuations and for the calibration of proxy data [*Brázdil and Budíková, 1999*]. The records from Prague exhibit a strengthening of the urban heat island effect (for the period 1922–1995, see *Brázdil and Budíková [1999]*). The Prague records serve here to augment the Potsdam data. In the analysis, the above mentioned effect in the Prague records is taken into account.

## 3 Method

Let  $x(i, j)$  be the value of a record at day  $j$  of year  $i$ . Let further  $y(j)$  be the maximum at day  $j$  of  $x(i, j)$  over the same and all preceding years ( $\leq i$ ). The data from the first year (Potsdam, 1893) initialize the reference extremes  $y$  as

$y(j) = x(1, j)$ . To define the exceedance,  $\beta(i, j)$ , for day  $j$  of year  $i$ , the values  $x$  are compared with the reference extremes  $y$ : If  $x(i, j) > y(j)$ , then

$$\beta(i, j) = |x(i, j) - y(j)| \quad (1)$$

and the reference extreme is updated,  $y(j) = x(i, j)$ . This procedure is carried out for all years,  $i = 1, \dots, n_i$  (Potsdam,  $n_i = 113$ ) and days.

The exceedance captures the intensity aspect of climate extremes. To include also the frequency aspect, we multiply the exceedance,  $\beta$ , with the number,  $N$ , a reference extreme is exceeded; the product,  $P$ , is then the diagnostic variable for extremes in the instrumental records:

$$P(i) = \sum_{j=K}^L [\beta(i, j)] \cdot N(i). \quad (2)$$

By selecting the bounds  $K$  and  $L$ , it is possible to focus on seasons. We study summer extremes (June to August, JJA), by setting  $K = 152$  and  $L = 243$ , and winter extremes (December to February, DJF). (The 29 February value is omitted.)

Above definitions apply to maxima or positive extremes. This is the case when  $x$  is the highest of the daily maximum temperature (abbreviated as  $TX_{\text{high}}$ ), the highest minimum temperature (warmest night,  $TN_{\text{high}}$ ), the highest dew point ( $DP_{\text{high}}$ ), or the highest precipitation amount ( $RR_{\text{high}}$ ). Analogous definitions (e.g.,  $y$  is minimum) are used for negative extremes, when  $x$  is the lowest maximum temperature (coldest day,  $TX_{\text{low}}$ ), the lowest minimum temperature ( $TN_{\text{low}}$ ), or the lowest dew point ( $DP_{\text{low}}$ ).

The resulting curves of the exceedance product,  $P(i)$ , form the basis for evaluating trends in the occurrence of extreme events. Next is bias correction. The bias comes from the fact that with increasing year,  $i$ , it becomes less likely for a value  $x$  to lie above (positive extreme) the reference extreme because the data set to define the reference extreme grows with  $i$ . Another effect is that under global climate change, we expect upward trends in the mean and standard deviation, which lead to more extremes, as was shown for the 2003 summer heatwave [Schär *et al.*, 2004]. We correct also for this effect to study higher-order moments.

The bootstrap simulation approach [Efron and Tibshirani, 1993] is used to assess the statistical significance and to correct for bias and effects of trends in mean and standard deviation on the  $P(i)$  curves. Artificial curves,  $P^*(i)$ , of the exceedance product are generated by simulating artificial climate time series,  $x^*(i, j)$ . This assumes (1) linear trends in day-wise mean and standard deviation of  $x(i, j)$  over years  $i$ , (2) seasonally varying distributions of trend residuals,

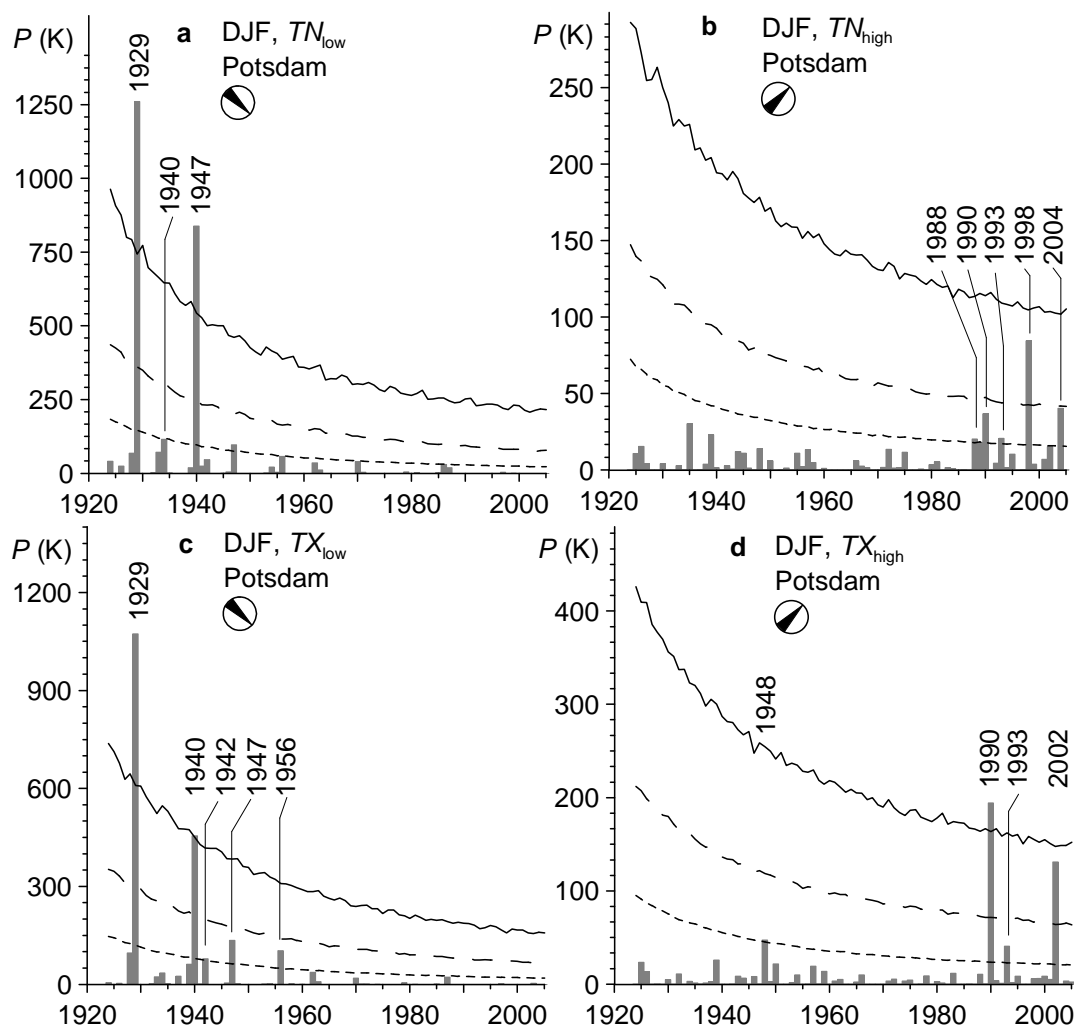


and (3) seasonally varying autocorrelation (memory) of trend residuals. A high number (200,000) of simulations is employed to accurately determine the upper percentile confidence limits (99.9%, 99%, and 95%) of the simulated  $P^*(i)$  curves (Figures 1 to 4). If an observed  $P(i)$  curve (gray bars in Figures 1 to 4) lies above the confidence limit at year  $i$ , we consider this as a significant extreme in  $P$ . Figure 5 illustrates the estimation of trend parameters, the subdivision of year into five periods (seasonal variations), the non-normal distribution of residuals, and their autocorrelation. Robust regression is performed for trend estimation of the precipitation series, least-squares regression for the other data. Simulated series are generated by adding residuals drawn randomly from the empirical distribution to the estimated trends; this takes into account deviations from the normal shape (Figure 5c). The residuals are drawn block-wise to preserve autocorrelation. For example, for the residuals plotted in auxiliary material Figure 5d, the block length is 14 (days); a memory for minimum temperature beyond this length is unlikely. See *Künsch* [1989] for details of this block bootstrap approach.

Finally, we study trends in the occurrence of significant  $P(i)$  extremes using the following hypothesis test [*Cox and Lewis*, 1966; *Mudelsee et al.*, 2003]. Let  $[t_1; t_2]$  be the test interval;  $T(k), k = 1, \dots, n_k$  the dates of the  $P(i)$  extremes; and  $n_k$  their number. Under the null hypothesis “no trend in occurrence of extremes”, the statistic  $u = [\sum_k T(k)/n_k - (t_2 - t_1)/2] / [(t_2 - t_1)/(12n_k)^{1/2}]$  is approximately standard-normally distributed. (Example: In Figure 1b,  $t_1 = 1924$ ,  $t_2 = 2006$ ,  $n_k = 5$ , and the  $T(k)$  are labelled. The  $u$ -value of +2.8 is significantly different from zero at the 99% level, and the null hypothesis is rejected against the alternative “upward trend”.)

Regarding the urbanization influence, we note that the detrending, originally meant to remove linear global climate trends and thereby extract trends in higher moments, also removes the linear portion of the urban heat island effect. That means, detrending makes the results from the Prague temperature records more robust against inhomogeneity effects.

## 4 Results and Discussion

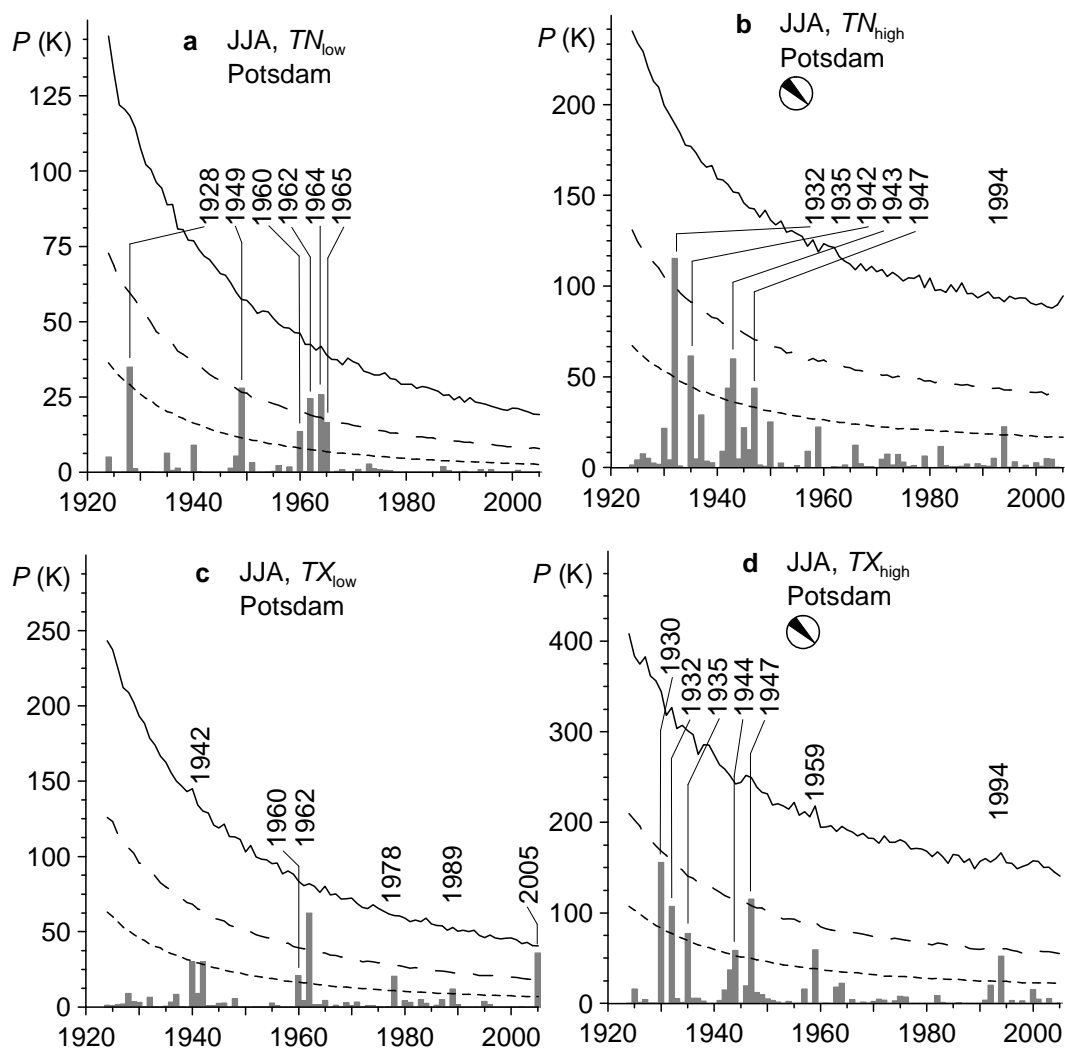


**Figure 1:** Extreme temperature ( $TN$ ,  $TX$ ) events in Potsdam in winter (DJF): each panel shows exceedance product  $P$  (gray bars) and its confidence limits (99.9% level, solid line; 99%, long-dashed; 95%, short-dashed); significant events are labelled. Arrows (up/down) mark acceptance in statistical tests (90% level) of the hypothesis “there is a trend (upward/downward) in occurrence of significant  $P$  events.”

The results (Figure 1) reveal that the Potsdam winters had cold extremes ( $TN_{low}$ ,  $TX_{low}$ ) only until the mid-20th century (Figures 1a and 1c). The winters 1940, 1942, and 1947 led also to ice-jam enhanced spring floods in rivers Elbe and Oder [Mudelsee *et al.*, 2003]. February 1929 was the coldest month ( $-10.9\text{ }^{\circ}\text{C}$  average) ever recorded at Potsdam.

The downward trends in occurrence of extreme cold winters in Potsdam, confirmed by the hypothesis test, are mirrored by upward trends for warm winters, which set in 1988 (Figures 1b and 1d). Noticeable are the years 1990 ( $TX_{high}$ ) and 1998 ( $TN_{high}$ ), but also 1903 (not shown in Figure 1 because of large scatter of  $P(i)$  curves in the early decades) had high  $TN_{high}$  values.

Extremely warm winters ( $TX_{high}$ ) became more frequent from the 1990s not only in Potsdam but also in Prague (Figure 3a). Outstanding here is the year 1990, which is clearly above the 99.9% confidence limit. Back through the 19th century, minor extremes occurred sporadically, with the exception of the warm winter 1834 (discussed below).

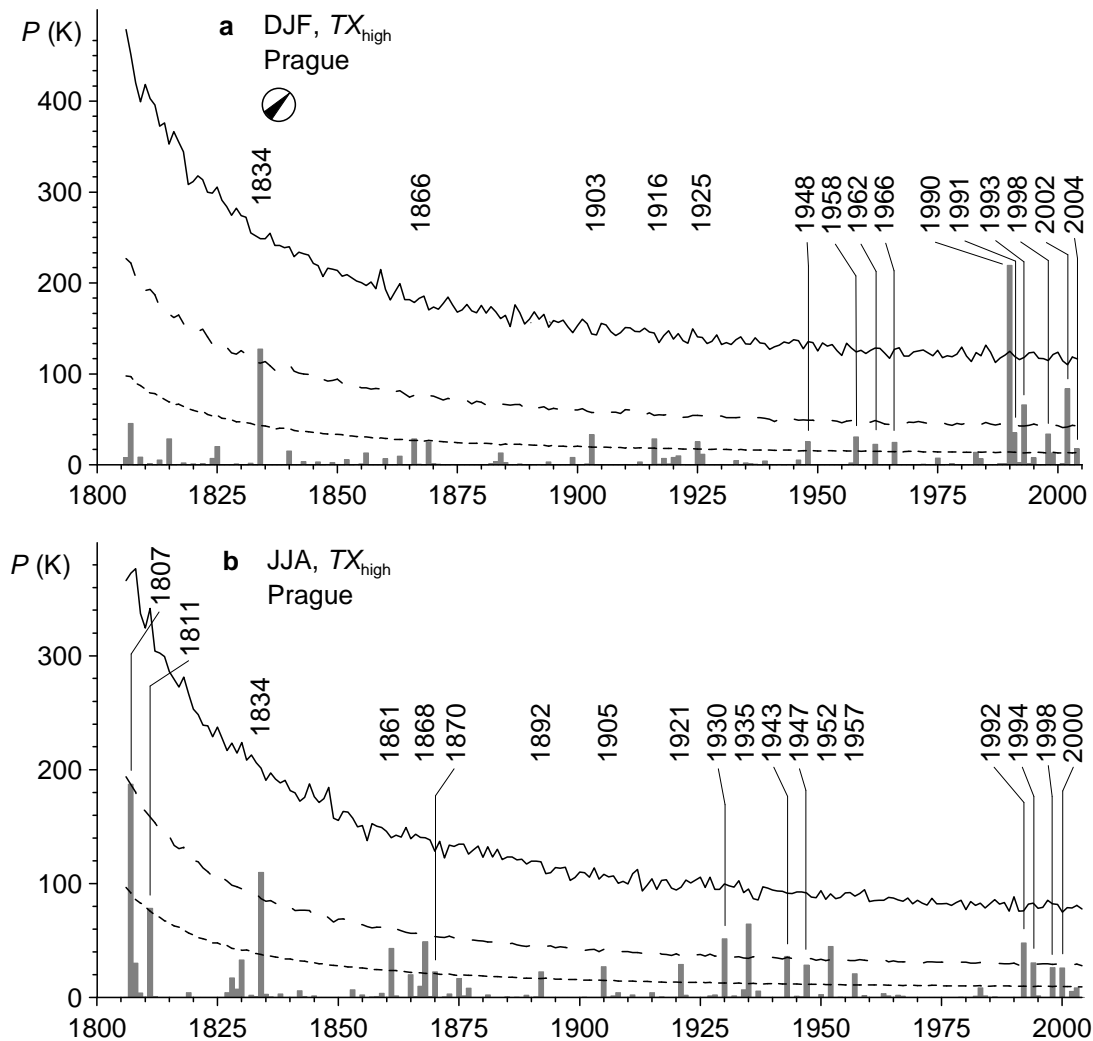


**Figure 2:** Extreme temperature ( $TN$ ,  $TX$ ) events in Potsdam in summer (JJA) (cf. Figure 1)

The various winters indices (Figures 1a to 1d, Figure 3a) display coherently a tendency of fewer cold and more warm extremes with time, in broad

agreement with previous findings for many regions and larger spatial scales [Houghton *et al.*, 2001]. Also the summer indices (Figures 2a to 2d, Figure 3b) show a coherent picture, however, not one of cold extremes becoming less and warm extremes becoming more frequent. The warm nights in Potsdam summer ( $TN_{\text{high}}$ , Figure 2b) occurred mainly in the 1930s and 1940s, then none until the single event 1994. The hypothesis test confirms this downward trend. Likewise, the warm days in Potsdam summer ( $TX_{\text{high}}$ , Figure 2d) occurred between 1930 and 1947, and then in 1959 and 1994. Extreme cold summer nights ( $TN_{\text{low}}$ , Figure 2a) or days ( $TX_{\text{low}}$ , Figure 2c) in Potsdam occurred intermittently.

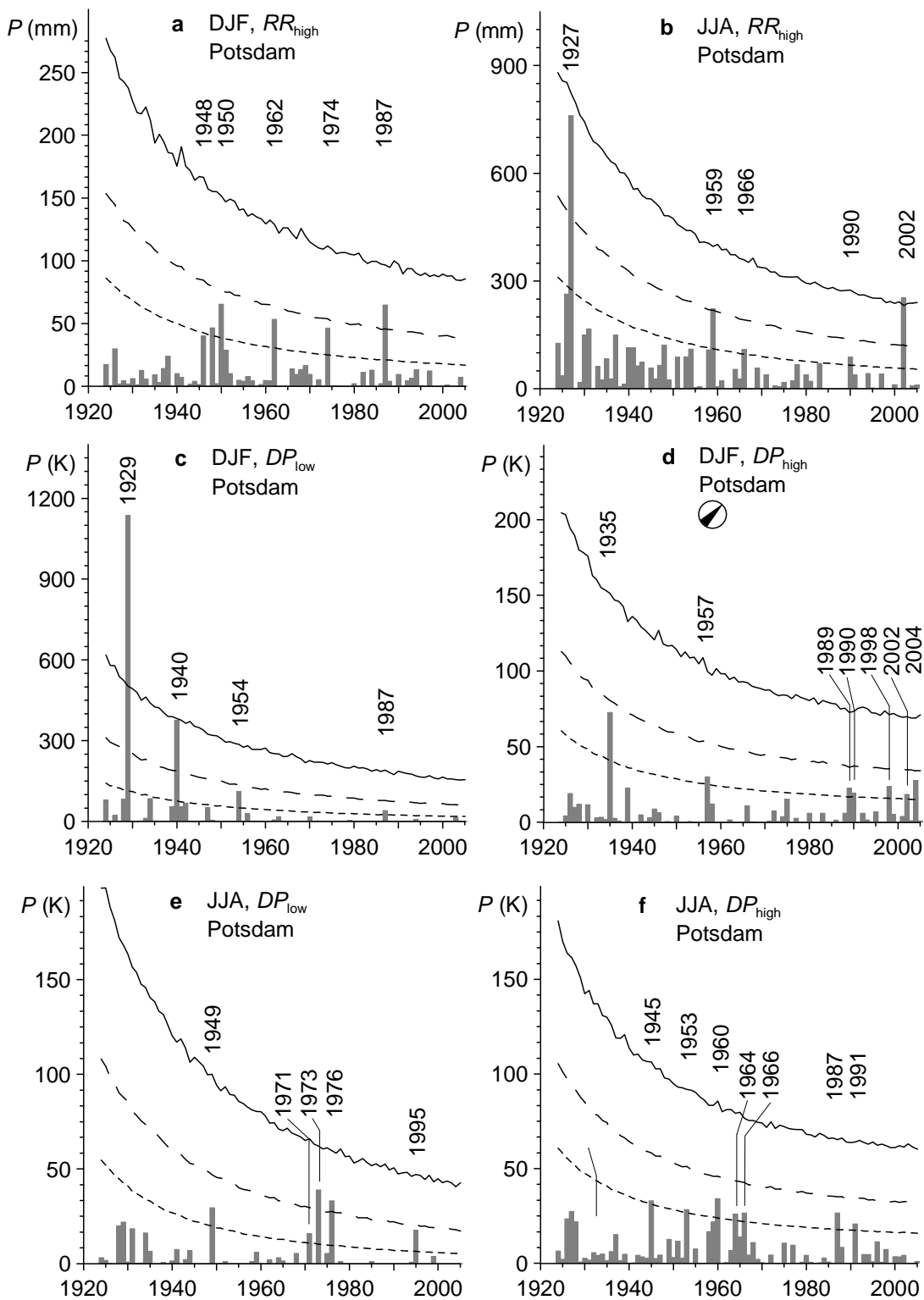
The summer 2003 was recorded also in Potsdam as very hot (JJA average 20.1 °C, anomaly +2.7 K with respect to interval 1893–2005). However, the exceedance product had no high value for  $TX_{\text{high}}$  in Potsdam 2003. In that summer, the heat was focused on France, Switzerland, and south-western parts of Germany [Schär *et al.*, 2004]. In Potsdam, however, although temperatures from June to August 2003 were generally high, they did not often break records. The heat in Potsdam was more evenly distributed over the three months than, for example, during the summers 1947 or 1994 at Prague [Kyselý, 2002].



**Figure 3:** Extreme temperature events in Prague in winter (DJF) and summer (JJA), (cf. Figure 1).

Regarding Prague-Klementinum, there is agreement with Potsdam in the occurrence of hot summer days ( $TX_{high}$ , Figure 3b) during the 1930s and 1940s, examples are the years 1935 and (above 99%) 1947, but also in 1994. Going further back in time, the climate of the year 1834 was exceptional: an extremely warm winter followed by an extremely hot summer. Both events are above the 99% confidence level in  $P(i)$ , a coincidence that is unique in the 230-year long time series of Prague. Documentary evidence from Bohemia [Robek, 1978; Katzerowsky, 1895] confirms the warm winter 1833/34 and the warm summer 1834. For example, frost occurred in the night, but during the day it was warm and did not snow during the whole month of January 1834 [Robek, 1978].

The trends in the occurrence of precipitation extremes at Potsdam (Figures 4a and 4b) are less pronounced than those of temperatures: they are neither



**Figure 4:** Extreme precipitation (RR) and dew point (DP) events in Potsdam in winter (DJF) and summer (JJA) (cf. Figure 1)

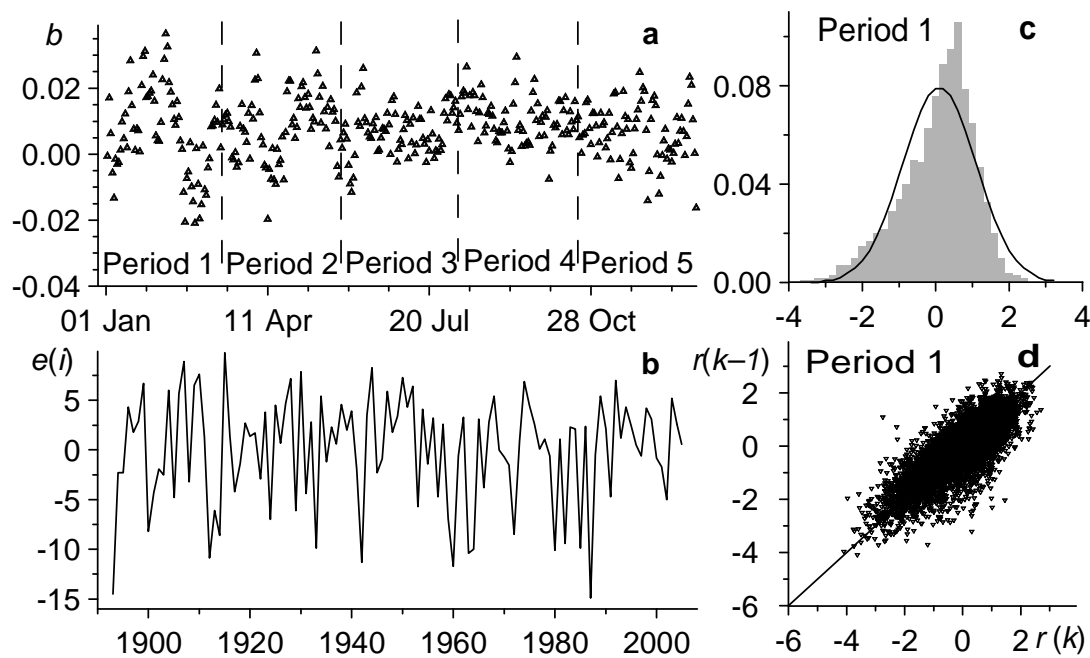
significantly up-/downward, nor do they exhibit clustering in certain decades. This observation applies to both winter and summer extremes. Two strong rainfall events can be identified in the  $P(i)$  curves for  $RR_{\text{high}}$  (Figure 4b), namely the summers 1927 and 2002. Both years saw also devastating flood events in the low-mountainous region (Erzgebirge) 100 to 200 km south of Potsdam. The July 1927 event (99% confidence limit) brought a flash flood afflicting the small rivers Gottleuba and Müglitz [Fickert, 1934]. However, the August 2002 event (99.9%) was clearly stronger. It influenced a much larger region than the Erzgebirge, and led to a flood in the river Elbe with a return period of more than 100 years [Mudelsee et al., 2003]. In contrast to the 1927 event [Scherhag, 1948, pp. 294–295 therein], the 2002 summer flood was associated with a Vb weather situation [Mudelsee et al., 2004], where atmospheric lows take up warm, moist air over the Adriatic region and move in northeast direction, which may lead to orographic intensification of precipitation in the Elbe basin.

The  $P(i)$  curves for dew point at Potsdam (Figures 4c and 4d) reflect to a high degree what is found for temperature ( $TN_{\text{low}}$ , Figure 1a), such as the prominence of the cold winters in 1929 and 1940. An exception is the winter 1954, which had an extreme event in dew point (Figure 4c) but not in temperature (Figure 1a). The weather in this winter, only moderately cool (DJF anomaly  $-2.4$  °C), was dominated by dry air masses centered in the northern, eastern, and south-eastern parts of Europe [Gerstengarbe and Werner, 2005]. Analogously, the  $P(i)$  curves for  $DP_{\text{high}}$  in winter (Figure 4d) follow the curves for  $TN_{\text{high}}$  (Figure 1b) because with increased inflow of warm, maritime air from the Atlantic Ocean also the humidity increased. Intriguing are the patterns of dew point extremes in the summer at Potsdam. Minimum extremes occurred mainly during the 1970s ( $DP_{\text{low}}$ , Figure 4e), while maximum extremes ( $DP_{\text{high}}$ , Figure 4f), occurred during the 1960s (and other decades, but not the 1970s). This change of patterns is unreflected by the temperature extremes.

The absence of clear trends in extreme precipitation (Figures 4e and 4f) could reflect that one record of point measurements (Potsdam), albeit of high quality, is insufficient to capture trends in the presence of high temporal and spatial variabilities. A dense network of stations with point records would be preferable, but we doubt that many such records, long and without missing values, and with the same degree of homogeneity as Potsdam, do exist. An exception may be the network of stations from Switzerland, for which Schmidli and Frei [2005] detected upward trends of heavy winter precipitation in the 20th century.

Other methods like quantile regression [Koenker and Hallock, 2001] or fitting Generalized Extreme Value distributions with time-dependent parameters

[Nogaj *et al.*, 2006], seem not to be straightforwardly adaptable to the analysis of the exceedance product,  $P$ , because the latter variable already combines the duration (time) with the intensity aspect. There is yet no agreed optimum way to study trends in the occurrence of extreme weather events, and it is therefore beneficial to have a set of methods to study the different aspects associated with such (climatically induced) changes.



**Figure 5:** (a) Slopes of day-wise linear regression to minimum temperature over 1893–2005, Potsdam. Also shown is sub-division of year into five periods of equal length, 73 days. (b) Regression residuals,  $e(i)$ , for 15 January. (The  $e(i)$  are calculated as  $x(i, j)$  minus fitted regression.) (c) Normalized histogram of scaled residuals,  $r = e(i)/STD$ , for all days within period 1. Also shown is normal distribution with same mean and standard deviation. The total number of scaled residuals is  $n_r = 73 \cdot 113 = 8249$ . (d) Lag-1 scatterplot of  $r(k)$ ,  $k = 1, \dots, n_r$ , for period 1. The autocorrelation coefficient,  $\Phi$ , is 0.82 (other periods: 2,  $\Phi = 0.68$ ; 3,  $\Phi = 0.62$ ; 4,  $\Phi = 0.61$ ; 5,  $\Phi = 0.75$ ).

## 5 Conclusion

The newly introduced time-dependent exceedance product,  $P$ , combines intensity with frequency to diagnose trends in extreme weather events. Trends in higher moments can be separated from trends in first (mean) or second order (standard deviation). Bootstrap simulations yield confidence bands for the  $P$  curves, which allow to assess the statistical significance of observed trends. The



method can also be used for records influenced by effects from autocorrelation, non-normal shape, and inhomogeneties.

The application to long instrumental records from Potsdam and Prague reveal that the downward (upward) trends during the 20th century in the occurrence of extremely cold winters (warm winters) reflect a change in the higher moments, beyond mean and variance. Noticeable are the 1990s, especially the year 1990, with warm winter extremes in both locations. Also the winter 1834 at Prague was extremely warm in terms of higher moments. The trends in the extremes parallel those for the mean (Potsdam, auxiliary material Figure 3a) in the case of winter.

On the other hand, in the case of summer temperature extremes at Potsdam and Prague, extremely warm days and nights occurred mainly during the 1930s and 1940s. The summer 2003 was hot also in Potsdam and Prague, however, changes in mean and variance are sufficient to describe this phenomenon statistically [Schär *et al.*, 2004]. This means, trends in summer extremes did not parallel trends in summer mean temperature.

No clear trends or clustering of extreme precipitation events were detected for Potsdam. This is in agreement with previous finding of Elbe flood analyses [Mudelsee *et al.*, 2003]. Dew point records from Potsdam reflect partly what is found for extreme temperatures. Surplus information about an extreme dry, but not cold winter is found for the year 1954.

## Acknowledgements

Financial support by the DFG (TE 51/25) is acknowledged. R. B. was supported by research project MŠM0021622412 (INCHEMBIOL).

## References

- Beniston, M., 2004: The 2003 heat wave in Europe: A shape of things to come? An analysis based on Swiss climatological data and model simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L02202, doi:10.1029/2003GL018857.
- Brabson, B. B., Palutikof, J. P., 2002: The evolution of extreme temperatures in the central England temperature record, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 2163, doi:10.1029/2002GL015964.
- Brázdil, R., Budíková, M., 1999: An urban bias in air temperature fluctuations at the Klementinum, Prague, The Czech Republic, *Atmos. Environ.*, 33, 4211–4217.

Cox, D. R., Lewis, P. A. W., 1966: *The Statistical Analysis of Series of Events*, Methuen, New York.

Diffenbaugh, N. S., Pal, J. S., Giorgi, F., Gao, X., 2007: Heat stress intensification in the Mediterranean climate change hotspot, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L11706, doi:10.1029/2007GL030000.

Efron, B., Tibshirani, R. J., 1993: *An Introduction to the Bootstrap*, CRC Press, Boca Raton, Fla.

Fickert, R., 1934: *Das Katastrophenhochwasser im Osterzgebirge im Juli 1927*, Wilhelm und Berta von Baensch Stiftung, Dresden, Germany.

Frei, C., Schär, C., 2001, Detection probability of trends in rare events: Theory and application to heavy precipitation in the Alpine region, *J. Clim.*, 14, 1568–1584.

Gerstengarbe, F.-W. Werner, P.-C., 2005: *Katalog der Großwetterlagen Europas (1881–2004)*, PIK Report No. 100, Potsdam Institute for Climate Impact Research, Potsdam, Germany.

Houghton, J. T., Ding, Y., Griggs, D. J., Noguer, M., van der Linden, P. J., Dai, X., Maskell, K., Johnson, C. A., 2001: *Climate Change 2001: The Scientific Basis*, Cambridge Univ. Press, New York.

Katzerowsky W., 1895: *Meteorologische Nachrichten aus den Archiven der Stadt Leitmeritz (1454–1865)*, Leitmeritz, Bohemia.

Klein Tank, A. M. G. et al., 2002: Daily dataset of 20th-century surface air temperature and precipitation series for the European Climate Assessment, *Int. J. Climatol.*, 22, 1441–1453.

Koenker, R., Hallock, K. F., 2001: Quantile regression, *J. Econ. Perspect.*, 15, 143–156.

Körber, H., 1993, *Die Geschichte des Meteorologischen Observatoriums Potsdam*, Deutscher Wetterdienst, Offenbach am Main, Germany.

Künsch, H. R., 1989: The jackknife and the bootstrap for general stationary observations, *Ann. Statist.*, 17, 1217–1241.

Kysely, J., 2002, Temporal fluctuations in heat waves at Prague-Klementinum, the Czech Republic, from 1901–97, and their relationship to atmospheric circulation, *Int. J. Climatol.*, 22, 33–50.

- Lehmann A., Kalb, M., 1993: 100 Jahre meteorologische Beobachtungen an der Säkularstation Potsdam 1893–1992, Deutscher Wetterdienst, Offenbach am Main, Germany.
- Meehl, G. A., Tebaldi, C., 2004: More intense, more frequent, and longer lasting heat waves in the 21st century, *Science*, 305, 994–997.
- Mudelsee, M., Börngen, M., Tetzlaff, G., Grünewald, U., 2003: No upward trends in the occurrence of extreme floods in central Europe, *Nature*, 425, 166–169.
- Mudelsee, M., Börngen, M., Tetzlaff, G., Grünewald, U., 2004: Extreme floods in central Europe over the past 500 years: Role of cyclone pathway “Zugstrasse Vb”, *J. Geophys. Res.*, 109, D23101, doi:10.1029/2004JD005034.
- Nogaj, M., Yiou, P., Parey, S., Malek, F., Naveau, P., 2006: Amplitude and frequency of temperature extremes over the North Atlantic region, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L10801, doi:10.1029/2005GL024251.
- Osborn, T. J., Hulme, M., 2002: Evidence for trends in heavy rainfall events over the UK, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 360, 1313–1325.
- Portig W., 1944: Die Wintermittel der Temperaturreihe von Prag. 2. Mitteilung über statistische Untersuchungen an der 165jährigen Temperaturreihe von Prag, *Annalen der Hydrographie*, 72, 302–322.
- Robek A., 1978: Městské lidové kronikářství na Rychnovsku II, *Edice lidových kronikářských textů*, Československá akademie věd, Prague.
- Schär, C., Vidale, P. L., Lüthi, D., Frei, C., Häberli, C., Liniger, M. A., Appenzeller, C., 2004: The role of increasing temperature variability in European summer heatwaves, *Nature*, 427, 332–336.
- Scherhag, R., 1948: *Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose*, Springer, Berlin.
- Schmidli, J., Frei, C., 2005: Trends of heavy precipitation and wet and dry spells in Switzerland during the 20th century, *Int. J. Climatol.*, 25, 753–771.
- Seneviratne, S. I., Lüthi, D., Litschi, M., Schär, C., 2006: Land–atmosphere coupling and climate change in Europe, *Nature*, 443, 205–209.

Vautard, R., Yiou, P., D'Andrea, F., de Noblet, N., Viovy, N., Cassou, C., Polcher, J., Ciais, P., Kageyama, M., Fan, Y., 2007: Summertime European heat and drought waves induced by wintertime Mediterranean rainfall deficit, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L07711, doi:10.1029/2006GL028001.

# Fast analytical two-stream radiative transfer methods for horizontally homogeneous vegetation media

Sebastian Otto and Thomas Trautmann

## Summary

This work reports on the two-stream radiative transfer in a horizontally homogeneous turbid vegetation medium assuming bi-Lambertian leaf scattering by planar model leaves. The deduced two-stream radiative transport equations are solved analytically for various leaf architectures considering leaf normal distribution (LND) functions from purely vertical to purely horizontal leaves. These transfer models are driven by radiative energy flux densities (EFDs) incident at the top of the vegetation (TOV) and separated into their diffuse and direct fractions, used as upper boundary conditions. The radiance field is treated as approximately isotropic, but its zenithal distribution can be varied by the so-called diffusivity factor, which allows together with the incident EFDs at TOV to take the sky conditions above the canopy into account. Simulations of the canopy reflectance and transmittance are performed in the UV/VIS as function of the solar zenith angle and the ratio of the direct and diffuse sky light above the canopy representing clear and overcast sky conditions. These computations demonstrate that the radiative transfer in vegetation is significantly influenced by this ratio and the LND of the leaves.

## Zusammenfassung

Diese Arbeit berichtet über den Zweistrom-Strahlungstransfer eines horizontal homogenen und trüben Vegetationsmediums, wobei bi-Lambertsche Streuung an als eben betrachteten Modellblätter angenommen wird. Die abgeleiteten Zweistrom-Strahlungstransportgleichungen werden analytisch gelöst für verschiedene Blattarchitekturen, indem Blattnormalverteilungsfunktionen (BNV) von rein vertikalen bis rein horizontale Blätter berücksichtigt werden. Diese Transfermodelle werden durch Strahlungsflussdichten angetrieben, die am Oberrand der Vegetation gegeben und in deren Direkt- und Diffusanteil aufgespalten sind, wobei letztere als obere Randbedingungen fungieren. Das Strahldichtefeld wird als nahezu isotrop angenommen, jedoch kann dessen Zenitwinkelabhängigkeit durch den sogenannten Diffusivitätsfaktor variiert werden, der es zusammen mit den am Oberrand einfallenden Strahlungsflussdichten erlaubt, unterschiedliche Bedingungen für das atmosphärische Himmelslicht zu berücksichtigen. Es wurden Simulationen der Reflektanz und Transmittanz des Gesamtmediums im UV/VIS als Funktion des Sonnenzenitwinkels sowie des Verhältnisses des Direkt- und Diffuslichts durchgeführt, stellvertretend für klare Tage und bewölkte Situationen. Diese Berechnungen zeigen, dass der Strahlungstransfer in Vegetation deutlich von diesem Verhältnis sowie von der BNV der Blätter abhängt.

## 1 Introduction

Extinction processes within vegetation take place on macroscopic leaves having sizes much larger than the wavelength of the transported radiation, in contrast to e.g. aerosols in the atmosphere. Therefore, the size of leaves can not be neglected in comparison to the scale height of a vegetation stand, and the radiative transfer depends on the geometrical structure of the canopy elements like the leaves' shape, area, orientation, number and

their spatial distribution as well as their optical properties. Ross (1981) and Myneni et al. (1989) gave an introduction to the radiative transfer within turbid vegetation media, which was the basis for the present work.

As one can imagine, vegetation is an irregular and spatially heterogeneous medium changing in time with shaded sites and gaps in the canopy. Nevertheless, several researchers assumed canopies to be horizontally homogeneous and treated two-stream approaches of the radiative transfer. Dickinson (1983) and Dickinson et al. (1987) introduced two-stream methods and benchmarked their accuracy within an error of 5 % in comparison to multi-stream models. Dickinson et al. (1990) suggested the two-stream transfer of radiation for modelling the climate of the Earth. Sellers (1985) used the two-stream approach to simulate reflectance, photosynthesis and transpiration of a vegetation canopy. Joseph et al. (1996) discussed the two-stream approximation for parameterisations of the solar radiation transport through vegetation as function of special leaf normal distributions (LNDs). Recent works deal, e.g., with the application of two-stream methods for simulating photosynthesis, stomatal conductance and leaf temperatures as well as the exchange of CO<sub>2</sub> and water vapour within canopies (Dai et al., 2004), or they were used in remote sensing techniques for climate modelling (Pinty et al., 2006, 2007).

In most of the works cited above standard analytical LNDs were considered (e.g. derived by fitting measurements) for which, however, the according G-functions (Ross-Nilson functions) were not calculated analytically in the most of the cases of LNDs. Therefore these were approximated (Goudriaan, 1977; Dickinson et al., 1990; de Ridder, 1997). Since the G-function determines the extinction coefficient of a vegetation medium, it plays the decisive role in the light transport. The recent work will present analytical expressions of G-functions for a big number of commonly used LNDs as well as analytical solutions of the two-stream radiative transfer for these standard LNDs from purely vertical to purely horizontal leaves.

Section 2 will give an overview on the radiative transfer in a horizontally homogeneous and time independent vegetation medium and will present the two-stream approximated transport equations and their analytical solutions. Sensitivity studies will then be discussed in section 3 with respect to the transport of diffuse radiation through deciduous canopies. Finally, the work is summarised in Section 4.

## 2 Radiative transfer in horizontally homogeneous turbid vegetation media and its two-stream solution

In radiative transport theories generally radiation transfer quantities (RTQs) are defined to describe the radiative interactions and, thus, the radiation field. These are: photon distribution function  $f_p$ , absorption density function  $k_a$ , scattering density function  $k_s$ , scattering function  $f_s$ , extinction density function  $k_e$ , emission density function  $f_e$  and phase function  $P$ . The independent variables usually are  $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{a} | \mathbf{b}, \lambda, t)$ . The vector  $\mathbf{x}$  is the location in space,  $\mathbf{y}$  the direction of the radiation starting in  $\mathbf{x}$ ,  $\mathbf{a}$  the incident and  $\mathbf{b}$  the exit direction of scattered radiation,  $\lambda$  the wavelength and  $t$  the time. A RTQ  $f$  is named isotropic if  $f \neq f(\mathbf{y})$ , homogeneous if  $f \neq f(\mathbf{x})$  and spectral if  $f = f(\lambda)$ .

From the photon distribution function the radiance field  $I$  can be deduced by  $I = ch_{\lambda}^{\epsilon} f_p$ , and from this RTQ the spectral *energy flux density* (EFD) or *irradiance*,

$$E(\mathbf{x}, \lambda, t) = \int_{S_1} I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \lambda, t) \frac{y_3}{\|\mathbf{y}\|} d\omega(\mathbf{y}) = \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ nm}} \right], \quad (1)$$

through a horizontal plane at  $\mathbf{x}$ , where  $y_3$  is the third (vertical) component of the radiation direction  $\mathbf{y}$ , as well as the spectral *actinic flux density* (AFD),

$$A(\mathbf{x}, \lambda, t) = \int_{S_1} I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \lambda, t) d\omega(\mathbf{y}) = \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ nm}} \right], \quad (2)$$

are calculated.  $S_1$  is the unit sphere expressing the so-called integration over all solid angles. In this sense the unit  $\text{sr}^{-1}$  has to be replaced by the unit area  $\text{m}^{-2}$  so that  $I = \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ nm m}^2} \right]$  instead of  $I = \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ nm sr}} \right]$ . Note that the solid angle  $\Omega$  of an arbitrary surface  $F$ , intersecting any ray through the origin only once, can be defined (Fischer and Kaul, 1997) as its projection  $\tilde{F}$  on  $S_1$  leading to the number

$$\Omega(F) := A(\tilde{F}) \leq 4\pi F_o$$

where  $A(\cdot)$  means the area of a surface and  $F_o = 1 \text{ m}^2$  is the unit area. Thus, the integration over all solid angles means a surface integration over  $S_1$  contributing the unit  $\text{m}^2$  to the integrand. The unit sphere can be parameterised by  $S_1 = \{\boldsymbol{\omega}\}$  using the vector

$$\boldsymbol{\omega}(\vartheta, \varphi) := C_o \begin{pmatrix} \cos \varphi \sin \vartheta \\ \sin \varphi \sin \vartheta \\ \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (3)$$

of the radiation direction with the spherical coordinates  $(\vartheta, \varphi) \in [0, \pi] \times [0, 2\pi]$  and the unit length  $C_o = 1 \text{ m}$ . The parameterisation can be transformed using the so-called  $\mu$ -transformation according to the map  $\vartheta = h_\mu^{-1}(\mu) := \cos^{-1}(\mu)$ , which leads to

$$\boldsymbol{\omega}(h_\mu^{-1}(\mu), \varphi) := C_o \begin{pmatrix} \cos \varphi \sqrt{1 - \mu^2} \\ \sin \varphi \sqrt{1 - \mu^2} \\ \mu \end{pmatrix} := \hat{\boldsymbol{\omega}}(\mu, \varphi) \quad (4)$$

with  $\mu \in [-1, 1]$  and  $S_1 = \{\boldsymbol{\omega}\} \equiv \{\hat{\boldsymbol{\omega}}\}$ . Then, the unit vector of the direct light can be written as  $\mathbf{e}_D = \hat{\boldsymbol{\omega}}(\mu_D, \varphi_D)$  with the angles  $(\mu_D, \varphi_D)$  of the direct beam where, especially,  $\mu_D = \frac{1}{C_o} \langle \mathbf{e}_3, \mathbf{e}_D \rangle = \cos \vartheta_D < 0$  is the cosine of the solar zenith angle  $\vartheta_D > \frac{\pi}{2}$  and  $\langle \cdot, \cdot \rangle$  is the scalar product. With the help of (3) and (4) the upper and lower half space unit sphere  $S_1^\pm$  can be parameterised by

$$S_1^\pm = \{\hat{\boldsymbol{\omega}}(\mu, \varphi) : (\mu, \varphi) \in [0, \pm 1] \times [0, 2\pi]\}$$

and their surface areas are  $A(S_1^\pm) = 2\pi F_o$ .

To define the RTQs in vegetation a basic function is required: The dimensionless *leaf normal distribution function* (LND)  $g_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}_L, t) \geq 0$  is a measure for the probability that the normal vector  $\mathbf{y}_L$  of a planar leaf at  $\mathbf{x}$  and time  $t$  is confined to the upper hemisphere. As probability density  $g_L$  is normalised with respect to  $S_1^+$  by

$$1 = \frac{1}{A(S_1^+)} \int_{S_1^+} g_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}_L, t) d\omega(\mathbf{y}_L) = \frac{1}{2\pi} \int_{[0, \frac{\pi}{2}]} \int_{[0, 2\pi]} g_L(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}(\vartheta_L, \varphi_L), t) \sin \vartheta_L d\varphi_L d\vartheta_L$$

to conserve the total probability of 1  $\forall(\mathbf{x}, t)$ . The LND is assumed to be homogeneous and independent of time, and its angular dependence is separated according to

$$g_L(\mathbf{y}_L = \boldsymbol{\omega}(\vartheta_L, \varphi_L)) = g_\vartheta(\vartheta_L) g_\varphi(\varphi_L) \quad g_L(\mathbf{y}_L = \hat{\boldsymbol{\omega}}(\mu_L, \varphi_L)) = g_\mu(\mu_L) g_\varphi(\varphi_L)$$

in terms of the azimuth angle  $\varphi_L$  and the zenith angle  $\vartheta_L$  of the leaf normals as well as its cosine  $\mu_L = \cos \vartheta_L$ . This introduction of the LND is common, see e.g. Ross (1981),

Table 1: Commonly used standard LNDs as function of  $\vartheta_L$  and  $\mu_L$  arranged in descending order of increasing fractions of horizontal leaves (vertical leaf normals) together with the according GFs after equation (6) as function of  $\mu$ , which are drawn in Figure 1.

Notation	$g_{\vartheta}(\vartheta_L)$	$g_{\mu}(\mu_L)$	$G_{\mu}(\mu)$
horizontal	$\frac{1}{\sin \vartheta_L} \delta(\vartheta_L - \frac{\pi}{2})$	$\delta(\mu_L - 0)$	$\frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \mu^2}$
erectophile	$\frac{3}{4}(1 - \cos 2\vartheta_L)$	$\frac{3}{2}(1 - \mu_L^2)$	$\frac{3}{16}(3 - \mu^2)$
extremophile	$\frac{15}{14}(1 + \cos 4\vartheta_L)$	$\frac{15}{7}(4\mu_L^4 - 4\mu_L^2 + 1)$	$\frac{5}{28}(3 - \mu^4)$
uniform	1	1	$\frac{1}{2}$
plagiophile	$\frac{15}{16}(1 - \cos 4\vartheta_L)$	$\frac{15}{2}\mu_L^2(1 - \mu_L^2)$	$\frac{5}{32}(3 + \mu^4)$
spherical	$2 \cos \vartheta_L$	$2 \mu_L$	$\frac{4}{3\pi} \left[ \frac{\pi}{2}  \mu  -  \mu  \cos^{-1}( \mu ) + \sqrt{1 - \mu^2} \right]$
planophile	$\frac{3}{2}(1 + \cos 2\vartheta_L)^*$	$3 \mu_L^2$	$\frac{3}{8}(1 + \mu^2)$
spherical-3	$4 \cos^3 \vartheta_L$	$4 \mu_L^3$	$\frac{8}{5\pi} \left[ \frac{\pi}{2}  \mu  -  \mu  \cos^{-1}( \mu ) \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \sqrt{1 - \mu^2} (2 + \mu^2) \right]$
spherical-4	$5 \cos^4 \vartheta_L$	$5 \mu_L^4$	$\frac{5}{48}(3 + 6\mu^2 - \mu^4)$
spherical-5	$6 \cos^5 \vartheta_L$	$6 \mu_L^5$	$\frac{12}{7\pi} \left[ \frac{\pi}{2}  \mu  -  \mu  \cos^{-1}( \mu ) \right. \\ \left. + \frac{2}{15} \sqrt{1 - \mu^2} (4 + \frac{9}{2}\mu^2 - \mu^4) \right]$
spherical-6	$7 \cos^6 \vartheta_L$	$7 \mu_L^6$	$\frac{7}{128}(5 + 15\mu^2 - 5\mu^4 + \mu^6)$
vertical	$\frac{1}{\sin \vartheta_L} \delta(\vartheta_L - 0)$	$\delta(\mu_L - 1)$	$ \mu $

\* =  $3 \cos^2 \vartheta_L$  meaning *spherical-2*

Gerstl and Zardecki (1985), Myneni et al. (1987), Shultis and Myneni (1988), Joseph et al. (1996) and Dai and Sun (2006). Then, let the LND be distributed uniformly with respect to  $\varphi_L$  as expressed by  $g_{\varphi}(\varphi_L) := 1$  leading to

$$\int_{[0, \frac{\pi}{2}]} g_{\vartheta}(\vartheta_L) \sin \vartheta_L d\vartheta_L = \int_{[0, 1]} g_{\mu}(\mu_L) d\mu_L = 1$$

where it can be shown that  $g_{\mu}(\mu_L) = g_{\vartheta}(\cos^{-1}(\mu_L))$ . This assumption is also usually made by, e.g., Nilson (1971), Gerstl and Zardecki (1985), Shultis and Myneni (1988) as well as Dai and Sun (2006). Then idealised LNDs are defined: purely *horizontal* and *vertical* leaf normals, the *planophile* (mostly vertical normals), *erectophile* (mainly horizontally oriented normals), *extremophile* (showing maxima for both vertical and horizontal normals) and the *plagiophile* LND (has its maximum for leaf normals with a zenith angle of  $\vartheta_L = 45^\circ$  in contrast to the extremophile LND). In the case of a *uniform* LND all leaf orientations are equally probable. Table 1 presents analytical expressions for these LNDs, and the remaining LNDs *spherical(-1)*, *spherical-2* to *spherical-6* (interpreting the *planophile* distribution as *spherical-2*) of rather horizontal leaves were introduced as prototype LNDs which with increasing exponent  $n$  in the terms  $(n + 1) \cos^n \vartheta_L$  of these *spherical-n* LNDs progressively approach to the purely vertical LND.



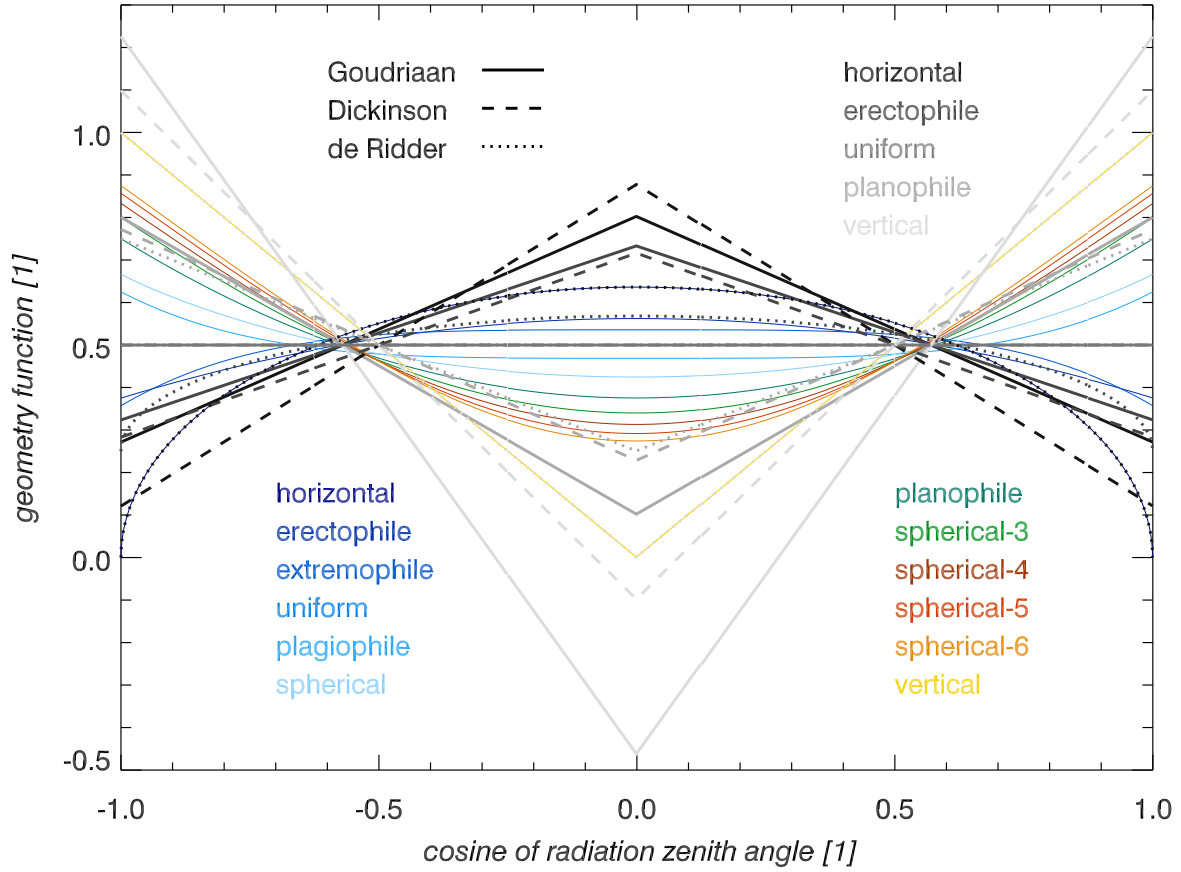


Figure 1: Coloured: Exact analytical expressions of the GFs after equation (6) as function of  $\mu$  for the commonly used standard LNDs of Table 1. Black to light-grey: Goudriaan's (solid), Dickinson's (dashed) and de Ridder's (dotted) parameterisations of  $G_\mu$ .

Using the LND  $g_L \neq f(\mathbf{x}, t)$  the *geometry function*  $G$  (Ross-Nilson function) is defined by

$$G(\mathbf{y}) := \frac{1}{A(S_1^+)} \int_{S_1^+} |\mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_{y_L}| g_L(\mathbf{y}_L) d\omega(\mathbf{y}_L) \quad (5)$$

with the unit vector  $\mathbf{e}_z := \frac{\mathbf{z}}{\|\mathbf{z}\|}$  in direction of  $\mathbf{z} \in \mathbb{R}^3$ . The G-function (GF) is dimensionless as well as positive. It is the total probability that the leaves are oriented perpendicular to the radiation direction  $\mathbf{y}$  and, thus, a measure for extinction. Using the parameterisations (4) one can demonstrate that the GF,

$$G(\mathbf{y} = \hat{\omega}(\mu, \varphi)) =: G_\mu(\mu), \quad (6)$$

is independent of the azimuth angle  $\varphi$  of the radiation field for all LNDs of Table 1 which also presents the according formulas of  $G_\mu(\mu)$ . Note that  $G_\mu(\mu)$  can simply be deduced for delta distributions as LND or in the uniform case (Nilson, 1971; Gerstl and Zardecki, 1985; Verstraete, 1987; Shultis and Myneni, 1988; Pinty et al., 2006, e.g.), but, in all other cases the  $|\mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_{y_L}|$  term under the integral sign in (5) leads to rather complicated expressions, so that  $G_\mu(\mu)$  usually had to be computed numerically (Myneni et al., 1987, 1988b,d; Joseph et al., 1996; de Ridder, 1997; Pinty and Verstraete, 1998), or the *vertical* and *horizontal* LNDs were combined to approximate more realistic LNDs (Gerstl and Zardecki, 1985; Simmer and Gerstl, 1985). Further, analytical expressions for  $G$  were

approximated from measurement data (Goudriaan, 1977; Dickinson et al., 1990) and applied widely (Sellers, 1985; Kimes et al., 1987; Dickinson et al., 1987; Pinty et al., 1990; Liangrocapart and Petrou, 2002; Dai et al., 2004). The approach of de Ridder (1997) improved these approximations (Figure 1), which is exact for the *vertical*, *horizontal* and *uniform* LND.

Here, we present the exact analytical expressions of the GF for the standard LNDs (Table 1). These are plotted in Figure 1 together with Goudriaan's, Dickinson's and de Ridder's parameterisations. Firstly, one can learn from the exact expressions (coloured curves) that GF must satisfy  $G \in [0, 1]$  and the curves of GF for the non- $\delta$ -distribution LNDs run between the GF for the two extreme LNDs of purely *horizontal* and purely *vertical* leaf normals represented by delta distributions, which are strongly different to the parameterised GFs of both Goudriaan and Dickinson (black to light-grey curves). Their GFs become negative for  $|\mu| \rightarrow 0$  for purely *vertical* leaf normals whereas the parameterisation of Dickinson is closer to the exact GF (yellow graph). For purely *horizontal* leaf normals Goudriaan's approach overestimates the exact GF (darkest blue curve) less than Dickinson's. For *erectophile* and *planophile* leaf normal orientations the GFs of Dickinson are better approximations than Goudriaan's in comparison to the analytical GFs. On the other hand, de Ridder's GFs are more realistic and exact for the *horizontal*, *uniform* and *vertical* case.

It should be stressed that the GF has a significant effect on the transported radiation and dominates the exponentially decaying single scattering term, which the radiative transfer equation (10) later in this section demonstrates. Thus, small deviations in  $G$  can lead to large errors in the simulated flux densities.

A further basic quantity in order to define the RTQs and determine the radiative transfer in vegetation is the so-called *leaf area density* (LAD)  $u_L(\mathbf{x}, t) \geq 0$ , which is a measure for the probability that a leaf exists spatio-temporally and specifies its total one-sided leaf area per volume of the host medium. Thus,  $u_L$  has the unit  $\frac{\text{m}^2}{\text{m}^3} = \text{m}^{-1}$ . The larger the LAD the more probable are interactions between the incident radiation and the leaves. Therefore, the LAD is a measure for extinction. In the present work the LAD is assumed to be horizontally homogeneous and independent of time, so that  $u_L$  is only a function of the vertical coordinate  $x_3$ . From the LAD the *leaf area index* (LAI)  $L$  can be derived by

$$L = h_L^{-1}(x_3) := \int_{[x_3, H]} u_L(s) ds \geq 0 \quad (7)$$

where  $x_3 \in [0, H]$  with the height of the vegetation  $H$ . The dimensionless  $L$  is a strictly monotonic increasing function with decreasing altitude and can be regarded as the vertical distribution of the leaf area per horizontal unit area. It acts as independent variable in the radiative transfer equation for turbid vegetation media and is, thus, the analogous quantity to the optical depth  $\tau$  in the radiative transport theory for atmospheric media.

With the help of the previous introductions the RTQs for turbid vegetation media can be determined occurring in a respective radiative transfer equation (RTE). The definitions of the RTQs as given next follow the work of, e.g., Ross (1981), Shultis and Myneni (1988), Marshak (1989), Myneni et al. (1989) as well as Marshak and Davis (2005). All quantities are considered to be horizontally homogeneous and time independent.

The *extinction coefficient* is defined by

$$k_e(x_3, \mathbf{y}) := u_L(x_3) G(\mathbf{y})$$

being anisotropic and independent of wavelength.

The *scattering function*  $f_s$  and *scattering coefficient*  $k_s$  are defined as

$$\begin{aligned} f_s(x_3, \mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda) &:= \frac{u_L(x_3)}{A(S_1^+)} \int_{S_1^+} g_L(\mathbf{y}_L) \gamma_L(x_3, \mathbf{y} | \mathbf{y}', \mathbf{y}_L, \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}_L), \\ k_s(x_3, \mathbf{y}, \lambda) &:= \frac{u_L(x_3)}{A(S_1)} \int_{S_1} \Gamma(x_3, \mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}') \end{aligned} \quad (8)$$

where  $A(S_1) = 4\pi F_o$  is the surface area of  $S_1$ , and the vectors  $\mathbf{a}$  and  $\mathbf{b}$  mean the incident as well as the exit direction of scattered radiation in the expression  $\mathbf{a} | \mathbf{b}$ . Further,  $\gamma_L$  is the so-called *leaf scattering function* (LSF) representing a measure for the probability that radiation of the wavelength  $\lambda$  is scattered from direction  $\mathbf{y}$  into direction  $\mathbf{y}'$  by a leaf having the leaf normal direction  $\mathbf{y}_L$ . The scattering function and scattering coefficient are strictly related to each other,

$$\frac{1}{A(S_1)} \int_{S_1} f_s(x_3, \mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}') = k_s(x_3, \mathbf{y}, \lambda).$$

As a consequence, LSF  $\gamma_L$  determines  $\Gamma$  via the integral relation

$$\Gamma(x_3, \mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda) = \frac{1}{A(S_1^+)} \int_{S_1^+} g_L(\mathbf{y}_L) \gamma_L(x_3, \mathbf{y} | \mathbf{y}', \mathbf{y}_L, \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}_L), \quad (9)$$

averaging the LSF over the leaf normal orientations  $g_L$ . So,  $\Gamma$  is named *orientation-averaged leaf scattering function*. From (8) and (9) one can deduce  $f_s = u_L \Gamma$ .

Leaves are usually considered as Lambertian diffusers (Myneni et al., 1988a,c,d; Dai and Sun, 2006) and, thus, leaf scattering is described by the assumption of *bi-Lambertian scattering* (Liang and Strahler, 1995; Gobron et al., 1997; Tian et al., 2007, e.g.) in terms of

$$\gamma_L(\mathbf{y} | \mathbf{y}', \mathbf{y}_L, \lambda) := k |\alpha| |\alpha'| \cdot \begin{cases} r_L(\lambda) & \vee \alpha \alpha' < 0 \text{ reflectance} \\ t_L(\lambda) & \vee \alpha \alpha' > 0 \text{ transmittance} \end{cases}$$

including the constant  $k$ , the hemispherical reflectance and transmittance of the individual leaves  $r_L(\lambda)$  and  $t_L(\lambda)$  as well as the two cosines: the incidence cosine  $\alpha$  and the exit cosine  $\alpha'$ , defined by the scalar products

$$\alpha^{(\prime)}(\mathbf{y}^{(\prime)}, \mathbf{y}_L) := \left\langle \frac{\mathbf{y}^{(\prime)}}{\|\mathbf{y}^{(\prime)}\|}, \frac{\mathbf{y}_L}{\|\mathbf{y}_L\|} \right\rangle,$$

express the character of Lambertian scattering being the weaker the more the incident as well as exit rays are inclined in direction to the leaf plane. The factor  $k$  can be obtained taking energy conservation into account and this condition leads to the constraint

$$\frac{1}{A(S_1)} \int_{S_1} \gamma_L(\mathbf{y} | \mathbf{y}', \mathbf{y}_L, \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}') = |\alpha(\mathbf{y}, \mathbf{y}_L)| \cdot (r_L(\lambda) + t_L(\lambda)).$$

Thereby, the amount of radiation scattered by a leaf (left side of the equation) has to be equal to the incident fraction  $|\alpha|$  multiplied with the hemispherically scattered portions  $r_L + t_L$  (right side) with the result of  $k = 4$ . Note that this simplified bi-Lambertian scattering approach makes no difference between reflectance or transmittance at the upper and lower face of the leaf elements, and  $r_L$  as well as  $t_L$  are considered to be independent of altitude  $x_3$ . Thus,  $\Gamma$  becomes independent of  $x_3$ , too.

Then, the single scattering albedo  $\omega_o = \frac{k_s}{k_e}$ , the absorption density  $k_a$  and the scattering phase function  $P = \frac{f_s}{k_s}$  can be calculated for a vegetation medium,

$$\omega_o(\mathbf{y}, \lambda) = \frac{G(\mathbf{y})^{-1}}{A(S_1)} \int_{S_1} \Gamma(\mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}') \quad k_a(x_3, \mathbf{y}, \lambda) = u_L(x_3) G(\mathbf{y}) (1 - \omega_o(\mathbf{y}, \lambda))$$

$$P(\mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda) = \frac{\Gamma(\mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda)}{\omega_o(\mathbf{y}, \lambda) G(\mathbf{y})} \implies \frac{1}{A(S_1)} \int_{S_1} P(\mathbf{y} | \mathbf{y}', \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}') = 1.$$

The previously defined RTQs can be utilised to derive a *radiative transfer equation* (RTE). We assume time independence, horizontal homogeneity and elastic scattering. Then, we consider bi-Lambertian scattering and split the total radiance field  $J$  into its direct and diffuse portions  $D$  and  $I$ . After substituting the independent vertical coordinate  $x_3$  in a general RTE by  $L$  one obtains  $J(L, \mathbf{y}, \lambda) = I(L, \mathbf{y}, \lambda) + D(L, \mathbf{y}, \lambda) \delta(\mathbf{y} - \mathbf{e}_D)$  and

$$\frac{y_3}{\|\mathbf{y}\|} \frac{d}{dL} I(L, \mathbf{y}, \lambda) = G(\mathbf{y}) I(L, \mathbf{y}, \lambda) - \frac{1}{A(S_1)} \int_{S_1} \Gamma(\mathbf{y}' | \mathbf{y}, \lambda) I(L, \mathbf{y}', \lambda) d\mathbf{o}(\mathbf{y}')$$

$$- \frac{1}{4\pi} \Gamma(\mathbf{e}_D | \mathbf{y}, \lambda) D_o(\lambda) \exp\left[\frac{G(\mathbf{e}_D)}{\frac{1}{C_o} \langle \mathbf{e}_3, \mathbf{e}_D \rangle} L\right] \quad (10)$$

where  $\mathbf{e}_D$  is the direction vector of the direct (solar) radiation intruding into the vegetation from the atmosphere above, and the factor  $D_o(\lambda) = D(0, \mathbf{e}_D, \lambda)$  means the radiance at the top of the vegetation (TOV) with respect to the direction  $\mathbf{e}_D$  of the sun's light. The RTE (10) is fully determined via the functions  $\gamma_L$  and  $g_L$  as introduced above.

From equation (10) analytical two-stream equations can be deduced. Let

$$[f(\mathbf{y}^{(l)})]_{\pm}^{(l)} := \int_{S_1^{\pm}} f(\mathbf{y}^{(l)}) d\mathbf{o}(\mathbf{y}^{(l)}) \quad \langle f(\mathbf{y}^{(l)}) \rangle_{\pm}^{(l)} := \frac{[f(\mathbf{y}^{(l)}) I(L, \mathbf{y}^{(l)}, \lambda)]_{\pm}^{(l)}}{[I(L, \mathbf{y}^{(l)}, \lambda)]_{\pm}^{(l)}} \quad (11)$$

be average operators for an arbitrary RTQ  $f$ , being a function of the radiation directions  $\mathbf{y}^{(l)}$ , with the diffuse radiance field  $I$ . The EFD and AFD from the equations (1) and (2) can be split into their upward (+) and downward (-) parts  $E_{\pm}$  as well as  $A_{\pm}$  by

$$E(L, \lambda) = \left[ \frac{y_3}{\|\mathbf{y}\|} I(L, \mathbf{y}, \lambda) \right]_{+} - \left[ - \frac{y_3}{\|\mathbf{y}\|} I(L, \mathbf{y}, \lambda) \right]_{-} := E_{+}(L, \lambda) - E_{-}(L, \lambda)$$

as well as

$$A(L, \lambda) = [I(L, \mathbf{y}, \lambda)]_{+} + [I(L, \mathbf{y}, \lambda)]_{-} := A_{+}(L, \lambda) + A_{-}(L, \lambda).$$

Introducing the upward and downward diffusivity factors,

$$U_{\pm}(L, \lambda) := \left\langle \pm \frac{y_3}{\|\mathbf{y}\|} \right\rangle_{\pm}^{-1} \in (1, \infty),$$

one can relate the AFD and EFD by

$$A_{\pm}(L, \lambda) = U_{\pm}(L, \lambda) E_{\pm}(L, \lambda). \quad (12)$$

$U_{\pm}$  are functionals of the diffuse radiance distribution  $I$ .

The operators (11) can now be applied to the RTE (10). Since the diffuse radiance field  $I$  is unknown, we introduce the **two-stream assumption** that  $I$  let *approximately* be isotropic leading to

$$\langle f \rangle_{\pm}^{(i)} = \frac{[f I]_{\pm}^{(i)}}{[I]_{\pm}^{(i)}} \approx \frac{[f]_{\pm}^{(i)}}{2\pi F_o} \quad U_+ \approx U_- := U(\lambda). \quad (13)$$

Further, it is assumed that the bi-Lambertian leaf scattering properties  $r_L$  and  $t_L$  are each equal for the both sides of a leaf. Finally, one can derive the following two-stream system of first order ordinary differential equations with constant coefficients for the vector field  $\mathbf{E}(L, \lambda) = (E_+(L, \lambda), E_-(L, \lambda))$ ,

$$\frac{d}{dL} \mathbf{E}(L, \lambda) = \begin{pmatrix} \alpha_1(\lambda) & -\alpha_2(\lambda) \\ \alpha_2(\lambda) & -\alpha_1(\lambda) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}(L, \lambda) + D(L, \lambda) \begin{pmatrix} -\alpha_3(\lambda) \\ \alpha_4(\lambda) \end{pmatrix} \quad (14)$$

with

$$\begin{aligned} \alpha_1(\lambda) &= U \left( \frac{1}{2} - \frac{B_+}{2\pi F_o} \right) && \Leftarrow && B_+(\lambda) &= \frac{1}{A(S_1)} \left[ [\Gamma(\mathbf{y}' | \mathbf{y}, \lambda)]_+ \right]' \\ \alpha_2(\lambda) &= U \frac{B_-}{2\pi F_o} && \Leftarrow && B_-(\lambda) &= \frac{1}{A(S_1)} \left[ [\Gamma(\mathbf{y}' | \mathbf{y}, \lambda)]_- \right]' \\ \alpha_3(\lambda) &= \frac{1}{A(S_1)} [\Gamma(\mathbf{e}_D | \mathbf{y}, \lambda)]_+ \\ \alpha_4(\lambda) &= \frac{1}{A(S_1)} [\Gamma(\mathbf{e}_D | \mathbf{y}, \lambda)]_- \\ D(L, \lambda) &= F_o D_o(\lambda) \exp[G_D L] && \Leftarrow && G_D &= \frac{G_\mu(\mu_D)}{\mu_D} \quad (\mu_D < 0) \end{aligned} \quad (15)$$

where the  $\alpha_i(\lambda)$  and  $G_D$  can be calculated analytically for all LNDs of Table 1. Thus, a class of two-stream energy flux density radiative transfer models is defined for various canopies having leaf architectures of purely horizontal to purely vertical leaves. For the shortwave wavelengths the solution of (14) can be written as

$$\mathbf{E}(L, \lambda) = R_+ \begin{pmatrix} 1 \\ C_+ \end{pmatrix} \exp(kL) + R_- \begin{pmatrix} 1 \\ C_- \end{pmatrix} \exp(-kL) + E_D \begin{pmatrix} D_+ \\ D_- \end{pmatrix} \exp(G_D L) \quad (16)$$

where  $k$ ,  $R_{\pm}$ ,  $C_{\pm}$ ,  $D_{\pm}$  and  $E_D$  are functions depending on the wavelength  $\lambda$  and given by

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{\alpha_1^2 - \alpha_2^2} && E_D &= |\mu_D| F_o D_o(\lambda) && C_{\pm} &= \frac{\alpha_2}{\alpha_1 \pm k} \\ D_+ &= \frac{\alpha_2 \alpha_4 + \alpha_3 (\alpha_1 + G_D)}{|\mu_D| (k^2 - G_D^2)} && D_- &= \frac{\alpha_2 \alpha_3 + \alpha_4 (\alpha_1 - G_D)}{|\mu_D| (k^2 - G_D^2)} \\ F &= (A_D + A_d D_- - D_+) E_D \exp(G_D L_T) && K_{\pm} &= (1 - A_d C_{\pm}) \exp(\pm k L_T) \\ R_- &= \frac{C_+ F + K_+ (D_- E_D - E_d)}{C_+ K_- - C_- K_+} && R_+ &= \frac{1}{C_+} (E_d - R_- C_- - E_D D_-). \end{aligned}$$

The models' input parameters are: the spectral surface albedos  $A_D$  of the direct and  $A_d$  of the diffuse radiation reflected isotropically into the upper hemisphere, the total LAI  $L_T = h_L^{-1}(0)$  of the canopy after equation (7), the direct and downward diffuse spectral EFDs  $E_D$  and  $E_d$  at TOV given as upper boundary conditions, which *enables one to consider various sky conditions above the canopy from clear to cloudy skies*, further the diffusivity factor  $U$  depending on the sky's radiation field, too, and finally the cosine  $\mu_D$  of the solar zenith angle of the sun's light as well as the leaf properties  $r_L$  and  $t_L$ .

Using the two-stream solution (16) of the diffuse EFDs  $E_{\pm}(L, \lambda)$  the corresponding diffuse AFDs  $A_{\pm}(L, \lambda)$  can be calculated with the help of the formulas (12) and (13). Since the total downward radiation field not only consists of the diffuse portion, the direct part of light has to be regarded leading to the total downward EFD and AFD calculated via

$$\begin{aligned} E_{-,t}(L, \lambda) &= E_-(L, \lambda) + E_D(\lambda) \exp(G_D L), \\ A_{-,t}(L, \lambda) &= U(\lambda) E_-(L, \lambda) + \frac{E_D(\lambda)}{|\mu_D|} \exp(G_D L) \end{aligned}$$

at an arbitrary altitude  $x_3 = h_L(L)$  within the canopy as function of the wavelength. In order to characterise the fraction of radiation being reflected from or transmitted through the vegetation medium the canopy reflectance (CR)  $R_c$  and transmittance (CT)  $T_c$  can be defined,

$$R_c(\lambda) := \frac{E_+(0, \lambda)}{E_{-,t}(0, \lambda)} = \frac{E_+(0, \lambda)}{E_d(\lambda) + E_D(\lambda)} \quad T_c(\lambda) := \frac{E_{-,t}(L_T, \lambda)}{E_{-,t}(0, \lambda)} = \frac{E_{-,t}(L_T, \lambda)}{E_d(\lambda) + E_D(\lambda)}, \quad (17)$$

and will be investigated as function of the models' input parameters in the following. Note that equation (16) is the solution for a horizontally homogeneous vegetation medium being homogeneous in the vertical direction, too. For vertically inhomogeneous media (e.g. if  $r_L$  and  $t_L$  depend on altitude representing sunlit and shaded leaves) one can just consider a certain number of such homogeneous layers where the according solutions have to be coupled fulfilling continuity conditions at the layer boundaries.

### 3 Diffuse light transport in vegetation

Most of the authors assume completely isotropic radiance fields (Dickinson, 1983; Sellers, 1985). Such models can not deal with anisotropic ones within or above the medium, e.g., the sky conditions above the canopy. Due to the diffusivity factor  $U(\lambda)$  occurring in (15) as well as the direct and diffuse EFDs  $E_D$  and  $E_d$  as upper boundary condition, our two-stream methods can treat such situations which are defined for various LNDs (Table 1) and, thus, close the gap namely that "effective methods to deal with cases as [...] the distribution of incident sky radiation being anisotropic, or the leaves in the canopy not being horizontal" are missing (Dai and Sun, 2006). Furthermore, we generalise the treatment of the boundary conditions improving the limitations stated by Dai and Sun (2006) that two-stream models could only describe isotropic overcast sky conditions.

In the following we will present a sensitivity study of our radiative transfer schemes as function of the main input parameters:  $L_T$ ,  $\mu_D$ ,  $E_D$  and  $E_d$  at TOV,  $r_L$  and  $t_L$ ,  $A_D$  and  $A_d$  as well as  $U$  in order to demonstrate the transport of diffuse radiation through vegetation media for clear and overcast sky conditions.

Before doing this we have to note something about the diffusivity factor being important.  $U$  of the atmosphere above the canopy is generally a function of solar zenith angle (SZA) and wavelength. It depends on the vertical structure of the atmosphere containing gases (Rayleigh scattering and absorption), aerosols (Ruggaber et al., 1993) and clouds reducing direct light. It is influenced by the surface albedo (Cotte et al., 2004), too. Since the presented radiative transfer models can deal with the incident direct and diffuse radiation  $E_D$  and  $E_d$  at TOV, which are related by the ratio

$$r_{Dd} = \frac{E_D}{E_d},$$

in order to describe realistic sky situations above the vegetation medium, we are able to distinguish between clear sky ( $r_{Dd} > 1$ ) as well as cloudy sky ( $r_{Dd} < 1$ ) conditions.

Therefore,  $U$  has to be determined at the bottom of the atmosphere. Following the works of Landgraf (1998), Webb et al. (2002) and Kazadzis et al. (2004) one can conclude: For cloudless skies characterised by  $r_{Dd} \sim 2$  the diffusivity factor shows values of  $\sim 2$  ranging from 1.5 for small to 3.0 for large UV wavelengths. However, at overcast sky conditions, represented by  $r_{Dd} \sim 0.2$  or even lower values,  $U$  is only a slight function of the wavelength with values of  $\sim 1.7$ . Therefore, we will use  $U(r_{Dd} = 2.0) = 2.0$  or 2.3 for clear sky and  $U(r_{Dd} = 0.2) = 1.7$  for cloudy sky conditions. Note that this  $U$ , given for the atmosphere above, is also assumed to be valid within the canopy in order to incorporate the sky situations.

To study the transport of diffuse radiation we computed CR and CT after (17) for ultraviolet (UV) and visible (VIS) wavelengths where the input parameters  $r_L$ ,  $t_L$ ,  $A_D$  and  $A_d$  were fixed to the representative values

$$\begin{aligned} r_L &= t_L = 0.05, \\ A_D &= A_d = 0.1 \end{aligned} \tag{18}$$

within this spectral region following Bowker et al. (1985), Liangrocapart and Petrou (2002) and Tian et al. (2007). The computations were performed considering the ratio of direct and diffuse radiation  $r_{Dd}$  as well as an incident energy of  $E_D + E_d = 1$ . Then, the simulated upward and downward energy flux densities  $E_+(L = 0)$  and  $E_{-,t}(L_T)$  are equivalent to  $R_c$  and  $T_c$  as one can deduce from (17).

Figure 2 shows CR (*top*) and CT (*bottom*) as function of the solar zenith angle in the cases of cloudless (solid) and overcast (dashed) sky conditions above a canopy having a total LAI of  $L_T = 5.5$  representing deciduous canopies as oak forests (Rauner, 1976). The SZA ranges from  $\vartheta_D = 90^\circ$  in the morning and evening (with  $\mu_D = 0$ ) to  $\vartheta_D = 180^\circ$  at noon (with  $\mu_D = -1$ ). First, the simulations demonstrate that the CR/CT calculated by the RT models of the various LNDs vary stronger for clear skies (larger  $r_{Dd}$ ), since the transport of direct light is strongly dominated by variations in the GFs (Table 1) being significantly different for the several LNDs (Figure 1). The lower  $r_{Dd}$  (overcast skies), the smaller these differences of the LND models, and the *vertical* model represents an asymptotic case. Second, the CR/CT decreases/increases with rising or setting sun and CT changes over two orders of magnitude. Third, comparing clear and cloudy sky conditions over the day the simulated CT of all models is always larger on a clouded day in the morning and evening ( $\mu_D \rightarrow 0$ ). Around noon ( $\mu_D \rightarrow -1$ ) CT is only larger for the models with nearly horizontal leaves (near-vertical models) as in the case of a deciduous forest. For such vegetation canopies *the portion of radiation reaching the bottom is always larger over the day for overcast relative to clear atmospheres above the canopy*. However, LNDs of nearly vertical leaves can transmit a larger fraction of incident radiation on clear sky days around noontime. This is due to the fact that direct light is transported more effectively in downward directions by such distributed leaves for high positions of the sun. Moreover, the simulations demonstrate that nearly vertical/horizontal leaves contribute less/more to the CT at midday but more/less at the beginning as well as the end of the day, and vice versa in the case of the CR. The limiting case, that all models of the LND produce similar CRs/CTs under both clear and overcast sky conditions, occurs for  $\mu_D \sim -0.57$  (a SZA of  $\sim 125^\circ$ ). This is the same value for the cosine of the radiation angle, at which the GFs for the various LNDs are approximately equal (Figure 1).

The (*top*) and (*bottom*) plates of Figure 3 depict the CRs and CTs as function of  $r_{Dd}$  for two choices of the diffusivity factor, a mean daily SZA for mid-latitudes of  $140^\circ$  and  $L_T = 5.5$  being representative for a typical deciduous forest as before. We distinguish clear and cloudy sky conditions by setting the following parameter ranges:

- $U \sim 2.3$  and  $r_{Dd} > 1$  for clear skies
- $U \sim 1.7$  and  $r_{Dd} \ll 1$  for cloudy skies.

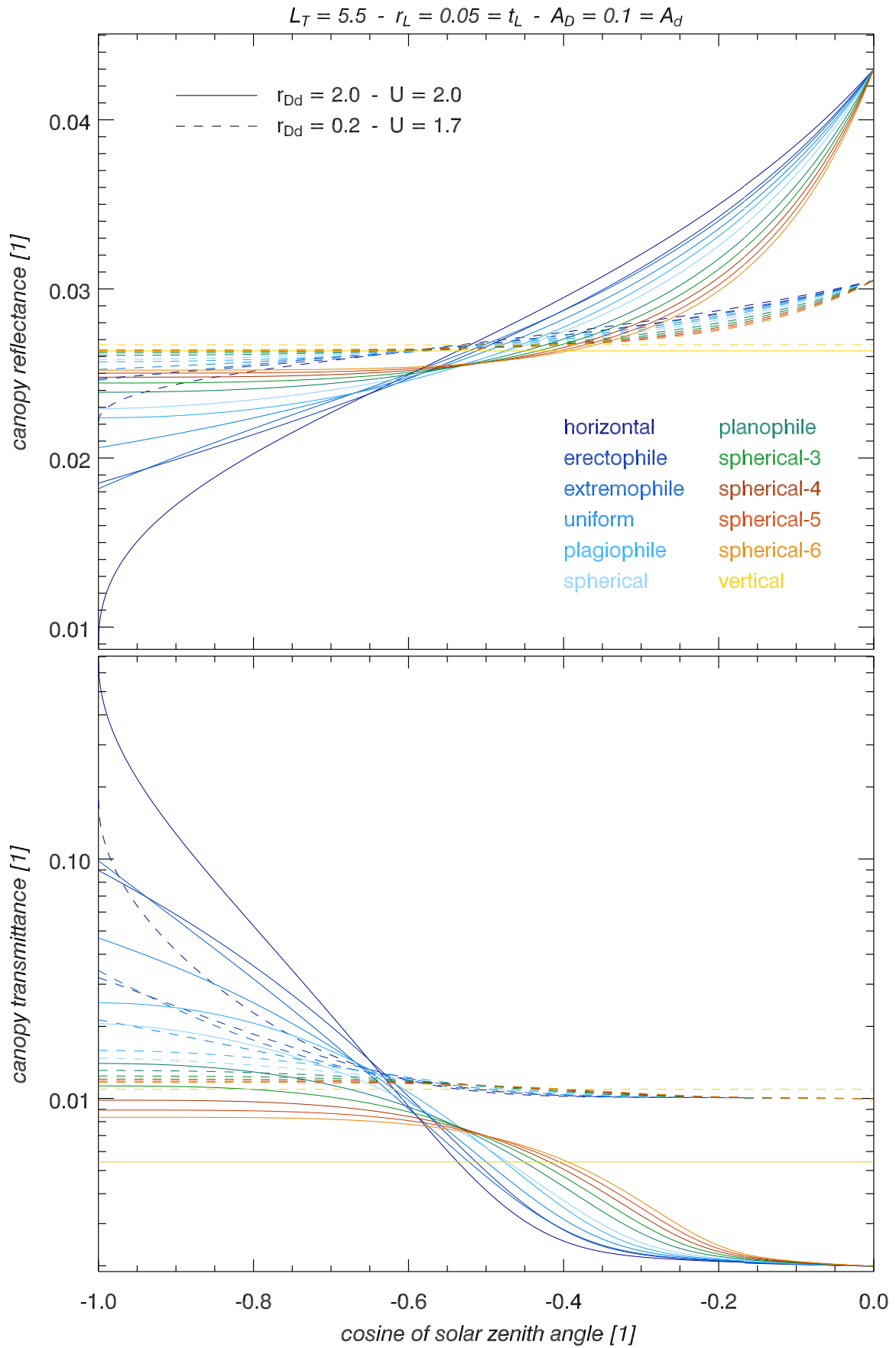


Figure 2: (top/bottom) CR/CT in the UV/VIS for the LNDs of Table 1 as function of  $\mu_D$  with constant parameters after (18) and  $L_T = 5.5$  for deciduous forests. The solid lines represent clear sky and the dashed ones cloudy sky conditions, see the main text.



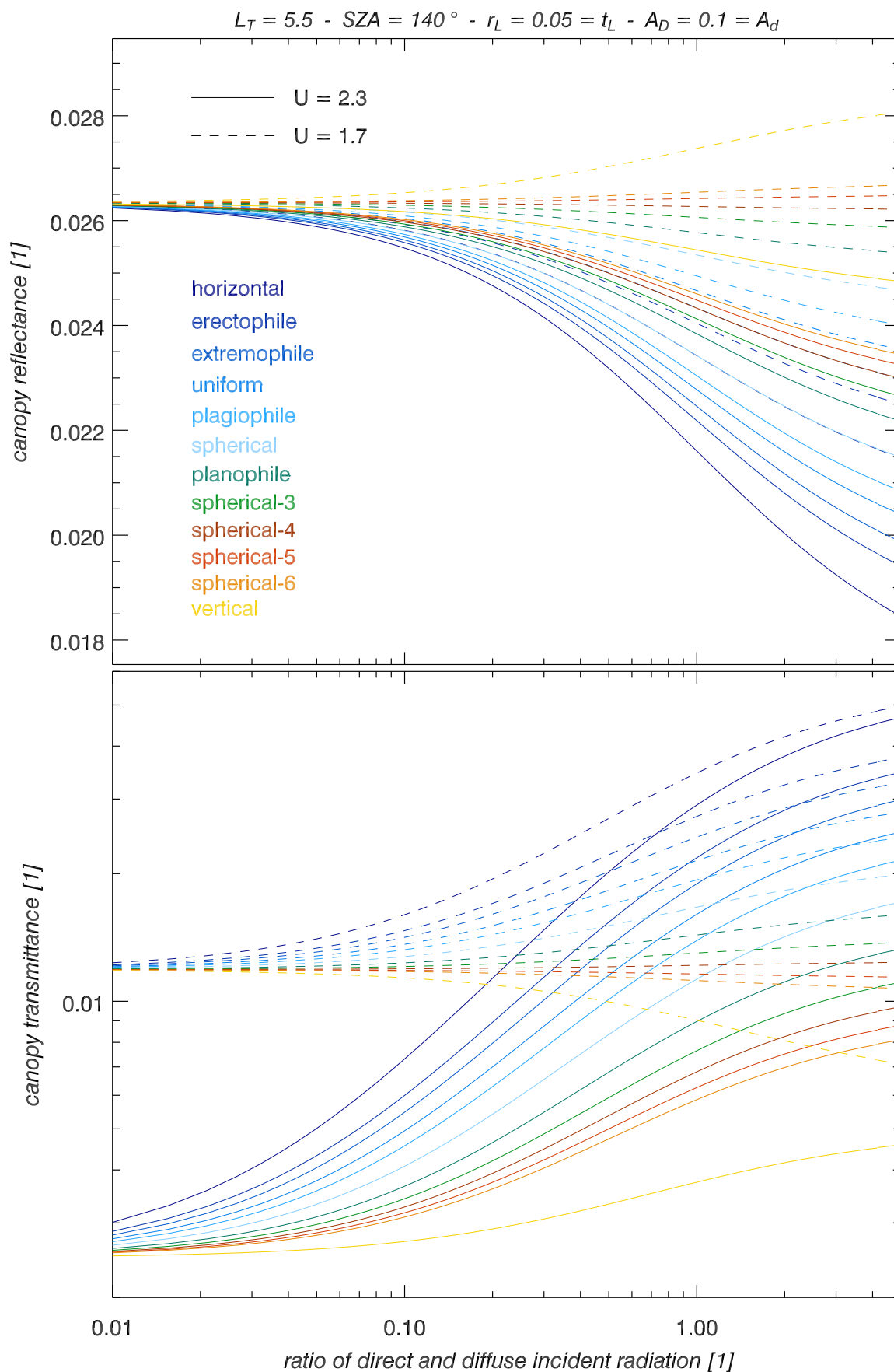


Figure 3: (*top/bottom*) CR/CT in the UV/VIS for the LNDs of Table 1 as function of  $r_{Dd}$  with constant parameters after (18) for a SZA of  $140^\circ$  as well as  $L_T = 5.5$  for deciduous forests. Two diffusivity factors were chosen for clear sky (solid) and cloudy sky (dashed) conditions.

Compare the solid curves for large values of  $r_{Dd}$  (clear sky) with the dashed ones for a low  $r_{Dd}$  (overcast): The CR is always larger under cloudy sky conditions independent on the LND model. While the CT only shows this behaviour for nearly *vertical* LNDs (horizontal leaves), the nearly *horizontal* LND models can lead to higher CTs for clear atmospheres due to the enhanced transmittance of direct light. As mentioned above the deviations of the LND models are the smaller for overcast situations the larger the diffuse fraction of radiation is, and vice versa, they increase for clear skies, the larger the portion of the direct light component is.

## 4 Conclusions and outlook

The presented work reported on two-stream radiative transfer in a horizontally homogeneous turbid vegetation medium. Bi-Lambertian leaf scattering was assumed with leaf optical properties (leaf reflectance and transmittance) being equal for both sides of the planar model leaves. Their distributions were described by leaf normal distribution (LND) functions which were adopted to be time and spatially independent. Two-stream radiative transport equations were derived and solved analytically for various leaf architectures considering LNDs from purely vertical to purely horizontal leaves. The according models were driven by radiative energy flux densities, incident at the top of the vegetation, separating them into their diffuse and direct portions to take the sky conditions above the canopy into account. At the bottom of the vegetation a typical soil albedo was considered. Further, the presented formulation of the two-stream solution allows one to consider also anisotropic radiance fields by the introduction of the diffusivity factor. Thus, more realistic situations of vegetation media fully coupled with the overlying atmosphere can be treated more satisfactorily than previously possible.

The presented radiative transfer models for the various LNDs were used to calculate canopy reflectances and transmittances. It turned out that the radiation regime depends significantly on the LND and the sky conditions above the canopy, i.e. the ratio of direct and diffuse light. For deciduous forests with predominantly horizontal leaves the canopy transmittance was simulated to be larger on overcast than on clear sky days.

The LNDs as well as the leaf optical properties were considered to be independent of space, because from an experimental point of view vertically resolved canopy properties are rarely available. If necessary, however, the presented two-stream theory can be extended to approximately account for, e.g., vertically variable LNDs or leaf optical properties to distinguish sun and shaded leaves. Moreover, specular leaf scattering can be taken into account. Considering vertical structures the vegetation medium must be layered homogeneously, and the analytical solutions for each of these layers have to be coupled fulfilling continuity conditions at the layers' interfaces. It should be emphasised that, as a further step, the two-stream approach can also be applied in the case of such layered media without to forfeit significantly their computational rapidness. Such more complex analytical models can be used, e.g., for calculations of photosynthesis and photolysis processes within deciduous forests as basis for simulations of atmospheric transport processes within the vegetation or, in a broader context, for climate modelling.

## References

- Bowker, D.E., Davis, R.E., Myrick, D.L., Stacy, K., Jones, W. T., 1985. Spectral reflectances of natural targets for use in remote sensing studies. NASA Reference Publication 1139.
- Cotte, H., Devaux, C., Carlier, P., 1997. Transformation of irradiance measurements into spectral actinic flux for photolysis rates determination. *J. of Atmos. Chemistry*, 26, 1-28.
- Dai, Y., Dickinson, R.E., Wang, Y.-P., 2004. A two-big-leaf model for canopy temperature, photosynthesis, and stomatal conductance. *J. of Climate*, 17, 2281-2299.
- Dai, Q., Sun, S., 2006. A generalized layered radiative transfer model in the vegetation canopy. *Advanc. Atmos. Sciences*, 23, No. 2, 243-257.
- de Ridder, K., 1997. Radiative transfer in the IAGL land surface model. *J. Appl. Meteorology*, 36, 12-21.
- Dickinson, R.E., 1983. Land surface processes and climate - surface albedos and energy balance. *Advanc. Geophysics*, 25, 305-353.
- Dickinson, R.E., Sellers, P.J., Kimes, D.S., 1987. Albedos of homogeneous semi-infinite canopies: comparison of two-stream analytic and numerical solutions. *J. Geoph. Research*, 92, No. D4, 4282-4286.
- Dickinson, R.E., Pinty, B., Verstraete, M.M., 1990. Relating surface albedos in GCM to remotely sensed data. *Agric. For. Meteorology*, 52, 109-131.
- Fischer, H., Kaul, H., 1997. *Mathematik für Physiker Band 1 Grundkurs*. B. G. Teubner, Stuttgart, 584 p.
- Gerstl, S.A.W., Zardecki, A., 1985. Coupled atmosphere/canopy model for remote sensing of plant reflectance features. *Appl. Optics*, 24, No. 1, 94-103.
- Gobron, N., Pinty, B., Verstraete, M.M., Govaerts, Y., 1997. A semidiscrete model for the scattering of light by vegetation. *J. Geoph. Research*, 102, No. D8, 9431-9446.
- Goudriaan, J., 1977. *Crop meteorology: a simulation study*. Center for Agric. Publ. and Doc., Wageningen, The Netherlands.
- Joseph, J.H., Iaquina, J., Pinty, B., 1996. The use of two-stream approximations for parameterization of solar radiative energy fluxes through vegetation. *J. of Climate*, 9, 2326-2335.
- Kazadzis, S., Topaloglou, C., Bais, A.F., Blumthaler, M., Balis, D., Kazantzidis, A., Schallhart, B., 2004. Actinic flux and  $O^1D$  photolysis frequencies retrieved from spectral measurements of irradiance at Thessaloniki, Greece. *Atmos. Chem. Physics*, 4, 2215-2226.
- Kimes, D.S., Sellers, P.J., Newcomb, W.W., 1987. Hemispherical reflectance variations of vegetation canopies and implications for global and regional energy budget studies. *J. of Climate and Appl. Meteorology*, 26, 959-972.
- Landgraf, J., 1998. *Modellierung photochemisch relevanter Strahlungsvorgänge in der Atmosphäre unter Berücksichtigung des Einflusses von Wolken*. Dissertation, University of Mainz, Germany, 221 p.
- Liang, S., Strahler, A.H., 1995. An analytical radiative transfer model for coupled atmosphere and leaf canopy. *J. Geoph. Research*, 100, No. D3, 5085-5094.
- Liangrocapart, S., Petrou, M., 2002. A two-layer model of bidirectional reflectance of homogeneous vegetation canopies. *Remote Sens. Environment*, 80, 17-35.
- Marshak, A.L., 1989. The effect of the hot spot on the transport equation in plant canopies. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 42, No. 6, 615-630.
- Marshak, A., Davis, A., 2005. *3 D radiative transfer in cloudy atmospheres*. Springer Press, Berlin Heidelberg, 686 p.
- Myneni, R.B., Asrar, G., Burnett, R.B., Kanemasu, E.T., 1987. Radiative transfer in an anisotropically scattering vegetative medium. *Agric. For. Meteorology*, 41, 97-121.
- Myneni, R.B., Gutschick, V.P., Asrar, G., Kanemasu, E.T., 1988a. Photon transport in vegetation canopies with anisotropic scattering, Part I. Scattering phase function in one angle. *Agric. For. Meteorology*, 42, 1-16.
- Myneni, R.B., Gutschick, V.P., Asrar, G., Kanemasu, E.T., 1988b. Photon transport in vegetation canopies with anisotropic scattering, Part II. Discrete-ordinates/exact-kernel technique for one-angle photon transport in slab geometry. *Agric. For. Meteorology*, 42, 17-40.
- Myneni, R.B., Gutschick, V.P., Asrar, G., Kanemasu, E.T., 1988c. Photon transport in vegetation canopies with anisotropic scattering, Part III. Scattering phase function in two angles. *Agric. For. Meteorology*, 42, 87-99.
- Myneni, R.B., Asrar, G., Kanemasu, E.T., 1988d. Solution of an integral equation encountered in studies on radiative transfer in completely absorbing leaf canopies. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 40, No. 2, 157-164.

- Myneni, R.B., Ross, J., Asrar, G., 1989. A review on the theory of photon transport in leaf canopies. *Agric. For. Meteorology*, 45, 1-153.
- Nilson, T., 1971. A theoretical analysis of the frequency of gaps in plant stands. *Agric. Meteorology*, 8, 25-38.
- Pinty, B., Verstraete, M.M., Dickinson, R.E., 1990. A physical model of the bidirectional reflectance of vegetation canopies, 2. Inversion and validation. *J. Geoph. Research*, 95, No. D8, 11767-11775.
- Pinty, B., Verstraete, M.M., 1998. Modeling the scattering of light by homogeneous vegetation in optical remote sensing. *J. Atmos. Sciences*, 55, No. 2, 137-150.
- Pinty, B., Lavergne, T., Dickinson, R.E., Widlowsky, J.-L., Gobron, N., Verstraete, M.M., 2006. Simplifying the interaction of land surfaces with radiation for relating remote sensing products to climate models. *J. Geoph. Research*, 111, D02116, doi:10.1029/2005JD005952.
- Pinty, B., Lavergne, T., Voßbeck, M., Kaminski, T., Ausedat, O., Giering, R., Gobron, N., Taberner, M., Verstraete, M.M., Widlowsky, J.-L., 2007. Retrieving surface parameters for climate models from Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS)-Multiangle Imaging Spectroradiometer (MISR). *J. Geoph. Research*, 112, D10116, doi:10.1029/2006JD008105.
- Rauner, J.L., 1976. Deciduous forests. *Vegetation and the Atmosphere*, Vol. 2, J.L. Monteith, Ed., Academic Press, 241-264.
- Ross, J., 1981. The radiation regime and architecture of plant stands. Dr. W. Junk Publishers, The Hague, 391 p.
- Ruggaber, A., Forkel, R., Dlugi, R., 1993. Spectral actinic flux and its ratio to spectral irradiance by radiative transfer calculations. *J. Geoph. Research*, 98, No. D1, 1151-1162.
- Sellers, P.J., 1985. Canopy reflectance, photosynthesis and transpiration. *Int. J. Rem. Sensing*, 6, No. 8, 1335-1372.
- Simmer, C., Gerstl, S.A.W., 1985. Remote sensing of angular characteristics of canopy reflectances. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sensing*, GE-23, No. 5, 648-658.
- Shultis, J.K., Myneni, R.B., 1988. Radiative transfer in vegetation canopies with anisotropic scattering. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 39, No. 2, 115-129.
- Tian, Y., Dickinson, R.E., Zhou, L., 2007. Four-stream isosector approximation for canopy radiative transfer. *J. Geoph. Research*, 112, D04107, doi:10.1029/2006JD007545.
- Verstraete, M.M., 1987: Radiation transfer in plant canopies: transmission of direct solar radiation and the role of leaf orientation. *J. Geoph. Research*, 92, No. D9, 10985-10995.
- Webb, A.R., Kift, R., Thiel, S., Blumthaler, M., 2002. An empirical method for the conversion of spectral UV irradiance measurements to actinic flux data. *Atmos. Environment*, 36, 4397-4404.

## Addresses of Authors

Sebastian Otto, Institut für Methodik der Fernerkundung (IMF), Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Oberpfaffenhofen, Postfach 1116, 82234 Wessling.  
e-mail: sebastian.otto@dlr.de

Prof. Dr. Thomas Trautmann, Institut für Methodik der Fernerkundung (IMF), Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Oberpfaffenhofen, Postfach 1116, 82234 Wessling, und Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig.  
e-mail: thomas.trautmann@dlr.de

# Estimation of maximum convective precipitation: an idealised model approach

Janek Zimmer

## Summary

Deep convective clouds frequently produce very intense precipitation which may lead to localised flooding, depending on the duration of the event. Because of its nature, the lifetime of a convective cell is limited by a number of factors, one of which is characterised by the reduction of available convective potential due to compensating subsidence in the vicinity of the cloud.

This paper addresses the estimation of the upper limit of convectively generated precipitation for given atmospheric initial conditions. The presented idealised one-dimensional cloud model is based on the principle of balanced mass-fluxes in each model layer. The precipitation intensity is derived via a commonly used saturation adjustment scheme neglecting microphysical processes. The condensation rate critically depends on the magnitude of convective lifting inside of the cloud which is computed from the vertical component of the equations of motion. The influences of water loading and mass entrainment of air are incorporated.

Finally, the results of a sensitivity study are presented which illustrate the dominating effects that confine the lifetime and intensity of an idealised heavy precipitation convective storm.

## Zusammenfassung

Konvektive Wolken mit großer vertikaler Erstreckung verursachen häufig intensive Niederschläge, welche wiederum abhängig von der Andauer zu lokalen Überschwemmungen führen können. Aufgrund seiner Natur wird die Lebensdauer einer konvektiven Zelle durch mehrere Faktoren begrenzt, zu denen auch die Verringerung des verfügbaren konvektiven Potenzials durch ausgleichende Absinkbewegungen außerhalb der Wolke zählt.

Dieser Artikel behandelt die Abschätzung der Obergrenze konvektiv erzeugbaren Niederschlags für gegebene atmosphärische Ausgangsbedingungen. Das vorgestellte idealisierte eindimensionale Wolkenmodell beruht auf dem Konzept eines ausgeglichenen Massenflusses in jeder Modellschicht. Die Niederschlagsintensität wird durch ein vielfach verwendetes Sättigungsanpassungsschema abgeleitet, worin mikrophysikalische Prozesse vernachlässigt werden. Die Kondensationsrate hängt in großem Maße von der Stärke der konvektiven Hebung innerhalb der Wolke ab, welche aus der vertikalen Komponente der Bewegungsgleichungen berechnet wird. Die Einflüsse von Niederschlagslast und Masse eingemischter Luft werden berücksichtigt.

Abschließend werden die Ergebnisse einer Sensitivitätsstudie vorgestellt, worin die dominierenden Effekte veranschaulicht werden, die Lebenszeit und Intensität einer idealisierten Starkniederschlagszelle eingrenzen.

## 1 Introduction

Convective precipitation may result from a huge variety of possible size, intensity, number and arrangement of individual or conglomerated cells. The responsible columns of

ascending in-cloud air mass usually do not exist longer than half an hour in most environments, but they might be followed by another convective cycle or nearby updrafts in their vicinity. Apart from a couple of special configurations, convective activity can take on rather chaotic shapes. This is one of the key points why modeling of convection remains a challenging task to date.

### 1.1 Vertical velocity

Nevertheless, there exist some common features that apply to all types of convection. The most important ingredient is the buoyancy force, as it is the primary source for rising motion within convective clouds. Its contribution to vertical acceleration is determined from the vertical component of the equations of motion, which can be written as

$$\frac{dw}{dt} = -g \frac{\rho'}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dz} - gq_L - \alpha w^2, \quad (1)$$

neglecting Coriolis and frictional force terms. The first term on the right-hand side of eq. 1 represents the buoyancy force which results from density deviations  $\rho'$  compared to the surrounding air of density  $\rho$ . In a convectively favourable environment, an ascending parcel of air would be accelerated upwards as long as it retains a lower density (or higher temperature, resp.) compared to its surroundings. Thus, after integration of eq. 1 and neglecting all other terms on the right-hand side, the maximum vertical velocity  $w_{max}$  at the height  $z$  is then

$$w_{max}(z) = \sqrt{2 \int_{LFC}^z -g \frac{\rho_{par} - \rho_{env}}{\rho_{env}} dz} = \sqrt{2CAPE_z}, \quad (2)$$

where  $CAPE_z$  designates the convective available potential energy within the layer reaching from the level of free convection,  $LFC$ , up to the height  $z$ , while  $\rho_{par}$  and  $\rho_{env}$  represent the parcel and environmental air densities.

In reality, the vertical velocity is further influenced by at least three other forces, namely the perturbation pressure gradient force  $-\frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dz}$ , the downward pointing force of the mass of the condensed water properties  $-gq_L$  and the mass entrainment of air drawn into the cloud  $-\alpha w^2$ .

In an atmosphere with little or no vertical motion, the vertical acceleration due to the pressure gradient force is balanced by the Earth's gravity, a state which is known as hydrostatic equilibrium. However, convective processes happen to be quite intense regarding vertical motion, with the result that the hydrostatic balance cannot be assumed in general. One aspect involving the perturbation pressure gradient force  $-\frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dz}$  is the updraft's deceleration because of the air which has to be replaced at the top of the rising column. Here, the positive pressure perturbation generates a downward pointing force which suppresses undisturbed rising. The contrary effect applies to the bottom part of the updraft with corresponding influence on  $\frac{dw}{dt}$ . Since that particular contribution to the perturbation pressure gradient force is comparatively weak for small and intermediate updrafts (see Houghton, 1985), it is neglected in the presented idealised convective precipitation model.

The mass of condensed water (commonly referred to as "water loading") counteracts upward accelerations and can even lead to downward motion if the liquid water content  $q_L$  becomes too large (typically found in downdraft areas of convective storms).

Another effect that reduces upward acceleration is the inertial force related to environmental air which is entrained into the updraft. Because that air is initially at rest outside

of the cloud, work has to be done to adjust its motion to the updraft, thus reducing the overall acceleration. The incorporation of this term into a one-dimensional model formulation is approximated via an entraining jet model following Holton (1972), represented by the last term in eq. 1. The entrainment parameter  $\alpha$

$$\alpha = \frac{d \ln M}{dz} = \frac{d \ln(A\rho w)}{dz} = \frac{A_2 \rho_2 w_2 - A_1 \rho_1 w_1}{A\rho w \Delta z}, \quad (3)$$

depends on the difference of the mass fluxes through the upper and lower boundaries of each layer  $\Delta z$ , where  $A_2$  and  $A_1$  represent the top and bottom areas of that layer. In case of increasing vertical velocity with height,  $w_2 > w_1$ ,  $\alpha$  becomes positive and slows down the updraft. Near the top of the cloud, where reduced buoyancy results in decreasing ascent, a negative  $\alpha$  develops ("detrainment") and helps to maintain upward motion to some extent.

Except for perturbation pressure, all of the described terms are included in the presented one-dimensional convective precipitation model. The rate of air mass lifting, expressed by the vertical wind velocity  $w$ , determines the rate at which water vapour condenses to cloud water (or cloud ice) and falls out as precipitation in the end.

## 1.2 Liquid water production

The precipitation formation process used in the model follows the assumption of a parcel of air rising from a mixed boundary layer, continuing its ascent above the condensation level with the moist-adiabatic temperature lapse rate  $\Gamma_m$  (after Durran and Klemp, 1982):

$$\Gamma_m = -\frac{g}{c_p} (1 + q_v + q_L) \left( 1 + \frac{L_v q_v}{RT} \right) \left[ 1 + \frac{c_{pv} q_v + c_w q_L}{c_p} + 0.622 \frac{L_v^2 q_v}{c_p RT^2} \left( 1 + \frac{q_v}{0.622} \right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

where  $q_v$  and  $q_L$  are the specific humidity of vapour and condensate,  $L_v$  the latent heat of vapourisation,  $R$  the specific gas constant, and  $c_{pv}$ ,  $c_p$  and  $c_w$  represent the specific heat of water vapour, dry air and water. Due to the cooling, the saturation water vapour pressure  $e_{sat}(T)$  decreases and the excessive amount of vapour is released as condensed water (or ice)  $q_L$

$$q_L(\Delta z) = \Delta q_{v,sat} \rho \Delta z = 0.622 \left( \frac{e_{sat}(T_2)}{p_2 - 0.378 e_{sat}(T_2)} - \frac{e_{sat}(T_1)}{p_1 - 0.378 e_{sat}(T_1)} \right) \rho \Delta z. \quad (5)$$

For simplicity, all other microphysical processes such as particle formation time and evaporation of condensate are not considered, because the model is designed to give an upper limit of convective precipitation. The resulting precipitation rate at the ground is therefore only made up of the condensation rate (eqs. 1 and 5) and the terminal fall velocity of the particles,  $w_{precip} = 9 \text{ m s}^{-1}$ .

## 1.3 Balanced mass fluxes

The updraft diameter of a convective cell typically ranges from a few hundred meters in cumulus clouds to the order of ten kilometers within big supercells (see Wakimoto, 2004 for an example). For the overall mass of air to be balanced in the affected area, compensating subsidence must take place in the environment of the cell's updraft region. One part of those downward oriented mass fluxes is supplied by moist downdrafts connected to falling precipitation particles, while dry downdrafts in the proximity of the cloud are responsible

for the other part (Fritsch, 1975). Both contributors reduce the total amount of available instability, either through stabilisation of low-level air by evaporative cooling within the moist downdraft or through warming of upper and mid-level air due to adiabatic descent in dry downdrafts. The latter effect is mandatory for all convective systems and influences the lifecycle of convection depending on the area where the subsidence occurs. In an idealised framework, the total mass flux on each level can be estimated using the slice method (Holton, 1972):

$$\rho_{up}w_{up}a = -\rho_{down}w_{down}(1 - a) . \quad (6)$$

If the relative updraft area  $a$  (the fraction of the total area influenced by the convective cell), the air densities of cloud interior  $\rho_{up}$  and environment  $\rho_{down}$ , and the updraft speed  $w_{up}$  are known, the environmental downward motion  $w_{down}$  can be directly derived from eq. 6. The downward mass flux in the precipitation core is treated in the same way, provided that downdraft speed and area are given as well.

## 2 Model results

### 2.1 Sensitivity study

The described idealised one-dimensional convective precipitation model has been applied in a sensitivity study to illustrate the individual impacts of intense convection's key ingredients. Since the generation of upward vertical velocity depends on the amount of buoyancy within the cloud, the convective available potential energy  $CAPE$  is one decisive parameter that determines the magnitude of convective motion. Regarding precipitation, the water vapour content  $ppw$  of the involved air column represents another limit for the condensation rate that results from convective lifting. Both higher  $CAPE$  and higher  $ppw$  yield increasing precipitation rates consequentially. However, the following model sensitivity study is meant to quantify the somewhat more complex dynamic interactions within the convective cell.

In a first step, the effects of including the water loading and mass entrainment terms within the vertical velocity equation were examined. Their influence on convective intensity is shown in fig. 1 in relation to vertical velocity and precipitation. A typical summer-time, convectively unstable atmospheric profile has been used to drive the model. The convective cell is assumed to remain stationary during its lifetime. The initially very strong updraft intensity (open triangles in fig. 1) is significantly reduced if the drag force of water loading is included (circles). Moreover, the reduced updraft speed implies decreasing environmental subsidence likewise. The result is a weaker convective cell as compared to the case of no water loading, but with a potentially longer lifetime due to slowed upper-level warming.

The same effect can be attributed to the inclusion of the entrainment term (diamonds in fig. 1). Entrainment of mass into the cloud at lower levels is more important for precipitation formation than detrainment near the cloud top since saturation vapour pressure diminishes with increasing height. Thus, if both water loading and entrainment are considered while computing updraft velocity, the upper limit of convective intensity shrinks to about 60% for the given setup, resulting in a slower reduction of mid- and upper-level temperature lapse rates by compensating subsidence. Nevertheless, precipitation accumulations are nearly the same in either case since the convective potential is always exploited using this idealised scheme.

In order to capture the lifecycle of a convective cell (or an ensemble of cells) at least to some extent with that limited method, reasonable values for the dimensions of the up-



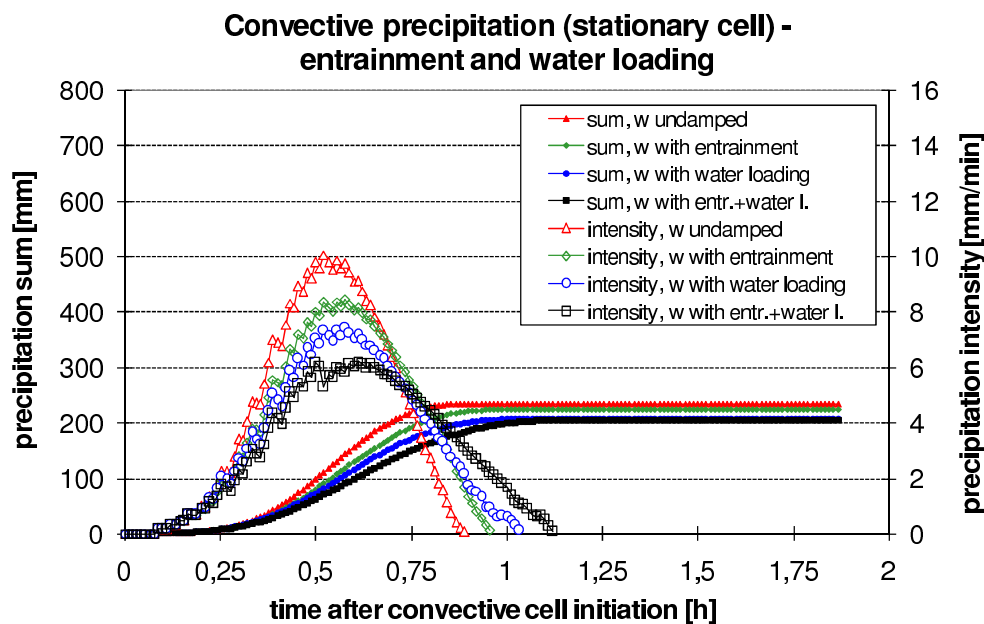


Figure 1: Comparison of convective precipitation rate and accumulation depending on computation method for vertical velocity  $w$ . Lines represent the temporal evolution without any damping forces (triangles), with the inclusion of entrainment processes (diamonds), with the contribution from water loading (circles) and with consideration of both terms (squares).

and downdraft areas are required. Airborne observations of motion in and near convective clouds exhibit rather diverse configurations concerning the extent of up- and downdraft areas (see Fritsch, 1975 among others). Smaller convective cells tend to re-establish a balanced mass flux by narrow downdrafts right next to the cloud, while organised convection, such as mesoscale convective systems (MCS), can influence thousands of square kilometres through compensating subsidence (Houze, 1997).

Fig. 2 demonstrates the spectrum of possible lifecycles contingent on the relation  $a$  of updraft and subsidence area. For a limited area of dry subsidence, expressed by a large relative updraft area  $a$  ( $a = 20\%$ , squares), the modeled convective cell is dying after a short time because of strong warming aloft. Not just the accumulated amount of precipitation is restricted then, but also the peak intensity since it takes some time for the ascending air to reach higher levels and hence higher velocities. If  $a$  is gradually reduced, the environmental subsidence takes place on a broader scale which implies slower downward motion to compensate the upward mass flux in the cloud. For that reason, the possible lifetime of convection is extended and allows more intense rainfall. The curves with triangles in fig. 2 can be attributed to some sort of organised convection as compensating subsidence is very widespread. Assuming an updraft area of  $10\text{km}^2$  in case of an isolated cell, a significant region of  $1000\text{km}^2$  is involved with sinking air to fulfill the criterium  $a = 1\%$ . The peak intensity converges towards its maximum for very large subsidence areas.

However, lifetimes greater than one hour of one particular convective system (one cell or a conglomerate of more cells) are closely connected to an organised convection process, provided that precipitation-cooled low-level air does not undercut the moisture inflow within the boundary layer. Otherwise, undercutting replaces the warming aloft as the limiting factor. Since long-lived convection usually demands considerable wind shear, two

additional diminishing aspects gain importance. One of them is evaporation of falling precipitation outside of saturated areas due to a tilted updraft, which causes the precipitation efficiency to shrink rapidly for higher wind shear values (Foote and Fankhauser, 1973). Furthermore, vertically sheared wind fields imply generally stronger wind speeds and restrict the precipitation duration at one point due to faster cell movements (keep in mind that the results in fig. 2 apply for a stationary cell).

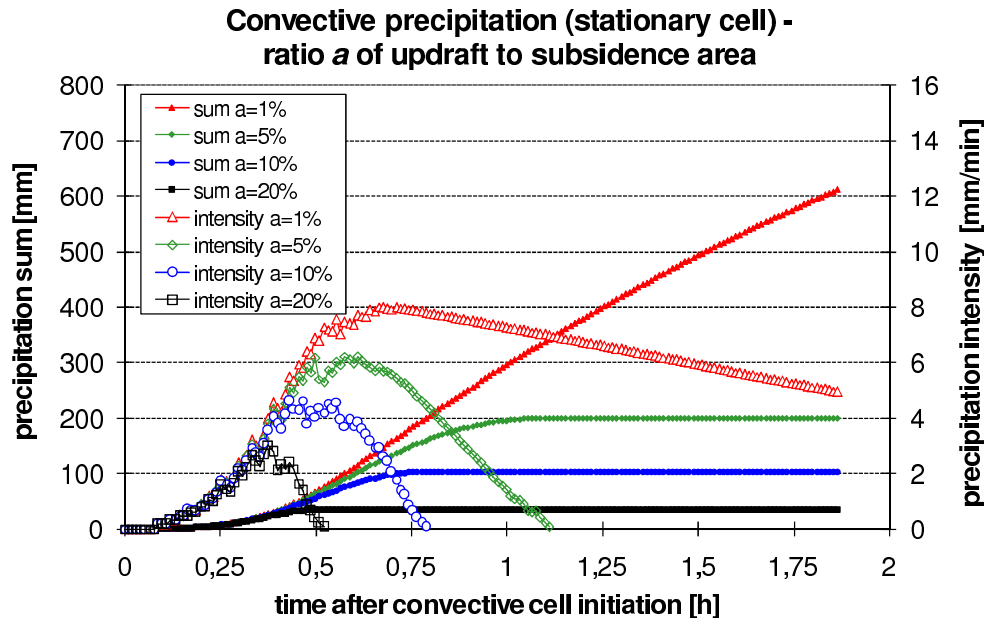


Figure 2: Sensitivity study of convective precipitation produced by an idealised stationary cell, depending on the ratio  $a$  of updraft to subsidence area. Open symbols describe the temporal evolution of precipitation intensity for differently sized subsidence areas, filled symbols represent accumulated amounts over time. Higher values of  $a$  imply larger relative updraft areas and smaller relative subsidence regions.

## 2.2 Case study: Berlin storm - 25 August 2006

On 25 August 2006, a heavy precipitation thunderstorm dumped a remarkable amount of 108mm of rain and hail within just one hour at the observing station Berlin-Tegel. The storm was embedded in a weak to moderate southerly flow at the eastern flank of a cutoff low located over north-central Germany. In the early evening, a broken line of convective activity moved northward across the region. Contrary to the surrounding stations, Berlin-Tegel received that much precipitation because of continuously developing new cells near the station which led to very localised flooding.

Fig. 3 shows a radiosonde sounding of the nearby station Lindenberg shortly before the line's arrival. In order to investigate the convective precipitation potential with the aforementioned model, the temperature and dewpoint close to the surface have been adjusted to the observed values at Tegel, resulting in an increase of convective available potential energy from 730 to 850  $Jkg^{-1}$ . Despite those only moderate values of instability, significant vertical motion can develop given the suitable environmental conditions (e.g. moderate wind shear and high relative humidity). Shortly after initialisation of the convective process, the model-simulated vertical wind velocity  $w$  reaches its maximum near the top of the convective cloud (near the tropopause at 300hPa). The temporal evolution of the

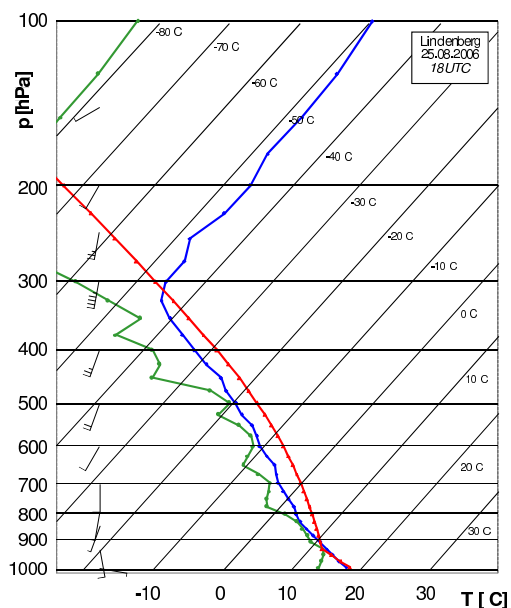


Figure 3: *Skew-T-diagram of a modified radiosonde sounding at Lindenberg (southeast of Berlin) on 25 Aug 2006, 18UTC. Temperature and dewpoint close to the surface have been adapted to observed values prior to the arrival of the convective line at the station Berlin-Tegel. The barbs represent wind direction and speed in knots.*

cell's updraft is pictured in fig. 4. The sudden drop of rising motion some minutes after the peak intensity can be explained by the feedback of the huge amount of liquid water that is being released by the strong ascent. Due to compensating sinking motion outside of the cloud, the adiabatic warming is strongest at upper levels which leads to an earlier decay of instability and upward motion at these levels.

Precipitation rates simulated by the one-dimensional model reveal the upper limit of convective intensity for the present moderately unstable and warm atmospheric conditions (fig. 4). During the most active period, the observed precipitation intensity ranged from about 1.5 to 3mm per minute (Niketta and Myrcik, 2006), with the peak values close to the simulated intensity of 3.5mm per minute. The same applies for accumulated precipitation during the whole period which lasted about 70 minutes. The simulated rainfall maximum for this duration amounts to 149mm and is only 27mm higher than the observed equivalent.

### 3 Conclusion

The presented idealised convective precipitation model converts convective available potential energy to kinetic energy under consideration of the interacting terms of liquid water loading and entrainment processes. Because any microphysical processes except for saturation water vapour adjustment are neglected, it is valid only for the estimation of an upper limit of convective activity in a particular atmospheric environment. Contributions from the perturbation pressure gradient force are not incorporated either, an assumption which is acceptable within the scope of an idealised model approach.

Despite the limited sophistication of the model, a number of key ingredients for heavy convective precipitation can be examined concerning their influence on intensity and temporal evolution of a convective cell. The concept of compensating environmental subsidence is useful to describe the possible lifetime of an isolated cell or a convective system. It shows that long-lived convection, as observed with supercells or mesoscale convective systems, requires widespread descent in order to maintain a significant amount of instability in the vicinity of the storm.

The case study of the heavy precipitation thunderstorm over Berlin-Tegel reveals the remarkably high degree of precipitation efficiency since the observed precipitation amounts

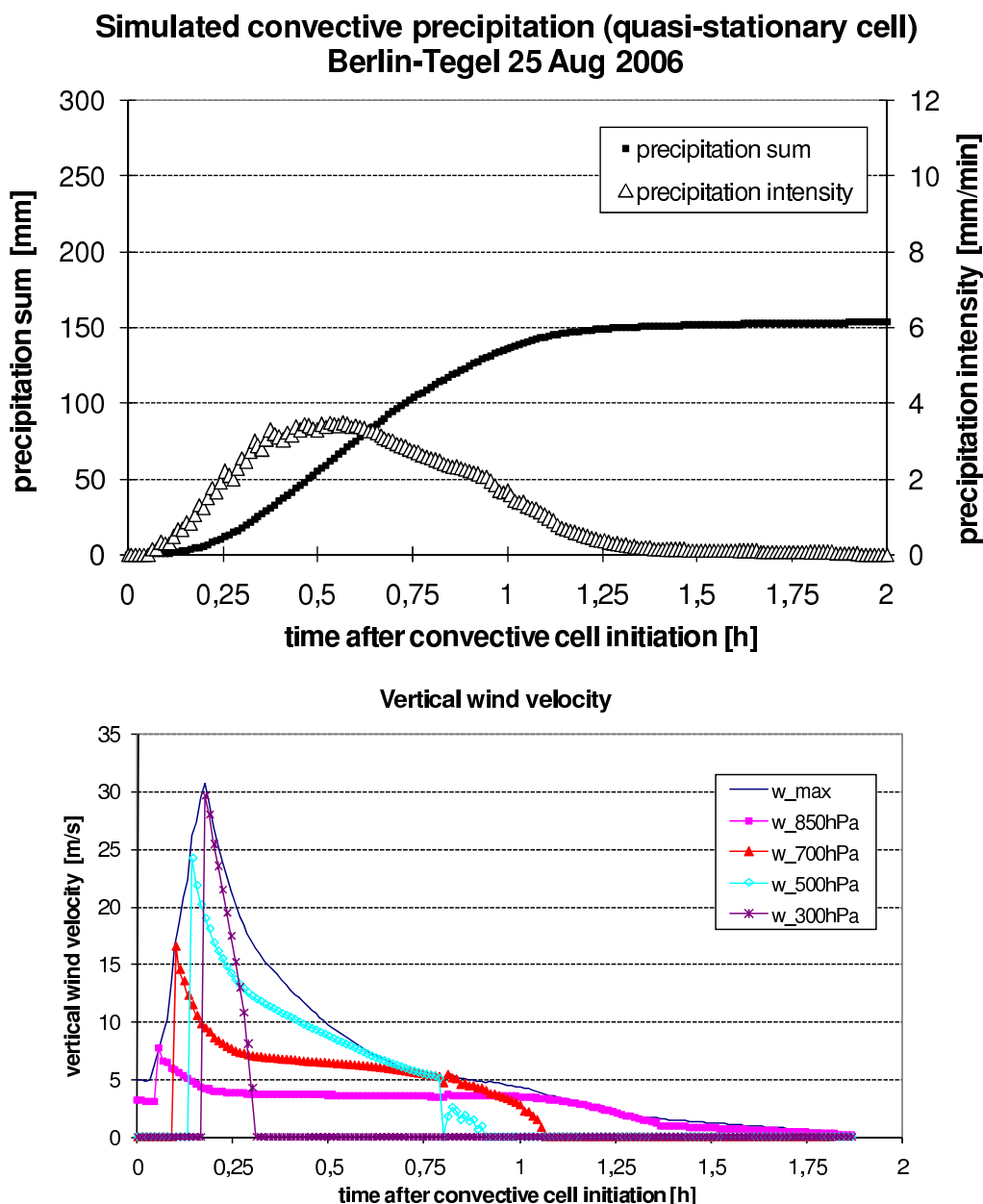


Figure 4: Temporal evolution of the heavy precipitation convective storm simulated with the idealised one-dimensional model. Top: convective rainfall intensity (open symbols) and accumulation (filled). Left: simulated updraft vertical velocity shown for some of the main pressure levels. The maximum of ascending motion in a column is given by  $w_{max}$ . Stationarity has been assumed to meet the quasi-stationary character of the observed storm.

are rather close to the simulated upper limit of convection for the given environment. Another interesting aspect of that particular event is the quasi-stationary storm mode which could not be observed with other storms along the triggering line, thus confining the accumulations to much lower values there. In the case of a moving cell, the rainfall duration at one location needs to be taken into account while using the idealised model.

## Acknowledgement

Part of this work has been funded by the Landestalsperrenverwaltung Sachsen.

## References

- Durrán, D.R. and J.B. Klemp, 1982: On the effects of moisture on the Brunt-Väisälä frequency. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 39, No. 10, 2152 - 2158.
- Fritsch, J.M., 1975: Cumulus dynamics: Local compensating subsidence and its implications for cumulus parameterization. *Pure and Applied Geophysics*, Vol. 113, No. 1, 851 - 867.
- Foote, G.B. and J.C. Fankhauser, 1973: Airflow and moisture budget beneath a northeast Colorado hailstorm. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 12, No. 8, 1330 - 1353.
- Holton, J.R., 1972: *An introduction to dynamic meteorology*. Academic Press, 319p.
- Houghton, D.D. (Editor), 1985: *Handbook of Applied Meteorology*. John Wiley and Sons, New York, 1461p.
- Houze, R.A., 1997: Stratiform precipitation in regions of convection: a meteorological paradox? *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 78, No. 10, 2179 - 2196.
- Niketta, D. and G. Myrcik, 2006: Beiträge des Instituts für Meteorologie der FU Berlin zur Berliner Wetterkarte. Beilage SO 26/06.
- Wakimoto, R.M., Cai, H. and H.V. Murphey, 2004: The Superior, Nebraska, supercell during BAMEX. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 85, No. 8, 1095 - 1106.

## Address

Janek Zimmer (jzimmer@uni-leipzig.de)  
Institut für Meteorologie  
Universität Leipzig  
Stephanstr. 3  
04103 Leipzig

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der  
Universität Leipzig Bd. 42

# **Sensitivitätsstudien verschiedener Invertierungsverfahren für die akustische Laufzeit-tomographie in der Atmosphäre**

**G. Fischer, M. Barth, A. Ziemann und A. Raabe**

## **Zusammenfassung**

Das Verfahren der akustischen Laufzeit-tomographie ermöglicht es, flächengemittelte Temperaturverteilungen zu rekonstruieren. Zur Ableitung der gesuchten Temperaturwerte aus den Informationen, die entlang bekannter Ausbreitungswege akustischer Signale durch ein Untersuchungsvolumen gewonnen werden, existieren zahlreiche Invertierungsverfahren. Mit Sensitivitätsstudien sowohl synthetisch erzeugter als auch experimenteller Datenreihen wurden die erhaltenen Rekonstruktionsergebnisse mittels Matrixinversion, iterativer algebraischer Rekonstruktionstechniken und stochastischer Inversion bezüglich ihrer Auflösung und Genauigkeit beurteilt. Letztere zeichneten sich besonders durch ihre hoch auflösbaren und exakt rekonstruierten Verteilungen aus, wobei die relativ langen Rechenzeiten dieser Methode für Echtzeit-Auswertungen realer Messkampagnen eher nachteilig sind. Dies stellt jedoch einen Vorteil der anderen getesteten Invertierungsverfahren dar.

## **Summary**

Acoustic travel-time tomography allows to reconstruct area average temperature distributions. However, to calculate meteorological fields from the information gained by acoustic signals along different paths through a distinct volume several inversion methods can be chosen. Using sensitivity tests of both synthetically generated and experimental data, the reconstruction results obtained with the help of the matrix inverse, iterative algebraic reconstruction techniques, and the stochastic inverse were estimated concerning resolution and accuracy. The latter was characterized by the consistent reconstruction of high resolved and accurate temperature fields. Nevertheless, the relatively long computing time of this method is quite unfavourable for field studies. The other available inversion methods allow the data to be analysed in real time.

## **1 Einleitung**

Tomographische Methoden bezeichnen bildgebende Verfahren, die Schnittbilder aus Messungen entlang verschiedener Wege liefern. Grundsätzlich nutzt die Methode der akustischen Laufzeit-tomographie die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur und Strömung. Basierend auf Laufzeitmessungen akustischer Signale zwischen definierten Sender- und Empfängerpositionen in einem Messgebiet können Flächenmittelwerte der Schallgeschwindigkeit rekonstruiert und daraus die Temperatur- und Strömungsfelder abgeleitet werden.

Zur Invertierung der entlang verschiedener Strecken bestimmten Laufzeiten wurden in den letzten Jahren zahlreiche Rekonstruktionsalgorithmen, die ursprünglich aus den Bereichen Medizin, Geophysik und Ozeanographie stammen, in die Atmosphäre übertragen. Die ersten theoretischen und experimentellen Arbeiten diesbezüglich wurden von Spiesberger und Frstrup (1990) sowie Wilson und Thomson (1994) unternommen. Letztere stellten die akustische Laufzeittomographie in der Atmosphäre als ein direktes Verfahren zur Bestimmung von Flächenmittelwerten der gesuchten meteorologischen Größen vor. Diese Autoren verwendeten die Methode der stochastischen Inversion, welche zusätzliche Informationen über das Medium benötigt. Dagegen existieren Verfahren, die Absolutwerte von meteorologischen Größen ohne weitere Vorabinformation bereitstellen. Zu diesen gehören die iterativen algebraischen Rekonstruktionsalgorithmen (siehe z.B. Ziemann *et al.*, 1999a) und die Matrixinversionen (Menke, 1989).

Hinsichtlich der Vielzahl der unterschiedlichen Invertierungstechniken setzen besonders zukünftige experimentelle Untersuchungen eine kritische Bewertung derjenigen voraus, um im Vorfeld von Messkampagnen abschätzen zu können, welcher Invertierungsalgorithmus den gestellten Anforderungen bezüglich der Auflösung und Genauigkeit der zu rekonstruierenden Verteilungen genügt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit liegt darin, die einzelnen Rekonstruktionsalgorithmen und deren Ergebnisse bei gleichen Eingangsdaten anhand des Beispiels der Rekonstruktion von zweidimensionalen Temperaturverteilungen gegenüberzustellen. Dabei soll herausgefunden werden, welcher Algorithmus mit welchen Parametereinstellungen zur Bestimmung spezieller Temperaturfelder im Bereich der Atmosphäre bevorzugt geeignet ist.

## 2 Invertierungsalgorithmen

Die Laufzeit des Schalls von einem Sender zu einem Empfänger hängt von der effektiven Schallgeschwindigkeit  $c_{\text{eff}}$  innerhalb des durchlaufenen Volumens ab. Diese setzt sich aus der temperaturabhängigen Laplaceschen Schallgeschwindigkeit  $c_L = \sqrt{\gamma_{\text{tr}} R_{\text{tr}} T_{\text{av}}}$  (Salomons, 2001) und dem Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  entlang des Ausbreitungsweges zusammen:

$$c_{\text{eff}} = c_L(T_{\text{av}}) + v. \quad (1)$$

$T_{\text{av}}$  bezeichnet die akustisch virtuelle Temperatur und die meteorologischen Parameter  $\gamma_{\text{tr}} = 1.4$  bzw.  $R_{\text{tr}} = 287.05 \text{ J}(\text{kgK})^{-1}$  kennzeichnen das Verhältnis der Wärmekapazitäten von Luft bei konstantem Druck und konstantem Volumen bzw. die spezifische Gaskonstante trockener Luft.

Da die Temperatur- und Strömungsfelder getrennt voneinander rekonstruiert werden sollen, müssen die gemessenen Laufzeiten zunächst hinsichtlich dieser beiden Einflussfaktoren separiert werden. Dies erfolgt gemäß Barth und Raabe (2005) durch die Analyse der Schallausbreitung entlang paralleler bzw. reziproker Schallstrecken. Um flächengemittelte Temperaturverteilungen bestimmen zu können, werden in dieser Studie nur die temperaturabhängigen Laufzeiten  $\tau$  betrachtet.

Die Laufzeit  $\tau$  berechnet sich dann aus dem Linienintegral über die reziproke Laplacesche Schallgeschwindigkeit entlang des jeweiligen Schallausbreitungsweges  $L$  in der



tomographischen Fläche

$$\tau = \int_L \frac{dl}{c_L(T_{av}(\mathbf{r}))}, \quad (2)$$

wobei  $dl$  ein Wegelement entlang der entsprechenden Ausbreitungsstrecke  $L$  repräsentiert (Ziemann *et al.*, 1999b). Da stets eine fest vorgegebene Anzahl von Sendern und Empfängern zur Verfügung steht, können die gesuchten Temperaturfelder lediglich mit einer endlichen Auflösung rekonstruiert werden. Somit muss die Gleichung (2) diskretisiert werden. Der unter anderem von Arnold *et al.* (1999) verwendete Ansatz zur Diskretisierung unterteilt das tomographische Volumen in  $J$  einzelne quadratische Gitterzellen, für die jeweils ein konstanter Temperaturwert bestimmt wird. Andererseits kann die Diskretisierung auch erfolgen, indem die Temperaturwerte an definierten Punkten im Messfeld rekonstruiert werden und mittels geeigneter Interpolationsverfahren ein kontinuierliches Tomogramm erzeugt wird (Wilson und Thomson, 1994; Vecherin *et al.*, 2006).

Die im Rahmen der vorliegenden Studie analysierten Invertierungsmethoden gehören zu den Arten der Matrixinversionsverfahren, der iterativen algebraischen Rekonstruktionstechniken sowie der stochastischen Inversionsverfahren. Eine Übersicht und eine detaillierte Beschreibung der Umsetzung dieser Algorithmen für die akustische Laufzeit-tomographie in der Atmosphäre ist in Fischer (2008) zu finden.

Bei den Matrixinversionsverfahren wird die tomographisch zu untersuchende Fläche in Gitterzellen unterteilt. Nach der Diskretisierung von Gleichung (2) bietet sich zur Bestimmung der Flächenmittelwerte der Temperatur mit dieser Methode die Singulärwertzerlegung an (Menke, 1989), da in den meisten Fällen der akustischen Laufzeit-tomographie die Anzahl der Schallstrahlen nicht der Anzahl der Gitterzellen entspricht und damit eine direkte Matrixinvertierung nicht möglich ist.

Ebenso wie die Verfahren der Matrixinversion beruhen die iterativen algebraischen Rekonstruktionstechniken auf der Minimierung der Summe über die Differenzen zwischen den rekonstruierten und gemessenen Laufzeitwerten der entsprechenden Schallstrahlen. Die iterativen algebraischen Rekonstruktionstechniken zeichnen sich gegenüber den anderen Algorithmen dadurch aus, dass die gesuchte Lösung durch iterative Annäherung bestimmt wird. Die zahlreichen Unterarten dieser Rekonstruktionsverfahren weisen den gleichen schematischen Aufbau auf, der sich in vier Hauptschritte unterteilen lässt. Den Ausgangspunkt bildet eine Startverteilung für die reziproken Laplaceschen Schallgeschwindigkeiten, die meistens durch eine einfache Rückprojektion der gemessenen Laufzeitwerte auf die Gitterzellen erhalten wird. Danach werden die Korrekturen für die modellierten Größen berechnet und auf die vorherigen Werte angewandt. Dieser iterative Prozess wird bis zum Erreichen eines Konvergenz- oder Abbruchkriteriums wiederholt. In der vorliegenden Studie werden die Charaktere drei verschiedener Rekonstruktionstechniken, der algebraischen Rekonstruktionstechnik (ART), der simultanen iterativen Rekonstruktionstechnik (SIRT) sowie der multiplikativen algebraischen Rekonstruktionstechnik (MART) betrachtet (siehe z.B. Gordon *et al.*, 1970; Ziemann, 2000). Die verschiedenen iterativen algebraischen Algorithmen unterscheiden sich dabei einerseits in der Art und Weise, wie die Korrekturen berechnet und andererseits wie diese auf

die reziproken Schallgeschwindigkeiten angewendet werden. Sowohl die Rekonstruktionsergebnisse von ART als auch von MART hängen dabei von der Reihenfolge der Implementierung der Schallstrahlen im Invertierungsprozess ab.

Die stochastischen Verfahren unterscheiden sich von der Methode der Singulärwertzerlegung und den iterativen algebraischen Rekonstruktionstechniken dadurch, dass nicht die Summe der Differenzen zwischen der geschätzten Lösung und der wahren Lösung sondern der individuelle, erwartete quadratische Fehler minimal wird. Des Weiteren beziehen die stochastischen Verfahren zusätzlich statistische Analysen in die Rekonstruktionen ein (Wilson und Thomson, 1994). Für die Bestimmung der gesuchten Temperaturverteilungen müssen einerseits die Turbulenzparameter und andererseits die Modell-Daten- sowie Daten-Daten-Kovarianzmatrizen bekannt sein. Erstere können mittels konventionellen Messungen oder aus Turbulenz-Theorien abgeleitet werden (Wilson und Thomson, 1994). Für die Kovarianzmatrizen können verschiedene Ansätze gewählt werden (Vecherin, 2007), wie z.B. der hier verwendete Gaußsche Ansatz. Die mittels stochastischer Invertierung erhaltenen Temperaturverteilungen setzen sich üblicherweise aus einem auf die gesamte Fläche bezogenen konstanten Temperaturmittelwert und dessen Abweichungen zu einem Zeitpunkt an betrachteten Punkten der Messfläche zusammen. Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit der einzelnen verschiedenen Algorithmen wurde jedoch die Messfläche auch für die stochastische Invertierung in quadratische Gitterzellen unterteilt. Die Rekonstruktion der Temperaturfluktuationen erfolgte für die Mittelpunkte der Zellenflächen, wobei die erhaltenen Werte an den entsprechenden Koordinaten als konstant für die jeweilige Zelle angenommen wurden. Der Vorteil der stochastischen Inversion besteht in der sehr hohen Auflösung der rekonstruierten Felder, so dass selbst kleinste Temperaturinhomogenitäten identifiziert werden können (Vecherin *et al.*, 2006).

### 3 Sensitivitätsstudien

#### 3.1 Auswertung synthetischer Laufzeitdaten

Sensitivitätsstudien mit synthetisch erzeugten Laufzeiten bieten den Vorteil, dass die rekonstruierten Temperaturverteilungen mit den vorgegebenen verglichen und so die optimalen Parametereinstellungen für das jeweilige Invertierungsverfahren bestimmt werden können. Außerdem ist es damit in einer ersten Anwendung möglich, die Unterschiede zwischen den Algorithmen abzuschätzen.

Die Erzeugung synthetischer Laufzeiten erfordert zunächst die Vorgabe einer Messgeometrie und mehrerer Verteilungen der gesuchten Zustandsgröße im Messfeld. Dabei ist die Qualität der tomographisch rekonstruierten Temperaturfelder von der Anzahl und der Anordnung der Sensoren im Untersuchungsgebiet abhängig. Je dichter und homogener die Schallstrahlen, welche die Verbindungslinien zwischen den Sendern und Empfängern darstellen, das Messgebiet durchdringen, desto höher aufgelöst und exakter können die meteorologischen Felder bestimmt werden.

Die Dimension des hier vorgegebenen Messfeldes beträgt  $(2.0 \times 2.0) \text{ m}^2$ . Zur Gewährleistung der Trennung des Temperatur- und Strömungseinflusses auf die effektive Schall-

geschwindigkeit wurde zu jedem Sender im Abstand von 0.2 m ein Empfänger angeordnet, so dass eine Betrachtung paralleler Schallausbreitungsstrecken möglich war. In Abbildung 1(b) ist das in  $(0.4 \times 0.4) \text{ m}^2$  Gitterzellen aufgelöste tomographisch zu sondierende Gebiet mit der Verteilung der 8 vorgegebenen Sender-Empfänger-Paare und den sich daraus ergebenden Schallstrahlen dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass durch die gewählte Anordnung der Sensorpaare das Messgebiet homogen von Schallstrahlen durchdrungen wird.

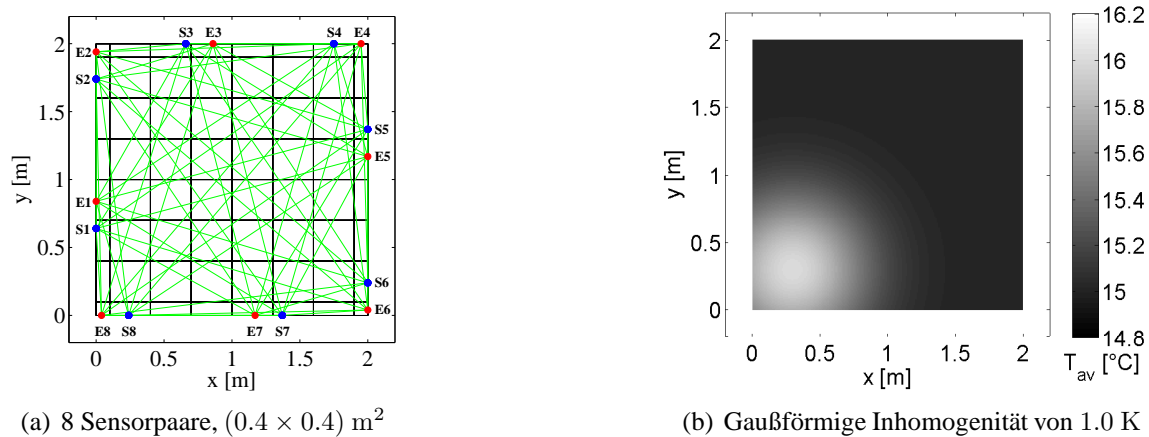


Abbildung 1: *Links*: Anordnung der Sender (S) und Empfänger (E) sowie den sich daraus ergebenden Schallstrahlen im  $(2.0 \times 2.0) \text{ m}^2$  Versuchsfeld. *Rechts*: Simulierte Verteilung der akustisch virtuellen Temperatur mit einer Auflösung von  $(0.01 \times 0.01) \text{ m}^2$ .

Nach Festlegung der theoretischen Messgeometrie konnten anschließend die synthetischen Datenreihen der Laufzeit generiert werden. Die Basis dafür bildeten verschiedene strukturierte, auf die Untersuchungsfläche projizierte akustisch virtuelle Temperaturverteilungen mit einer räumlichen Auflösung von  $(0.01 \times 0.01) \text{ m}^2$ . Durch Umrechnung dieser in Schallgeschwindigkeitswerte und unter Verwendung der definierten Sender- und Empfängerpositionen konnten die synthetischen Laufzeitdaten berechnet werden. Bei einem Typ von Simulationen wurde die Temperatur innerhalb des Messfeldes kontinuierlich in  $x$ - oder  $y$ -Richtung mit verschiedenen Temperaturgradienten variiert (Typ: „Gradient“). Den anderen synthetischen Datensätzen lagen konstante Temperaturfelder zugrunde, die von einer wärmeren oder kälteren Inhomogenität überlagert wurden (Typ: „Mitte“, „Ecke“). Die Generierung dieser Inhomogenitäten erfolgte dabei mit einer Gauß-Verteilung

$$T_{av}(x, y) = T_{av,0} + \gamma \exp \left\{ \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (3)$$

wobei  $T_{av,0}$  die konstante akustisch virtuelle Hintergrundtemperatur,  $\gamma$  den Verstärkungsfaktor der Temperaturänderung und  $\sigma$  die Standardabweichung repräsentieren. Den Punkt des Temperaturextremwertes bezeichnet die Koordinate  $(x_0, y_0)$ . Die Abbildung 1(b) zeigt exemplarisch ein konstantes Hintergrundfeld von  $15.0 \text{ °C}$  mit einer im Maximum um  $1.0 \text{ K}$  höheren, Gaußförmigen Inhomogenität in der linken unteren Ecke

der Untersuchungsfläche. Die mit dieser und anderen vorgegebenen Temperaturverteilungen errechneten Laufzeitdatensätze wurden anschließend den verschiedenen Invertierungsalgorithmen übergeben.

Zur Berechnung der Temperaturfelder unter Verwendung der Matrixinversion muss die Gleichung 2 diskretisiert und in Matrixform geschrieben werden (Ziemann, 2000). Die entstehende, zu lösende Gleichung beinhaltet unter anderem die Schallstrahlabschnittsmatrix  $L$ , deren Elemente  $l_{ij}$  die Längen der Schallstrahlen  $i$  in der jeweiligen  $j$ -ten Gitterzelle repräsentieren. Die gesuchten Temperaturwerte ergeben sich aus der Bildung der Inversen der Schallstrahlabschnittsmatrix mittels Singulärwertzerlegung. Zur Bestimmung der möglichen räumlichen Auflösung der rekonstruierten Verteilungen mit der Matrixinversion dient die Konditionierungszahl  $\alpha$ , welche aus dem Verhältnis zwischen minimalem und maximalem Singulärwert  $\lambda$  der Schallstrahlabschnittsmatrix  $L$  gebildet wird:

$$\alpha = \frac{\lambda_{min}}{\lambda_{max}}. \quad (4)$$

Je größer der Wert für  $\alpha$  ist, desto exakter lässt sich die Inverse der Schallstrahlabschnittsmatrix bilden und desto genauer können die gesuchten Temperaturwerte ermittelt werden. Die Abhängigkeit dieses Parameters von der Dimension der Gitterzellen, auf die die gesuchten Temperaturwerte projiziert werden, zeigt Abbildung 2.

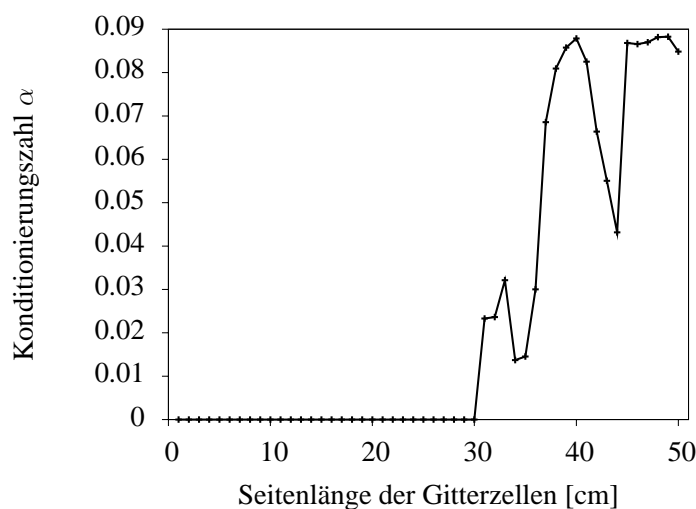


Abbildung 2: Abhängigkeit der Konditionierungszahl von der Größe der Gitterzellen.

Mit Reduzierung der Zellengröße und somit größerer Dimensionierung der Schallstrahlabschnittsmatrix infolge der zunehmenden Gesamtanzahl von Gitterzellen nimmt die Konditionierung der Schallstrahlabschnittsmatrix ab. Die Minima zeigen Übergangsbereiche einer sich ändernden Gesamtzellenanzahl im tomographischen Volumen an. Mit den vorgegebenen 8 Sender-Empfänger-Paaren kann eine maximale Auflösung des Temperaturfeldes von  $(0.31 \times 0.31) \text{ m}^2$  erreicht werden. Darunter ist die Schallstrahlabschnittsmatrix laut Definition von  $\alpha$  schlecht konditioniert. Eine Verdopplung der Sender- und Empfängeranzahl bewirkt eine Erhöhung der möglichen Auflösung, da die Konditionierungszahl in diesem Fall erst bei  $(0.16 \times 0.16) \text{ m}^2$  den Wert Null annimmt (Fischer, 2008).

Die iterativen algebraischen Rekonstruktionsverfahren führen im Gegensatz zu der schon betrachteten Matrixinversionsmethode keine Invertierung der gesamten Schallstrahlabschnittsmatrix aus. Jedoch hängen deren mögliche räumlichen Auflösungen auch von der Konditionierung dieser Matrix ab. Jene Rekonstruktionstechniken können nur eine exakte Lösung der gesuchten Temperaturen für das Gleichungssystem (2) finden, wenn die Anzahl der Schallstrahlen gleich bzw. größer als die Gitterzellenzahl ist. Bei einer Auflösung von 0.4 m und den sich dabei ergebenden 36 Gitterzellen (siehe Abbildung 1(a)) können sowohl die Matrixinversion als auch die iterativen algebraischen Rekonstruktionsalgorithmen die gesuchten meteorologischen Felder gut auflösen.

Die Algorithmen ART, SIRT und MART führen den allgemein beschriebenen iterativen Zyklus solange aus, bis ein Konvergenz- oder Abbruchkriterium erreicht wird. Um ein Kriterium für den Iterationsprozess festzulegen und die Stabilität der Lösung zu testen, wurden nach Todd und Ramachandran (1994) sowie Krajewski *et al.* (1989) folgende quantitative Größen betrachtet:

$$PDD = \frac{1}{I} \sqrt{\sum_{i=1}^I (\tau_i^{\text{mess}} - \tau_i^n)^2} \quad \text{und} \quad ED = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J (c_j - c_j^n)^2. \quad (5)$$

Dabei stellen  $I$  bzw.  $J$  die Gesamtanzahl der Laufzeiten bzw. Gitterzellen dar. Die Quadratwurzel aus der Summe der quadrierten Residuen aus den gemessenen Laufzeiten  $\tau_i^{\text{mess}}$  und den simulierten Laufzeiten  $\tau_i^n$  des  $n$ -ten Iterationsschrittes charakterisiert den  $PDD$ -Wert (Projection Data Distance). Im Idealfall nimmt  $PDD$  von Iterationsschritt zu Iterationsschritt ab. Ein minimaler  $PDD$ -Wert entspricht einem Maximum der Entropie der Lösung (Ziemann, 2000). Infolgedessen ist die Abnahme der  $PDD$ -Werte eine notwendige, jedoch keine hinreichende Bedingung für die Konvergenz gegen die richtige Lösung.

Der Euklidische Abstand  $ED$  beschreibt die Übereinstimmung zwischen Vorgabe und Rekonstruktion. Dessen Berechnung im  $n$ -ten Iterationsschritt erfolgt mittels Summation der quadratischen Differenzen aus der vorgegebenen Schallgeschwindigkeit  $c_j$  und der aktuell berechneten Schallgeschwindigkeit  $c_j^n$  für jede Gitterzelle  $j$ . Meist ist die rekonstruierte Verteilung der Vorgabe umso ähnlicher, je kleinere Werte  $ED$  annimmt. Jedoch können aufgrund unzureichender Überdeckung des Untersuchungsgebietes mit Schallstrahlen oder fehlerhaften Messungen der Laufzeit sowie der Sender- und Empfängerpositionen im rekonstruierten Bild Artefakte entstehen. Das Auftreten dieser im Tomogramm kann vermieden werden, indem der iterative Zyklus nach Erreichen eines nahezu konstanten Wertes von  $PDD$  bzw.  $ED$  abgebrochen wird (Krajewski *et al.*, 1989). Während realer Messungen kann  $ED$  aber nicht berechnet werden, da die wahre Verteilung im Experiment nicht bekannt ist.

Den drei Arten der iterativen algebraischen Rekonstruktionsmethoden wurden zahlreiche simulierte Laufzeitdatensätze übergeben und deren Rekonstruktionen in den einzelnen Iterationsschritten beobachtet, indem innerhalb jedes Iterationsschrittes jeweils ein Wert für  $ED$  und  $PDD$  ermittelt wurde. Die resultierenden quantitativen Kriterien für drei synthetisch erzeugte Datensätze der Laufzeit sind in Abbildung 3 dargestellt.

In den ersten Iterationsschritten nehmen die Werte für  $ED$  ab, erreichen ein Minimum

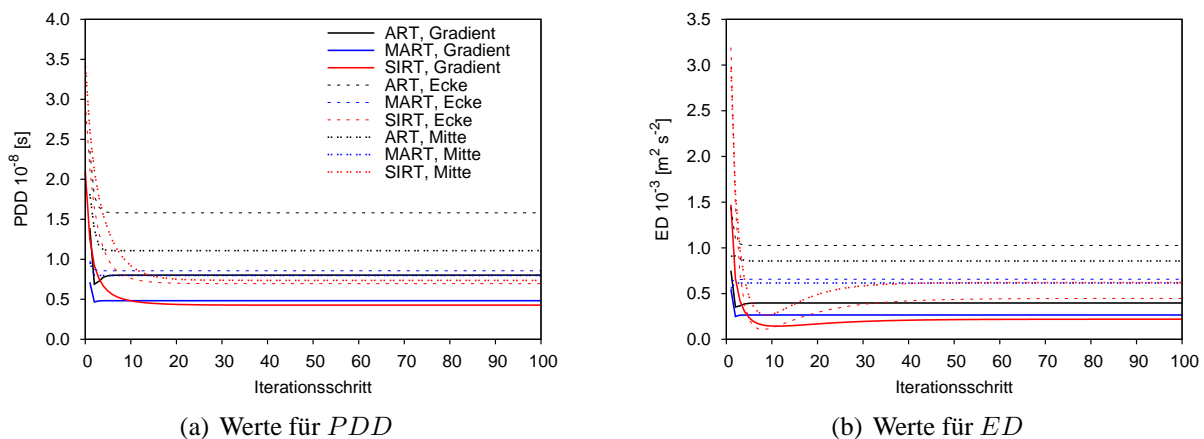


Abbildung 3: Veränderung der quantitativen Kriterien mit zunehmender Anzahl von Iterationsschritten für drei synthetisch erzeugte Laufzeitdatensätze, deren Temperaturfelder für eine Auflösung von  $(0.4 \times 0.4) \text{ m}^2$  berechnet wurden. Den Laufzeiten lagen ein konstanter Temperaturgradient in  $x$ -Richtung (Gradient), eine Gaußförmige Inhomogenität in der Ecke (Ecke) bzw. in der Mitte (Mitte) des Messfeldes gemäß Abbildung 1(b) zugrunde.

nach wenigen iterativen Zyklen und steigen danach langsam wieder an. Die Sensitivitätsstudien vielfältiger simulierter Laufzeitdaten ergaben, dass das Minimum im ART- und MART-Algorithmus meistens beim dritten Iterationsschritt auftritt, wohingegen das Minimum des SIRT-Algorithmus meist erst beim zehnten Iterationsschritt zu finden ist (Fischer, 2008). Der erkennbare Anstieg der  $ED$ -Werte nach dem Extremum weist möglicherweise auf die Entstehung von Artefakten im Tomogramm hin. Die  $PDD$ -Werte (Abbildung 3(a)) zeigen ein ähnliches Verhalten. Für einige Simulationen konvergiert  $PDD$  gegen einen konstanten Wert, für andere erreicht die Differenz zwischen den geschätzten und den simulierten Laufzeiten ein Minimum und nimmt anschließend wieder zu. Folglich können die Invertierungsverfahren nach dem Erreichen des minimalen Wertes, also bei ART und MART nach drei und bei SIRT nach zehn Iterationsschritten abgebrochen werden, da das Ergebnis anschließend nicht optimaler wird.

Weiterhin ist zu erkennen, dass jede der drei Methoden für eine zugrunde liegende lineare Verteilung von  $0.5 \text{ K/m}$  (Gradient) die kleinsten Werte der quantitativen Kriterien errechnet, gefolgt von der Situation einer Gaußförmigen Inhomogenität in der Mitte des Messfeldes. Dies deutet darauf hin, dass Temperaturfelder mit einer Anomalie in der Ecke einer Untersuchungsfläche gegenüber denen mit der Inhomogenität in der Mitte und kontinuierlichen Verteilungen in einer Richtung schlechter aufgelöst werden. Dieselbe Abstufung der rekonstruierten Genauigkeiten konnte auch bei den Matrixinversionsverfahren nachgewiesen werden.

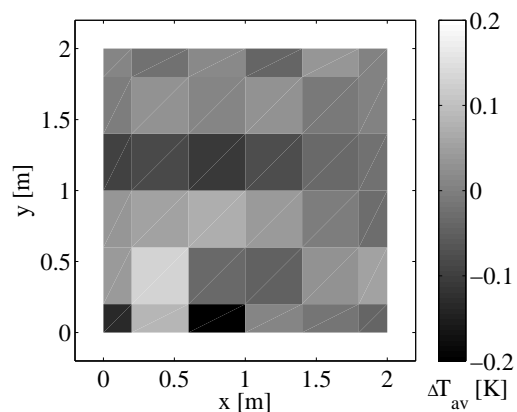
Die Rekonstruktionsergebnisse der stochastischen Inversion hängen wesentlich von der Bestimmung der Turbulenzparameter ab. In den durchgeführten numerischen Experimenten mussten diese abgeschätzt werden. Für die Korrelationslänge der Temperatur wurde der Wert von  $l_T = 1 \text{ m}$  bevorzugt, da dieser sowohl in experimentellen Studien gemessen als auch oft zur Modellierung der akustischen Streuung (Gilbert *et al.*, 1990) eingesetzt wird.

Eine weitere zentrale Rolle spielt die Konditionierung der Kovarianzmatrizen, wobei besonders die Daten-Daten-Kovarianzmatrix sehr empfindlich auf die Regularisierung reagiert (Vecherin *et al.*, 2006). Rauschen wirkt sich in diesem Fall positiv auf die Konditionierung dieser Kovarianzmatrix aus. Indem trotz rauschfreier, synthetisch generierter Laufzeiten ein konstanter Fehlerwert der Größenordnung  $10^{-5}$  auf die Diagonalelemente der Daten-Daten-Matrix addiert wurde, lieferte die stochastische Inversion Rekonstruktionsergebnisse mit einer sehr hohen Genauigkeit. Die Größenordnung des Fehlerterms entspricht dabei ungefähr der derzeitig erreichbaren Genauigkeit der Laufzeitmessungen eines an der Universität Leipzig entwickelten Tomographiemodells ähnlicher Dimension (Barth und Raabe, 2006).

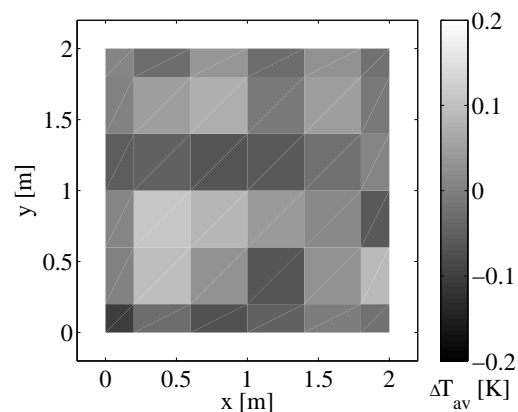
Um die Rekonstruktionsgenauigkeiten der modellierten Algorithmen miteinander zu vergleichen, sind in Abbildung 4(a-e) für alle Verfahren die Differenzen zwischen vorgegebener und rekonstruierter Temperaturverteilung für eine Auflösung des Untersuchungsgebietes von  $(0.4 \times 0.4) \text{ m}^2$  der Gaußförmigen Inhomogenität von Abbildung 1(b) dargestellt. Zu erkennen ist, dass alle Algorithmen die Struktur der vorgegebenen Verteilung gut wiedergeben, da der Unsicherheitsbereich der Temperaturwerte kleiner als 0.2 K ist. Jedes betrachtete Inversionsverfahren rekonstruierte die größten Abweichungen von der Vorgabe im Bereich der Gaußförmigen Inhomogenität und an den Rändern des Messgebietes, hervorgerufen durch die geringe Anzahl von Schallstrahlen in den kleineren Randzellen. Die größten Differenzen berechneten ART und die Matrixinversion, wohingegen die stochastische Inversion die kleinsten Abweichungen aufwies. Bei fehlerfreien Ausgangsfeldern mit geringen Temperaturunterschieden lieferten die Matrixinversion sowie die Algorithmen ART und MART eine über das gesamte betrachtete Feld mittlere absolute Genauigkeit kleiner als 0.05 K. Die mittleren Abweichungen von SIRT mit Werten kleiner als 0.03 K waren insgesamt geringer als die von ART und MART. Eine Verdopplung der Anzahl von Sensoren im Messfeld bewirkte ungefähr eine Halbierung des Fehlerbereichs.

Zugrunde liegende simulierte Verteilungen mit einer Temperaturanomalie von 5.0 K bzw. einem Temperaturgradienten von 2.5 K/m bewirkten bei allen Algorithmen eine Vergrößerung der mittleren Differenzen um eine Größenordnung. Ferner nahmen die maximalen absoluten Differenzen, außer bei der stochastischen Inversion, Werte bis zu 2.0 K an. Diese Resultate zeigen, dass die Genauigkeit der Rekonstruktionen von der Stärke der Schallgeschwindigkeitsunterschiede im Messfeld abhängt. In den Tomogrammen von ART, MART und der Matrixinversion bildeten sich oft schachbrettartige Strukturen aus. Dies war bei SIRT nur sehr schwach ausgeprägt und bei der stochastischen Inversion nicht vorzufinden. Folglich sind die letztgenannten Invertierungsverfahren zu bevorzugen, da diese die besten und stabilsten Rekonstruktionsergebnisse lieferten. Darüber hinaus war es mit der stochastischen Inversion möglich, Temperaturfelder mit einer hohen Auflösung von 0.01 m und einer hohen Genauigkeit zu bestimmen (Abbildung 4(f)). Für den Vergleich mit der Vorgabe musste die Temperaturskala um eine Größenordnung kleiner gewählt werden, damit ein Unterschied zwischen Rekonstruktion und Vorgabe sichtbar wurde.

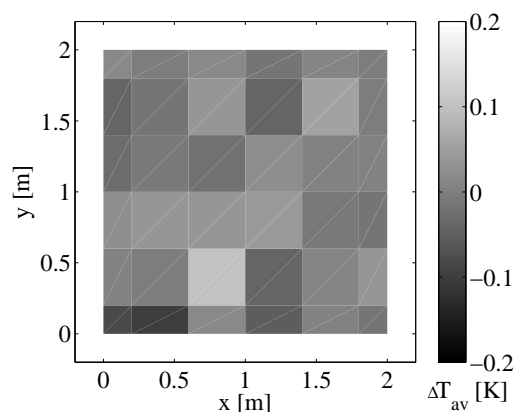
Bei optimaler Konditionierung der Daten-Daten-Matrix konnte mit diesen numerischen



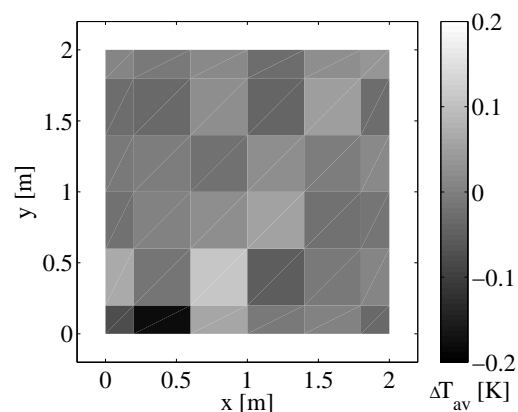
(a) Matrixinversion



(b) ART



(c) MART



(d) SIRT

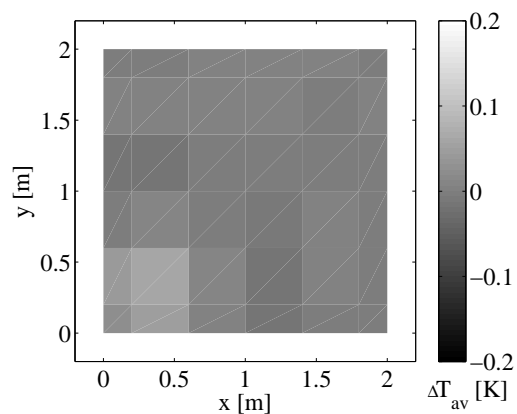
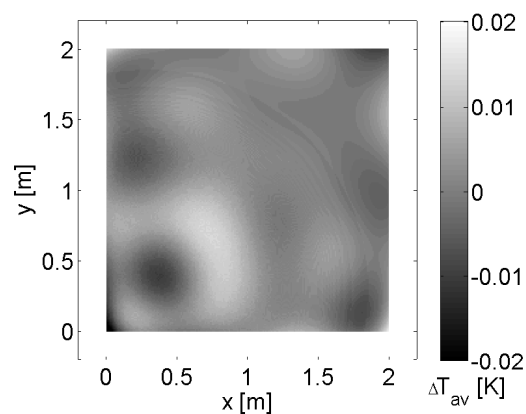
(e) Stochastische Inversion,  $(0.4 \times 0.4) \text{ m}^2$ (f) Stochastische Inversion,  $(0.01 \times 0.01) \text{ m}^2$ 

Abbildung 4: Temperaturdifferenz zwischen Rekonstruktion und Simulation einer Gaußförmigen Inhomogenität (Abbildung 1(b)) für eine Auflösung von  $(0.4 \times 0.4) \text{ m}^2$  bzw.  $(0.01 \times 0.01) \text{ m}^2$  (Abb. 4f).



Experimenten gezeigt werden, dass mit der stochastischen Inversion über den Ansatz einer Gauß-Verteilung kleinräumige Strukturen innerhalb eines Mediums mit einer hohen Auflösung und Genauigkeit reproduziert werden können. Obwohl die gesuchten Felder unter Verwendung der stochastischen Inversion kleinräumiger auflösbar sind, benötigt diese Methode für die hier vorgestellten Tomogramme mit einer Auflösung von  $(0.4 \times 0.4) \text{ m}^2$  eine mittlere Rechenzeit von circa 50 s, wohingegen die SIRT-Resultate nach 8 ms vorliegen. Für höhere Auflösungen ergeben sich entsprechend längere Rechenzeiten, so dass sich die stochastische Inversion nicht zur Echtzeit-Auswertung von experimentellen Messungen eignet. Dies ist jedoch mit den iterativen Rekonstruktionstechniken und der Matrixinversion möglich.

Sensitivitätsstudien mit fehlerbehafteten Laufzeitdaten, verursacht durch Messfehler bei der Laufzeitbestimmung und bei der Messung der Sender- und Empfängerpositionen, lieferten ähnliche Resultate. Mit zunehmenden Messfehlern und zunehmenden Temperaturunterschieden im Messfeld verstärkten sich die Abweichungen von der wahren Lösung. Die Matrixinversion und der ART-Algorithmus wiesen im Mittel die größten Abweichungen von der wahren Lösung auf (Fischer, 2008). Dagegen zeichneten sich der SIRT-Algorithmus und die stochastische Inversion wiederum durch ihre relativ stabilen Lösungen mit geringen Unsicherheitsbereichen aus. Die Ursache dafür ist nicht zuletzt der Fakt, dass beide Rekonstruktionstechniken eine Art Mittelungsprozedur beinhalten (siehe z.B. Ziemann, 2000; Vecherin *et al.*, 2006).

### 3.2 Auswertung experimenteller Laufzeitdaten

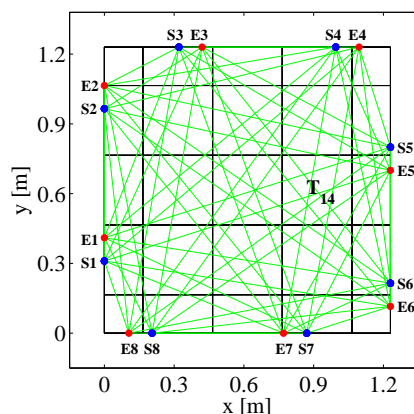
Die numerischen Experimente ermöglichten eine erste Beurteilung der umgesetzten Algorithmen für die akustische Laufzeit-tomographie. Zur Verifizierung dieser Ergebnisse bezüglich Anwendungen jener Verfahren in der Atmosphäre wurden zunächst experimentelle, mit einem Tomographiemesssystem im Labor bestimmte Laufzeitdaten verwendet.

Das am Leipziger Institut für Meteorologie entwickelte Tomographiemodell zur Bestimmung von kleinskaligen Verteilungen meteorologischer Größen bietet die Möglichkeit, die Methode der akustischen Laufzeit-tomographie zu demonstrieren sowie neue Rekonstruktionsverfahren mit variablen Parametern zu analysieren (Barth *et al.*, 2004). Die Basisfläche des Modells besteht aus einer Rahmenkonstellation von Aluminiumprofilen mit einer Ausdehnung von  $(1.23 \times 1.23) \text{ m}^2$  (Abbildung 5(a)). Auf dieser Konstruktion können flexibel mehrere Sender und Empfänger angeordnet werden. Die hier gewählte Positionierung der vorgegebenen 8 Sensorpaare entlang des Messfeldrandes ist in Abbildung 5(b) schematisch dargestellt. Für diese Anordnung kann die Messfläche in der Mitte in  $(0.3 \times 0.3) \text{ m}^2$  Gitterzellen unterteilt werden, für die jeweils ein konstanter Temperaturwert ermittelt werden soll.

Die auftretenden, relativ kurzen Schallstrecken im Untersuchungsgebiet können durch ungenaue Messungen der Laufzeit sowie der Sender- und Empfängerpositionen zu hohen Unsicherheitsbereichen der rekonstruierten Temperaturverteilungen führen. Deswegen ist es in diesem Skalenbereich von Vorteil, relative Änderungen der Temperatur in Bezug zu einem bekannten Referenzzustand zu messen (Fischer, 2008). Trotzdem kön-



(a) Foto des Tomographiemodells



(b) Schematische Versuchsanordnung

Abbildung 5: Gewählte Versuchsanordnung zur Messung experimenteller Laufzeitdaten. Die tomographische Fläche wurde in neun ( $0.3 \times 0.3$ ) m<sup>2</sup> Gitterzellen unterteilt.

nen die auf den direkten Strecken zwischen den Sender-Empfänger-Paaren mit einer Länge von 0.1 m gemessenen Laufzeiten nicht zur Auswertung verwendet werden, infolge des größeren Messfehlers auf diesen sehr geringen Entfernungen (siehe z.B. Barth und Raabe, 2006).

Der Messaufbau gestaltete sich so, dass analog zu den numerischen Sensitivitätsstudien eine reale Oberflächeninhomogenität simuliert wurde. Der Hintergrund dessen ist, dass im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht verschiedene Oberflächenbeschaffenheiten, auch unter anderem von der Tageszeit abhängige, jeweilige spezifische Erwärmungs- und Abkühlungsprozesse der darüber liegenden Luftschichten hervorrufen. Zur Untersuchung derartiger Situationen wurde in einer ersten Vereinfachung im Labor eine Temperaturanomalie erzeugt. Dies erfolgte mittels Simulation einer Inhomogenität durch Einschalten einer im Bereich der tomographischen Messfläche positionierten Heizplatte auf maximale Heizleistung. Nach Erreichen eines Temperaturmaximums erfolgte die Abschaltung der Heizplatte und der zeitliche Abkühlungsprozess konnte beobachtet werden. Während der gesamten Messzeit wurde im Labor eine konstante mittlere akustisch virtuelle Temperaturverteilung von 21.8 °C angenommen, die mit einem Assmann Psychrometer ermittelt wurde. Des Weiteren mussten strömungsfreie Verhältnisse im Labor gewährleistet werden, damit die gemessenen Laufzeiten lediglich von der Temperaturverteilung der zu untersuchenden Fläche beeinflusst wurden.

Die in Abständen von 20 s gemessenen Laufzeitdatensätze wurden jeweils den fünf Invertierungsverfahren übergeben, aus denen diese die Temperaturfelder zu den verschiedenen Zeitpunkten rekonstruierten. Dabei erfolgten die Berechnungen der Rekonstruktionen analog zu den numerischen Sensitivitätstests für ART und MART über drei bzw. für SIRT über zehn Iterationsschritte. Aufgrund realer Messbedingungen und der Verkleinerung der Dimension des Messfeldes gegenüber den numerischen Sensitivitätsstudien wurde für das stochastische Inversionsverfahren eine Korrelationslänge von 0.8 m und eine Standardabweichung von 0.8 K zur Auswertung der Laufzeitdaten verwendet. In Abbildung 6 sind die errechneten Flächenmittelwerte der Temperatur der Gitterzelle

14 (vgl. Abbildung 5(b)), unter welcher sich die Wärmequelle befand, über den gesamten Messzeitraum für alle Algorithmen dargestellt. Zu Beginn der Messung rekonstruieren alle Algorithmen für diese Zelle einen im Mittel um 0.4 K höheren Temperaturwert gegenüber der mit dem Psychrometer *in situ* bestimmten Mitteltemperatur. Ungefähr 80 s nach dem Anschalten der Heizplatte errechneten alle Verfahren eine Erwärmung der näher betrachteten Gitterzelle. Der flächengemittelte Temperaturwert dieser Zelle stieg anschließend immer weiter an, wobei jedoch die ART-Rekonstruktion die stärkste Temperaturerhöhung bestimmte. Diese Ergebnisse entsprechen denen der numerischen Sensitivitätsstudien, wobei festgestellt wurde, dass meistens die mit ART und Matrixinversion berechneten Temperaturwerte die größten absoluten Abweichungen von der Vorgabe aufweisen. Die in Abbildung 6 zu erkennenden Temperaturschwankungen von Messung zu Messung, welche teilweise mehr als 1.0 K betragen, stimmen zumindest qualitativ bei allen Invertierungsalgorithmen überein. Im Wesentlichen wird dieser Prozess wahrscheinlich dadurch verursacht, dass sich die entstehenden Warmluftblasen über der Wärmequelle nicht ständig und kontinuierlich von der wärmeren Oberfläche abheben. Somit können zufällige, thermisch induzierte Wirbel die erheblichen Schwankungen des Flächenmittelwertes der Temperatur in der Gitterzelle 14 hervorgerufen haben.

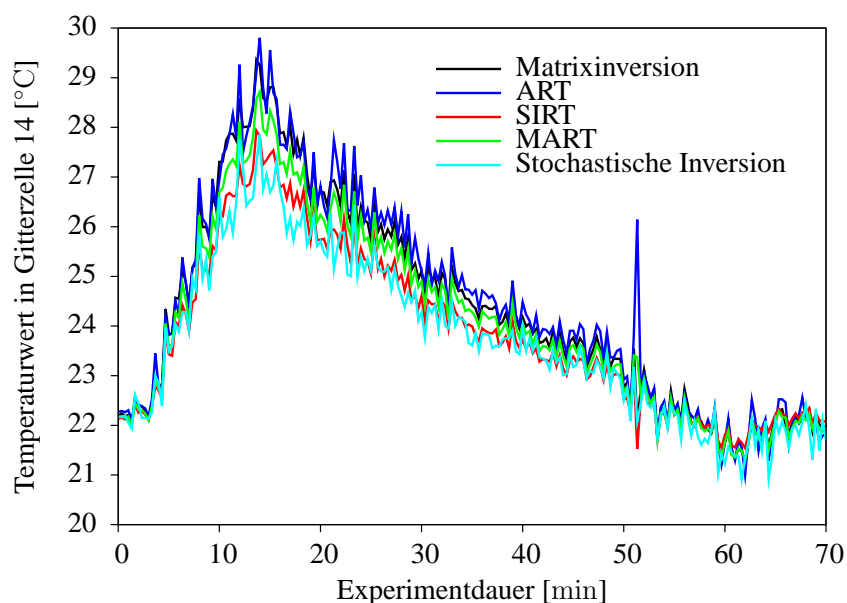


Abbildung 6: Zeitliche Änderung des flächengemittelten Temperaturwertes der Gitterzelle 14 des optimalen tomographischen Messfeldes (Abbildung 5(b)).

Weiterhin ist in Abbildung 6 zu erkennen, dass sich mit Abnahme der Stärke der Temperaturinhomogenität durch Ausschalten der Heizplatte auch die Differenzen zwischen den berechneten Temperaturwerten der jeweiligen Algorithmen verringern. Dies stimmt ebenso mit den Resultaten der Auswertung synthetischer Laufzeiten überein. Der auftretende ART-Peak nach 53 min ist auf ein erzeugtes Artefakt zurückzuführen.

Die mittels SIRT und stochastischer Inversion bei bekannten Turbulenzparametern rekonstruierten Temperaturwerte sind geringer als diejenigen der anderen Algorithmen und weisen zueinander Unterschiede von bis zu 1.7 K auf. Die numerischen Sensitivitätstests haben gezeigt, dass diese zwei Methoden die Temperaturfelder mit einer hohen

Genauigkeit rekonstruieren. Ausgehend von jenen Resultaten kann eingeschätzt werden, dass diese zwei Invertierungsverfahren große Temperaturunterschiede im tomographischen Messfeld am besten wiedergeben.

#### 4 Schlussfolgerung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass sich alle analysierten Invertierungsverfahren zur Rekonstruktion von flächengemittelten Temperaturverteilungen mit dem Verfahren der akustischen Laufzeittomographie eignen. Diese Algorithmen und die erzielten Ergebnisse können bei entsprechender Skalierung auch in anderen Wissenschaftsbereichen der Atmosphärenforschung, wie z.B. bei dem Verfahren der bodengestützten GPS Wasserdampf-Tomographie (Bender und Raabe, 2005) oder der DOAS Tomographie (Differentielle optische Absorptionsspektroskopie; Laepfle *et al.*, 2004) Verwendung finden.

Sowohl die Auswertung synthetisch erzeugter als auch experimenteller Laufzeitdaten ergab, dass die Rekonstruktionen der Algorithmen ART, MART und Matrixinversion größere Fehlerbereiche, besonders in den Randzellen und in den Bereichen der Temperaturinhomogenitäten, gegenüber SIRT und der stochastischen Inversion aufweisen. Nur wenn die Turbulenzparameter der stochastischen Inversion exakt bekannt sind, ist es mit diesem Verfahren möglich, die gesuchten Temperaturfelder mit einer sehr hohen Auflösung und Genauigkeit zu rekonstruieren. Im Vergleich zur SIRT-Methode besitzt die stochastische Inversion den Nachteil, dass damit während Messkampagnen infolge längerer Rechenzeiten keine Echtzeit-Datenauswertung möglich ist. Mit SIRT kann jedoch nicht die gleiche hohe räumliche Auflösung der Temperaturfelder, wie mit der stochastischen Inversion erreicht werden. Die Ursache dafür ist die Abhängigkeit der iterativen algebraischen Rekonstruktionstechniken und der Matrixinversionsmethoden von der Konditionierung der Schallstrahlabschnittsmatrix.

Die Aufgabe zukünftiger Experimente ist es, das Verhalten der verschiedenen Algorithmen bei einer Laufzeittomographie auf größeren Skalen (Ausdehnungen bis zu mehreren hundert Metern) während Anwendungen innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht zu bewerten. Dann müssen zusätzliche Einflüsse der Strömung auf die Ausbreitung der Schallwelle sowie meteorologische Effekte wie Refraktion an vertikalen Gradienten der Temperatur und Windgeschwindigkeit, Bodenreflexionen, Luftabsorption und Streuung Beachtung finden. Da nicht nur Temperaturverteilungen sondern auch die Felder der Strömung mittels akustischer Laufzeittomographie rekonstruiert werden können, bleibt außerdem die Analyse dieser Invertierungsverfahren zur gleichzeitigen Rekonstruktion von Temperatur- und Strömungsfeldern zu zeigen.

#### Literatur

Arnold, K., A. Ziemann und A. Raabe, 1999: Acoustic tomography inside the atmospheric boundary layer. *Phys. Chem. Earth (B)*, **24**, 133–137.

- Barth, M., P. Holstein, A. Raabe und M. Seliger, 2004: An educational model for acoustic tomographic imaging. 30. Jahrestagung für Akustik, Tagungsband CFA/DAGA 2004, Straßburg, Frankreich, 1183–1184.
- Barth, M. und A. Raabe, 2006: Akustische Tomographie zur gleichzeitigen Bestimmung von Temperatur- und Strömungsfeldern in Innenräumen. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **37**, 71–80.
- Bender, M. und A. Raabe, 2005: Bodengestützte GPS Wasserdampf-Tomographie. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **37**, 55–70.
- Fischer, G., 2008: Invertierungsalgorithmen für die akustische Laufzeit-tomographie in der Atmosphäre. *Diplomarbeit am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig*.
- Gilbert, K. E., R. Raspet und X. Di, 1990: Calculation of turbulence effects in an upward-refracting atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.*, **87**, 2428–2437.
- Gordon, R., R. Bender und G. T. Herman, 1970: Algebraic reconstruction techniques (ART) for 3-dimensional electron microscopy and x-ray photography. *J. Theor. Biol.*, **29**, 471–481.
- Krajewski, C., L. Dresen, C. Gelbke und H. Ruter, 1989: Iterative tomographic methods to locate seismic low-velocity anomalies - a model study. *Geophys. Prosp.*, **37**, 717–751.
- Laeppele, T., V. Knab, K. U. Mettendorf und I. Pundt, 2004: Longpath doas tomography on a motorway exhaust gas plume: numerical studies and application to data from the BAB II campaign. *Atmos. Chem. Phys.*, **4**, 1323–1342.
- Menke, W., 1989: *Geophysical data analysis: Discrete inverse theory*. International Geophysical Series, Volume 45, Academic Press, London, 289 S.
- Salomons, E. M., 2001: *Computational atmospheric acoustics*. Kluwer Academic Publishers, 335 S.
- Spiesberger, J. L. und K. M. Fristrup, 1990: Passive localization of calling animals and sensing of their acoustic environment using acoustic tomography. *Am. Natural.*, **135**, 107–153.
- Todd, L. und G. Ramachandran, 1994: Evaluation of algorithms for tomographic reconstruction of chemical concentrations in indoor air. *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.*, **55**, 403–417.
- Vecherin, S. N., 2007: Acoustic travel-time tomography of the atmosphere. Dissertation, New Mexico State University, Las Cruces, New Mexico.
- Vecherin, S. N., V. E. Ostashev, G. H. Goedecke, D. K. Wilson und A. G. Voronovich, 2006: Time-dependent stochastic inversion in acoustic travel-time tomography of the atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.*, **119**, 2579–2588.

Wilson, D. K. und D. W. Thomson, 1994: Acoustic tomographic monitoring of the atmospheric surface-layer. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **11**, 751–769.

Ziemann, A., 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig und Inst. für Troposphärenforschg. Leipzig*, **19**, 1–138.

Ziemann, A., K. Arnold und A. Raabe, 1999a: Acoustic tomography in the atmospheric surface layer. *Ann. Geophysicae*, **17**, 139–148.

Ziemann, A., K. Arnold und A. Raabe, 1999b: Acoustic travel time tomography - a method for remote sensing of the atmospheric surface layer. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **71**, 43–51.

### **Adressen der Autoren**

Gabi Fischer (gfischer@uni-leipzig.de), Manuela Barth (mbarth@uni-leipzig.de),  
Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de), Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de)  
Universität Leipzig  
Institut für Meteorologie  
Stephanstraße 3  
04103 Leipzig

# **Einflussfaktoren auf die Schallimmission in einem bestimmten Gebiet**

**K. Kroll, A. Ziemann und A. Raabe**

## **Zusammenfassung**

In der folgenden Ausarbeitung wird eine erweiterte Version des Schallstrahlenmodells SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) vorgestellt, mit dem der gekoppelte Einfluss der Meteorologie und des Bodens auf die Schallausbreitung dargestellt werden kann. Dieses Modell basiert auf der Berechnung des Weges, den der Schall in einer geschichteten Atmosphäre zurücklegt.

Sensitivitätsstudien mit verschiedenen Modellparametern und unterschiedlichen Vertikalprofilen der Temperatur zeigen den Vergleich des modellierten Schallweges mit einer analytischen Lösung.

Diese Untersuchungen stellen eine notwendige Grundlage für die Erweiterung des Schallstrahlmodells um den Effekt einer Schallschutzwand dar. Mit dem Einbringen einer solchen Schallschutzwand in das Modell soll die Anwendung im urbanen Raum möglich werden. In einem ersten Schritt wurde das Einfügungsdämpfungsmaß nach VDI-Richtlinie 2720 in die Dämpfungsberechnung mit SMART einbezogen, um eine Schallschutzwand zu simulieren.

## **Summary**

The sound ray model SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) is presented. With this model it is possible to combine the effect of meteorology and ground in outdoor sound propagation. This model is based on the calculation of sound ray paths in a stratified atmosphere.

The calculated ray path was compared with the analytic solution of the 2-dimensional sound path integral in a non-moving atmosphere. This analysis was done with two different thicknesses of the atmospheric layering and various vertical temperature and wind profiles.

This is an essential basis for the extension of the sound ray model about a noise barrier. With the insertion of a noise barrier in the model the use in urban regions should be possible. A first study is the parametrisation of the influence of a noise barrier with VDI 2720.

## **1 Einleitung**

Der Lärmschutz ist ein wichtiger Bestand des Umweltschutzes. Die zunehmende Bedeutung dieser Problematik wird zum Beispiel durch die europäische Lärmdirektive 2002/49/EC deutlich. Diese Direktive gibt es seit 2002 und sie umfasst die gemeinsame Auflistung von Verkehrslärmquellen. Diese sind unter anderem Autobahnen, Schienenwege und Flughäfen. Die Zusammenarbeit mehrerer europäischer Länder soll zu einer gemeinsamen Lärmaktionsplanung führen. Ab 2012 sollen einheitliche Methoden zur Lärmkartierung verwendet werden, um eine Vergleichbarkeit der Daten zu gewährleisten.

Innerhalb dieser Entwicklung gab es zwei Projekte, Harmonoise (2001-2004) und Imagine (2004-2006), um harmonisierte Methoden und Modelle zur Schallausbreitung zu entwickeln. Die bisher existierenden Schallausbreitungsmodelle sind entweder zu rechenintensiv oder sie beschreiben zu wenige Phänomene, die bei der Schallausbreitung im Freien auftreten können. Deshalb erfolgte die Entwicklung von einem Engineering-Modell und einem Referenzmodell (vanMaerke, 2007). Bei dem Engineering Modell handelt es sich um ein erweitertes Schallstrahlmodell, dass die gekrümmten Schallstrahlen durch die effektive Schallgeschwindigkeit approximiert. Als Grundlage für die Berechnung dienen 25 meteorologische Klassen, in die der Atmosphärenzustand eingeteilt wird.

Dieselben Vorteile wie das Engineering-Modell, schnelle Berechnung der Schallausbreitung bei wenig Verbrauch von Speicherplatz und gute Visualisierung des Schallweges, bietet das Schallausbreitungsmodell SMART (Sound propagation model auf the atmosphere using ray-tracing) des Leipziger Instituts für Meteorologie (Ziemann, 2002, Balogh u.a., 2006). Der Vorteil gegenüber dem Engineering-Modell sind ein Brechungsgesetz für ein bewegtes Medium (Ostashev u.a., 2001) und die Anwendung für beliebige Vertikalprofile des Wind- und Temperaturfeldes. Bei SMART handelt sich um ein Strahlenmodell, das den gekoppelten Einfluss der Atmosphärenstruktur und dem Boden auf die Schallausbreitung realisieren kann. Als Eingangsdaten können sowohl modellierte als auch gemessene Vertikalprofile des Wind- und Temperaturfeldes verwendet werden.

Ein Ziel dieser Studie besteht darin, das vorhandene Modell auf seine Vergleichbarkeit mit einer analytischen Lösung des Schallwegintegrals zu untersuchen. Dies stellt eine notwendige Vorarbeit für die Modellerweiterung, implementieren einer Schallschutzwand, dar. Zusätzlich wurden Sensitivitätsstudien für verschiedene Modellparameter und mehrere synthetische Vertikalprofile des Wind- und Temperaturfeldes durchgeführt (Kroll, 2008).

Des Weiteren ist die Anwendung von SMART im urbanen Raum, insbesondere am Stadtrand, wo mit erhöhtem Lärmaufkommen zum Beispiel durch Autobahnen zu rechnen ist, geplant. In den entsprechenden Gebieten, die durch eine längere ungehinderte Schallausbreitung bis zum Immissionsort (Siedlung) ausgezeichnet sind, wird der Einfluss der Atmosphäre, der den Mittelpunkt von SMART darstellt, bestimmend.

Ein erster Ansatz für die Untersuchung des Einflusses eines Schallschutzschirms auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre ist die Parametrisierung mittels der VDI-Richtlinie 2720.

## **2 Schallstrahlenmodell SMART**

Bei dem hier verwendeten Schallausbreitungsmodell SMART handelt es sich um ein 2-dimensionales (eine horizontale Richtung und Vertikalrichtung) Strahlenmodell. Ein Strahlenmodell basiert auf der Grundlage der geometrischen Akustik und ist anwendbar unter der Bedingung, dass sich sowohl die Schallgeschwindigkeit als auch der Windvektor im Verhältnis zur Frequenz des Schalls nur sehr langsam ändern (Boone und Vermass, 1991). Ausgehend von einer Schallquelle werden Schallstrahlen mit verschiedenen Emissionswinkeln ausgesandt und mittels eines Brechungsgesetzes für bewegte Medien



(Ostashev u.a., 2001) verfolgt. Handelt es sich hierbei um eine konstante Schallabstrahlung und ist die Energieerhaltung in der Atmosphäre erfüllt, hängt die Änderung der Schallintensität im Immissionsniveau, auch Dämpfungspegel genannt, nur vom Verhältnis zweier Querschnittsflächen einer Strahlröhre ab (Brekhovskikh und Godin, 1992). Bei den Querschnittsflächen handelt es sich um eine Fläche im Referenzabstand (hier: 1m) und um eine Fläche im aktuellen Abstand von der Schallquelle. Im 2-dimensionalen Fall wird die Strahlröhre durch zwei benachbarte Schallstrahlen aufgespannt. Der Dämpfungspegel wird für mehrere Entfernungen von der Schallquelle für alle abgestrahlten Schallstrahlen ermittelt. Um Dämpfungspegelwerte in äquidistanten Abständen von der Schallquelle zu erhalten, wird eine logarithmische Mittelung zweier benachbarter Dämpfungspegelwerte für den jeweiligen Abstand durchgeführt. Die Wiederholung der gesamten Prozedur für mehrere azimutale Winkel liefert eine horizontale Karte des Schalldämpfungspegels.

## 2.1 Effekte

Neben der Kugelwellendivergenz, d.h. der geometrischen Schallintensitätsabnahme bei Entfernungszunahme, und der Strahlenrefraktion infolge von Wind- und Temperaturgradienten, werden des weiteren die Bodenreflexion und die Luftabsorption im Strahlenmodell SMART berücksichtigt.

Die Reflexion des Schalls am Boden ist ein wichtiger Effekt bei der Schallausbreitung im Freien (Salomons, 2001), der maßgebend von den Eigenschaften des Bodens, aber auch vom Einfallswinkel des Strahls und den meteorologischen Eigenschaften der bodennahen Luftschicht bestimmt wird. Dieser Effekt wird im Strahlenmodell SMART über den frequenzabhängigen Reflexionsgrad, welcher dem quadrierten Reflexionskoeffizienten entspricht, realisiert und bewirkt eine Verringerung der Schallenergie bei Reflexion an einem schallweichen Boden (Reflexionskoeffizient  $< 1$ ) (Balogh und Ziemann, 2005).

Die Luftabsorption wird nach der DIN ISO 9613-1 berechnet (siehe Balogh und Ziemann, 2005). Sie ist abhängig von den Eigenschaften der Luft, wie Temperatur, Druck und Feuchte, und nimmt mit steigender Frequenz zu.

Zusätzlich zu den meteorologischen Effekten wurde im Rahmen dieser Studie die Auswirkung eines Schallschutzschirms, der sich im Strahlengang befindet, untersucht (Kroll, 2008). Der Effekt eines Schirms wurde mit der VDI-Richtlinie 2720 berechnet. Aus den geometrischen Größen des Schirms, den Abständen von Schallquelle und Immissionsort zum Schirm sowie dem Boden- und Meteorologiedämpfungsmaß ergibt sich das so genannte Einfügungsdämpfungsmaß. Anhand des Einfügungsdämpfungsmaßes kann die Schalldämpfung an einem Schallschutzschirm parametrisiert werden.

## 2.2 Datengrundlage

Als Datengrundlage für das Schallstrahlenmodell SMART können sowohl gemessene als auch modellierte meteorologische Vertikalprofile der Lufttemperatur und des Windvektors Verwendung finden. In dieser Studie wurden synthetische, lineare Profile der Lufttemperatur und des Windvektors verwendet. Die Einteilung solcher Profile in verschiede-

ne Klassen wurde früheren Studien entnommen (Ziemann u.a., 2001). Ausgehend von der Annahme horizontaler Homogenität wird die Atmosphäre in geringmächtige Schichten eingeteilt, innerhalb derer die meteorologischen Größen als konstant angesehen werden können. Der Schallstrahl vollzieht innerhalb einer Schicht einen geradlinigen Weg, der aus der Schichtdicke und dem Brechungswinkel resultiert.

### 3 Validierung mit analytischer Lösung

Das Schallstrahlenmodell SMART wurde daraufhin untersucht, inwiefern die Approximation der Einteilung der Atmosphäre in geringmächtige Schichten gerechtfertigt ist und welche Unterschiede sich bei verschiedenen Schichtdicken ergeben. Der Schallstrahlenverlauf, der sich aus der Berechnung mit dem Schallstrahlenmodell SMART ergibt, wird mit der analytischen Lösung des Schallwegintegrals verglichen.

#### 3.1 Grundlagen

Die analytische Lösung des Schallwegintegrals für eine unbewegte Atmosphäre mit einem linearen vertikalen Temperaturprofil (lineares Vertikalprofil der Schallgeschwindigkeit) dient als Vergleich mit der Schallwegkurve, die mit SMART berechnet wird. Ausgehend vom Schallwegintegral (Franck und Sager, 1974)

$$x = \sin \alpha_0 \int_{z_0}^z \frac{c(z)}{\sqrt{c_0^2 - c(z)^2 \sin^2 \alpha_0}} dz \quad (3.1)$$

ergeben sich mit der Gleichung für die adiabatische Schallgeschwindigkeit  $c = \sqrt{\gamma_t R_t T_{va}}$  und dem vertikalen Schallgeschwindigkeitsprofil  $c(z)$

$$c(z) = c_0(1 + m(z - z_0)), \quad m = \frac{1}{c_0} \frac{dc}{dz} = \frac{1}{2T_0} \frac{dT}{dz} \quad (3.2)$$

die Koordinate  $x$  für eine beliebige Höhe  $z$  der zweidimensionalen Schallwegkurve

$$x(z) = \frac{\cot \alpha_0}{m} - \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0 (1 + m(z - z_0))^2}}{m \sin \alpha_0} \quad (3.3)$$

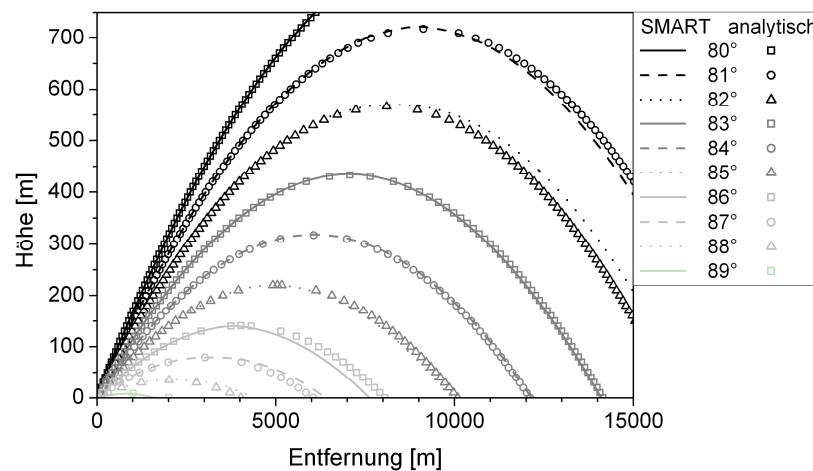
Der Parameter  $m$  ist der mit der adiabatischen Schallgeschwindigkeit am Boden  $c_0$  normierte vertikale Schallgeschwindigkeitsgradient. Unter  $\alpha_0$  wird der Emissionswinkel (gegen die Vertikale gezählt) an der Schallquelle verstanden.  $x$  ist die horizontale und  $z$  die vertikale Koordinate der Schallwegkurve (kreisförmige Schallstrahlen) und  $z_0$  ist die Höhe der Schallquelle, die in den folgenden Betrachtung mit  $z_0=0$  belegt wird.

Für die Untersuchungen wurden verschiedene lineare Temperaturprofile getestet. Die gewählten Temperaturgradienten sind ausschließlich positiv (Temperaturinversion), da sie zu einer Abwärtsbrechung der Schallstrahlen in der Atmosphäre führen und somit einen längeren Weg im Untersuchungsgebiet zurücklegen als nach oben gebrochene Schallstrahlen. Im Folgenden werden die Ergebnisse für einen positiven Temperaturgradienten von 0,52 K/100 m dargestellt.

Für die Berechnung mit dem Schallstrahlenmodell SMART wird die Atmosphäre in geringmächtige horizontale Schichten mit konstanten meteorologischen Feldern der Temperatur und des Windes unterteilt. Welchen Einfluss die Dicke dieser Schichten auf die Genauigkeit des Strahlenverlaufs hat, wird anhand der Berechnungen für die Schichtdicken  $dz = 0,1$  und  $0,5$  m gezeigt. Ein weiterer Parameter, der in die Genauigkeit des Ergebnisses eingeht, ist der Datenaufbereitung für die Eingangsprofile geschuldet. Die vertikalen Profile des Temperatur- und Windfeldes werden aus einer Datei eingelesen, die die Werte für jede vertikale Schicht enthält. Die Anzahl der Nachkommastellen der Temperatur- und Windgeschwindigkeitswerte wird im Folgenden als numerische Genauigkeit ( $dT = 0,01$  und  $0,0001$  K) bezeichnet. Es hat sich gezeigt, dass eine zu geringe numerische Genauigkeit zu größeren Fehlern in der Schallstrahlberechnung führen kann. Durch eine kleine numerische Genauigkeit kann eine größere Schichtdicke simuliert werden, da in diesen Fällen die Temperatur scheinbar über mehrere Schichten konstant bleibt.

### 3.2 Ergebnisse

Mit einem Temperaturprofil als Eingangsdatensatz für das Schallstrahlenmodell SMART ergeben sich die Schallstrahlverläufe, die mit den analytischen Schallwegkurven verglichen werden. Ein Beispiel eines solchen Vergleichs stellt Abbildung 3-1 für eine Rechnung mit einer Schichtdicke von  $0,5$  m und einer numerischen Genauigkeit von  $0,01$  K für eine Temperaturinversion von  $0,52$  K/100 m dar. Abgebildet ist der Schallstrahlverlauf von zehn Schallstrahlen mit verschiedenen Emissionswinkeln  $80^\circ \dots 89^\circ$  (die gegen die Vertikale gezählt werden), der zum einen mittels SMART (Linien) berechnet wurde und zum anderen der analytischen Lösung (Quadrate) entspricht. Die Schallwegkurve der analytischen Lösung ist zur besseren Anschaulichkeit als Punktdiagramm mit einer vertikalen Auflösung (vertikaler Abstand zwischen zwei Datenpunkten) von  $10$  m dargestellt, zusätzlich ist bei diesen Kurven der jeweilige Scheitelpunkt eingezeichnet.



**Abbildung 3-1:** Schallstrahlverlauf für verschiedene Emissionswinkel bei einem vertikalen Temperaturgradienten von  $0,52$  K/100 m mit  $0,5$  m Schichtdicke und 2 Nachkommastellen. Durchgezogene Linie SMART, Quadrate analytische Lösung.

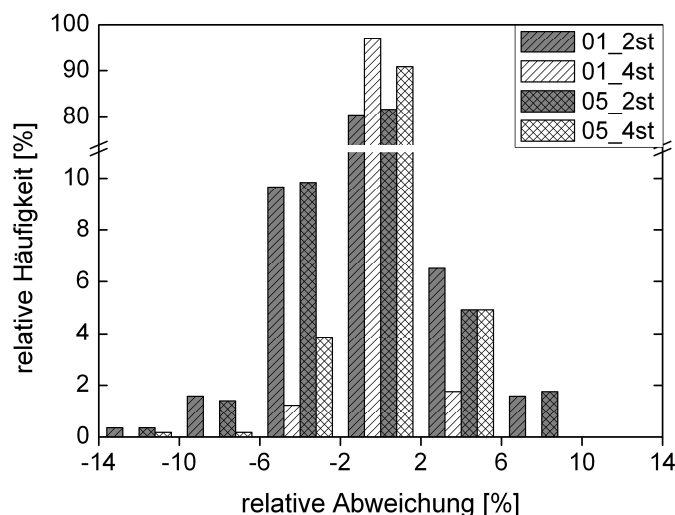
Am aufsteigenden Ast der Schallwegkurve ist der Unterschied zwischen der analytischen Lösung und der Modelllösung bei allen eingezeichneten Emissionswinkeln sehr klein. Die wesentlichen Unterschiede ergeben sich in diesem Beispiel in unmittelbarer Nähe des Scheitelpunktes. Mit zunehmender Entfernung von der Schallquelle vergrößert sich die Abweichung. Um diesen visuellen Unterschied quantitativ zu erfassen, wurde die relative Abweichung zwischen den unterschiedlich berechneten Schallwegkurven für jede Schichtgrenze und die zehn Schallstrahlen berechnet. Unter der relativen Abweichung versteht man die mit der analytischen horizontalen Entfernung  $x_{\text{analytisch}}$  normierte Differenz der analytischen und der simulierten horizontalen Entfernung  $x_{\text{SMART}}$ .

$$\text{relative Abweichung} = \frac{x_{\text{analytisch}} - x_{\text{SMART}}}{x_{\text{analytisch}}} \cdot 100\% \quad (3.4)$$

Die relativen Abweichungen wurden in Intervalle mit einer Größe von 4% unterteilt und innerhalb eines jeden dieser Intervalle wurde die Häufigkeit ihres Auftretens gezählt und durch die Gesamtanzahl der Werte geteilt. Diese Berechnungen wurden für die zwei verschiedenen Schichtdicken und die zwei numerischen Genauigkeiten durchgeführt.

Abbildung 3-2 stellt ein solches Diagramm der Häufigkeit der relativen Abweichungen für ein Temperaturprofil mit 0,52 K/100 m dar. Die Beschriftung 01\_4st enthält die Informationen über die Schichtdicke (01\_  $\cong$  0,1 m) und die numerische Genauigkeit (\_4st  $\cong$  0,0001 K) die der Berechnung zu Grunde liegen.

Negative relative Abweichungen geben an, dass die simulierte Entfernung größer ist als die analytisch berechnete Entfernung.



**Abbildung 3-2:** Relative Häufigkeiten der relativen Abweichungen der mit SMART simulierten Strahlverläufe von der analytischen Lösung, berechnet für ein Temperaturprofil mit 0,52 K/100 m.

Bei allen vier Berechnungen treten die größten relativen Häufigkeiten im Intervall von  $\pm 2\%$  relativer Abweichung auf. Anhand der größeren Häufigkeiten im Intervall von  $\pm 2\%$  Abweichung, ist ersichtlich, dass die Berechnung mit einer größeren numerischen Genau-

igkeit zu geringeren Abweichungen zwischen den ermittelten Schallstrahlwegen führt. Die schlechteren Ergebnisse bei einer Rechnung mit geringerer numerischer Genauigkeit werden unter anderem durch die größeren Häufigkeiten bei stärkeren Abweichungen belegt.

Ähnliche Ergebnisse der Verteilung der relativen Häufigkeit haben die Untersuchungen mit weiteren Temperaturprofilen geliefert (Kroll, 2008).

### 3.3 Diskussion der Ergebnisse

Dass es trotz der exakten Wiedergabe des vertikalen Temperaturprofils bei einer hohen numerischen Genauigkeit zu unterschiedlichen Schallstrahlverläufen kommt, ist der Schichtdicke geschuldet. Im Schallstrahlmodell SMART wird an jeder vorgegebenen Schichtgrenze der Brechungswinkel des Schallstrahls berechnet und anhand dieser Information ergibt sich die horizontale Koordinate des Schallstrahls. Die großen Unterschiede in Scheitelpunktnähe sind dadurch zu erklären, dass der Brechungswinkel des Schallstrahls in diesem Bereich sehr groß ist und die kleinsten Winkeländerungen zu großen Änderungen im Schallstrahlweg führen. Für den Fall, dass der Scheitelpunkt mit der Simulation nicht exakt wiedergegeben wird, setzen sich die Abweichungen mit zunehmender Entfernung immer weiter fort.

Die Berechnungen haben gezeigt, dass es notwendig ist, mit einer geringen Schichtdicke und einer hohen numerischen Genauigkeit zu rechnen, um einen möglichst exakten Strahlenverlauf zu modellieren. Eine kleine Schichtdicke führt zu einer größeren Anzahl der Schichten in der Modellatmosphäre, dies führt automatisch zu einer längeren Rechenzeit. Ist es also nötig, die Ergebnisse der Simulation, z.B. im operativen Einsatz, schnell zu erhalten, dann kann mit einer Schichtdicke von 0,5m gerechnet werden. Ansonsten ist eine Schichtdicke von 0,1 m vorzuziehen. Um unnötig große Abweichungen zwischen der analytischen Lösung und der SMART-Simulation zu vermeiden, sollte auf jeden Fall mit einer hohen numerischen Genauigkeit gerechnet werden.

## 4 Schallschutzschirm / Berechnung nach VDI 2720

Hindernisse bei der Schallausbreitung führen vor allem aufgrund der Wegverlängerung des Schallstrahls, bedingt durch dieses Hindernis, zwischen Emissions- und Immissionsort zu einer Schallpegelminderung am Immissionsort. Überlagert und verringert wird dieser Effekt durch eventuell wegfallende Bodendämpfungen und meteorologische Effekte. Die Verminderung des Schallpegels kann durch das Einfügungsdämpfungsmaß parametrisiert werden (VDI 2720). Einen Ansatz zur Berechnung dieses Einfügungsdämpfungsmaßes  $D_e$  bietet die VDI Richtlinie 2720, Blatt1. Demnach stellt das Einfügungsdämpfungsmaß einen zusätzlichen additiven Term zum Schalldämpfungspegel  $\Delta L$  dar und ergibt sich aus der Differenz von Abschirmmaß  $D_z$  und Boden- und Meteorologiedämpfungsmaß  $D_{BM,0}$ .

$$\Delta L_S = \Delta L + D_e, \quad D_e = D_z - D_{BM,0} \quad (5.1)$$

Das Abschirmmaß  $D_z$  ermittelt sich über den Schirmwert  $z$  aus den geometrischen Größen des Untersuchungsgebietes.

$$D_z = 10 \cdot \log\left(3 + \frac{C_2}{\lambda} \cdot C_3 \cdot z \cdot K_w\right) \quad (5.2)$$

Dabei ist  $C_2 = 20 \dots 40$  der Proportionalitätsfaktor für den Schirmwert  $z$ , der abhängig von Bodeneinfluss, diffusen Streuungen, Mehrfachreflexionen und der Charakteristik der Schallquelle ist. Mit  $C_2 = 20$  lassen sich, laut VDI 2720, einfache Rechnungen und vorsichtige Abschätzungen durchführen. Der Faktor  $C_3 = 1$  wird bei Einfachbeugung an dünnen Schirmen verwendet. Generell sollte  $D_z < 20$  dB erfüllt sein. Die Frequenzabhängigkeit der Beugung ist im Faktor  $C_2/\lambda$  des Abschirmmaßes enthalten. Bei tiefen Frequenzen ist die Wellenlänge groß und somit der Faktor  $C_2/\lambda$  klein, dies führt zu einem kleineren Abschirmmaß und zu einer geringeren Dämpfung des Schalls.

Der Schirmwert  $z$  wird ermittelt aus:

$$|z| = \sqrt{\left((a_Q + a_A)^2 + \Delta a^2\right)} - s_m, \quad z \approx \frac{h_{\text{eff}}^2}{2} \left(\frac{1}{d_A} + \frac{1}{d_Q}\right) \quad (5.3)$$

Die Berechnung der einzelnen Größen in G(5.3) ist der VDI 2720 zu entnehmen. Die Abstände der Quelle und des Empfängers zur Oberkante des Schirms in einer Ebene senkrecht zum Schirm sind mit  $a_Q$  bzw.  $a_A$  bezeichnet und der Abstand zwischen Quelle und Empfänger parallel zum Schirm ist durch  $\Delta a$  ausgedrückt. Die Länge der direkten Verbindung zwischen Quelle und Empfänger ist  $s_m$ . Der Schirmwert  $z$  wird positiv gezählt, wenn das Hindernis die Sichtlinie überragt und negativ, wenn das Hindernis eine freie Sichtlinie zwischen Quelle und Empfänger zulässt. Die Näherung in G(5.3) macht zusätzlich deutlich, dass das Minimum von  $d_A$  und  $d_Q$  die Wirksamkeit des Schallschutzschirms bestimmt. Abbildung 4-1 (links) dient zur Veranschaulichung dieser Situation und stellt eine Projektion auf eine Ebene senkrecht zum Schirm dar, in der sowohl Quelle (Q), Empfänger (A), Schallschutzschirm als auch die Entfernungen  $d_Q$ ,  $d_A$  und  $h_{\text{eff}}$  aus der Näherung von G(5.3) enthalten sind. Die Effizienz eines Schirms ist nicht nur durch seine Höhe bestimmt, sondern auch durch die Höhe, die der Schirm über die Sichtlinie von Quelle und Empfänger hinausragt, dies wird durch die effektive Schirmhöhe  $h_{\text{eff}}$  wiedergegeben.

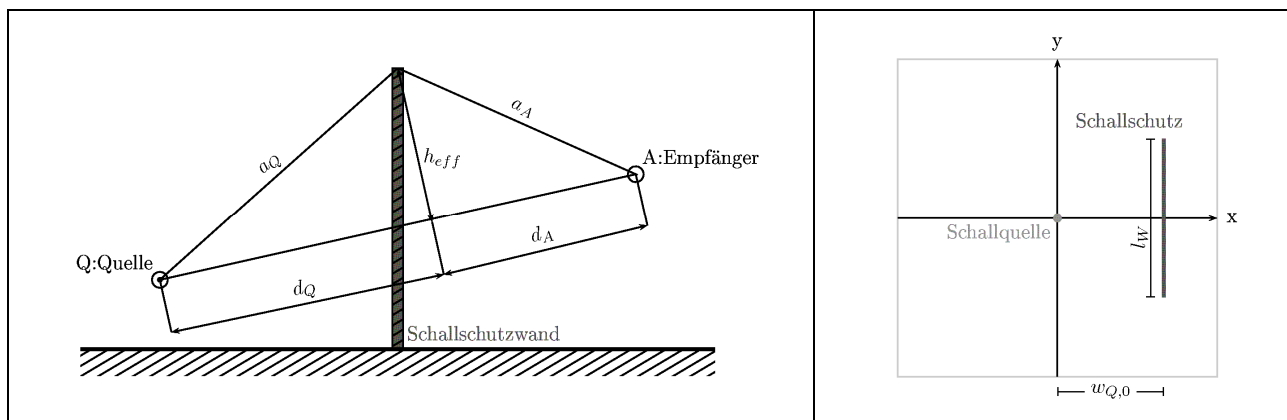
Laut Berechnungsvorschrift wird die Schallstrahlkrümmung aufgrund vertikaler Gradienten von Lufttemperatur und Windvektor durch einen Korrekturwert für Witterungseinflüsse  $K_w$  berücksichtigt. Dieser wird ebenfalls lediglich durch die geometrischen Abmessungen des Untersuchungsgebietes ermittelt und wurde empirisch aus Messungen bei leichtem Mitwind innerhalb  $\pm 45^\circ$ , einer Windgeschwindigkeit in 5 m Höhe von 1...3 m/s und stabiler Luftschichtung gewonnen.

$$K_w = \exp\left(-\frac{1}{2000} \left[\frac{a_A a_Q s_m}{2 \cdot z}\right]^{1/2}\right) \quad \text{für } z > 0, \quad K_w = 1 \quad \text{für } z < 0 \quad (5.4)$$

Die meteorologischen Korrekturen sind notwendig, weil in der VDI 2720 lediglich in Mitwindrichtung mit einer leichten Inversion gerechnet wurde. Der Korrekturwert wird auf 1 gesetzt, wenn sich der Schirm nicht in der Sichtlinie zwischen Quelle und Empfänger befindet oder wenn keine meteorologischen Gradienten in der Atmosphäre vorhanden sind. Die Formel G(5.4) besitzt außerdem nur Gültigkeit in Mitwindrichtung bei einem Krümmungsradius der nach unten gebogenen Schallstrahlen  $<10$  km.

Das Boden- und Meteorologiedämpfungsmaß  $D_{BM,0}$  ergibt sich mit der mittleren Höhe  $h_m$  von Quell- und Empfängerhöhe zu

$$D_{BM,0} = \left( 4,8 - 2 \cdot \frac{h_m}{s_m} \left( 17 + \frac{300}{s_m} \right) \right) \quad (5.5)$$



**Abbildung 4-1:** links: Skizze für die Einfachbeugung eines Schallstrahls in der Schnittebene durch die Quelle Q, den Immissionspunkt A und den Punkt auf der Beugungskante, der den kürzesten Weg des Schallstrahls bestimmt mittels VDI 2720; rechts: Skizze für die Lage eines Schallschutzschirms im Untersuchungsgebiet

#### 4.1 Berechnungen

Die Untersuchungen zum Einfluss eines Schallschutzschirms wurden vorerst mittels des Einfügungsdämpfungsmaßes nach der VDI-Richtlinie 2720 parametrisiert. Die Vorgehensweise untergliedert sich in 2 Schritte. Als erstes wird die ungehinderte Schallausbreitung mit dem Modell SMART simuliert. Danach wird mit der VDI 2720 das Einfügungsdämpfungsmaß berechnet. Um Dämpfungspegel für eine Situation mit einem Schallschutzschirm zu erhalten, werden beide Berechnungen kombiniert. Bei den Schallrichtungen, die durch die Schallschutzwand beeinflusst sind, ergibt sich der Schalldämpfungspegel  $\Delta L_S$  aus dem Dämpfungspegel der ungehinderten Schallausbreitung  $\Delta L$  (Simulation mit SMART) und dem Einfügungsdämpfungsmaß  $D_e$ .

Die meteorologischen Felder der Lufttemperatur und des Windvektors haben auf die Berechnung des Abschirmmaßes und des Boden- und Meteorologiedämpfungsmaßes keinen Einfluss, deshalb ergeben sich bei gleicher Anordnung des Schallschutzschirms, aber unterschiedlichen Vertikalprofilen des Atmosphärenzustandes die selben Einfügungsdämpfungsmaße. In das Einfügungsdämpfungsmaß nach VDI 2720 geht lediglich der Korrekturfaktor  $K_w$  für Witterungseinflüsse ein. Aus diesem Grund wird exemplarisch ein Fall

mit ( $K_W \neq 1$ ) und ein Fall ohne Vertikalgradienten ( $K_W = 1$ ) der Lufttemperatur und des Windvektors simuliert.

Voruntersuchungen haben gezeigt, dass eine Berechnung mit einer maximalen Entfernung zur Schallquelle von 1 km und einem Abstandsintervall von 25 m für die Wahl einer Schallquelle in 0,5 m Höhe über dem Boden und einen 4 m hohen Schallschutzschirm eine geeignete Parameterwahl für die Berechnungen darstellen. Die Schallquellhöhe von 0,5 m wurde in Anlehnung an die Quellhöhe von PKW's im Rahmen der VDI-Richtlinie 2720 gewählt. Der Schallschutzschirm besitzt die Länge  $l_W=2000$  m, den horizontalen Abstand  $w_{Q,0}$  zur Schallquelle und verläuft in Nord-Süd-Richtung (siehe Abb. 4-1 (rechts)).

Als Eingangsdaten für die Simulation dienen ein Profil (T0) mit konstanter Lufttemperatur ( $15^\circ\text{C}$ ) und Windgeschwindigkeit (0 m/s) und ein synthetisches Profil (1420) mit Bodeninversion und Windgeschwindigkeitszunahme mit der Höhe. Eine Übersicht über die meteorologischen Größen des Vertikalprofils 1420 ist in Tabelle 4-1 skizziert. Beide Profile haben eine vertikale Auflösung von 0,1 m.

Höhe [m]	Temperatur [ $^\circ\text{C}$ ]	Windgeschwindigkeit [m/s]	Windrichtung [ $^\circ$ ]
0	15,0	6,0	270
50	15,3	7,3	270
250	16,3	12,3	270
500	16,3	12,3	270

**Tabelle 4-1:** Übersicht des Profils 1420

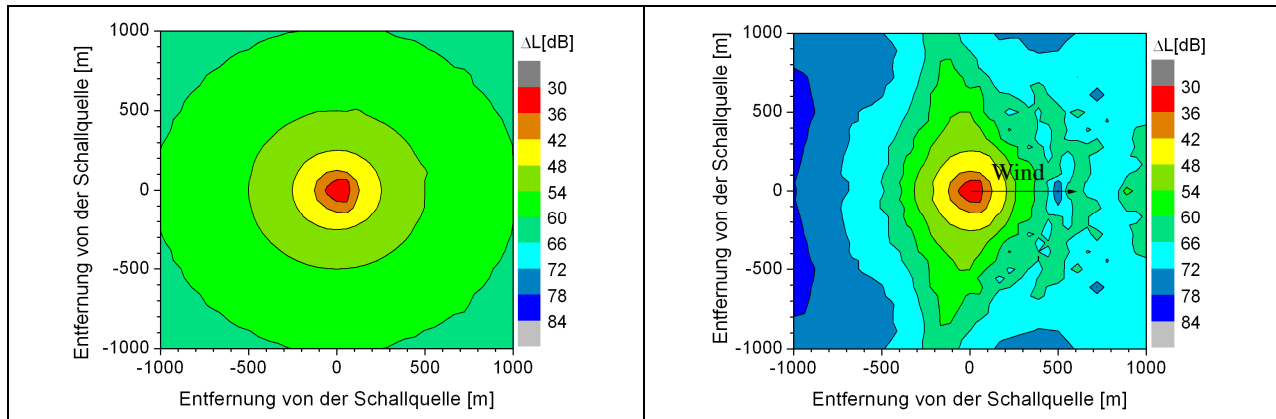
Die Berechnungen erfolgten zunächst für verschiedene Entfernungen ( $w_{Q,0}=55, 110, 505, 890, 945$  m) zwischen der Schallquelle und dem Schallschutzschirm ohne Berücksichtigung der Frequenz, d.h. es findet keine atmosphärische Absorption statt und der Boden ist akustisch schallhart. Anschließend wurde die Frequenzabhängigkeit ( $f = 63, 125, 250, 500, 1000, 2000, 4000$  Hz) eines Schallschutzschirms für die geeignetste Wahl (maximale Schirmwirkung) des Schallschutzschirms ( $w_{Q,0}=55$  m) untersucht.

## 4.2 Ergebnisse und Diskussion

In Abbildung 4-2 sind horizontale Dämpfungspegelkarten der Profile T0 (links) und 1420 (rechts) dargestellt. Bei dieser Abbildung handelt es sich um die Ergebnisse einer ungehinderten Schallausbreitungsrechnung in der Atmosphäre ohne Schallschutzschirm. Die linke Abbildung zeigt die Berechnung der Dämpfungspegel für eine Schallausbreitung ohne Vertikalgradienten der meteorologischen Größen Wind und Temperatur (Profil T0). Die kreisförmigen Isolinien des Dämpfungspegels  $\Delta L$  verdeutlichen einerseits die richtungsunabhängige Schallausbreitung einer Punktquelle in einer ruhenden Atmosphäre und andererseits die Kugelwellendivergenz mit einer Schallpegelabnahme von 6dB pro Entfernungsverdopplung. Bei der Berechnung mit dem Profil 1420 ist die Richtungsabhängigkeit des Windeinflusses auf die Schallausbreitung auf der rechten Seite der Abbildung 4-2 deutlich erkennbar. In Gegenwindrichtung kommt es aufgrund der Aufwärtsbrechung



der Schallstrahlen zu einer stärkeren Schalldämpfung als im Mitwindbereich, wo sich, verstärkt durch die Reflexion am Boden, geringere Schalldämpfungspegel ergeben. Bei der Berechnung mit Profil T0 wurde das Einfügungsdämpfungsmaß aufgrund des geradlinigen Schallstrahlverlaufs mit einem Korrekturwert für Witterungseinflüsse (VDI 2720) von  $K_W=1$  bestimmt.



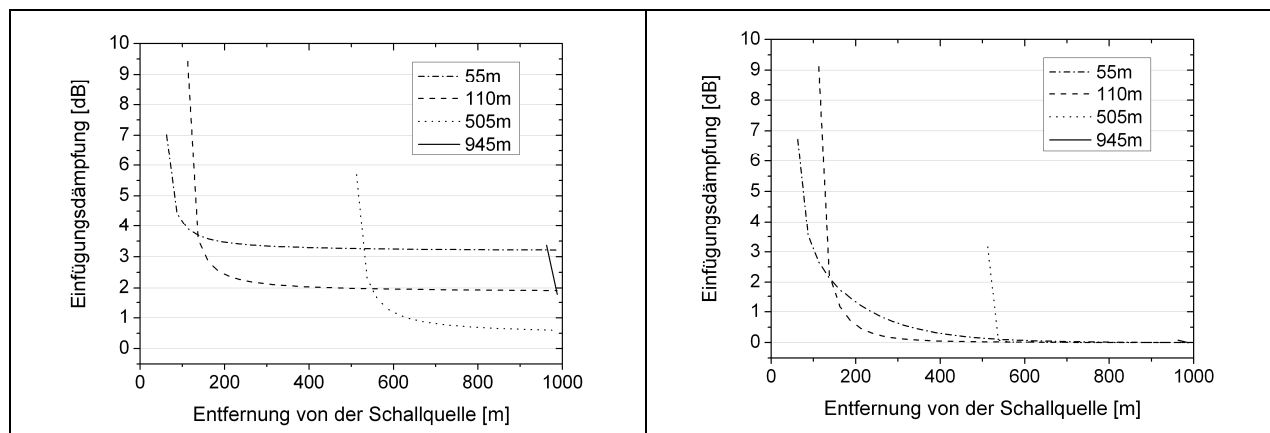
**Abbildung 4-2:** Schalldämpfungspegel einer ungehinderten Schallausbreitung in der Atmosphäre, ohne Schallschutzschirm, **links:** ohne (Profil T0) und **rechts:** mit (Profil 1420) Vertikalgradienten der Lufttemperatur und des Windvektors

Dieser Faktor kann, für einen gebogenen Schallstrahlverlauf, Werte zwischen 0...1 annehmen (Kroll, 2008). Direkt hinter der Schallschutzwand treten die größten Werte von  $K_W$  auf. Bei einer 4m hohen Schallschutzwand, die 55 m von der Schallquelle entfernt ist und Emissions- bzw. Immissionshöhen von 0,5 bzw. 2 m, ergeben sich folgende Werte für den Korrekturwert für Witterungseinflüsse. Direkt hinter dem Schallschutzschirm besitzt  $K_W$  das Maximum von  $\approx 0,93$ , der Wert nähert sich mit zunehmender Entfernung von der Schallschutzwand dem Wert 0. Bereits 80m hinter dem Schirm ist er auf die Hälfte (0,46) gesunken und 250 m vom Schirm entfernt ergibt sich  $K_W=0,1$ .

Aus diesen Werten von  $K_W$  ergeben sich folgende Einfügungsdämpfungsmaße (entspricht Berechnung in bewegter Atmosphäre mit Vertikalgradient der Temperatur), die in Abbildung 4-3 (rechts) dargestellt sind. In unmittelbarer Nähe des Schirms ergibt sich ein Einfügungsdämpfungsmaß von  $\approx 10$  dB (aufgrund des 1. dargestellten Intervallmittelpunktes von 62,5 m nicht in der Abbildung erkennbar), unter Einbeziehung des Einflusses der Atmosphäre mittels  $K_W$ . Zunächst nimmt das Einfügungsdämpfungsmaß stark ab, so dass es 55 m hinter dem Schirm bei 4 dB liegt. Mit zunehmender Entfernung vom Schirm nimmt die Wirkung des Korrekturfaktors für Witterungseinflüsse immer weiter zu und führt zu einer starken Abnahme des Einfügungsdämpfungsmaßes. Bei einer Entfernung von 300 m ist das Einfügungsdämpfungsmaß unter 1dB gesunken.

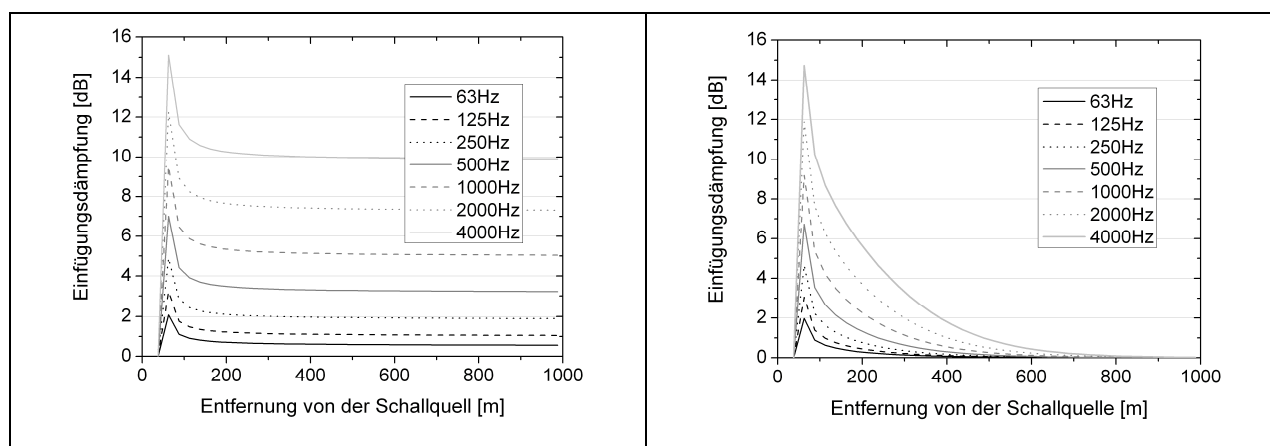
Ohne die Berücksichtigung der Strahlenkrümmung bei der Berechnung des Einfügungsdämpfungsmaßes zeigt sich, dass das Maximum ebenfalls bei 10 dB, direkt hinter dem Schallschutzschirm, liegt. Bis zu einem Abstand von 55 m hinter dem Schirm verhält sich das Einfügungsdämpfungsmaß wie in der Berechnung mit Atmosphäreneinflüssen und beträgt 4 dB. Ab dieser Entfernung nimmt das Einfügungsdämpfungsmaß nur noch sehr

langsam ab und beträgt am Rand des Untersuchungsgebietes (1 km) 3 dB. Der Korrekturwert für Witterungseinflüsse simuliert folglich eine geringere Dämpfung des Schalls durch einen Schallschutzschirm. Dieser Einfluss wird ab einer Entfernung von 55 m hinter dem Schallschutzschirm deutlich.



**Abbildung 4-3:** Einfügungsdämpfung nach VDI 2720 für verschiedene Abstände  $w_{Q,0}$  zwischen Schallquelle und Schallschutzwand, **links:** ohne (Profil T0) und **rechts:** mit (Profil 1420) Vertikalgradienten der Lufttemperatur und des Windvektors }

Weiterhin wurden Untersuchungen mit verschiedenen Abständen zwischen der Schallquelle und der Schallschutzwand durchgeführt ( $w_{Q,0}=110, 505, 890, 945$  m). Die Ergebnisse sind in Abbildung 4-3 zusammengefasst. Die Wirkung der Schallschutzwand wird, im Vergleich zu der Berechnung mit  $w_{Q,0}=55$  m, immer geringer, je weiter die Wand von der Schallquelle entfernt ist. Bei den untersuchten Entfernungen ergeben sich keine signifikanten Größen des Einfügungsdämpfungsmaßes, sowohl für die Berechnung mit Atmosphäreneinflüssen als auch ohne diese Berücksichtigung. Dadurch wurde gezeigt, dass der Schallschutzschirm am effektivsten ist, je näher er sich an der Schallquelle befindet.



**Abbildung 4-4:** Einfügungsdämpfung nach VDI 2720 (mit  $w_{Q,0}=55$  m) für verschiedene Frequenzen; **links:** ohne (Profil T0) und **rechts:** mit (Profil 1420) Vertikalgradienten der Lufttemperatur und des Windvektors

Die bisherigen Untersuchungen wurden frequenzunabhängig durchgeführt. Im Folgenden wird der Einfluss der Frequenz auf die Berechnung des Einfügungsdämpfungsmaßes betrachtet. In Abbildung 4-4 sind auf der linken Seite die Einfügungsdämpfungsmaße für

verschiedene Frequenzen mit  $K_w = 1$  dargestellt und auf der rechten Seite befinden sich die Einfügungsdämpfungsmaße unter Berücksichtigung des Korrekturwertes für Atmosphäreinflüsse. Die Maxima ergeben sich direkt hinter der Wand und sind für beide Situationen von der selben Größe. Mit zunehmender Entfernung nimmt das Einfügungsdämpfungsmaß bei einem variablen  $K_w$  immer stärker ab und das Einfügungsdämpfungsmaß mit  $K_w = 1$  strebt einen Grenzwert ( $>0$ ) an. Je höher die Frequenz des Schalls ist, desto größer ist das Einfügungsdämpfungsmaß. Die Wirksamkeit einer Schallschutzwand ist bei größeren Frequenzen stärker. Durch diese Frequenzabhängigkeit des Einfügungsdämpfungsmaßes wird der frequenzabhängigen Beugung an den Kanten des Hindernisses Rechnung getragen. Die Beugung ist bei geringeren Frequenzen stärker und führt somit zu einem stärkeren Schalleintrag hinter das Hindernis und reduziert die schützende Wirkung des Schirms.

Die Untersuchungen mit dem parametrisierten Einfluss einer Schallschutzwand auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre dienen in erster Linie einer ersten Abschätzung der Zusatzdämpfung durch einen Schallschutzschirm. Mit der VDI 2720 kann nicht direkt der Einfluss der meteorologischen Felder der Temperatur und des Windes bei der Schallausbreitung an einem Hindernis simuliert werden. Das Einfügungsdämpfungsmaß stellt des weiteren einen mittleren Wert für die Zusatzdämpfung durch einen Schallschutzschirm dar. Im Gegensatz dazu sind die Dämpfungspegel, die mit SMART berechnet werden Momentangrößen, die sich aus einem aktuellen Zustand der Atmosphäre ergeben.

## 5 Schlussfolgerungen / Ausblick

In Vorbereitung auf die Einführung eines neuen Moduls in das Schallstrahlenmodell SMART wurden zunächst Sensitivitätsstudien durchgeführt.

Um den Einfluss verschiedener Modellparameter bei der Schallausbreitungssimulation mit SMART zu untersuchen, wurden anfangs Berechnungen für eine ruhende Atmosphäre mit linearen vertikalen Temperaturprofilen erstellt. Die Schallstrahlverläufe wurden für verschiedene Schichtdicken der Modellatmosphäre (0,1 bzw. 0,5 m) und unterschiedliche numerische Genauigkeiten (0,01 bzw. 0,0001 K) ermittelt und anschließend mit einer analytischen Lösung verglichen. Es hat sich gezeigt, dass eine Berechnung mit einer geringen numerischen Genauigkeit zu erheblichen Fehlern führen kann. Daher ist es notwendig, in den Berechnungen auf eine hohe numerische Genauigkeit der Eingabeparameter (z.B. Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit) zu achten. Um eine möglichst exakte Wiedergabe der Schallstrahlwege durch die Atmosphäre zu liefern, muss zusätzlich mit einer hohen Auflösung der vertikalen Schichten innerhalb des Modells gerechnet werden. Dies ist auch mit einer längeren Rechenzeit verbunden. Unter Beachtung der möglichen Abweichungen der Schallstrahlwege von der analytischen Lösung, kann daher, z.B. für den operationellen Einsatz, eine gröbere Auflösung der Schichten (0,5 m) verwendet werden. Dabei sollte vorher abgeschätzt werden, welcher Unsicherheitsbereich, in Abhängigkeit von der Größe des Modellgebiets, in dem Schalldämpfungspegel damit erzeugt wird.

Der erste Schritt der Einbeziehung einer Schallschutzwand in das Modell SMART wurde anhand der dargestellten Untersuchungen vollzogen. In diesen Simulationen wurde der

Einfluss einer Schallschutzwand mittels der VDI 2720 parametrisiert. Die Parametrisierung durch die VDI 2720 kann die meteorologischen Einflüsse auf die Schallausbreitung an einer Schallschutzwand nicht berücksichtigen. Durch den Korrekturwert  $K_w$  ist es lediglich möglich, den mittleren Einfluss gebogener Schallstrahlen anzudeuten. Daher wurden bereits Berechnungen des Einflusses einer Schallschutzwand anhand der Berücksichtigung des direkten Strahlverlaufs an einem Schallschutzschirm durchgeführt. In diesen Berechnungen wurde vorerst von einem vollständig absorbierenden Schallschutzschirm ausgegangen. Bei dieser Vorgehensweise wurde die Refraktion in der Atmosphäre betrachtet, aber nicht die Beugung an den Kanten des Hindernisses (Kroll, 2008).

In einem zweiten Schritt sollte die Einbindung der Beugung des Schalls an der Schallschutzwand erfolgen. Da es sich hier um ein Wellenphänomen des Schalls handelt, kann der Einfluss der Beugung im Schallstrahlenmodell SMART lediglich parametrisiert werden. Dies kann realisiert werden, indem in der Höhe der Schallschutzwand eine sekundäre Quelle eingebunden wird. In einem gewissen Sektor oberhalb der Schallschutzwand können die ankommenden Schallstrahlen aufgefangen werden und von dort in einer abweichenden Richtung wieder ausgesandt werden. Diese Richtungen ergeben sich aus der Theorie zur Beugung an den Kanten eines Hindernisses.

Entfernungsabhängige relative Schalldruckpegel für unterschiedliche Situationen mit einer Schallschutzwand wurden zum Beispiel in Salomons und Rasmussen (2000) angegeben. Ein weiteres Ergebnis, zusätzlich zu den berechneten Dämpfungspegeln, dieser Untersuchung stellt die Berücksichtigung des veränderten Windprofils nahe des Schallschutzschirms dar. Dabei kann die Schutzwirkung um 5 bis 10 dB verringert werden. Dies wird mit größeren Gradienten der Windgeschwindigkeit über dem Schirm und einer damit verbundenen stärkeren Abwärtsbrechung des Schalls begründet.

Dieser Effekt wurde auch bei Heimann und Blumrich (2004) untersucht. In der Studie wurde hauptsächlich auf den Einfluss, den die Turbulenz bei solch einem veränderten Windprofil über dem Schirm hat, eingegangen. Die Schwankungen des Dämpfungspegels durch Schirm-induzierte Turbulenz können bis zu 3 dB annehmen, aber im zeitlichen Mittel ergeben sich Werte von 0,2 dB und sind somit vernachlässigbar.

Anlehnend an diese Untersuchungen kann das Modell SMART dahingehend weiterentwickelt werden, dass das veränderte Windprofil an der Schallschutzwand berücksichtigt wird. Um somit im dritten Schritt einen weiteren Effekt der Schallausbreitung an Hindernissen zu berücksichtigen, die parametrisierte Einbeziehung der Turbulenz.

Des Weiteren kann es sinnvoll sein, für die Berechnung der Schallausbreitung in der Nähe von Hindernissen ein anderes Modell einzubinden und SMART für die Berechnung im Fernfeld zu verwenden. Dies kann entweder durch eine Modellkopplung oder die Einbindung einer komplexeren Parametrisierung im SMART realisiert werden. Der eigentliche Kern des Schallstrahlenmodells SMART ist die Brechung aufgrund vertikaler Gradienten der meteorologischen Größen, dieser Effekt kann ab einer gewissen Entfernung von der Schallschutzwand (ca. 300 m nach VDI 2720) zu einer geringeren Wirksamkeit der Schallschutzwand führen und ab ca. 1000 m (VDI 2720, 1997) ist er der entscheidende Faktor für die Schallausbreitung hinter einer Schallschutzwand.

## Danksagung

An dieser Stelle möchten wir uns bei Dipl. Met. Kati Balogh für die Unterstützung bei der Arbeit mit dem Schallstrahlmodell SMART bedanken.

## Literatur

Balogh, K. und Ziemann, A., 2005: Einfluss von Atmosphäre und Boden auf die Schallausbreitung im Freien. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 36, S. 11-26

Balogh, K., Ziemann, A. and Daniel, D., 2006: Influence of atmospheric refraction on pulse propagation over a flat ground surface. *Acustica* 92, S. 848-852

Bolen, L.N. und Bass, H.E., 1981: Effects of ground cover on the propagation of sound through the atmosphere, *J. Acoust. Soc. Am.* 69, S. 950-954

Boone, M.M. und Vermaas, E.A., 1991: A new ray-tracing algorithm for arbitrary inhomogeneous and moving media, including caustics. *J. Acoust. Soc. Am.* 90, S. 2109-2117

Brekhovskikh, L.M. und Godin, O.A., 1992: *Acoustics of layered media II. Point sources and bounded beams.* Springer Series on wave phenomena, Volume 13, Springer-Verlag, Berlin, 395 S.

Delany, M.E. und Bazley, E.N., 1970: Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics* 3, S. 105-116

Franck, H., Sager, G., 1974: Zur Schallwegverteilung in der unteren Grundsicht bei Vorhandensein einer Bodeninversion, *Zeitschrift für Meteorologie* 24, S. 130-137

Heimann, D., Blumrich, R., 2004: Time-domain simulations of sound propagation through screen-induced turbulence. *Applied Acoustics* 65, S. 541-582

Kroll, K., 2008: Simulation des Einflusses einer Schallschutzwand bei der Schallausbreitung in der Atmosphäre. Diplomarbeit am Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig

van Maerke, D., Defrance, J., 2007: Development of an Analytical Model for Outdoor Sound Propagation Within the Harmonoise Project, *Acta Acustica united with Acustica* 93, S. 201-212

Ostashev, V.E., Hohenwarter, D., Attenborough, K., Blanc-Benon, Ph., Juvé, D. und Goedecke, G.H., 2001: On the refraction law for a sound ray in a moving medium. *Acustica* 87, S. 303-306

Salomons, E.M., Rasmussen, K.B., 2000: Numerical computation of sound propagation over a noise screen based on an analytic approximation of the wind speed field. *Applied Acoustics* 60, S. 327-341

Salomons, E.M., 2001: *Computational atmospheric acoustics*, Kluwer Academic Publishers, 355 S.

DIN ISO 9316-1, 1996: Dämpfung des Schalls bei der Ausbreitung im Freien; Teil 1: Berechnung der Schallabsorption durch die Luft. Beuth-Verlag

VDI 2720 Blatt1, 1997: Schallschutz durch Abschirmung im Freien. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 25 S.

Ziemann, A., Arnold, K., Raabe, A., 2001: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen beim Lärmschutz. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 22, S. 35-49

Ziemann, A., 2002: Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 26, S. 31-42

**Adresse der Autoren:**

Kroll (kroll@uni-leipzig.de)

Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)

Raabe (raabe@uni-leipzig.de)

Institut für Meteorologie, Universität Leipzig  
Stephanstraße 3  
04103 Leipzig

# **Einfluss der vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung in verschiedenen Höhen**

**M. Wilsdorf und A. Ziemann**

## **Zusammenfassung**

Das Schallstrahlenmodell SMART (Sound Propagation Model for the Atmosphere using Ray Tracing) simuliert die Schallausbreitung in der Atmosphäre unter der Berücksichtigung der Einflüsse einer frequenzabhängigen Schallabsorption in der Luft, eines frequenzabhängigen Bodeneinflusses sowie der Refraktion auf Grund vertikaler Gradienten im Wind- und Temperaturfeld.

Die Berechnungsgrundlage für das Strahlenmodell SMART bilden dabei synthetische Temperatur- und Windprofile, welche mit dem atmosphärischen Grenzschichtmodell HIRVAC gewonnen worden.

Grundlage für diese Erörterungen ist eine für das Landesamt für Natur Umwelt und Verbraucherschutz Nordrhein Westfalen (LANUV NRW) durchgeführte Studie in der das Schallausbreitungsverhalten in Abhängigkeit von der Jahreszeit sowie bei verschiedenen Quellhöhen bis 140 m untersucht worden ist. Es zeigten sich große Unterschiede zwischen dem Ausbreitungsverhalten ausgehend von einer hohen Quellhöhe im Vergleich zu einer bodennahen Schallausbreitung. Ebenso konnten Unterschiede bei einer tages- bzw. jahreszeitlichen Betrachtung festgestellt werden.

## **Summary**

The sound propagation model SMART (Sound Propagation Model for the Atmosphere using Ray Tracing) simulates the sound propagation in a stratified atmosphere. It considers frequency-dependent absorption of sound in air, frequency-dependent influence of ground on absorption as well as refraction due to vertical gradients of wind and temperature.

Based on simulated profiles of wind and temperature, which have been calculated by the atmospheric boundary layer model HIRVAC, sound level attenuation values are estimated using SMART.

This discussion based on a study, carried out for the Landesamt für Natur Umwelt und Verbraucherschutz Nordrhein Westfalen (LANUV NRW), Germany. In this study, the dependence of sound propagation on seasons as well as on different source heights has been determined. The results show great differences between the sound propagation with a source at ground and different source heights above ground. Furthermore, daily and seasonal differences could be established.

## 1 Einleitung

Die Lärmbelastung ist nach wie vor eine der größten und wenig wahr genommenen Umweltbelastungen unserer Zeit und sie wird voraussichtlich noch zunehmen. Schall wird in diesem Zusammenhang als Lärm bezeichnet, wenn er auf den Menschen belastend bzw. störend oder gar gesundheitsschädigend wirkt.

Ein wichtiges Gebiet im Umweltschutz besteht deshalb in der Überwachung und Prognose von Schallimmissionen. Bisher verwendete Vorhersageverfahren für die Schallausbreitung beinhalten die Einflüsse der vertikal variierenden meteorologischen Größen (Temperatur, Windvektor) nur in stark vereinfachter Weise. Experimentelle Ergebnisse und numerische Berechnungen zeigen jedoch, dass es wichtig ist, die Vertikalgradienten der Lufttemperatur, der Windgeschwindigkeit sowie der Windrichtung in die Schallausbreitungsberechnungen einzubeziehen (z.B. Balogh et al., 2006 und Ziemann et al., 2007).

Diese Faktoren bewirken Richtungs- sowie Geschwindigkeitsänderung einer Schallwelle. Neben der geometrischen Abnahme des Schalldruckpegels und den Zusatzdämpfungen durch Schallbrechung auf Grund der vertikalen Gradienten im Wind- und Temperaturfeld spielt ferner der frequenzabhängige Bodeneinfluss für die Schallausbreitung im Freien eine Rolle. Da der frequenzabhängige Bodeneinfluss mit dem Einfluss der Vertikalgradienten eine gekoppelte Wirkung auf die Schallausbreitung ausübt, müssen beide Effekte ebenso wie die Luftabsorption in Simulationen einbezogen werden.

Entscheidend kann es außerdem sein, in welcher Höhe sich die Schallquelle im Kontext zu den meteorologischen Gegebenheiten befindet (z.B. bei Inversionswetterlagen oder der Ausbildung eines nächtlichen Low Level Jets).

Um diese Situationen hinsichtlich verschiedener möglicher Atmosphärenzustände und Höhen der Schallquelle zu verallgemeinern, soll in den nun folgenden Ausführungen der Einfluss der tages- und jahreszeitlich variierenden vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung von Schallquellen in unterschiedlichen Höhen dargestellt werden. Dabei liegen den Schallausbreitungsrechnungen synthetische Eingangsprofile der meteorologischen Größen zu Grunde, wobei ein Zeitraster gewählt wurde, welches die Darstellung von Tagesgängen zulässt.

Diese Untersuchung basiert damit auf der Vorgängerstudie mit dem LANUV NRW (Balogh et al., 2007) und stellt bezüglich der Verwendung synthetischer Profildaten eine Weiterentwicklung dar.

## 2 Modelle

### 2.1 Schallstrahlenmodell SMART

Bei dem zweidimensionalen Schallstrahlenmodell **SMART** kann ausgehend von einer Schallquelle, von der ein Schallstrahlenbündel ausgesandt wird, unter Verwendung des Refraktionsgesetzes die zurückgelegte Schallstrecke verfolgt werden. Die Anzahl der



Schallstrahlen ergibt sich aus Sensitivitätsstudien entsprechend der horizontalen Erstreckung eines Gebietes sowie der horizontalen Auflösung einerseits und der Rechenaufwandsoptimierung andererseits.

SMART wendet ein Refraktionsgesetz speziell für die Schallstrahlbrechung in einem bewegten Medium an, da sich die Richtungen der Schallwellennormalen und des Schallstrahls in einem solchen Medium unterscheiden (Ostashev et al., 2001; Ziemann et al., 2002). Die Atmosphäre wird dabei als ein horizontal homogen geschichtetes Medium betrachtet. Durch die Verwendung von geringen Schichtdicken (wenige Zentimeter) ist es möglich, die für die Refraktion relevanten meteorologischen Größen (Temperatur und Windvektor) in den jeweiligen Schichten als konstant zu betrachten. Somit tritt nur an den Grenzflächen der Schichten eine Refraktion des Schallstrahls auf. Die Schallstrahlen, deren Verlauf vom Modell SMART simuliert wurden, werden anschließend zur Bestimmung der Schalldämpfungspegel verwendet (siehe Ziemann, 2002; Ziemann, 2003).

Als Emissionsniveau wurden fünf verschiedene Quellhöhen (0m, 65m, 91m, 115m, 140m) gewählt, das Immissionsniveau wurde auf eine Höhe von 5m über dem Boden festgelegt.

Eine horizontale (x-y) Schalldämpfungskarte entsteht durch die zweidimensionale (x-z) Berechnung der Schallstrahlen und Schalldämpfungspegel entlang verschiedener horizontaler Blickrichtungen von der Schallquelle zum Immissionsort.

Um den Bodeneinfluss auf die Schallausbreitung bestimmen zu können, müssen der Wellenwiderstand des Bodens, der Einfallswinkel und die Impedanz der Luft bekannt sein. Zur Bestimmung der Bodenimpedanz wird das Ein-Parametermodell nach Delany und Bazley (1970) genutzt. Eingangsdaten für dieses Bodenmodell sind Mittenfrequenzen der Oktavbänder und der Flusswiderstand für Ackerboden, welcher mit  $150 \text{ kPa s/m}^2$  abgeschätzt wurde (Bolen und Bass, 1981).

Für die Frequenzabhängigkeitsuntersuchung wurde das Modell SMART so angepasst, dass es nun für verschiedene Oktavmittenfrequenzen die Schalldämpfung bestimmen kann. Im Fall dieser Studie sind dies sieben Oktavmittenfrequenzen, die einen Bereich von 63 bis 4000 Hz einschließen.

Einen größer werdenden Einfluss auf die Schallausbreitung übt mit steigender Frequenz die Luftabsorption aus. Der Absorptionskoeffizient ist im Modell abhängig von der Schallfrequenz, der Lufttemperatur, der Luftfeuchte sowie dem Luftdruck (siehe Salomons, 2001, DIN ISO 9613) und wird für jede Modellschicht berechnet.

Aktuelle und ausführliche Modellbeschreibungen und Validierungen sowie Messungen werden bei Balogh et al. (2006) und Ziemann et al. (2007) gegeben.

Schallpegeldämpfungswerte werden infolge Atmosphären- und Bodeneinflusses bis in eine Entfernung von 2000 m von der Schallquelle und bezogen auf einen Referenzwert für den Schallpegel in einem Abstand von 1 m von der Schallquelle berechnet.

Sehr hohe Dämpfungswerte kommen vor allem in den Schallschattenzonen zustande, in die entsprechend der Schallausbreitung gemäß der geometrischen Akustik kein Schall-

strahl eindringen kann. Um in einem solchen Fall keinen unendlich hohen Wert auszugeben, ist ein Grenzwert für die Dämpfung von 200 dB festgelegt worden.

## 2.2 Das numerische Grenzschichtmodell HIRVAC

Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits erwähnt, bilden Temperatur- und Windprofile zusammen mit Druck- und Feuchteprofilen die Grundlage der Dämpfungsberechnungen mit dem Schallstrahlenmodell SMART. Diese Profile liefert im Rahmen dieser Untersuchung das numerische Grenzschichtmodell HIRVAC.

Die meteorologischen Felder in der atmosphärischen Grenzschicht (AGS) und ihre raumzeitliche Variabilität werden durch ein Gleichungssystem aus dynamischen und thermodynamisch prognostischen Gleichungen bestimmt. Dieses Gleichungssystem kann nur numerisch mit Hilfe von Modellen gelöst werden.

Das verwendete Modell HIRVAC ist ein eindimensionales atmosphärisches Grenzschichtmodell, welches in den vergangenen Jahren um Vegetations- und Bodenmodule erweitert und validiert (Mix et al., 1994; Ziemann, 1998; Goldberg, 1999) sowie auf aktuelle Probleme der Boden-Vegetations-Atmosphären-Wechselwirkungen angewendet wurde (Goldberg und Bernhofer, 2001; Baums et al., 2004). Im Rahmen der durchgeführten Untersuchung wird das Vegetationsmodul jedoch nicht angewendet.

Das Modell löst die prognostischen Gleichungen für Impuls, Wärme und Feuchte in 120 Schichten bis in eine Höhe von 2 km.

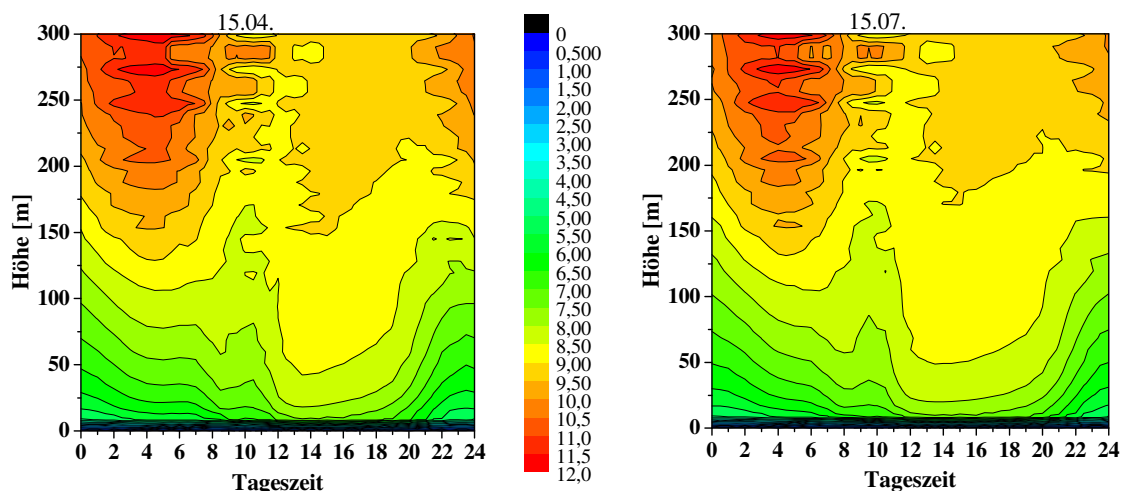


Abb.1: Darstellung der horizontale Windgeschwindigkeit in m/s in einem Höhen-Zeitschnitt vom 15.4. und 15.7. (Daten aus Grenzschichtmodell – Grundlage für SMART-Dämpfungsberechnungen)

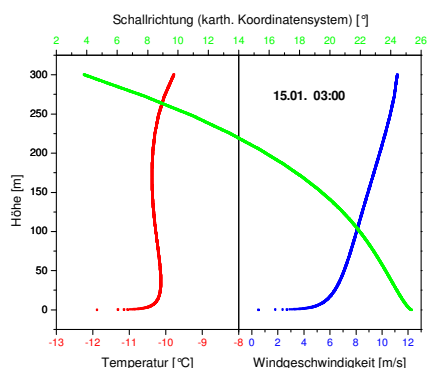
Zur Schließung des nichtlinearen Gleichungssystems wird ein K-Ansatz für den turbulenten Diffusionskoeffizienten in Kombination mit der Lösung der Gleichung für die turbu-

lente kinetische Energie (TKE) angewendet (Schließung 1.5facher Ordnung; Goldberg et al., 2004; Mix et al., 1994).

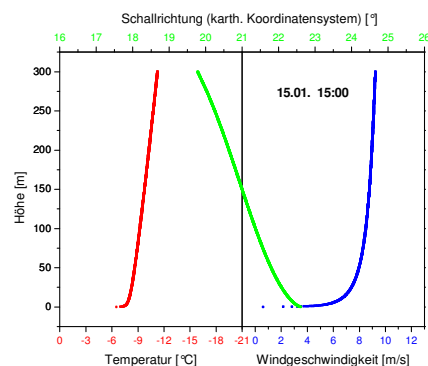
Um realistische Randwerte für die untere Begrenzung des Atmosphärenmodells zu erhalten, ist ein mehrschichtiges Bodenmodul angekoppelt worden, in dem die Wärmebilanz (Wärmeleitungsgleichung) und die Wasserbilanz berechnet werden (Goldberg und Bernhofer, 2007). Mit Hilfe des Bodenmoduls wird die Energiebilanzgleichung an der Erdoberfläche gelöst. Daraus resultieren Temperatur- und Feuchtwerte am unteren Modellrand. Die aktuellen Simulationen sind mit einem vereinfachten 1-Schicht-Bodenmodell zur Bestimmung der Wasserbilanz an der Erdoberfläche durchgeführt worden. Ein Ergebnis der numerischen Simulation sind Profildaten von Wind und Temperatur (s. Abb.1).

Vor einer Simulation ist eine umfangreiche Parameter-Anpassung an die zugrunde liegende Flächennutzung vorzunehmen.

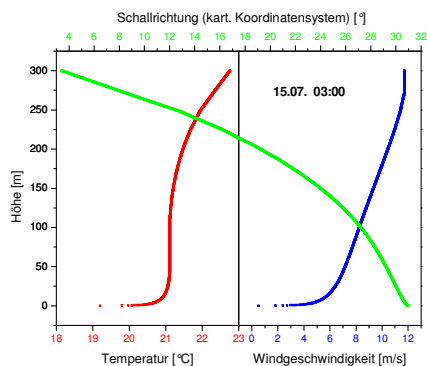
Diese umfasst die Festlegung der Randwerte aus meteorologischer, strahlungsenergetischer, bodenphysikalischer sowie aus Sicht der Flächennutzung (Annahme eines Ackers als Untergrund). Derartige, zu bestimmende Parameter sind zum Beispiel: Wärme- und Temperaturleitfähigkeit des Bodens, Bodenalbedo, Bodenfeuchte, Bodentemperatur, geostrophischer Wind an der Modellobergrenze sowie der Kalendertag.



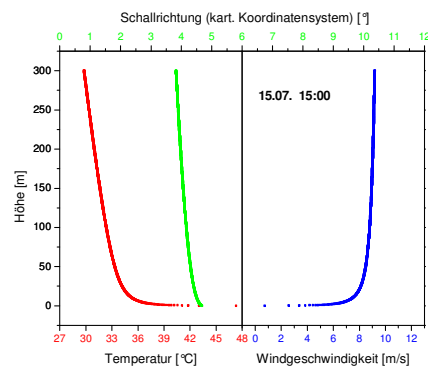
a



b



c



d

Abb. 2: Darstellung der Vertikalprofile von Temperatur, Horizontalwind und Schallrichtung (kartesisches Koordinatensystem) als Ergebnis des Grenzschichtmodells HIRVAC

Vier Kalendertage sind ausgewählt worden: der 15.01., der 15.04., der 15.07. sowie der 15.10. (s. Abb.2). Diese Tage stehen exemplarisch für die vier Jahreszeiten im Rahmen derer eine Schallausbreitungsuntersuchung sinnvoller Weise stattfinden sollte.

Weiterhin wurden festgelegt: die geographische Breite mit 51,5 Grad, die Bodentemperatur (50cm tief) am 15.01. mit 271 K, am 15.04. mit 280 K, am 15.07. mit 291 K und am 15.10. mit 284 K (klimatologische Werte nach Rocznik, 1984), die Bodenalbedo mit 0.15, der langwellige Bodenemissionskoeffizient mit 0,95, die Feldkapazität mit 0,005 m, die Temperaturleitfähigkeit mit  $0,53 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  sowie die Wärmeleitfähigkeit des Bodens mit  $1,12 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Diese typischen Parameterwerte für einen mittelfeuchten, lehmigen Ackerboden sind Pielke (1984) und Groß (1993) entnommen worden. Die geostrophische Windgeschwindigkeit als oberer Randwert des Modells ist auf  $10 \text{ ms}^{-1}$  gesetzt worden.

Das Ergebnis der numerischen Berechnungen mit dem Grenzschichtmodell HIRVAC sind vertikale Profile der Temperatur, der Windgeschwindigkeit, der Windrichtung, der Feuchte und des Druckes.

In den Abbildungen 2a-d sind exemplarisch zwei Sommerstunden- und zwei Winterstundenprofile (03:00 Uhr, 15:00 Uhr) dargestellt. Die Skalierung in den Abbildungen ist aus Gründen der Vergleichbarkeit aufeinander abgestimmt.

### **3 Ergebnisse und Auswertung**

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Untersuchungen sowie verschiedene Auswertungen vorgestellt. Zunächst erfolgt eine exemplarische Auswertung anhand erstellter Schallpegeldämpfungskarten. Daran anschließen wird sich eine Analyse der Häufigkeit des Auftretens bestimmter Werte der meteorologischen Zusatzdämpfung in bestimmten Entfernungen von der Schallquelle.

#### **3.1 Analyse mittels Schalldruckpegeldämpfungskarten**

Für eine vergleichende Beurteilung der errechneten Schalldruckpegeldämpfungen wurde die Darstellung als Schallpegeldämpfungskarte gewählt. Diese Karten werden mit Hilfe eines Krigingverfahrens (Interpolationsverfahren mit Microcal Origin™) als Isolinien – Abbildung erstellt. Für die Farbwahl in den Darstellungen wurden rote und rötliche Farbtöne kleinen Schalldruckpegeldämpfungen zugeordnet. Mit zunehmender Dämpfung variiert der Farbton über grün zu blau.

Ziel dieser Studie war es unter anderem den Einfluss des vertikalen Wind- und Temperaturfeldes auf die Schallausbreitung zu untersuchen. Dabei wurde, wie schon erwähnt, auch auf spezielle Formen dieser vertikalen Variabilität eingegangen (Inversion, Low Level Jet).

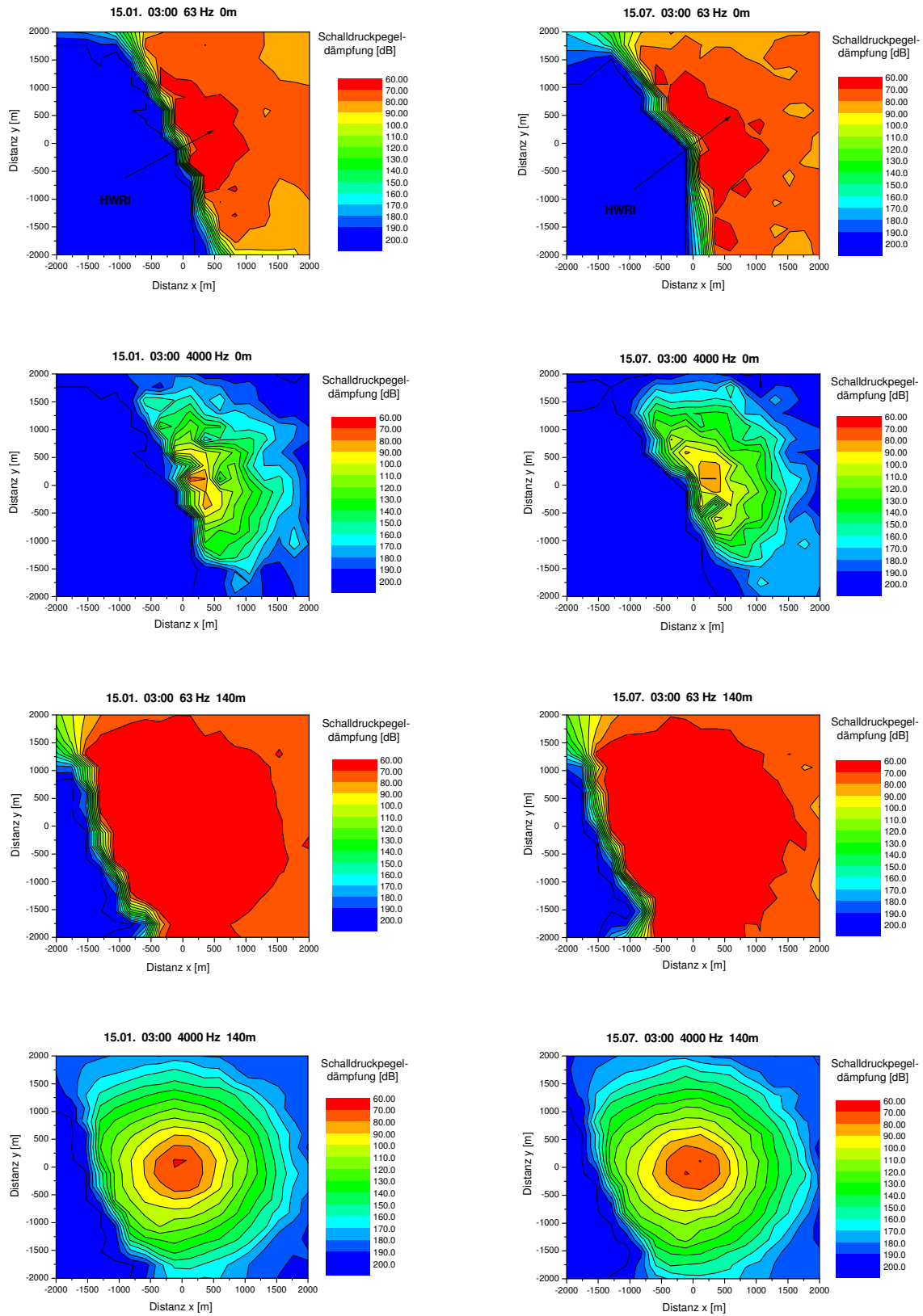


Abb. 3: Vergleichende Darstellung der Schalldruckpegeldämpfungen des 15.01. und des 15.07. für 03:00 Uhr, bei den Frequenzen 63Hz u. 4000Hz und den Quellhöhen 0m und 140m

Diese Phänomene können, je nach Höhe der Schallquelle einen starken Einfluss auf die Schallausbreitung haben. So werden beispielsweise bei Inversionswetterlagen die Schallstrahlen einer Quelle in dieser Schicht zum Erdboden hin gekrümmt. Das bedeutet eine geringere Dämpfung und damit eine Verstärkung der bodennahen Lärmbelastung.

Die hier gezeigte Darstellung (Abbildungen 3) lassen den Einfluss von meteorologischen Größen, im speziellen die Hauptwindrichtung, gekennzeichnet mit (HWRI), und damit den für die Schallausbreitung relevanten Mit- und Gegenwindbereich, erkennen.

In diesen Darstellungen zeigen sich aber auch die unterschiedlichen Schallausbreitungsbedingungen bezüglich der Schallparameter (z.B. Frequenz) und ihre Auswirkung auf die Berechnung der Schalldruckpegeldämpfungen. Bei einer individuellen Betrachtung der Abbildung 3 lassen sich die folgenden Besonderheiten feststellen.

Sehr deutlich zu erkennen ist die Frequenzabhängigkeit der Luftabsorption. In der Abbildung sind bei den Berechnungen mit den hohen Frequenzen (in diesem Fall 4000 Hz) auch die wesentlich höheren Dämpfungswerte zu finden. Man erkennt beispielsweise bei einer Quellhöhe von 140m (am 15.01. 03:00) in einem Radius von 500m um die Quelle einen Dämpfungswert von ca. 60 dB bei einer Frequenz von 63 Hz, wohingegen bei einer Frequenz von 4000 Hz im gleichen Radius Dämpfungswerte von 90 – 100 dB auftreten.

Weiterhin wird der Einfluss des von den Schallstrahlen zu durchlaufenden Weges auf die Luftabsorption sehr deutlich, d.h. je weiter weg ein Immissionsort von der Schallquelle ist, umso größer werden die Dämpfungswerte.

Der angesprochene Einfluss des Bodenreflexionskoeffizienten ist ebenfalls gegeben. Sein Einfluss ist gerade bei kleineren Frequenzen nicht unwesentlich. Seine Wirkung wird im Vergleich zu der der Luftabsorption mit steigender Frequenz von immer untergeordneter Bedeutung (Balogh und Ziemann, 2005). In der Abbildung 3 ist er jedoch nicht eindeutig identifizierbar.

Ein wesentliches Ergebnis der Untersuchung ist, dass die Höhe der Schallquelle einen sehr großen Einfluss auf die Schallimmissionen in dem eine Quelle einschließenden Gebiet hat. Dies ist auch sehr deutlich in den Darstellungen (Abbildung 3) gleicher Zeit und Frequenz, aber unterschiedlicher Quellhöhe zu erkennen.

Allgemein konnte festgestellt werden, dass eher in der Nacht und bezogen auf die Jahreszeiten eher im Winter die niedrigeren Dämpfungswerte zu verzeichnen waren. Die Ursache ist in den zu diesen Zeitpunkten vorherrschenden Verhältnissen im vertikalen Wind- und Temperaturfeld begründet. So treten beispielsweise vermehrt im Winter, aber auch eher in der Nacht als am Tag Inversionen auf, welche zu einer geringeren Dämpfung führen.

### **3.2 Häufigkeiten der Zusatzdämpfung**

Da in dieser Untersuchung in erster Linie der Einfluss der Atmosphäre auf die Schallausbreitung betrachtet werden soll, wird im Folgenden die meteorologische Zusatzdämpfung

berechnet und bewertet. Diese Zusatzdämpfung ergibt sich aus der Differenz zwischen der Gesamtdämpfung des Schalldruckpegels und der Dämpfung durch Kugelwellendivergenz („ohne Meteorologie“), Luftabsorption und (einmaliger) Bodenreflexion bei den hohen Quellen (nicht 0m Quellhöhe).

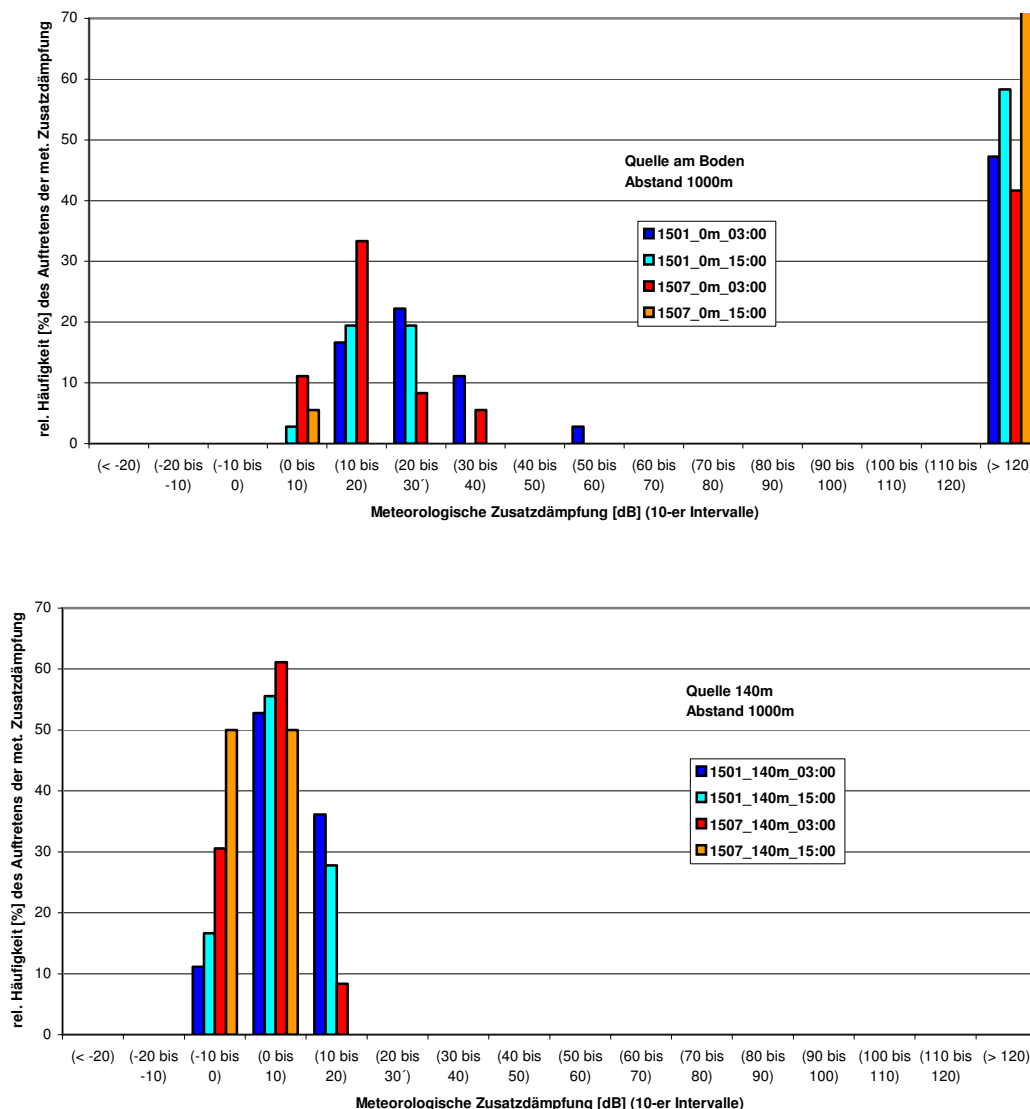


Abb.4: Darstellung der meteorologischen Zusatzdämpfung am 15.01. und am 15.07. bei einer Mittenfrequenz von 1000 Hz und in einer Entfernung von 1 km von der Schallquelle am Boden (oben) bzw. in 140 m Höhe (unten)

Diese ist mit SMART für jede Höhe und jede Oktavmittenfrequenz berechnet worden. Das Eingangsprofil hierfür weist keine Vertikalgradienten der meteorologischen Größen auf und die Windgeschwindigkeit beträgt Null. Der Schall breitet sich in diesem Fall entlang geradliniger Schallstrahlen aus. Nur bei den nach unten abgestrahlten Schallstrahlen kommt es zur einmaligen Reflexion am Boden.

In Abbildung 4 sind die relativen Häufigkeiten des Auftretens verschiedener Werte von Zusatzdämpfungen für die Oktavmittenfrequenz 1000 Hz dargestellt, wobei eine Unterteilung in Jahreszeiten (15.01. und 15.07), in Tageszeiten (03:00 und 15:00 Uhr) sowie nach der Höhe der Schallquellen (0m in Abb.4 oben und 140m in Abb. 4 unten) vorgenommen wurde. In diesen Abbildungen werden die Zusatzdämpfungen nicht für alle Dämpfungsverteilungen, welche mit SMART berechnet wurden, bestimmt, sondern nur für die, die in einem 1000m Radius um die Schallquelle verteilt sind. Einen Ort mit einer meteorologischen Zusatzdämpfung über 100 Dezibel befindet sich im oben erwähnten geometrischen Schallschatten.

In der Realität wird dieser Sprung in der Häufigkeitsverteilung im 100-dB-Intervall nicht so stark ausgeprägt erscheinen, da die Turbulenz in der Atmosphäre, Beugungseffekte und Bodenwellen (Oberflächenwellen) den geometrischen Schallschatten abschwächen.

Von besonderem Interesse sind bezüglich des Lärmschutzes die negativen Zusatzdämpfungen. Hierbei ist die geometrische (also ohne Meteorologie gerechnete) Dämpfung größer als die aus den jeweiligen Profildaten stammenden SMART – Berechnungen. Eine solche negative Zusatzdämpfung bedeutet eine Verstärkung des Schalldruckpegels im Vergleich zu einer ungestörten Schallausbreitung durch den Einfluss der Schallstrahlenbrechung.

Bei den Berechnungen mit der Schallquelle am Boden treten derartige Zusatzdämpfungen fast nicht auf. Die Ursache hierfür liegt darin, dass bei einer Schallausbreitung mit einer Schallquelle in Bodennähe im betrachteten Nahbereich bis 2 km Entfernung die meisten Schallstrahlen den Boden nach einer Refraktion in der Atmosphäre noch nicht wieder erreicht haben.

Im Gegensatz dazu kommen negative Zusatzdämpfungen bei Schallausbreitungsberechnungen mit einer hohen Schallquelle vermehrt vor, da in diesem Fall ein großer Teil der Schallstrahlen auch nach unten abgestrahlt wird und so die nach unten abgestrahlten Schallstrahlen zweimal in kurzer horizontale Entfernung das Emissionsniveau kreuzen, einmal vor und einmal nach der Bodenreflexion.

So erkennt man in Abbildung 4 (unten) einen nicht geringen prozentualen Anteil an negativen Zusatzdämpfungen, bis hin zu 50% am 15.07. 15:00 Uhr. Diese Zusatzdämpfungen betragen im Mittel etwa -6 dB.

#### **4 Schlussfolgerungen und Ausblick**

Die Aufgabe dieser Untersuchung bestand in erste Linie darin den Einfluss der tages- und jahreszeitlich variierenden vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung von Schallquellen in unterschiedlichen Höhen zu untersuchen. Dabei sollte besonderer Wert auf solche Situationen gelegt werden, die zu einer verstärkten Schallimmission infolge von Schallstrahlenrefraktion führen und bei denen in größerer Höhe (> 65 m) Windgeschwindigkeiten von wenigstens 8 m/s vorkommen.



Die Untersuchungen wurden mit dem Schallausbreitungsmodell SMART durchgeführt, wobei meteorologische Eingangsdaten genutzt wurden, die typischen Tagesgängen von Lufttemperatur, Windvektor, Luftfeuchte und Luftdruck in der atmosphärischen Grenzschicht über einer unbewachsenen Ackerfläche in den vier Jahreszeiten entsprechen. Für die Erstellung dieser Profile wurde ein numerisches Atmosphärenmodell angewendet.

Aus dieser Arbeit können folgende wichtige Schlussfolgerungen gezogen werden. Erstens, bestehen zwischen einer Schallausbreitung von einer bodennahen Schallquelle und einer hohen Schallquelle entscheidende Unterschiede in der Wirkung auf die Schallausbreitung. Ein zweiter Punkt, der sehr deutlich wurde, ist der Einfluss der Luftabsorption und damit der Einfluss der atmosphärischen Bedingungen Temperatur, Feuchte, Druck auf die Schallausbreitung. In diesem Zusammenhang ist ebenfalls die starke Frequenzabhängigkeit der Luftabsorption dargestellt worden. Auf Grund der jahreszeitlichen Betrachtung und der damit gegebenen unterschiedlichen Darstellungen im Wind und Temperaturfeld, war es möglich den Einfluss der Schallstrahlenbrechung auf das Schallausbreitungsverhalten zu verdeutlichen.

Prinzipiell lässt sich sagen, dass die Dämpfungen im Sommer größer sind als im Winter, am Tag größer als in der Nacht und bei hohen Frequenzen größer als bei kleineren.

In den Ergebnissen, speziell bei den Hochsommerprofilen in Bodennähe hat sich des Öfteren gezeigt, dass es zur Ausbildung eines großen Schallschattengebietes (Dämpfungsgrenzwert von 200 dB) kommt. Diese treten besonders bei, im Hochsommer nicht unüblichen, starken vertikalen Temperaturabnahmen in Bodennähe auf. Bei solchen extremen Temperaturgradienten werden alle Strahlen in Gegenwindrichtung und viele Strahlen des Mitwindbereiches nach oben weggebrochen und erreichen das „Detektionsgebiet“ (in diesem Fall 300m – 2000m) überhaupt nicht mehr. In direktem Mitwindbereich kann sich bei entsprechendem Windprofil ein schmaler Bereich mit deutlich geringeren Dämpfungswerten, d.h. mit höherem Schalleintrag ins Immissionsniveau, ausbilden.

Hierzu ist anzumerken, dass die Modellparameter des Modells SMART (z.B. Anzahl der Schallstrahlen und Emissionswinkel) im Rahmen von Vorrechnungen so eingestellt worden sind, dass ein solcher 200 dB – Grenzwert, bei schwächeren Gradienten nicht auftritt. Bei der Berücksichtigung von aktuellen atmosphärischen Bedingungen kommen solche Fälle natürlich vor.

Die Möglichkeiten für weitere Arbeiten auf diesem Gebiet sind noch keinesfalls ausgeschöpft. So sollten Untersuchungen beispielsweise unter anderen geostrophischen Windverhältnissen sowie anderer Bodenbedeckungen oder auch bezogen auf andere Turbulenzregime in der atmosphärischen Grenzschicht, durchgeführt werden.

Dies könnte zu einer weiteren Verallgemeinerung der Ergebnisse führen und es ermöglichen, die Spannweite der raum-zeitlichen Variabilität in der Schalldämpfung weiter abzuschätzen.

## 5 Danksagung

Wir möchten uns hiermit beim Landesamt für Natur Umwelt und Verbraucherschutz Nordrhein Westfalen (LANUV NRW) herzlich für die finanzielle Unterstützung des der Arbeit zu Grunde liegenden Projektes bedanken

## 6 Literatur

**Balogh, K. und Ziemann, A.**, 2005: Einfluss von Atmosphäre und Boden auf die Schallausbreitung im Freien. *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig*, **36**, S. 11-26

**Balogh, K., Ziemann, A. und Daniel, D.**, 2006: Influence of Atmospheric Refraction on Pulse Propagation Over a Flat Ground Surface. *Acta Acustica*, **92**, S. 848-852

**Balogh, K. und Ziemann, A.**, 2005: Verwendung der Simulationsergebnisse des Modells SMART. *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig*, **36**, S. 11-26

**Baums, A.-B., Goldberg, V. und Bernhofer, C.**, 2004: Upgrading the Coupled Vegetation Boundary Layer Model HIRVAC by New Soil Water and Interception Modules. *Meteorol. Z.*, **14**, 211-218.

**Bolen, L.N. und Bass, H.E.**, 1981: Effects of ground cover on the propagation of sound through the atmosphere, *J. Acoust. Soc. Am.* **69**, 950-954.

**Delany, M.E. und Bazley, E.N.**, 1970: Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics* **3**, 105-116.

### DIN ISO 9613

**Goldberg, V.**, 1999: Zur Regionalisierung des Klimas in den Hochlagen des Osterzgebirges unter Berücksichtigung des Einflusses von Wäldern. *Tharandter Klimaprotokolle*, Band 2, 194 S.

**Goldberg, V., und Bernhofer, Ch.**, 2001: Quantifying the coupling degree between land surface and the atmospheric boundary layer with the coupled vegetation-atmosphere model HIRVAC. *Annales Geophysicae*, **19**, 581-587.

**Goldberg, V., Fischer, B., und Bernhofer, Ch.**, 2004: Einfluss von Lichtflecken auf den Energieaustausch zwischen komplexen Vegetationsräumen und der Atmosphäre. Langfassung für die DACH 2004

**Goldberg, V., und Bernhofer, Ch.**, 2007: Auswirkungen geänderter Oberflächenversiegelung auf die städtische Energiebilanz am Beispiel der Stadt Dresden – Fallstudien mit dem atmosphärischen Grenzschichtmodell HIRVAC. Langfassung für die DACH 2007

**Groß, G.**, 1993: Numerical simulations of canopy flows. Springer-Verlag, Berlin, 167 S.

- Mix, W., Goldberg, V., und Bernhardt, K. H.**, 1994: Numerical experiments with different approaches for boundary layer modelling under large-area forest canopy conditions. *Meteorol. Z.*, 3, 187-192.
- Ostashev, V. E., Hohenwarter, D., Attenborough, K., Blanc-Benon, Ph., Juvé, D. und Goedecke, G. H.**, 2001: On the refraction law for a sound ray in a moving medium *Acustica* **87**, 303-306.
- Pielke, R.A.**, 1984: Mesoscale meteorological modelling. Academic Press, London, 612 S.
- Rocznik, K.**, 1984: Kleines Wetterlexikon: mit wetterkundlichen Beiträgen und Klimadaten aus aller Welt. Hirzel Verlag, Stuttgart, 250 S.
- Salomons, E. M.**, 2001: Computational atmospheric acoustics, Kluwer Academic Publishers, 335 S..
- Ziemann, A.**, 1998: Numerical simulation of meteorological quantities in and above forest canopies. *Meteorol. Z.*, 7, 120-128.
- Ziemann, A., Arnold, K. und Raabe, A.**, 2002: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messungen und Prognose von Schießlärm. Zwischenbericht zum Auftrag E/F360/X5144, 74 S..
- Ziemann, A.**, 2002: Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre, *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig* **26**, 31-42.
- Ziemann, A.**, 2003: Auswirkungen unterschiedlicher Schallausbreitungsmodelle auf die Lärmprognose, *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig* **30**, 61-72.
- Ziemann, A., Balogh, K. und Arnold, K.**, 2007: Modelling and measuring the atmospheric excess attenuation over flat terrain during night time conditions. *Meteorol. Z.*, **16**, 429-441.

### Adressen der Autoren

Michael Wilsdorf (mwils@uni-leipzig.de)  
Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der  
Universität Leipzig Bd. 42

# **STINHO - micro- $\alpha$ scale measurements and LES modelling**

**A. Raabe, M. Schröter, K. Arnold, A. Ziemann**

## **ABSTRACT**

A micrometeorological field experiment within the scope of the **STINHO**-project (**ST**Structure of turbulent transport under **INHOM**ogeneous conditions) was performed at the boundary layer research field of the Lindenberg Meteorological Observatory in the summer of 2002 to investigate the interaction of an inhomogeneously heated surface with the turbulent atmosphere. The data of this field experiment (STINHO-II, July 2002, RAABE ET AL., 2005) were used to initialize a large-eddy simulation model that has been adjusted to the area under investigation. The accuracy of the calculations is supported using analytical models. The LES initialization conditions are adapted to reach an agreement between observed as well as calculated parameters, e.g. the increase of the near surface air temperature or the time dependent rise of the height of the convective boundary layer (CBL) in the first hour after sun rise. A direct comparison between observed and calculated parameters of the CBL-development is possible for averaged data. The detailed spatial and temporal structure of the investigated morning heating process can only be compared using statistical parameter.

## **ZUSAMMENFASSUNG**

Im Rahmen des **STINHO** Projektes (**Str**uktur des turbulenten Transportes über **inhom**ogener Unterlage) wurde im Sommer 2002 auf dem Gelände des Grenzschichtmessfeldes des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg ein mikrometeorologisches Feldexperiment durchgeführt, um die Wechselwirkung einer sich heterogen erwärmenden Erdoberfläche mit der turbulenten Atmosphäre zu untersuchen. Die Daten aus einem Experiment (STINHO-II, Juli 2002, RAABE ET AL., 2005) werden zur Initialisierung eines an die Bedingungen des Untersuchungsgebietes angepassten Large-Eddy Simulationsmodells verwendet und mit Beobachtungsdaten verglichen. Die Effizienz der numerischen Simulationen wird durch die Verwendung eines analytischen Modells unterstützt, um eine Konsistenz zwischen Initialisierungsbedingungen und den beobachteten als auch den berechneten Parametern (bodennaher Lufttemperaturanstieg oder die Zunahme der Höhe der konvektiven Grenzschicht) in der ersten Stunde nach Sonnenaufgang herzustellen. Ein Vergleich zwischen beobachteten und berechneten Parametern der konvektiven Grenzschichtentwicklung ist nur für gemittelte Daten möglich. Die räumliche und zeitliche Darstellung der Struktur eines solchen Erwärmungsprozesses kann nur geprüft werden, indem statistische Parameter verwendet werden.

## 1. INTRODUCTION

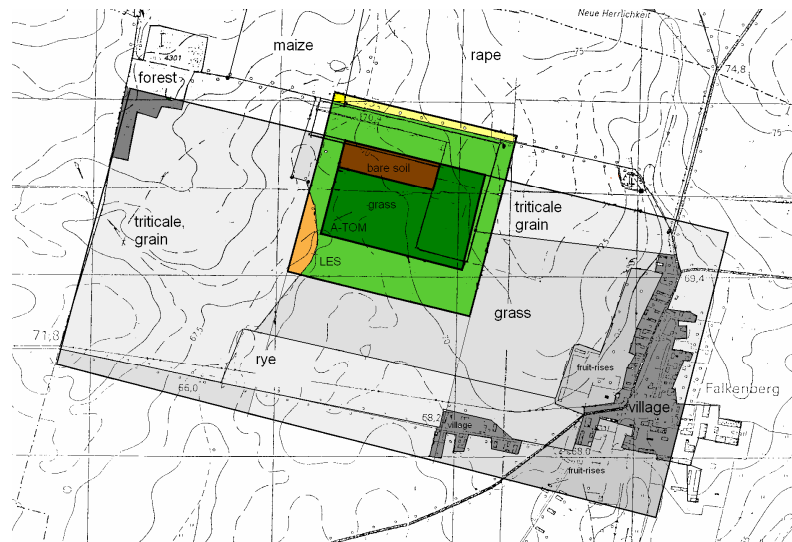
The **STINHO** project (s. RAABE ET AL., 2005, ARNOLD ET AL., 2004), which is a subproject of the **VERTICO** (**VERT**ical transports of energy and trace gases at anchor stations under **CO**mplex natural conditions, s. BERNHOFER ET AL., 2005) research network, aims to study the effect of non-homogeneity in surface heating at the micro- $\alpha$  scale on the vertical turbulent heat exchange and there consequences for the resulting development of a CBL.

The results of the STINHO experiment (RAABE ET AL., 2005) have been used to initialise a Large-Eddy Simulation (LES) model with horizontally non-homogeneous surface heating conditions. The LES calculates the development of a CBL (Convective Boundary Layer) in the morning hours starting after sun rise and this LES output (temporal development of spatial distribution of wind and potential air temperature) will be compared with likewise spatially distributed observations (temporal development near surface horizontal wind and temperature fields, acoustic tomography).

In recent years, Large-Eddy Simulation (LES) has become a common method to investigate the atmospheric boundary-layer turbulence. LES is widely accepted as a compromise between direct numeric simulation (DNS) where all scales are explicitly resolved and Reynolds-averaged numerical simulations (RANS) which provide an ensemble averaged view of the boundary layer turbulence (s. SAGAUT, 2006).

Within an LES the energy containing eddies relevant for the characteristics of the simulated turbulent flow are explicitly resolved whereas only a small part, the so called sub-grid or subfilter scales, has to be parameterised. Especially for the layers of the model close to the earth surface parameterisation schemes have to be used to describe the interaction of the turbulent air stream with the surface. LES under natural conditions must take into account that the surface properties are non-homogeneous and the LES must use a non-homogeneous forcing to predict the development of e.g. a convective boundary layer (CBL). Since the fundamental works of LILLY (1967) and DEARDORFF (1970), LES has been used frequently to study the structure and development of the atmospheric convective boundary layer under homogeneous (e.g. DEARDORFF, 1974, MASON, 1988, SCHMIDT and SCHUMANN, 1989) as well as under heterogeneous surface conditions (e.g. AVISSAR AND SCHMIDT, 1998; RAASCH AND HARBUSCH, 2001; LETZEL AND RAASCH, 2003).

The field experiment STINHO-II was especially designed to observe all relevant data for operating a LES model including a real, non-homogeneously heated surface, although finally the agricultural conditions during summer 2002 have prevented the desired symmetrically nested structure of the different observational systems (RAABE ET AL., 2005, Fig. 1). The measurement campaign was performed at and around the boundary layer research site of the Deutscher Wetterdienst (DWD, German Meteorological Service) near Lindenberg (Fig. 1). The experiment combined local energy balance measurements over two different types of surfaces with area-integrating and spatially resolving measurements. *Inhomogeneity* of the landscape is considered in STINHO-II as a pronounced thermal contrast of two neighbouring land use types (here: bare soil and grassland). It will be assumed, that such a contrast in surface temperature has a significant and visible influence (in the experimental data) on the turbulent heating of the lower atmospheric boundary layer (ABL).



*Fig. 1: View of the landscape around the Boundary Layer research site of the Meteorological Observatory Lindenberg of the DWD. The mutual arrangement of the observations and simulations are shown. The acoustical tomography system (A-TOM) spanned over an area of an extension of 300m x 450m and observes spatial and temporal air temperature and wind fields. The A-TOM area contains bare soil and grassland and divides this region into 35 grid cells for temperature (extension of 70m x 70m) and 9 grid cells for wind (extension of 145m x 100m). The LES-area covers 575m x 575m around the A-TOM area and uses a resolution of 0,75m x 0,75m for calculations. Further instruments like the IR camera covers an area of 900m x 2000m (grey colour) and the Helipod-legs partly covers an area of 5000m x 5000m. Within the LES- area further surface flux observational systems were distributed.*

The STINHO-II observation period was carried out during the first ten days of July 2002. For the initialization of the LES a day with a strong heating of the surface in the morning hours, the July, 06<sup>th</sup>, was selected.

This day was the compromise between a complete available data base and the requirements of the simulations. All equipment worked very well, but the energy course was disturbed a short time after sun rise by some thin clouds. However, the LE- simulators decided to use this day for calculations with the aim to reproduce the observed CBL-development by simulation.

During the morning heating phase different observations were carried out: air temperature and wind field using acoustic tomography (ZIEMANN ET AL. 2002, TETZLAFF ET AL., 2002), surface temperature using an IR-camera and vertical profiles of wind and potential air temperature were observed using the Helicopter system HELIPOD (BANGE, ROTH, 1999). Further meteorological observations like mast and radio soundings as a part of the DWD - Lindenberg monitoring programme, were executed. Several systems are used for collecting turbulent heat fluxes (path-integrating laser scintillometer measurements, eddy covariance measurements) which are checked for representativeness regarding to the underlying surface type (bare soil, grassland) using foot print analysis technique (GÖCKEDE ET AL. , 2004, 2005; RAABE ET AL., 2005).

## **2. PREPARATION OF CALCULATIONS WITH LES-MODEL PALM**

### **2.1 Basics**

In the present study the numerical investigation of the development of the non-homogeneously heated ABL is performed using the LES model PALM (RAASCH AND SCHRÖTER, 2001). PALM (for Parallelized LES Model) is specially designed for the use on massively parallel computers. The governing equations and the parameterization basics have been described in detail by RAASCH and ETLING (1991, 1998). In its current parallelized version the model is described by RAASCH and SCHRÖTER (2001). PALM has meanwhile been used in several boundary layer studies with regard to inhomogeneous surface conditions (e.g., RAASCH and HARBUSCH, 2001, WEINBRECHT and RAASCH, 2001, LETZEL and RAASCH, 2003).

### **2.2 Model setup**

#### **2.2.1. General setup**

To investigate the influence of surface (thermal) inhomogeneity on the structure and the evolution of the convective boundary layer a striking signal of the different types of land use must appear. The requirement would be an intensive developing CBL over dry bare soil (after sunrise developing high surface temperatures and high sensible heat fluxes), surrounded by grass (much more evaporation, after sunrise the development of surface temperature and the resulting heat fluxes are reduced in comparison to bare soil).

In order to avoid influences of the known shortcomings of the sub grid-scale model, which is used in PALM in the near surface region the comparison has to be limited to those regions where the sub grid-scale turbulence within the model is small compared with the resolved scale turbulence. This is the case at about the fourth or fifth grid level and above (WEINBRECHT ET AL., 2003).

As for technical reasons and for comparison with point observations at standard height the measurement height of the acoustic tomography during the STINHO-II experiment was about 2 m above the surface. A very high model resolution was required to comply with the conditions of the simulation results at the investigation height being mostly independent of the subgrid-scale model. As a compromise between a model resolution as high as possible and available computational resources, a grid spacing of 0.5 m in the vertical and 0.75 m in both horizontal direction has been used.

To simulate a CBL the model domain must include the complete boundary layer in the vertical and several convective structures in the horizontal directions. As a high model resolution will be necessary, the boundary layer height and the diameter of convective cells should be relatively small in order to save computational resources. Thus it was decided to restrict the simulation period to the early morning hours, when the CBL is only 50-300 m deep. The horizontal area has been set to 575 m x 575 m and the vertical direction uses a variable grid size above 360 m height. This results in  $768^3$  grid points.



## 2.2.2 Mean vertical profiles of temperature and velocity

The data, which should be used to initialize and to control the LES are taken from the STINHO-database (ARNOLD ET AL., 2002). The period between 5:30 UTC and 6:40 UTC of the July, 06<sup>th</sup> 2002 fulfils the prerequisites which had to be considered.

For the initialization the following parameters were used:

- Typical (spatially and temporally representative) vertical profile of potential temperature and wind speed before sunrise (Tab. 1) with a southerly geostrophic wind of 3.5 m/s.

- An adapted time dependent turbulent sensible heat flux over the two types of surface (Tab. 3, bare soil, grassland, fig. 4).

*Tab. 1: The vertical profiles (sampling points) of potential temperature and wind speed used for LES initialization. The LES technique uses a linear interpolation between the layers.*

Height	Z (m)	0	50	75	100	150	200	300	500
Pot.Temp.	$\theta(\text{K})$	288	288	289	290	291,5	293	293,5	
Wind speed	$v(\text{m/s})$	0		7	7			5	3,5

The available measurements of wind and temperature profiles are used to initialise the LES under the restriction that these profiles represent the general vertical structure of the atmosphere during the entire simulation period. The vertical profile of the potential temperature at 5:00 UTC is characterized by a neutral layer of 50 m thickness near the ground a strongly stable stratified layer ( $\gamma = 2.93 \text{ K}/100 \text{ m}$ , Tab. 2) up to about 200 m and  $\gamma = 1 \text{ K}/100 \text{ m}$  above. As shown by RAABE, ET AL. (2005) the vertical wind profile is characterized by a low level jet with a maximum of about 7 m/s in 80-90 m height, an additional challenge for LES initialization. These profiles have been transferred as horizontally homogeneous to the LES simulation area at the starting time of the numerical calculation.

## 2.2.3 Estimation of the turbulent surface heat flux

For detailed investigations, e.g. to study the influence of surface non-homogeneities on the structure and the evolution of the CBL, the large eddy simulation must be provided in a way to ensure for a good correspondence between observed and the numerically calculated data.

The development of a CBL after sunrise is characterized by an time dependent increase of sensible surface heat flux  $H_0(t)$ . The result is an increase of the height if the CBL  $z_i(t)$  accompanied by an increase of the potential air temperature  $\theta_0(t)$  near the surface or averaged within the complete CBL  $\bar{\theta}(t)$  influenced by a gradient (stable stratification) of

the potential air temperature  $\gamma = \frac{\partial \theta}{\partial z}$  above the height of the CBL. The first time of the de-

velopment of a CBL after sun rise can approximated as an linear increase of (kinematic)

heatflux  $\gamma_H = \frac{\partial H_0}{\partial t}$ , mixing height  $\gamma_{z_i} = \frac{\partial z_i}{\partial t}$  and potential air temperature  $\gamma_\theta = \frac{d\bar{\theta}}{dt}$ . These

parameters characterize the averaged values for the CBL. The simplest model to describe the interaction of these 3 parameters is used here to control the plausibility of the observed data with the restriction to estimate the maximum of CBL heights (s. Stull, 1988):

$$\frac{\partial z_i}{\partial t} = \frac{H_0 - H_{z_i}}{\gamma \cdot z_i} \quad \text{and} \quad \frac{d\bar{\theta}}{dt} = \frac{H_0 - H_{z_i}}{z_i} \quad (1)$$

More detailed models, e.g. Deardorff (1974), include a parameterized entrainment at the top of the CBL  $H_{z_i}$  and the influence of coriolis force which only reduces the estimated boundary layer heights especially at times far from sunrise. This simple linear concept (eq. (1)) is successfully used by J. BANGE ET AL. (2006) to generalize the results of different days of HELIPOD-observations.

If the variability of the surface heat fluxes after sun rise ( $t_0=0$ ) is approximated as a linear function  $H_0(t) - H_0(t_0) = \gamma_H \cdot t$  and if  $H_{z_i} = 0$  the integration of eq. (1) is:

$$z_i - z_i(t_0) = \left( \frac{\gamma_H}{\gamma} \right)^{1/2} \cdot t \quad \text{and} \quad \gamma_{z_i} = \left( \frac{\gamma_H}{\gamma} \right)^{1/2} \quad (2)$$

That means that the increase of CBL is forced by the heat flux and damped by the (stable) stratification outside of the CBL.

Further the change of the averaged potential air temperature inside the CBL can be described as:  $\bar{\theta}(t) - \bar{\theta}(t_0) = \gamma_\theta \cdot t$  which leads to (using  $z_i(t_0) = 0$  and  $H_0(t_0) = 0$ )

$$\gamma_\theta = \frac{d\bar{\theta}}{dt} = \frac{\gamma_H}{\gamma_{z_i}} \quad (3a)$$

$$\text{and} \quad \gamma_\theta = (\gamma \cdot \gamma_H)^{1/2}. \quad (3b)$$

The increase of the averaged potential temperature inside of the CBL depends on a large amount of heat flux enclosed in a flat CBL, or, if the stability of the air mass outside of the CBL is high and the heat flux as the near surface energy input is high, than the air temperature inside of the CBL increase very quickly.

These simple approximations (eq. 2, 3) could also be used to calculate the gradient  $\gamma$  from the observed values of,  $\gamma_H$ ,  $\gamma_{z_i}$  and  $\gamma_\theta$ :

$$\gamma = \gamma_H \cdot (\gamma_{z_i})^{-2} \quad \gamma = \gamma_\theta^2 \cdot \gamma_H^{-1} \quad (4)$$

and vice versa the linear time-variability of the heat flux  $\gamma_H$  using observed values of  $\gamma_\theta$ ,  $\gamma_{z_i}$ ,  $\gamma$ :

$$\gamma_H = \gamma_\theta^2 \cdot \gamma^{-1} \quad \gamma_H = \gamma \cdot \gamma_{z_i}^2 \quad \gamma_H = \gamma_\theta \cdot \gamma_{z_i} \quad (5)$$

The experimentally determined values of these linear functions are shown in Tab. 2.

The relations (2)-(5) can be used to calculate the different values independently of the observed values. If the conception is closed in itself the observed and analytically determined values must agree. The variability of these calculations is marked in Fig. 2 to 4 in comparison with observations during STINHO-II (see RAABE ET AL. 2005). In addition table 2 contains the detailed results of the different sensible heat flux observations above grassland and bare soil.

Tab.2: Results of the vertical profiling (HELIPOD (HEL) and DWD radiosonde (RASO)) and the ground based observations during STINHO-II on July, 06<sup>th</sup>, 2002: Development of the CBL-parameter after sunrise approximated as linear functions.

gradient of potential air temperature (K) up to 300 m	$\theta(z) = \theta(z=0) + \gamma \cdot z$		
	$\theta(z=0)$	$\gamma \text{ (K} \cdot \text{m}^{-1}\text{)}$	Average
5:00-5:30 HELIPOD	287,8	0,0248	0,024
4:30 RASO DWD	289,4	0,0236	
Increase of CBL-Height (m) 5:00 – 9:00 UTC(0s – 14400s)	$z_i(t) = z_i(t=0) + \gamma_{z_i} \cdot t$		
	$z_i(t=0)$	$\gamma_{z_i} \text{ (m} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	
DWD	-15	0,0389	
HELIPOD	23	0,0518	
Increase of kinematic heat flux (K m/s) 5:00 – 12:00 UTC (0s – 25200s)	$\bar{H}(t) = \bar{H}(t=0) + \gamma_H \cdot t,$		
	$\bar{H}(t=0)$	$\gamma_H \text{ (K} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}\text{)}$	
bare soil	$2,08 \cdot 10^{-2}$	$6,83 \cdot 10^{-6}$	
grassland	$0,50 \cdot 10^{-2}$	$3,92 \cdot 10^{-6}$	
Increase of near surface temperature (K) 5:00 – 10:00 UTC (0s – 18000s)	$\bar{\theta}(t) = \bar{\theta}(t=0) + \gamma_\theta \cdot t$		
	$\bar{\theta}(t=0)$	$\gamma_\theta \text{ (K} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	
average $\bar{\theta}(t)$	288	0,0006	

The calculated and the observed courses do not agree very well. This inconsistency of the observed and calculated relations makes the following interpretation necessary:

Provide that this simple model describes partly the physics of the increasing CBL in the morning hours there is only one possibility to get an agreement between observed and calculated heights of CBL as well as the observed increase of air temperature: The turbulent heat fluxes must be much higher – that means the locally observed value of  $\gamma_H$  is too low (see Fig. 4). The influence of  $\gamma$  could not be the reason, because a decrease of  $\gamma$  is followed by an (observed) increase of  $\gamma_{z_i}$  but by a (not observed) decrease of  $\gamma_\theta$ .

The consequence of this investigation is: The locally observed value of the turbulent heat flux is too low to explain the observed time-dependent increase of the boundary layer height using such an analytical model (Fig. 4). Also possible – the CBL-heights obtained using the observed data do not fit to the theory.

#### 2.2.4 Sensible heat flux and the unclosed energy balance

However, it cannot be expected that the LES can reproduce the observations if using a false energy input. Hence, it is not easy to decide which near-surface sensible heat flux is necessary in order to reproduce the time-dependent increase of such a boundary layer height.

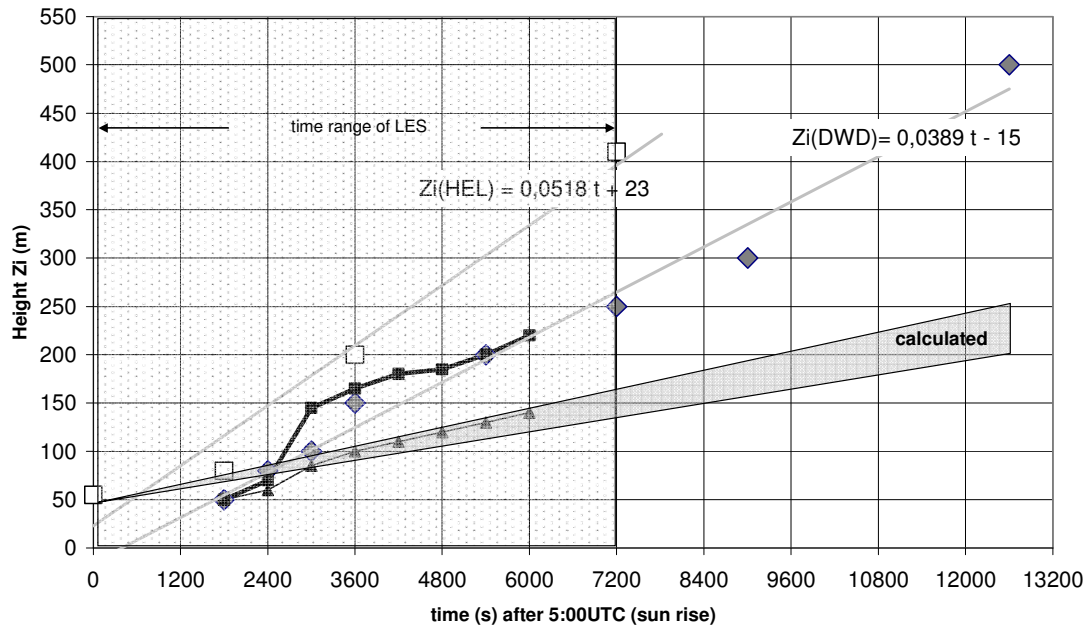


Fig. 2: Comparison of the observed and calculated CBL heights on July 06<sup>th</sup>, 2002 between 05:00 UTC (0 s) and 08:40 UTC (13200 s) resulting from the HELIPOD (HEL) and operational meteorological measurements (DWD). The range of calculations represents the resulting CBL-heights using the minimum and maximum values of the observed gradients  $\gamma_H$  and the average of  $\gamma$  (Tab. 1, eq. 5). The observed heights of CBL exceed the calculations (Eq. (2)) significant. Black triangles and black rectangles: CBL-heights taking from LES model using different methods (see. 3.1)

This difficulty is amplified because it is evidently not easy to measure the turbulent heat fluxes over the different surfaces with the necessary accuracy (MAUDER ET AL. 2006). In the present case this can be shown analysing the experimentally observed energy balance. Theoretically, at a homogeneous surface the incoming flux of radiation (net radiation  $R_n$ ) and the outgoing fluxes (ground heat flux  $G$ , turbulent sensible  $H$  and latent  $LE$  heat flux) must sum up to zero take into consideration the individual errors  $\delta$  of measurement (eq. (6)). As a consequence of the non-homogeneous experimental conditions the observed sum of these components of the energy balance equation is not zero. Within a random error  $\delta$  of the single components a gap ( $D$ ), or residuum (FOKEN, 2006) or a so called imbalance is observed (see PANIN ET AL., 1998):

$$D \pm \delta = (R_n \pm \delta_{R_n}) + (G \pm \delta_G) + (H \pm \delta_H) + (LE \pm \delta_{LE}) \quad (6)$$

However the amount of this residuum depends also on the used flux measurement method (FOKEN ET AL., 2006, BEYRICH ET AL., 2006). Independent of such difficulties in methodology in the case of the LES initialization it was necessary to use a larger amount of sensible heat flux as the observed one.

The time-dependent observed values of  $D$  are listed in tab. 3, in detail showed by RAABE ET AL. (2005). The accuracy of the imbalance  $D$  is calculated using the standard deviation of the sensible heat flux observations of the different systems and the standard deviation of the radiation flux measurements.

The non-homogeneous heating of the surface is reproduced by a horizontal variability of the vertical sensible heat flux (in the present case two types of surfaces). As a first assumption for the LES initialization the observed sensible heat fluxes over grassland as well as over bare soil were raised to the amount of such a part of the heat flux, corresponding to 50% of the gap of the current energy balance.

$$H_{\text{cor}} = H_{\text{average}} + 0.5 \cdot D \quad (7)$$

The value of 50% is used here, in order to consider that the observed imbalance could also be an indication for difficulties to observe the true amount of latent heat flux, although MEIJNINGER ET AL. (2006) showed that the gap in the energy balance closure is connected much more with a lack in the latent heat observations. The values  $H_{\text{cor}}$  are in good agreement with the values used for LES initialization (tab. 3). The time-dependent heat flux for LES initialization follows results from the thoughts explained above.

*Tab.3: The observed averaged data and the used time-depending variability of sensible heat flux for large eddy simulation.*

LES heat flux time depending initialization								
time (UTC)	Sensible heat flux H – average - observed		Imbalance D observed		$H_{\text{cor}}$		LES heat flux initialization	
	bare soil W/m <sup>2</sup>	grass W/m <sup>2</sup>	bare soil W/m <sup>2</sup>	grass W/m <sup>2</sup>	bare soil W/m <sup>2</sup>	grass W/m <sup>2</sup>	bare soil W/m <sup>2</sup>	grass W/m <sup>2</sup>
05:00	18±3	7±4	49±9	40±11	43±12	27±15		
05:10	22±7	8±2	63±17		53±24			
05:20	30±5	11±2	59±14		90±19			
05:30	36±7	15±4	74±19	93±13	73±26	62±17	<b>77</b>	<b>55</b>
05:40	46±9	19±2	83±22		88±31		<b>98</b>	<b>71</b>
05:50	59±6	21±4	85±14		102±20		<b>114</b>	<b>75</b>
06:00	38±7	9±4	42±30	52±24	59±37	35±28	<b>69</b>	<b>40</b>
06:10	27±11	3±5	58±47		56±58		<b>54</b>	<b>30</b>
06:20	57±17	34±3	129±43		122±60		<b>106</b>	<b>82</b>
06:30	65±9	25±8	65±30	95±28	98±39	73±38	<b>143</b>	<b>103</b>
06:40	76±2	25±7	44±18		98±20		<b>150</b>	<b>100</b>
06:50	60±13	22±7	60±30		90±43		<b>150</b>	<b>100</b>
07:00	86±7	47±9	88±25	153±29	130±32	123±34	<b>(150)</b>	<b>(100)</b>

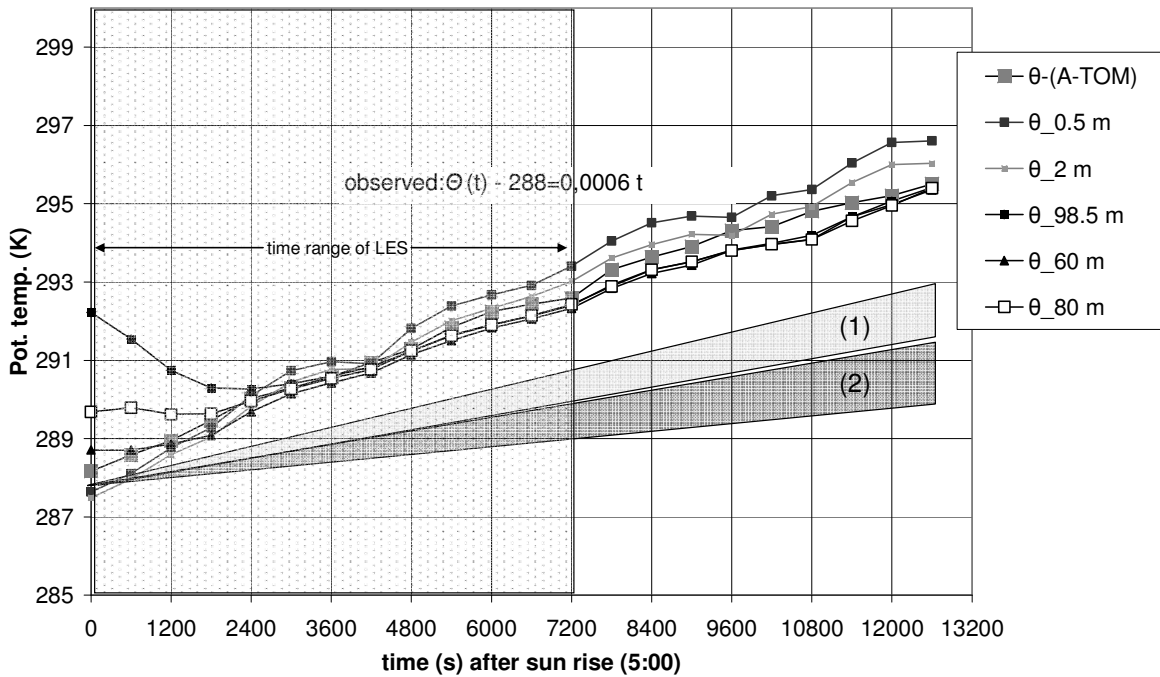


Fig. 3: Increase of the potential air temperature after sunrise on July 06<sup>th</sup>, 2002 (meteorological mast measurements from 0.5m up to 98.5m height and area-averaged near surface air temperature determined with the A-TOM). The range of analytical calculations results by using the minimum and maximum values of the observe,  $\gamma_H$ ,  $\gamma_{z_i}$  and the average of  $\gamma$  (Tab. 2). The calculated time dependent increase of the averaged potential air temperature underestimates the observed one (1: eq. 3a, 2: eq. 3b).

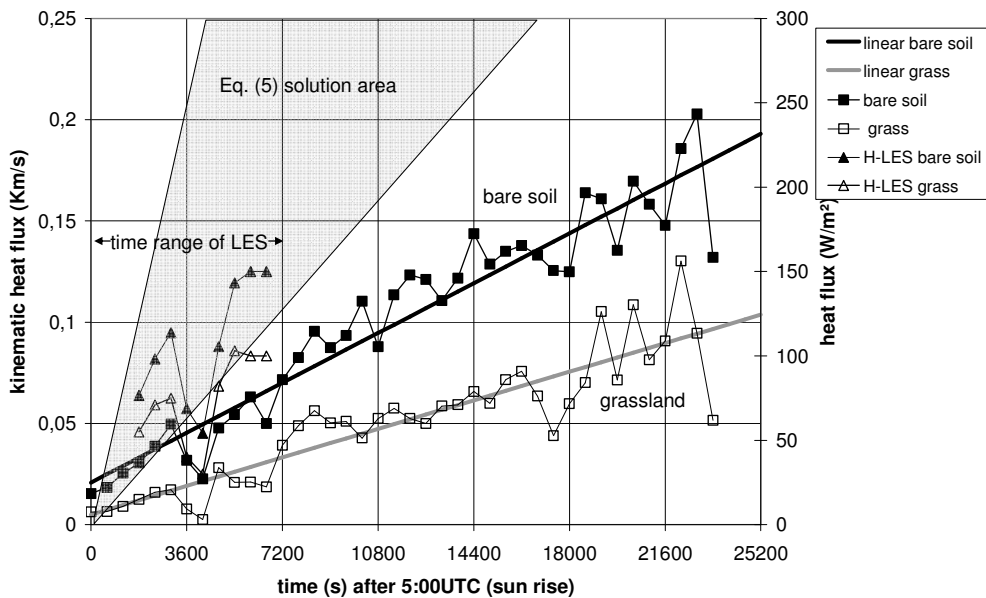


Fig. 4: The evolution of the sensible heat flux on July 06<sup>th</sup>, 2002 (arithmetic mean) observed with different systems. The linear approximation  $H(t)$  (see Tab. 1) is given. The range (grey area) is calculated using observed data and eq. (5). To explain the observed rise of the air temperature as well as the increase of the height of CBL significant higher heat fluxes are necessary. That's why the used values for LES are enlarged (see Tab. 3) by the amount of a partition of virtual heat flux. The resulting values fall into the grey-marked area covered by the relation eq. (5).

### 3. Comparisons between measurements and LES simulations

#### 3.1. The vertical temperature profile

The LES calculations have been carried out at the IBM Regatta pSeries 690 of the ‚Norddeutscher Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN)’. Using 128 parallel processes the simulations need 25 CPU days for one hour real time (the averaged time step was around 0.04 s). This explains a little bit, why it was not possible to extend the calculations to a longer time interval, which would be desirable for statistically more substantial conclusions.

A conventional proof of the agreement between LE-Simulation and measurements is the comparison of the observed and calculated development of the temperature profile (Fig. 5). The LES-profiles show the area averaged vertical variability of potential air temperature. The observed profiles represents averages over 10 min time (mast) or individual temperature measurement along a path through the atmosphere using the measurement platform HELIPOD. It is evident, that the simulation can reproduce the development of the vertical structure of the temperature in the morning hours. It is not surprising, that the variability of the measurements is much higher than those of the LES.

The calculated temporal increase of the height of CBL can be read off fig. 5. This height could be found by different points. For example the CBL-height can be defined as the intersection point of the initial profile and the new calculated profile some times later (see fig. 2 black triangles). Also possible: using the point where the new profile the first time deviates from the initial profile. The first method determines lower heights, the second method supplies to values of the CBL mostly identical with the observed values (fig.2 black rectangles).

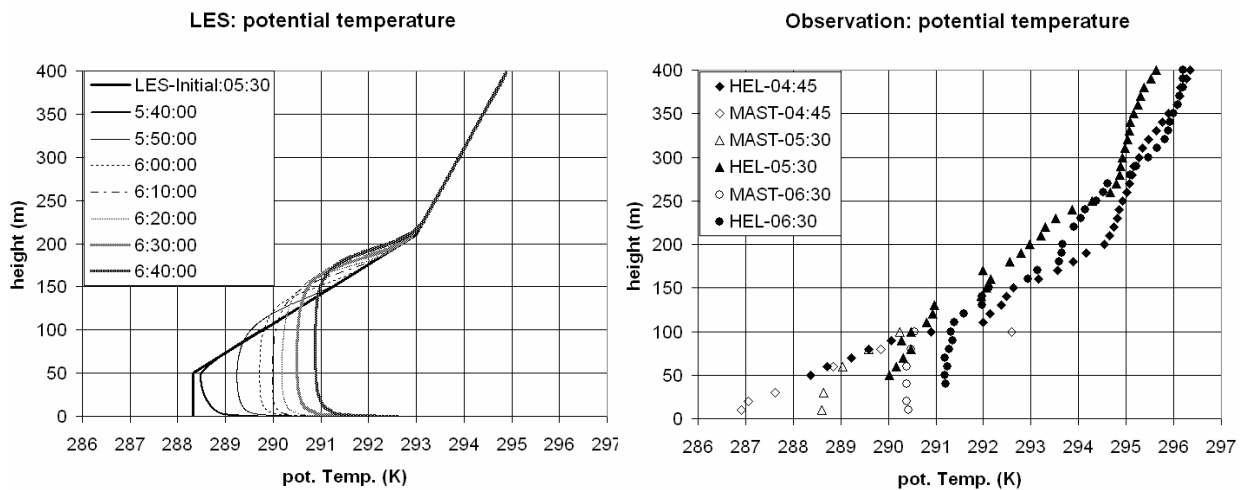


Fig 5: Observed (DWD-MAST measurements and HELIPOD measurements, see RAABE ET AL., 2005) and LES-calculated change of the potential temperature profile after sun rise.

#### 3.2 The temporal and spatial variable air temperature and wind field

The result of the LE-Simulation is a spatially and temporally variable distribution of wind and air temperature within the modeled area in a given height of the atmosphere. That's

why it was obvious to compare such a simulation with an experimental system which observes the wind and temperature field in a similar way.

Simulated and measured instantaneous wind and temperature fields can not be compared directly because the upwind and downwind areas are randomly distributed inside the homogeneous parts of the convective boundary layer (see WEINBRECHT ET AL., 2004). Therefore, statistical parameters of the meteorological fields were studied.

During STINHO-II the acoustic tomographic system (A-TOM) was used to observe the temperature and wind field within the experimental area. The resulting data sets are similar to the structure of the LES- data. The acoustic tomography observe, e.g. every minute one data set consisting of a record of time in flight of the acoustic signals (around 1s over a distance of around 300m). The A-TOM uses an iterative inverse reconstruction algorithm to conclude from the time in flight values to the data of temperature and wind (dividing the experimental area in single patches of 70m x 70m, means 35 temperature values and grid cells of 145m x 100m, 9 values of regional variable wind, s. RAABE ET AL., 2005). The LE-Simulation was carried out in a voxel grid of 0.75 m x 0.75 m x 0.5 m. This makes a time step for numerical calculations necessary of around 0.04s. To compare the LES with the measurements for every minute one numerically generated temperature or wind field is averaged using 93 x 93 single values for temperature and 196 x 133 values for velocity. From the PALM LES calculations one averaged temperature and wind distribution with the resolution of the A-TOM measurements was taken every 10 s. At least the A-TOM measurement and the LES data are aggregates to 10 min means.

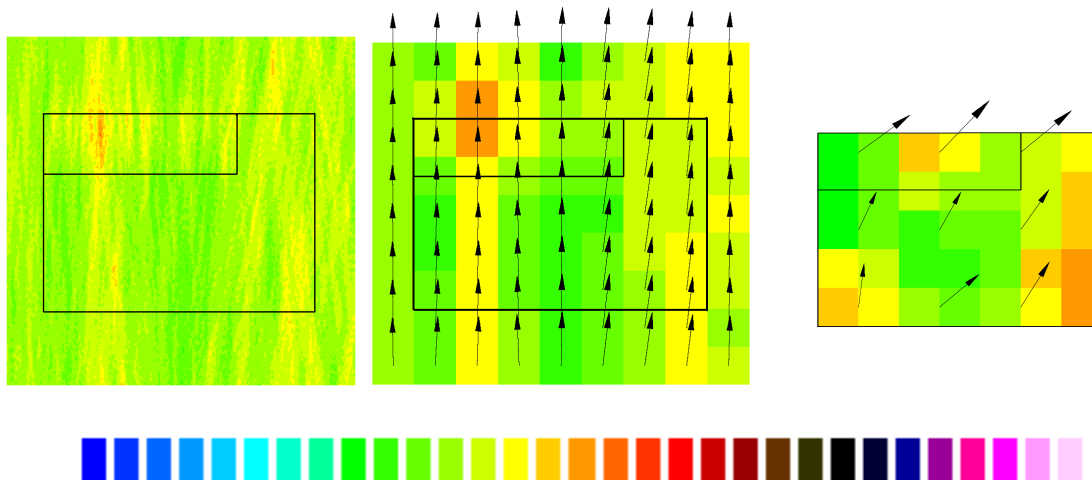


Fig. 6: Horizontal slices through the 10 min mean of the temperature field (instantaneous pictures in deg C, the colour steps are 0.1K, 290K blue - 293K pink) at a height of 2 m above ground on July 06<sup>th</sup>, 2002 at 06:20-06:30 UTC, simulated with the model PALM (left: original model resolution, middle: model resolution according to tomographic measurements. right: observed in nature by acoustic tomography -10min mean (06:21 - 06:30UTC).

Fig. 6 shows a 10 minutes average of a highly resolved LES-output. Also the aggregation algorithm is demonstrated. The observed picture obtains the impression of a similar spatial variability.

Due to the turbulent character of the air stream the single, instantaneous simulation and observation are not comparable. The LE-simulation use cyclic boundary conditions, means the landscape is covered with a sequence of similar changes between grass and



bare soil without any topography. Contrary to this behaviour the observations represent the air stream and temperature field above a real, non-reiterated landscape.

Comparing the averaged values for temperature and wind (fig. 7) the correspondence between simulation and experiment is satisfactory, much more for temperature than for wind. Evidently the selection of initialization data was successful.

Considering the variance of the temperature it can be seen, that the course of the calculated values follows closely to the course of the input data (see tab. 3). At the other side, the observed data do not show such a closed relation to the observed variability of the surface heat fluxes during the period of comparison (see fig. 4 and 7).

The LES-variance at the A-TOM- grid size is reduced to small values due to the averaging process, means the spatially variance of the highly resolve large eddy simulation can only be compared with the temporal variance of the A-TOM measurements. This comparison basically uses the Taylor hypothesis of frozen turbulence, which postulates an identity between spatial and temporal averaging.

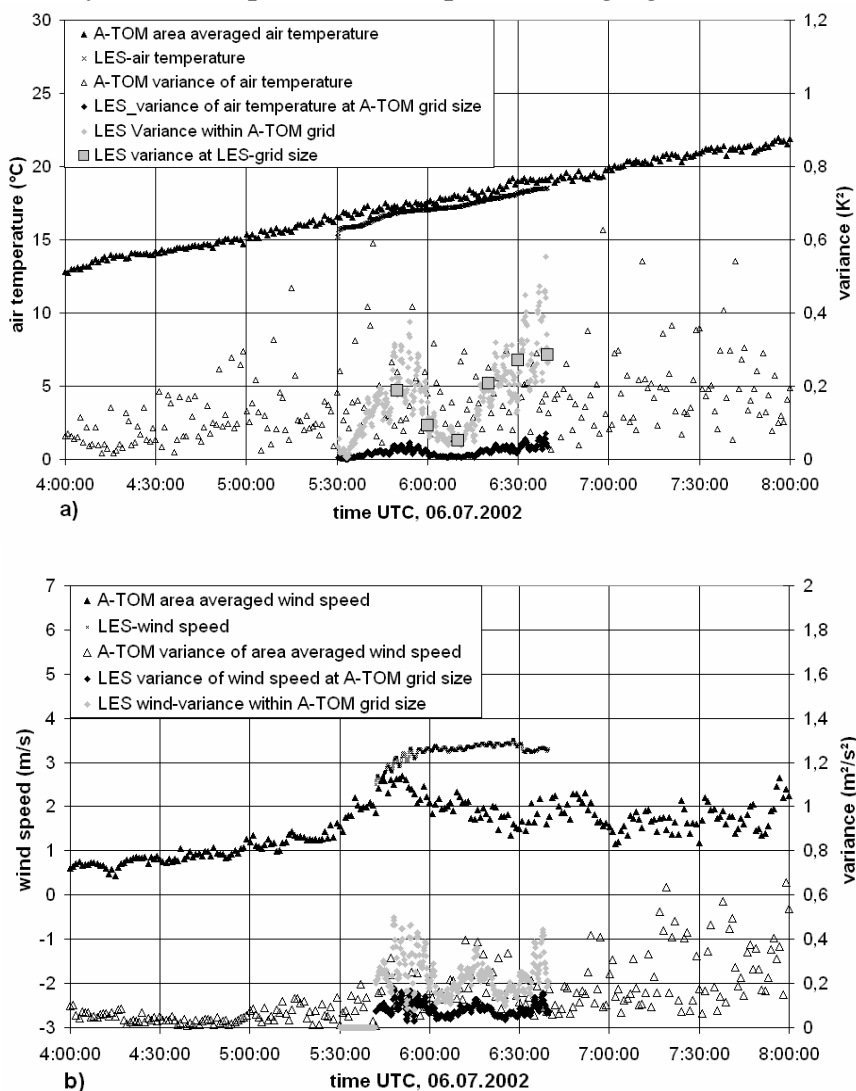


Fig.7: Comparison of averaged temperature (a) and wind speed (b) and their variances between the acoustic tomography (A-TOM) measurements and the LES. The grey symbols are calculated assuming a linear increase of the variance to compensate the numerical reduction of the values of variance by the spatial averaging effect.

## 4. Discussion

The STINHO project was performed to investigate the energy transfer within the atmospheric boundary layer under inhomogeneous surface conditions at the micro- $\alpha$  scale, especially to adapt a LES model to a real landscape.

In order to identify the signal from inhomogeneous heating clearly, the observations were performed close to the surface and around the borders between two fields of different surface properties. The resulting differences in the observed vertical turbulent heat fluxes between neighbouring surfaces are significant and much larger than measurement errors. At the other side, the observed differences in the air temperature field at a height of 2 m over different land uses are negligible, at least taking in account the accuracy of the measurements of wind speed and temperature. Significant 'inhomogeneous' signals are not visible neither in measurements nor in the simulations (RAABE ET AL., 2004).

The STINHO project has provided a data set to initialise a LES model. However, it was shown here which difficulties arise if experimental data are used for initialization. If one wishes to reproduce the increase of the observed temperature inside of the CBL as well as the increase of the convective boundary layer height correctly by the simulations, the observed values of the near-surface micro-scale sensible heat flux (necessary for LES initialization) are too small. The necessary larger amount of sensible heat for the LE simulations is taken here from the observed unclosed energy balance. Such deficiency in the energy balance observations mostly results from measurement techniques (FOKEN ET AL. 2006) or it is connected with the spatial and temporal structure to adapt point measurements to an area in a real landscape over flat, homogeneous surfaces and short vegetation (e.g., STANNARD ET AL., 1994; PANIN ET AL., 1998, MAHRT, 1998; TWINE ET AL., 2000; WILSON ET AL., 2002, BEYRICH ET AL. 2006,)

However, the 3D-LES model needs the total amount of available turbulent sensible heat to calculate a comparable structure of the CBL and not only this portion which was observed by small scale measurements. In general - the LES calculations follow nearby the time variable pre-determinations (especially for the temperature field).

Even with largest time and effort the comparison of the LES output with the described observations (acoustic tomography) is only qualitatively possible. This was already shown by WEINBRECHT, ET AL. (2004) for homogeneous surface conditions and this result must be extended also to the present case of inhomogeneous heating.

The reason lies in the complex structure of a turbulent air stream and of the observation technique (acoustic tomography) as well as in the numerical technique (LES). Both techniques reproduce only a part (different parts) of the whole spectrum of turbulence. In the result a quantitative comparison of observations and calculations is impossible.

Subsequent projects, comparing turbulence structure simulations and area covering observations of turbulent fields must pay more attention to an adequate and adapted measurement and simulation algorithm – both methods must be able to reproduce the identical parts of the spectrum of turbulence.

## Acknowledgements

The STINHO project was performed as a part of the VERTICO network which has been funded by the German Federal Ministry on Education and Research (BmBF) in the frame of the AFO-2000 research program (grant No. 07ATF37). The STINHO project partners, University of Bayreuth, Th. Foken and M.Göckede, TU Braunschweig: J. Bange, P. Zittel, T. Spiess, DWD Observatory Lindenberg: F. Beyrich, J.P. Leps have realized and analysed the quoted profile and flux-measurements. Thanks for the fruitful cooperation and also to the LES-cooperator S. Raasch from Leibnitz University Hannover.

*The Reproduction of the topographic maps is possible with kind permission of the Landesvermessungsamt Brandenburg, No. GB 57/01.*

## References

- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., Spindler, G., 2004: Acoustic tomography and conventional meteorological measurements over heterogeneous surfaces. *Meteorol and Atmos. Physics*, **85**, 175-186.
- Arnold, K.; Beyrich, F., Göckede, M., Zittel, P.; 2002: STINHO-2 data base. – unpublished.
- Avissar R., and T. Schmidt, 1998: An evaluation of the scale at which ground-surface heat flux patchiness affects the convective boundary layer using large-eddy simulation. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2666–2689.
- Bange, J., Roth, R., 1999: Helicopter-Borne Flux Measurements in the Nocturnal Boundary Layer Over Land - a Case Study, *Boundary-Layer Meteorol.*, **92**, 295-325.
- Bange, J., Spieß, T. van den Kroonenberg, A., Characteristics of the Early-Morning Shallow Convective Boundary Layer from Helipod Flights during STINHO-2. TAC (DOI 10.1007/s00704-006-0272-2)
- Bernhofer Ch., Köstner B., Arnold K., Atashfaraz S., Bange J., Baums A. B., Berger F. H., Beyrich F., Butterbach-Bahl K., Brüggemann E., Brüggemann N., Dämmgen U., Falge E., Feigenwinter Ch., Fischer B., Foken Th., Göckede M., Goldberg V., Gravenhorst G., Grüner A., Grünhage L., Grünwald T., Haggagy M., Herrmann H., Herold M., Imbery F., Ibrom A., Kesik M., Letzel M. O, Li Ch., Liebenthal C., Lohse A., Matschullat J., Matzarakis A., Mauder M., Mayer H., Miehle P., Oltchev A., Pleßow K., Queck R., Raabe A., Raasch S., Reth S., Rost J., Schaaf S., Schröter M., Schwiebus A., Spieß T., Spindler G., Stiller B., Tenhunen J. D., Vogt R., Wagner M., Weigel H.-J., Ziemann A., Zimmermann F., Zittel P., 2005: Vertical transport of energy and trace gases at anchor stations and their spatial and temporal extrapolation under complex natural conditions. In: Results of the German Atmospheric Research Programme – AFO 2000, Ed. R. Winkler GSF, Federal Ministry of Education and Research, 265p.
- Beyrich, F., Leps, J.P., Mauder, M., Bange, J., Foken, T., Huneke, S., Lohse, H., Lüdi, A., Meijninger, W.M.L., Mironov, D., Weisensee, U., Zittel, P., 2006: Area-averaged surface fluxes over the Litfass region based on eddy-covariance measurements. *Boundary-Layer Meteorol.* **121**, 33-65
- Deardorff, J. W., 1970: A numerical Study of Three-Dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Numbers, *J. Fluid Mech.*, **41**, 453-480.
- Deardorff, J. W., 1974: Three-Dimensional Numerical Study of the Height and Mean Structure of a Heated Planetary Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 81-106.
- Foken, T., 2006: *Angewandte Meteorologie, Mikrometeorologische Methoden*. Springer Vlg., 289 S.
- Foken, T., Wimmer, F., Mauder, M., Thomas, C., Liebenthal C., 2006: Some aspects of the energy balance closure problem. *Atmos. Chem. Phys.* **6**, 4395-4402
- Göckede, M., Rebmann, C., Foken, T., 2004: A combination of quality assessment tools for eddy covariance measurements with footprint modelling for the characterisation of complex sites. *Agric. For. Meteorol.* **127**, 175–188.
- Göckede, M. Markkanen, T. Mauder, M., Arnold, K., Leps, J.P., Foken, Th., 2005: Validation of footprint models using natural tracer measurements from a field experiment *Agric. For. Meteorol.* **135**, 314–325
- Letzel, M.O., Raasch, S., 2003: Large-Eddy Simulation of Thermally Induced Oscillations in the Convective Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2328-2341.
- Lilly, D. K., 1967: The Presentation of small-scale Turbulence in Numerical Simulation Experiments. In: Proc. IBM Scientific Computing Symp. on Environmental Sciences, Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, NY, 195-210.
- Mahrt, L., 1998. Flux sampling errors for aircraft and towers. *J. Atmos. Ocean. Technol.* **15**, 416–429.

- Mauder, M., Liebenthal, C., Göckede, M., Leps, J.P., Beyrich F., Foken, T., 2006: Processing and quality control of flux data during LITFASS-2003. *Boundary-Layer Meteorol.* 121, 67-88
- Mason, P. J., 1988: Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, 46, 1492-1516.
- Meinjninger, W.M.L., Beyrich, F., Lüdi, A., Kohsiek, W., De Bruin, A.A.R., 2006 : Scintillometer-based turbulent fluxes of sensible and latent heat over a heterogeneous land surface – a contribution to LITFASS-2003. *Boundary-Layer Meteorol.*, 121, 89-110,
- Panin, G.N., Tetzlaff, G., Raabe, A.: Inhomogeneity of the land Surface and Problems in the Parameterization of Surface Fluxes in Natural Conditions. *Theor. Appl. Climatol.*, 60, 163-178
- Raabe, A., Ziemann, A., Arnold K., Conrath Th., 2004: Abschlussbericht zum Forschungsprojekt:VERTIKO, Struktur des turbulenten Transports über INHOMogener Unterlage (STINHO), Akustisch-optischer Teilbeitrag, FK 07 AFT37-ULLIM, Univ. Leipzig, Inst. f. Meteorologie, 34S.
- Raabe, A., K. Arnold, A. Ziemann, F. Beyrich, J.P. Leps, J. Bange, P. Zittel, T. Spiess, T. Foken, M Göckede, M. Schröter, S. Raasch, 2005: STINHO – Structure of turbulent transport under inhomogeneous surface conditions – part 1: The micro- $\alpha$  scale field experiment. *Meteorol. Z.*, 14, 315-327
- Raasch, S., Etling, D., 1991: Numerical Simulation of Rotating Turbulent Thermal Convection. *Beitr. Phys. Atmosph.* 64, 185-199.
- Raasch, S., Etling, D., 1998: Modelling Deep Ocean Convection: Large Eddy Simulation in Comparison with Laboratory Experiments. *J. Phys. Oceanogr.* 28, 1786-1802.
- Raasch, S., Schröter, M., 2001: PALM - A Large Eddy Simulation Model Performing on Massively Parallel Computers. *Meteorol. Z.*, N.F. 10, 363-372.
- Raasch, S., Harbusch, G., 2001: An Analysis of Secondary Circulations and there Effects caused by Small-Scale Surface Inhomogeneities using LES. *Boundary-Layer Meteorol.*, 101: 31-59.
- Sagaut, P., 2006: Large Eddy Simulation for Incompressible Flows, An Introduction, Springer Vlg.
- Schmidt, H., Schumann, U., 1989: Coherent Structure of the Convective Boundary Layer Derived from Large-Eddy Simulations. *J. Fluid. Mech.*, 200, 511-562.
- Stannard, D.I., Blanford, J.H., Kustas, W.P., Nichols, W.D., Amer, S.A., Schmutge, T.J.,Weltz, M.A., 1994. Interpretation of surface flux measurements in heterogeneous terrain during the monsoon 90 experiment. *Water Resour. Res.* 30 (5), 1227–1239.
- Stull, R.B., 1988: An Introduction to Boundary Layer Meteorology, Kluwer Acad. Press, 666p.
- Tetzlaff, G., Arnold, K., Raabe, A., Ziemann, A., 2002: Observations of area-averaged near-surface wind- und temperature-fields in real terrain using acoustic travel time tomography. *Meteorol. Z.*, N.F.,11, 273-283.
- Twine, T.E., Kustas, W.P., Norman, J.M., Cook, D.R., Houser, P.R., Meyers, T.P., Prueger J.H., Starks, P.J., Wesely, M.L., 2000: Correcting eddy-covariance underestimates over a grassland. *Agric. For. Meteorol.* 103, 279-300.
- Weinbrecht, S., Raasch, S., 2001: High Resolution Simulations of the Turbulent Flow in the Vicinity of an Arctic Lead. *J. Geophys. Res.*, 106 C11, 27035-27046.
- Weinbrecht, S., Raasch, S., Ziemann, A., Arnold, K., Raabe, A., 2004: Comparison of Large-Eddy Simulation data with spatially averaged measurements obtained by Acoustic Tomography - presuppositions and first results. *Boundary-Layer Meteorol.* 111, 441-466.
- Wilson, K., Goldstein, A., Falge, E., Aubinet, M., Baldocchi, D.D., Bernhofer, Ch., Ceulemans, R., Dolman, H., Field, C., Grelle, A., Law, B., Loustau, D., Meyers, T., Moncrieff, J., Monson, R., Oechel, W., Tenhunen, J., Verma, S., 2002: Energy balance closure at FLUXNET sites. *Agric. Forest Meteorol.* 113, 223-243.
- Ziemann, A., Arnold, K., Raabe, A., 2002: Acoustic tomography as a remote sensing method to investigate the near-surface atmospheric boundary layer in comparison with in situ measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 19, 1208-1215.

#### Addresses:

A. Raabe, K. Arnold, A. Ziemann, Univ. Leipzig, Inst. f. Meteorologie, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

M. Schröter: Alfred-Wegener-Institute f. Polarforschung, Am Handelshafen 12, 27570 Bremerhaven

# Detektion interner Schwerewellen in der stabilen Grenzschicht mittels akustischer Fernerkundung

A. Kniffka, A. Ziemann, I. Chunchuzov, S. Kulichkov, V. Perepelkin

## Zusammenfassung

Der Einfluss interner Schwerewellen (IGW) auf die untere Atmosphäre bei stabiler Schichtung wurde mittels einer Kombination zweier akustischer Fernerkundungsmethoden untersucht. Im Juli 2005 wurde in Zvenigorod, Russland ein gemeinsames Experiment durchgeführt, an welchem sowohl eine Arbeitsgruppe des Oboukhov Institute of Atmospheric Physics (OIAP) als auch des Leipziger Instituts für Meteorologie (LIM) teilnahmen. Bei der Feldkampagne wurde die sogenannte acoustic pulse sounding method des OIAPs und die akustische Laufzeit-tomographie des LIM eingesetzt, SODAR und RASS Messungen kontrollierten dabei ständig den Zustand der Atmosphäre bezüglich der Wind- und Temperaturprofile. Die internen Schwerewellen wurden anschließend mittels Kreuzkorrelationsanalyse der Zeitserien der gemessenen akustischen Parameter (hier: Laufzeiten) detektiert. Die Empfängersysteme waren an verschiedenen Stellen im Messgebiet verteilt. Deswegen konnten zwei verschiedene Detektionsmethoden angewendet werden. Erstens die Detektion entlang gebrochener Schallstrahlen in der Nähe deren Umkehrpunkte zwischen 50 m und 100 m und zweitens die Detektion von nahezu horizontal verlaufenden Schallstrahlen welche Sender/Empfänger-Paare verbinden. Somit konnten sowohl vertikale als auch horizontale Informationen über den Zustand der Atmosphäre während des Experiments erfasst werden.

## Summary

The effects of internal gravity waves (IGWs) on the lower atmosphere under stable conditions were studied by using a combination of different acoustic remote sensing methods. In July 2005 a joint experiment was performed at Zvenigorod (Russia) which was conducted by the two groups, Oboukhov Institute of Atmospheric Physics (OIAP) and Leipzig Institute for Meteorology (LIM) During this campaign the OIAP group's acoustic pulse sounding method and the acoustic travel time tomography of the LIM group were employed simultaneously with SODAR and RASS measurements used for monitoring the state of the lower atmosphere which were wind and temperature profiles. The internal gravity waves were detected by means of a cross-coherence analysis of the time series for the measured acoustical parameters (travel times). The acoustical receivers were placed at several locations distributed within the measurement field. Therefore two methods could be employed for detecting the gravity waves: first the detection along refracting ray paths with turning points in the atmosphere between 50 m to 100 m and second the

detection of almost horizontal ray paths that connect pairs of source and receivers. In this way both horizontal and vertical information of the atmosphere's state could be gathered throughout the experiment.

## 1 Einleitung

Interne Schwerewellen sind ein wichtiger Energie- und Stoffaustauschmechanismus für die stabil geschichtete Grenzschicht (siehe z.B. Finnigan et al., 1984, Chimonas, 2002). Diese räumlich und zeitlich organisierten Strukturen können Wind- und Temperaturfluktuationen auf einer Zeitskala von einigen Minuten bis Stunden bzw. auf horizontalen Skalen von hundert Metern bis einigen Kilometern induzieren. Diese Fluktuationen erzeugen eine Variabilität in den Parametern akustischer Signalen, wie zum Beispiel der Laufzeit eines Signals, dessen Amplitude oder der Ankunftszeitwinkel. Dieser Umstand wird in der akustischen Laufzeit-tomographie sowie der sogenannten "acoustic pulse sounding method" zur Detektion und Charakterisierung der internen Schwerewellen ausgenutzt. Das Ziel dieser Studie ist die Untersuchung der statistischen Kenngrößen dieser akustischen Parameter, um den Einfluss der internen Schwerewellen auf turbulente Regimes in einer stabilen Grenzschicht besser charakterisieren zu können.

## 2 Messsysteme

Speziell um mesoskalige Windgeschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen in der Atmosphäre zu messen, wurde die "Acoustic pulse sounding method" entwickelt (Chunchuzov, 2002; Chunchuzov et al., 2005). Hierbei werden stabile akustische Signale durch Detonation einer Luft-Propan-Mischung generiert. Räumlich angeordnete Empfänger messen die akustischen Impulse im Abstand von einigen Kilometern vom Generator. Diese akustische Tomographiemethode der stabilen Grenzschicht

Der dabei anwendbare Akustische Tomografiealgorithmus innerhalb einer stabilen Grenzschicht basiert auf der Annahme der Existenz von einem akustischen Wellenleiter nahe der Erdoberfläche infolge Temperaturinversion und vertikaler Windscherung. In einer stabil geschichteten Atmosphäre findet die Schallausbreitung entsprechend dem Brechungsgesetz auf gekrümmten Schallpfaden in einem Schallwellenleiter innerhalb der Inversionsschicht statt. Da sich die Umkehrpunkte der Schallwege in ca. 50 bis 300 m Höhe befinden (bei Entfernungen von 1 bis 4 km zwischen Schallquelle und Empfänger), können die Schallgeschwindigkeitsfluktuationen aus größeren Höhen von Mikrofonen in Bodennähe sondiert werden und so Informationen in vertikaler Richtung über den Zustand der Atmosphäre gewonnen werden. Eine zweite Messmethode ist die akustische Laufzeit-tomographie. Diese Technik nutzt die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von Temperatur und Windvektor aus, um die horizontale Verteilung dieser Größen im Messgebiet zu bestimmen (Arnold et al., 2004; Ziemann et al., 2002). Hierbei werden relativ kurze Schallausbreitungsstrecken (hier ca. 300 m Länge) benutzt (Arnold et al., 2005), weshalb

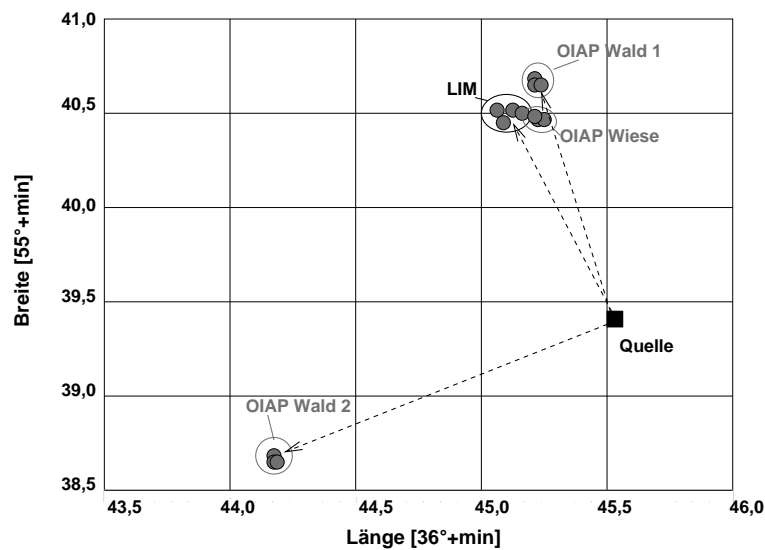


**Abbildung 1:** Links: Schallquelle, ein Signal wurde alle 60 s ausgesandt. Rechts: Messmikrophon des LIM-Messsystems.

eine annähernd geradlinige Schallausbreitung angenommen werden kann. Das Messsystem besteht aus mehreren Lautsprechern und Empfängern, welche im Feld innerhalb oder um das zu vermessende Gebiet verteilt sind. Messungen der akustischen Laufzeit der Schallsignale können somit für die Berechnung einer horizontalen Verteilung der Temperatur- und Windfluktuationen in der Messhöhe von ca. 2 m genutzt werden. Der bodennahe Einfluss von Wellenstrukturen ist damit in der stabilen Grenzschicht nachweisbar und verschiedene Wellenparameter, z.B. Ausbreitungsgeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung, können bestimmt werden (Arnold et al., 2005, Kniffka et al., 2006).

### 3 Messkampagne in Zvenigorod im Juli 2005

2005 fand ein gemeinsames Experiment in Zvenigorod statt, an dem die Messverfahren vom Leipziger Institut für Meteorologie (LIM) und vom Obukhov Institute for Atmospheric Physics (OISAP) die Atmosphäre in horizontaler und vertikaler Richtung vermaßen. Während des Experiments 2005 wurde für beide Systeme dieselbe Schallquelle (Detonation eines Luft-Propan-Gemischs alle 60 s) genutzt und die Laufzeitdifferenzen des ausgesendeten Signals infolge von unterschiedlichen Ausbreitungswegen und Reflektionshöhen an verschiedenen Beobachtungspunkten aufgenommen. Die LIM Messungen fanden mit drei Messmikrofonen in ca. 2,2 km Entfernung von der Schallquelle auf einem Wiesenstandort



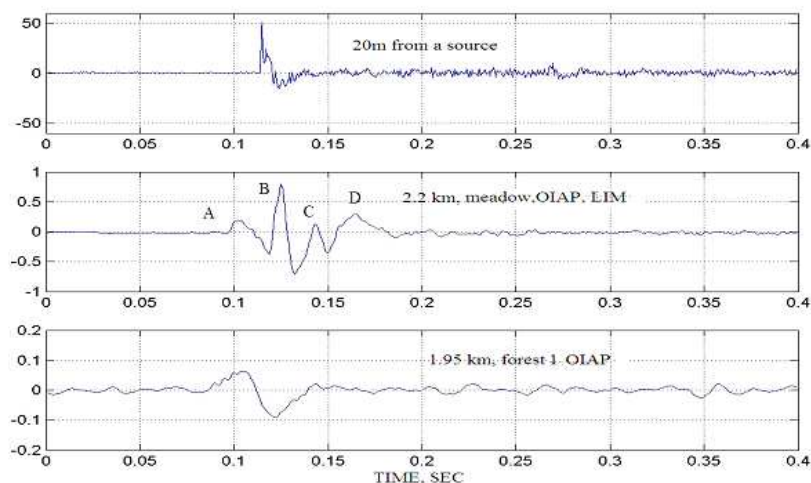
**Abbildung 2:** Messaufbau des Experiments von Juli 2005 in Zvenigorod, 3 OIAP und 1 LIM-Empfängernetzwerke mit jeweils 3 Empfängern, sowie die Schallquelle waren aufgebaut.

statt (siehe Abb. 2). In der Nähe befand sich ein Mikrofonnetzwerk der OIAP-Gruppe mit weiteren 3 Mikrofonen. 2 Netzwerke lagen außerdem in nahe gelegenen Wäldern in unterschiedlichen Richtungen von der Schallquelle, um Mit- und Gegenwindsituationen zu erfassen. Die akustischen Laufzeitsondierungen wurden mit mehreren Empfängerkonstellationen mit unterschiedlichen Abständen zwischen ca. zehn und einigen hundert Metern ausgewertet, um interne Schwerewellen auf unterschiedlichen räumlichen und zeitlichen Skalen zu studieren. Die akustischen Messungen wurden in den Nachtstunden bei stabil geschichteter Atmosphäre durchgeführt, um Schallausbreitung in einem Wellenleiter zu gewährleisten. Das Auftreten von Wellenleitern in der Nähe der Erdoberfläche zur Messzeit wurde kontrolliert anhand des Wind- und des Temperaturprofils (Brunt-Vaisala Frequency) in der atmosphärischen Grenzschicht, welche kontinuierlich beobachtet wurden mittels eines SODAR/RASS und eines meteorologischen Masts.

#### 4 Ergebnisse

Ein Beispiel des Signals, welches vom Impulsgenerator erzeugt wird und in einiger Entfernung empfangen wird, ist in Abb. 3 dargestellt. Abhängig vom Abstand zwischen Quelle und Empfänger, dem Azimut der Schallwelle und der atmosphärischen Schichtung empfangen die Mikrophone unterschiedliche Ausprägungen des übertragenen Signals. Das Signal (OIAP Wiese in Abb. 2) im mittleren Graphen teilt sich in einen Satz von Bestandteilen A, B, C und D infolge von Wellenleitung in der gegebenen azimuthalen Richtung auf. Dasselbe Signal empfangen am Punkt OIAP Wald mit einem anderen Azimut zeigt keine





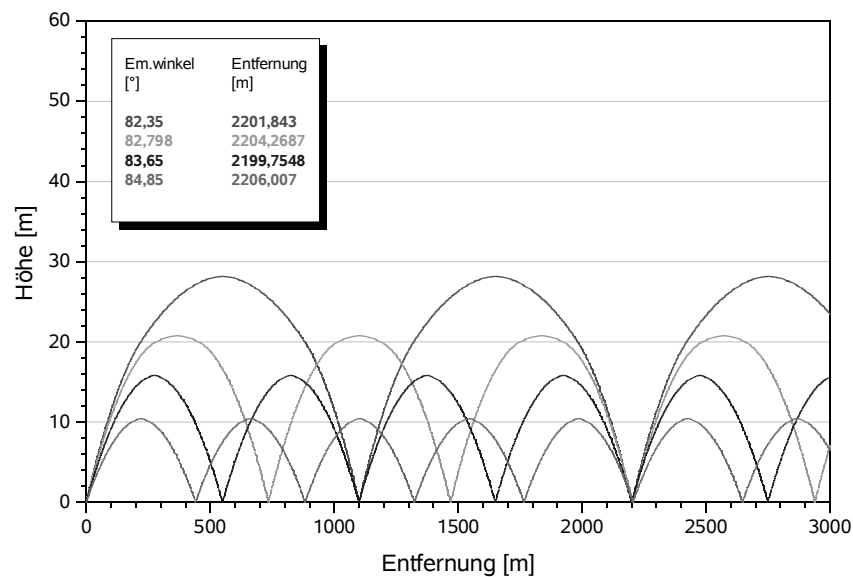
**Abbildung 3:** Eines der akustischen Signale empfangen am 12.07.2005 um 00:11:55 Uhr Ortszeit in verschiedenen Abständen bzw. Richtungen von der Schallquelle: nahe der Quelle im oberen Graphen, und in ca. 2 km Entfernung, einmal in Mitwindrichtung (mittlerer Graph) und gegen den Wind (unten). Auf der vertikalen Achse ist der akustische Druck in Pa dargestellt.

Aufspaltung. Dies wird von der nicht wellenleitenden Ausbreitung des Signals gegen den Wind bedingt (Chunchuzov et al., 2005). Diese Aufteilung des gemessenen Signals entsteht durch die Ausbreitung des Schalls auf verschiedenen Pfaden durch die Atmosphäre, was sich in Analogie zur geometrischen Optik mittels Schallstrahlen darstellen lässt. Jeder Schallstrahl breitet sich je nach Abstrahlwinkel und je nach Luftzusammensetzung auf einem bestimmten Pfad aus, bei stabiler Schichtung der Atmosphäre und Schallausbreitung in Windrichtung werden die Schallstrahlen gebogen und erreichen in gewisser Entfernung wieder den Erdboden (s. Abbildung 4). Die Laufzeiten sind je nach Weglänge und Ereignissen (z. B. Durchlaufen einer Internen Schwerewelle) entlang dieses Weges unterschiedlich, wodurch die unterschiedlichen Ankunftszeiten entstehen. Diese Abhängigkeit der Laufzeiten vom Zustand der Atmosphäre entlang des Wegs wird ausgenutzt, um vertikal aufgelöste Informationen über organisierte Wellenstrukturen zu erhalten. Aus den einzelnen Messungen ließen sich einstündige Zeitreihen für jeweils einen Tag erstellen. Für diese Zeitreihen wurden die Kreuzleistungsspektren ( $K_{ij}$ ) und Multikohärenzfunktionen ( $K_0$ ) mit

$$K_0 = (K_{12}^2 + K_{23}^2 + K_{31}^2 - 2K_{12}^2 K_{23}^2 K_{31}^2 \cos \sum \varphi)^{1/2} \quad (1)$$

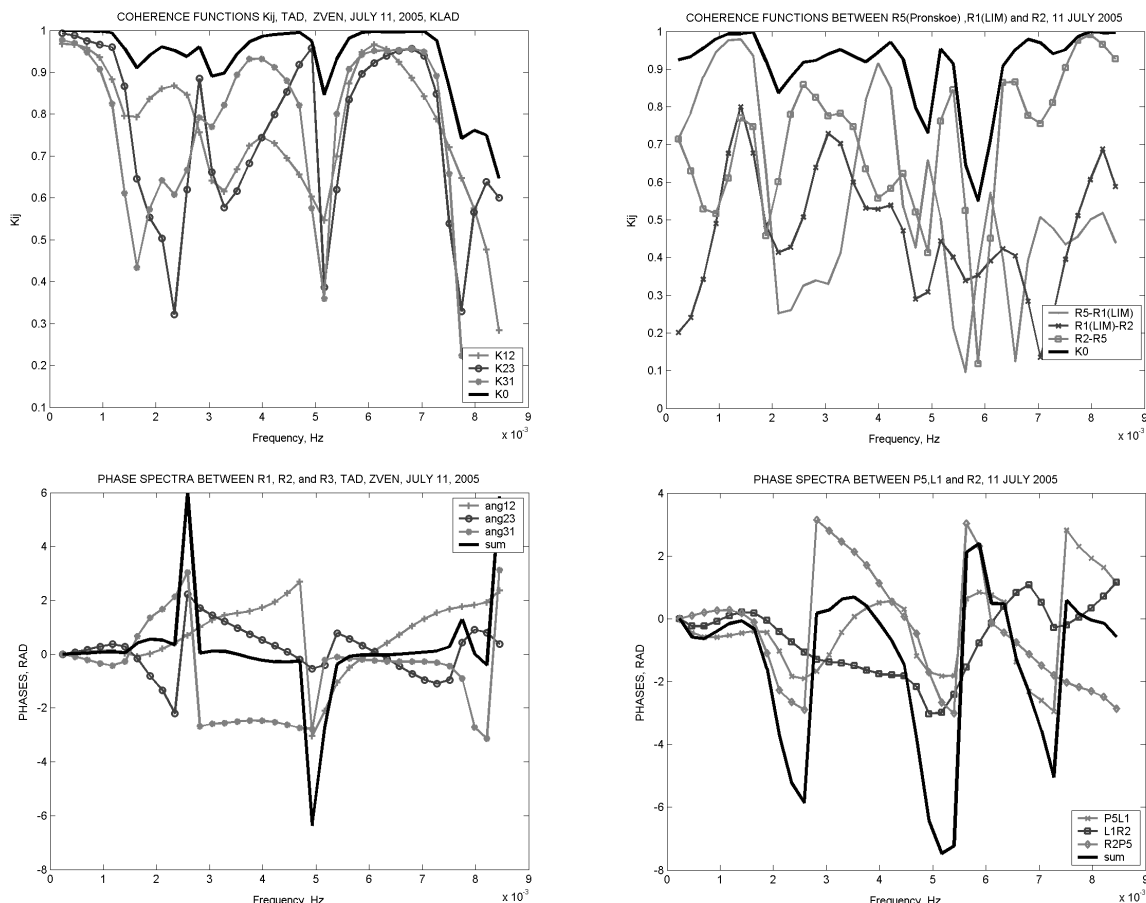
sowie die die zugehörigen Phasenspektren ( $\varphi$ )

$$\sum \varphi = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + (\varphi_3 - \varphi_1) \quad (2)$$

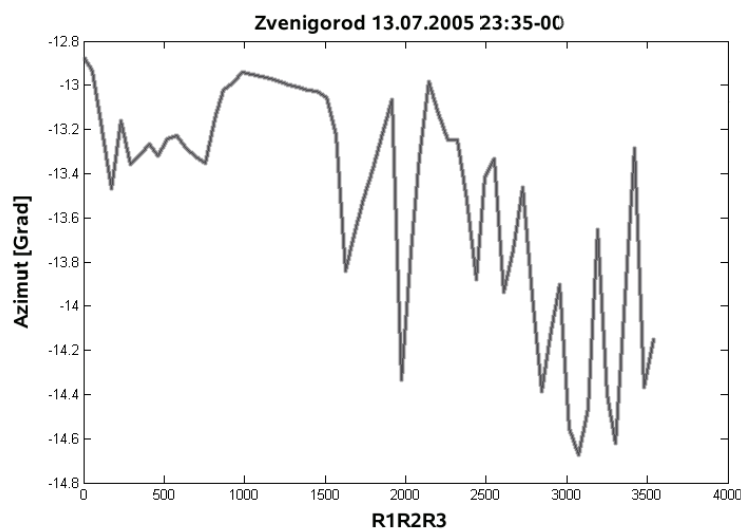


**Abbildung 4:** Modellierter Weg der Schallstrahlen durch die Atmosphäre am 13.07.2005, der Strahl mit dem höchsten Umkehrpunkt hat den kürzesten Weg und liegt aufgrund dessen im Signal an erster Stelle.

berechnet (siehe auch Bendat and Piersol, 1986, Chunchuzov et al., 2005). Ein Indikator für das Auftreten von organisierten Wellenstrukturen innerhalb des betrachteten Zeitintervalls ist gleichzeitiges Auftreten von 1 in der Multikohärenzfunktion und 0 in der Summe der Phasendifferenzen. Die Kohärenzen und Phasenspektren für die Laufzeitdifferenzen wurden als Beispiel für drei Empfänger, welche ein kleines Dreieck (R1, R2, R3) mit einer Seitenlänge von ca. 30 m bildeten, berechnet, ebenso für ein größeres Dreieck (L1, R2, P5) mit Seitenlängen von 135 m bis 400 m, welche sich im Abstand von ca. 2,5 km von der Schallquelle in derselben Richtung bezüglich des mittleren Windes wie das kleine Dreieck befanden. In Abb. 2 sind Beispiele der Kohärenzen und entsprechenden Phasenspektren für einen einstündigen Zeitabschnitt der ausgesuchten Dreiecke zu sehen. Anhand der Phasenspektren ist zu erkennen, dass für das größere Dreieck nur niederfrequente Fluktuationen im Bereich von  $1 - 2 \cdot 10^3 \text{ Hz}$  (dies entspricht Periodendauern von 16 bis 8 Minuten) auftreten bei einer Summe der Phasen von 0 und einer Multiokohärenzfunktion in der Nähe von 1. Die berechneten horizontalen Wellenlängen von solchen Fluktuationen sind 2,5 bis 2,9 km, was vergleichbar mit der maximalen Abmessung des großen Dreiecks ist. Ihre horizontale Phasengeschwindigkeit liegt zwischen 3,5 und 4 m/s. Für das kleine Dreieck mit 30 m Seitenlängen wurden auch geringere Periodendauern gefunden, sie liegen zwischen 5,5 - 3,5 min und 2,5 - 2 min. Bedingt durch die kleineren Seitenlängen des Dreiecks können nur Fluktuationen mit kürzeren Wellenlängen von etwa 150 bis 200 m und geringe Phasengeschwindigkeiten von weniger als 1,5 m/s bestimmt



**Abbildung 5:** Kohärenz (oben) und Spektren der Phasendifferenzen (unten) für Laufzeiten vom 12.07.2005 für einen einstündige Zeitabschnitt. Auf der linken Seite sind die Ergebnisse für das kleine Dreieck mit 30 m Seitenlänge dargestellt (R1, R2, R3), auf der rechten die entsprechenden Graphen für das große Dreieck mit Seitenlängen zwischen 135 m und 400 m (L1, R2, P5). Maximale Kohärenz zusammen mit der Summe der Phasendifferenzen gleich Null ist ein Anzeichen für das Auftreten von IGW's.



**Abbildung 6:** Azimutwinkel am Mikrofonnetzwerk LIM Wiese, am 13.07.2005 zwischen 23:35 und 00:35 Uhr Ortszeit.

werden. Ein Vergleich beider Dreiecke zeigt eine Abnahme der Phasengeschwindigkeit mit zunehmender Frequenz. Dies ergibt sich aus der Dispersionsrelation für die Wellenbewegung in einem Wellenleiter (siehe Chunchuzov et al., 2007). Desweiteren weisen die beobachteten wellenförmigen Strukturen bestimmte, frequenzabhängige horizontale Phasengeschwindigkeiten auf, welche jedoch nicht notwendigerweise mit der Windgeschwindigkeit übereinstimmen, gleiches gilt auch für die Ausbreitungsrichtung der Wellen. Somit ist die Gültigkeit der Taylor-Hypothese an dieser Stelle nicht gegeben und die typischen horizontalen Skalen für die Wellen können nicht aus den Zeitskalen der Fluktuationen bestimmt werden.

Ein weiterer Effekt der Temperatur- und Windfluktuationen, welche von den IGW's ausgelöst werden, ist die Beeinflussung des Azimutwinkels, unter welchem das gesendete Signal einen Empfänger erreicht (s. Abb. 6). Die Standardabweichung des Azimutwinkels von seinem mittleren Wert innerhalb des betrachteten einstündigen Zeitintervalls liegt bei ca. 1 Grad. Damit lässt sich der zu erwartende Fehler bei der Lokalisierung von Schallquellen in einer stabil geschichteten Atmosphäre abschätzen.

## 5 Diskussion und Ausblick

Charakteristische Größen von kleinskaligen internen Schwerewellen in der stabilen nächtlichen Grenzschicht konnten mit Hilfe von akustischer Laufzeittomographie und der sogenannten "acoustic pulse sounding method" bestimmt werden. Erste Berechnungen der horizontalen Größenordnung der Laufzeitfluktuationen zeigten diskrete Spektren was mit

der Existenz eines diskreten Spektrums von internen Wellenmoden in den Wellenleitern, welche sich in der unteren Atmosphäre bilden, in Zusammenhang gebracht werden kann. Die Laufzeitmessungen mit einem Feld von räumlich verteilten Empfängern ermöglichte es, die Beziehung zwischen horizontalen und zeitlichen Skalen der Fluktuationen durch Berechnung ihrer Kreuzleistungsspektren und zugehörigen Phasenspektren zu bestimmen. In weiteren Analysen wird eine Generalisierung der erhaltenen Ergebnisse angestrebt, um den Einfluss der IGW's auf die untere Atmosphäre zu charakterisieren. Damit können Parametrisierungen für die Wechselwirkung zwischen internen Schwerewellen und Turbulenz für Modelle der Grenzschicht oder auch Schallausbreitungsmodelle abgeleitet werden.

## Literatur

- Arnold, K., Balogh, K., Ziemann, A., Barth, Manuela, Raabe, A., Daniel, D., 2005: Determination of meteorological quantities and sound attenuation via acoustic tomography. Forum Acusticum Budapest 2005, CD-ROM.
- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., Spindler, G., 2004: Acoustic tomography and conventional meteorological measurements over heterogeneous surfaces. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **85**, 175-186.
- Bendat, J.S., Piersol, A.G., 1986: *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*. J.Wiley & Sons Inc., New York, 566 S..
- Chimonas, G., 2002: On internal gravity waves associated with the stable boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **102**, 139-155.
- Chunchuzov, I.P., 2002: On the high-wavenumber form of the Eulerian internal wave spectrum in the atmosphere. *J. Atm. Sci.*, **59**, 1753-1772.
- Chunchuzov I., Kulichkov, S., Perepelkin, V., Ziemann, A., Arnold, K., Kniffka, A., 2007: Acoustic tomographic study of the mesoscale coherent structures in the lower atmosphere. Part II: The mesoscale variations of turbulence parameters induced by internal gravity waves in the troposphere. *Meteorol. Atmos. Phys.*, in review.
- Chunchuzov, I.P., S. Kulichkov, A. Otrezov, V. Perepelkin, 2005: Acoustic pulse propagation through a fluctuating stably stratified atmospheric boundary layer. *J. Acoust. Soc. Am.*, **117**, 1868-1879.
- Finnigan, J.J. F. Einaudi, Fua, D., 1984: The interaction between an internal gravity wave and turbulence in the stably-stratified nocturnal boundary layer. *J. of Atmos. Sci.*, **41**, 2409-2436.
- Kniffka, A., Arnold, K., Barth, M., Ziemann, A., Chunchuzov, I., Kulichkov, S., Perepelkin, V., 2006: Internal gravity waves in the lower atmosphere: spatial and temporal

charac- teristics. Wiss. Berichte Forschungszentrum Karlsruhe FZKA 7222, International Sym- posium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing ISARS, Garmisch-Partenkirchen, 109-111.

Ziemann, A., K. Arnold, A. Raabe, 2002: Acoustic tomography as a Remote Sensing Method to Investigate the Near-Surface Atmospheric Boundary Layer in Comparison with In Situ Measurements. *J. Atmos. Ocean. Techn.*, **19**, 1208-1215.

### **Adressen der Autoren**

A. Kniffka + A. Ziemann, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, kniffka@uni-leipzig.de

I. Chunchuzov, S. Kulichkov + V. Perepelkin, Oboukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

# Extracting meteorological influence from ionospheric disturbances

P. Hoffmann, Ch. Jacobi

## Summary:

The state and variability of the thermosphere/ionosphere system can be described by the total electron content (TEC). The solar forcing through ionisation is dominant. But there are transport processes of the ionized plasma through thermospheric wind systems which cause anomalies in the behaviour of the electron density. An important question in this context is, whether signals of planetary waves (PW) from middle atmosphere may be detected in ionospheric disturbances of the total electron content. A direct penetration of PW into the thermosphere is not possible, but indirect mechanism of modulation of solar tides are not debarred. Thus, the analysis of hemispheric TEC-maps in combination to stratospheric reanalysis data and other atmospheric measurements may help to investigate the problem of vertical coupling.

This study presents signatures of winter stratospheric planetary waves visible in the ionospheric TEC. The westward propagating component having zonal wavenumber 1 reveals a correspondence between the stratosphere and ionosphere for periods of quasi 16-, 7- and 4-days close to the atmospheric normal modes.

## Zusammenfassung:

Der Zustand und die Variabilität des Systems der Thermosphäre/Ionosphäre lassen sich durch den totalen Elektronengehalt (TEC) beschreiben. Wenn gleich der solare Antrieb durch Ionisation überwiegt, gibt es Transportprozesse des ionisierten Plasma durch thermosphärische Windsysteme, welche Anomalien in der Elektronendichte verursachen. Eine in diesem Zusammenhang wichtige Frage ist, ob sich Signale planetarer Wellen der mittleren Atmosphäre in ionosphärischen Störungen im Gesamtelektronengehalt finden lassen. Eine direkte Ausbreitung planetarer Wellen (PW) in die Thermosphäre ist nicht möglich, aber indirekte Mechanismen wie die Modulation durch solare Gezeiten werden nicht ausgeschlossen. Deshalb werden hier Analysen von hemisphärischen TEC-Karten in Kombination mit stratosphärischen Reanalyse-Daten und anderen atmosphärischen Messungen durchgeführt, um das Problem der vertikalen Koppelung zu untersuchen.

Diese Studie hier zeigt, dass sich Signaturen von stratosphärischer planetarer Wellenaktivität im Winter auch im ionosphärischen TEC abbilden. Die westwärtswandernde Komponente mit Wellenzahl 1 zeigt offenbar eine gute Übereinstimmung zwischen der Stratosphäre und Ionosphäre mit Perioden von quasi 16-, 7-, 4-Tagen, welche nahe denjenigen der atmosphärischen Normalmoden liegen.

# 1 Introduction

A global picture of the thermosphere dynamics, including the neutral component of the upper atmosphere above 100 km, is still not well developed. Spectrometers on satellites (e.g. SABER on TIMED) may only scan the atmosphere orbit per orbit resulting a global monthly mean picture of meteorological parameters. Other work is ground based like radar and ionosonde. They have a high temporal resolution but only a well developed network can deliver a hemispheric image of upper atmosphere dynamics. Information of thermosphere climatology and variability can be indirectly derived from the ionized component, which behaves to a certain degree like a tracer in the local wind system. The paramount production of ions and free electrons is caused by the solar EUV radiation in the ionospheric F-region. The ionized plasma is able to modify radio wave propagation of commercial communication systems. This property is used to gain information about the variability of the thermosphere/ionosphere system. Signals of the Global Navigation System Satellites (GNSS) and a worldwide net of ground base receivers are regularly used by the DLR Neustrelitz since 2002 (Jakowski, 1996) for constructing hemispheric maps of the total electron content (TEC). Such procedure allows monitoring with hourly and reasonable spatial resolution. The ionosphere is mainly forced by the solar radiation. This fact is well visible by comparing the electron density with the solar flux index. Beneath the strong diurnal cycle, the solar rotation period and the solar cycle dependency is observed.

Also signals of middle atmospheric planetary waves (PW) with periods of 2-, 5-, 10-, 16-days, as theoretically predicted by Salby (1984), are expected in the ionospheric disturbances of the total electron content. These waves transfer meteorological information from the troposphere to the middle atmosphere and can be analysed e.g. from global stratospheric reanalysis data, which are regularly produced by UK Met Office since 1991 (Swinbank and O'Neill, 1994) up to  $0.1hPa$  and provided by the British Atmospheric Data Center (BADC). The penetration of PW into the lower thermosphere can only happen indirectly e.g. through the mechanism of modulation. Candidates of carrier could be the semi-diurnal tide (SDT) amplitude and gravity waves (GW) as well as the Electrojet. In Forbes (2000) a general overview of ionospheric variability is given. The interaction of PW with solar tides (12-, 24-h) as well as GW, both became important in the mesosphere/lower thermosphere (MLT), seems to play an essential role in the vertical coupling as suggested by Pancheva et al. (2002) and Lastovicka (2006). Other studies have already shown a simultaneous observation of PW type oscillations (PWTO) in ionospheric parameters and MLT wind (e.g. Altadill, 2003) and stratosphere (Gordienko et al., 2005, Borries et al., 2007). They found an ionospheric signal close to 5- and 10-day periods in coincidence with winter stratospheric PW activity.

The modelling of the middle atmospheric circulation is well developed. Under monthly mean climatological background conditions several studies of PW propagation and interaction with tidal waves and the influence of GW effects can be done. Natural oscillations in the ionosphere-thermosphere-mesosphere (ITM) system were already simulated by Meyer (1997) to identify the spectral response to lower boundary forcing using a Global Scale Wave Model (GSWM) developed by Hagan et al. (1993). Typical peaks near 2-, 5-, 10- and 16- days at lower atmosphere were not present in the ITM system, instead periods similar to gravitational normal modes having several hours for east- and westward propagating waves were theoretically observed. Further experiments using an extended version of a middle atmosphere model including the upper atmosphere (MUAM) are performed by Pogoreltsev (2007) and Jacobi et al. (2007). The results show that stationary and long-period PW are not able to penetrate directly into the thermosphere, but short-period PW (e.g. ultra-fast Kelvin waves and secondary waves) can reach lower thermospheric heights.

The main goal of this study is the investigation of coupling between the middle and upper at-



mosphere to obtain a climatology of variability of the thermosphere/ionosphere system excluded from solar- and geomagnetic influence. Data from northern hemispheric TEC-maps, in this study at  $52.5^\circ N$ , of the years 2002 to 2005 will be analysed with respect to PWTO in comparison to stratospheric reanalysis fields. Local measurements of neutral wind near mesopause region shall fill the huge data gap between stratosphere and ionosphere and help to interpret the results.

## 2 Analysis tools

The work with global data and time series of several atmospheric parameters requires a large extent of accurateness. A mathematical filter routine and a spectral transformation are applied to separate useful signals from noise. For ionospheric correction the hourly time series of  $TEC$  and the critical plasma frequency  $f_oF2$  are averaged over each day and lowpass filtered using the SVDFIT (see numerical recipes) algorithm of least-squares curve fitting. As the basis harmonic functions are used. Oscillations lower than 20 days are filtered out and the new time series, which mainly consists of long-period oscillations of the solar period and the solar cycle, is used as a reference curve. In a following step a differential value is calculated from the difference between the observation and reference and is normalised by the reference, see step 0 in Tab. 1. This new value is almost excluded from the long-period solar effects in  $TEC$ .

To analyse the variability in time series for several period bands a Lanczos filter is applied. A typical period range of 3-10 days and 10-20 days shall represent short- and long-period oscillations. A period-time image of time series is obtained by calculating Morlet wavelet spectra (Torrence, 1998) and the seasonal variability of periodicities between several days can be investigated.

Global data (stratospheric reanalysis data, ionospheric TEC maps) are analysed using the spectral decomposition in the space and time domain for a fixed latitudinal circle (preferring mid-latitude) and at fixed pressure level. The principle was first given by Hayashi (1971) and modified by Pogoreltsev (2002). A short description of the applied method is given by Hoffmann (2007), but will be also given here in more detail. As shown in Tab.1, the data base which cover the longitudinal- and time domain are first decomposed into the zonal harmonics for wavenumber ( $k=0,1,2,3$ ) and the coefficients are estimated for each time segment using least-square approximation applying the singular value decomposition (SVD). The real ( $C_k$ ) and imaginary ( $S_k$ ) parts represent the longitudinal state of the wave at  $\lambda = 0^\circ$  and  $\lambda = 90^\circ/k$  (1st step). A running 48-day window Fourier transform of these both time series results again two coefficients, whereas the real ( $C_c, C_s$ ) and imaginary ( $S_c, S_s$ ) parts describe the state of the wave at time  $t = 0$  and  $t = T/4$ .  $T$  is equal to the wave period and  $T/4$  corresponds to the phase shift between the sine- and cosine function. Possible trends in time series are estimated through a polynomial of order lower than three and a Hanning window is used to reduce the signal noise caused through the limited time segment (2nd step in Tab. 1). To obtain a period-wavenumber (PK) spectrum for one time window a set of equations, given the 3rd step on Tab. 1, has to be solved in which the coefficients for the eastward ( $C_e, S_e$ ) and westward ( $C_w, S_w$ ) propagating waves are searched. This procedure is equivalent to the cross-spectral analysis. The amplitude of stationary components is calculated from the window mean of the two time series ( $C_{stat}, S_{stat}$ ). In step 4 the spectral information of each separated wave is transformed back into the time domain followed by a wavelet transform for the westward- and eastward travelling component (step 5) to exclude the standing part, which is specified by the coherence of east- and westward propagating wave parts. In Pogoreltsev (2007) the difference of both travelling components is used for calculating new amplitudes for the pure east- and westward propagating waves ( $A'_w, A'_e$ ).

<b>GLOBAL GRIDDED DATA</b>	
<b>STRATOSPHERE</b>	<b>IONOSPHERE</b>

**0. TEC CORRECTION:**

$$DTEC = 100\% \cdot \frac{TEC_{obs} - TEC_{ref}}{TEC_{ref}}$$

$w(\lambda, t)$

**1. ZONAL HARMONICS:**

*Singular Value Decomposition (SVD)*

$C(k, t), S(k, t)$

$$w(\lambda, t) = k_0 + \sum_k C_k(t) \cdot \cos(k\lambda) + S_k(t) \cdot \sin(k\lambda)$$

**2. TEMPORAL HARMONICS:**

*48 days window Fourier transform (WFT)*

$C_c(k, \omega), C_s(k, \omega), S_c(k, \omega), S_s(k, \omega)$

$$C_k(t) = C_{stat} + \sum_\omega C_{k,\omega} \cdot \cos(\omega t) + S_{k,\omega} \cdot \sin(\omega t)$$

$$S_k(t) = S_{stat} + \sum_\omega C_{k,\omega} \cdot \cos(\omega t) + S_{k,\omega} \cdot \sin(\omega t)$$

**3. CROSS-SPECTRAL ANALYSIS:**

$C_w(k, \omega), C_e(k, \omega), S_w(k, \omega), S_e(k, \omega)$

$$C_w = +0.5 \cdot (C_c + S_s)$$

$$S_w = -0.5 \cdot (C_s - S_c)$$

$$C_e = +0.5 \cdot (C_c - S_s)$$

$$S_e = +0.5 \cdot (C_s - S_c)$$

**4. BACK TRANSFORM INTO THE TIME DOMAIN**

$$A_w(k, t) = \sum_\omega A_w(k, \omega) \cdot \cos(\phi_w(k, \omega))$$

**5. WAVELET SPECTRA:**

*Standing wave exclusion*

$A'_w(k, \omega), A'_e(k, \omega)$

$$A'_w = A_w - A_e \quad (A_w > A_e)$$

Table 1: Scheme of the space-time analysis method for planetary wave separation.

### 3 The regular variability of the Ionosphere

The international reference model of the ionosphere (IRI) describes the behaviour of the ionosphere depending extraterrestrial parameters (Bilitza, 1990). The molecular composition of the thermosphere is given by the MSIS climatology based on mass spectrometer incoherent scatter measurements. The solar- and geomagnetic activity indices essentially quantify the production of ions. Beneath the diurnal cycle, the solar rotation period (27-days) and the solar cycle (11-years) dependency, a seasonal anomaly in TEC shows the influence of the thermospheric wind system on the ion content. The meridional circulation directed from the summer to the winter hemisphere causes the maximum in the electron density during winter, despite the lower zenith angle of the sun.

The first study of PWTO analysed from ionospheric TEC maps was applied by Borries et al. (2007).

As a reference to calculate a differential TEC ( $DTEC$ ), a monthly median TEC ( $TEC_{ref}$ ) is specified for every zonal grid point. This procedure removes all stationary effects, and discontinuities occur to the monthly changing reference.

An alternative for excluding long-period solar influence on ionospheric parameter time series ( $TEC$ ,  $foF2$ ) uses a lowpass filter, based on SVDFIT algorithm. The reduction of the diurnal cycle magnitude must be done carefully due to modulation effects.

The basis for calculating the differential TEC ( $DHTEC$ ) is a lowpass filter reference curve from daily-longitude average, applied for every spatial grid point. Instead of the difference the absolute value is used to calculate the differential value, which reduces the diurnal cycle influence.

Another idea hides behind the differential TEC ( $DPTEC$ ). The transformation of the longitudinal grid to the local time domain of hourly TEC data and averaging over one day describes the daily prevailing behaviour.

Furthermore, a differential TEC calculated from a model TEC ( $MTEC$ ) or from an excluded diurnal cycle TEC ( $CTEC$ ) are possible, but are not considered in this study.

Figure 1 depicts the TEC image at mid-latitudes ( $52^\circ N$ ) in the longitude-time domain before (left panels) and after normalisation (right panels). The original data based on from GPS measurements ( $TEC$ ), calculation by IRI ( $MTEC$ ) and transformation into the local time domain ( $PTEC$ ). The solar cycle dependency is well visible in TEC data from 2002 to 2005, which is almost eliminated in the normalised values in the right panel ( $DTEC$ ,  $DHTEC$ ,  $DPTEC$ ). The annual cycle in  $DHTEC$ ,  $DPTEC$  remain conserved, while the  $DTEC$  shows only a weak seasonal structure in the time-longitude image. Probably, the differential TEC of hourly value with a dominating diurnal cycle eliminates all stationary effects.

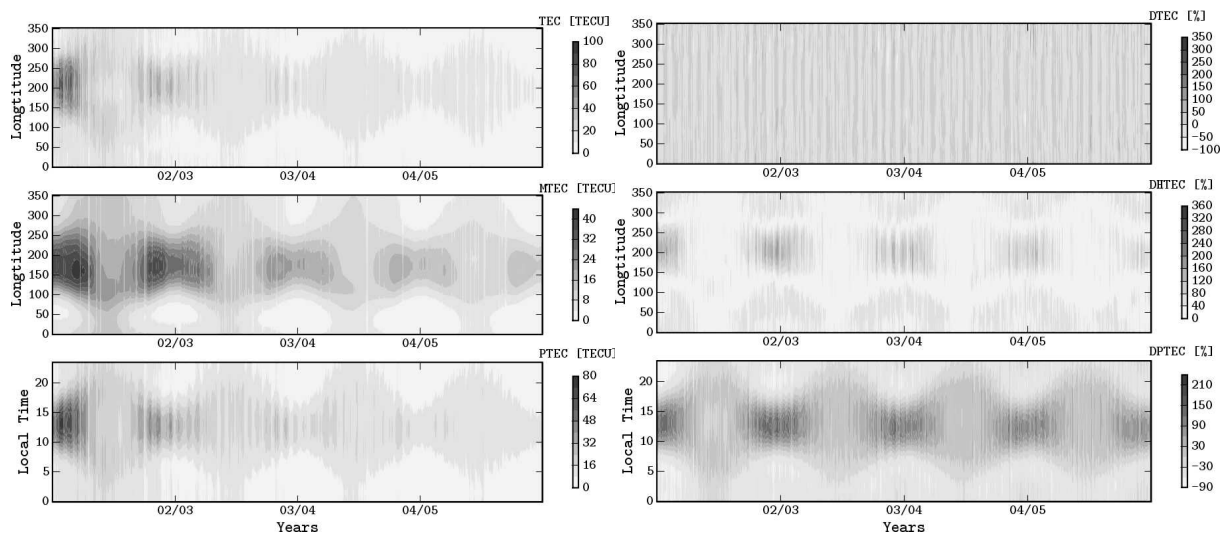


Figure 1:

Left: The longitude-time images over  $52^\circ N$  from 2002 to 2005 show the TEC of GPS ( $TEC$ ), the model TEC ( $MTEC$ ) and the ( $PTEC$ ), which was transformed into the local time domain.

Right: The same as the left panels for the corrected TEC data. The upper panel represents the  $DTEC$  based on monthly median. The middle panel show the  $DHTEC$  using a lowpass filter and the lower one depicts the  $DPTEC$  from local time transform.

## 4 Climatology of middle atmospheric planetary waves

The PW activity in the stratosphere shows a regular behaviour essentially dependent on the zonal background flow. During westerly (eastward) wind in winter the PW are able to propagate into the mesosphere, while easterly (westward) wind impede this process. If the phase speed of PW is equal to the background wind, a penetration into the stratosphere is blocked similar to the mesopause condition. Figure 2 (upper panel) describes the seasonal variability of midlatitudinal stratospheric zonal wind and temperature up to 0.3 hPa using Uk Met Office reanalysis data of 2002 and 2003. The zonal standard deviation is plotted in the lower panel as an indication of variability. This shows disturbances of the winter stratosphere through PW activity. Single stratospheric warming events in winter are also visible in temperature and zonal wind, which reverses direction for a short time. A space-time analysis of PW is shown in Fig.7 (left panel) of chapter 5. The averaged period-wavenumber image of travelling PW at 1 hPa gives the spectrum of stratospheric PW. They are predominately westward propagating having zonal wavenumber 1 with periods of quasi 4-, 7-, 16-days.

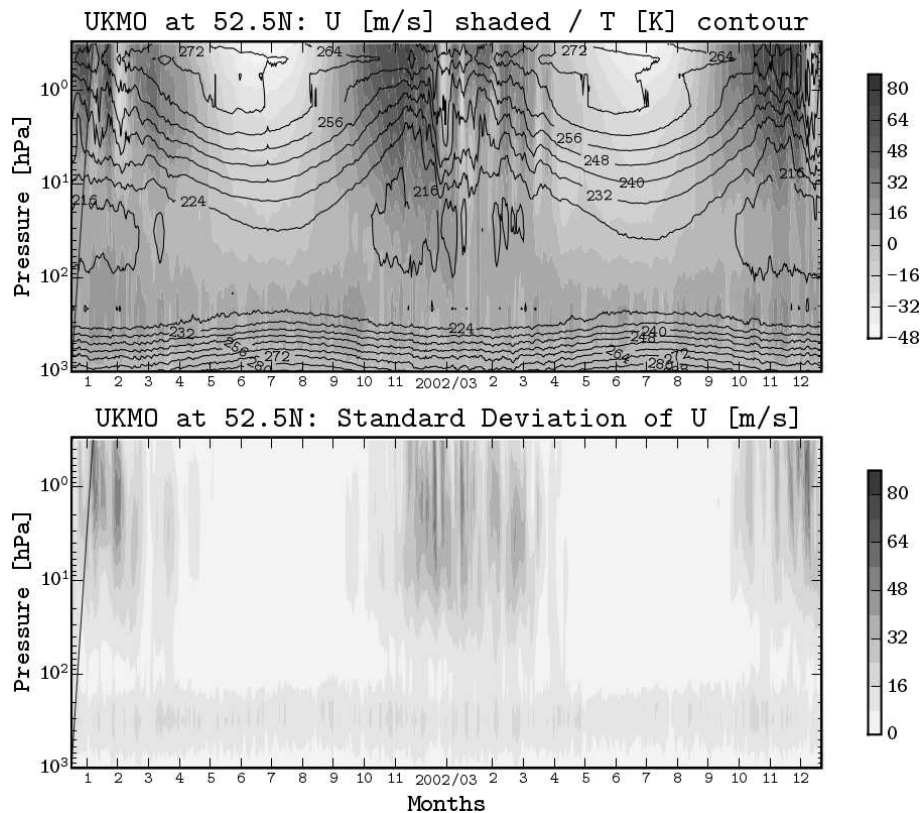


Figure 2: Height-time cross-section of stratospheric reanalyzed zonal wind (shaded) and temperature (contour) in vertical range from 1000 hPa to 0.3 hPa and the time interval starting 2002 to 2005 taken from UKMO.

The mesosphere region is strongly influenced through upward propagating GW from the troposphere. Their wave amplitudes grow with height, break and lead to turbulences, small-scale mixing and dissipation in the upper mesosphere region. GW tend to drag the mean flow and influence the penetration of PW into the thermosphere. Short-period PW are generally strong in summer, while

long-period PW dominate in winter (Beard et al. 2001). But similarities can be found during winter, when a direct wave propagation is possible. Also the cyclic modulation of tidal amplitudes with periods to those of PW is supported in this study. The quasi two-day wave, known as a phenomenon of the summer mesopause, was already numerical studied by Jacobi et al. (2006) using a simple general circulation model. Its modulation of GW fluxes and the consequences of PW propagation are investigated.

## 5 Wave activity in the stratosphere/ionosphere system

Simultaneous observations of wave type oscillations over an altitude range from the stratosphere to the ionosphere and several atmospheric parameters (e.g.  $U$ ,  $f_oF2$ ,  $TEC$ ) as well as extra-terrestrial indices for solar- and geomagnetic activity are first spectrally analysed.

Figure 3 shows the unfiltered time series from 2002 to 2005 at  $52^\circ\text{N}/12^\circ\text{E}$ . The external forcing of ionospheric variability is observed by the solar flux  $F10.7$  and the geomagnetic activity index  $ap$  (A). The decrease of the solar flux during that time corresponds to the 11-year solar cycle and this behaviour is also visible in the response of the ionospheric  $TEC$  of GPS and the  $MTEC$  calculated using the IRI model (B). Single storm events are visible in the response of the ionosphere, too (e.g. early winter 2004). Further analysis of wave type oscillations, a differential  $TEC$  ( $DTEC$ ) is used, which is excluded from solar influence (C). This implicates that the seasonal and annual variability becomes dominant comparable to the neutral wind. The critical plasma frequency  $f_oF2$  measured by ionosondes, but only available for 2004 and 2005, is also corrected from solar effects by introducing a relative value  $df_oF2$  (D). The information of the neutral atmosphere below 100 km is covered by wind measurements in MLT region using the LF-radar  $U_{LF}$  and meteor radar  $U_{MR}$  (E) and the stratospheric data are taken from UK Met Office reanalysis data  $U_{1hPa}$  (F).

The strong annual cycle of the stratospheric zonal wind component is an indicator for stationary planetary wave (SPW), which are modulated by winter PW activity. In comparison to the mesopause region the annual cycle is weaker and modulated by PW in summer. As mentioned in the previous section the behaviour of PW changes through interaction with GW and tides as well as baroclinic instability causes the forcing of PW in the mesosphere.

Dependent on the used  $TEC$  normalisation method the annual cycle is once filtered out (e.g.  $DTEC$ ). Nevertheless, in both cases a seasonal variability of wave signatures is observed in the ionosphere, which is mainly caused by the thermospheric meridional circulation directed from the summer to the winter hemisphere.

The following step applies two several bandpass filter (3-10 days, 10-20 days) for 2005 (Figure 4). The results for the ionosphere show that probably the short-period range modulates the annual cycle. The calculated wavelet spectra in Figure 5 confirm the assumption of ionospheric coupling from below, see the good agreement of the different spectra. Long-period oscillations greater 10-days maximize in winter, while the wave activity in summer is weak through the whole atmospheric layers. The comparison of wavelet spectra for the stratosphere ( $U_{1hPa}$ ), mesosphere/lower thermosphere ( $U_{MR}$ ) and ionosphere ( $DTEC$ ,  $df_oF2$ ) lets suppose the propagation of a quasi 16-day wave signature from the winter stratosphere to the summer ionosphere.

The results from the space-time analysis show a signal of SPW1 in the corrected ionospheric  $DHTEC$  and  $DTEC$  in good correspondence to the stratosphere (Fig. 6). In  $DTEC$  the stationary part is not visible.

An averaged picture of the travelling wave components is shown in Figure 7. The amplitude of the east- and westward propagating waves in the ionosphere are similar in contrast to the dominant

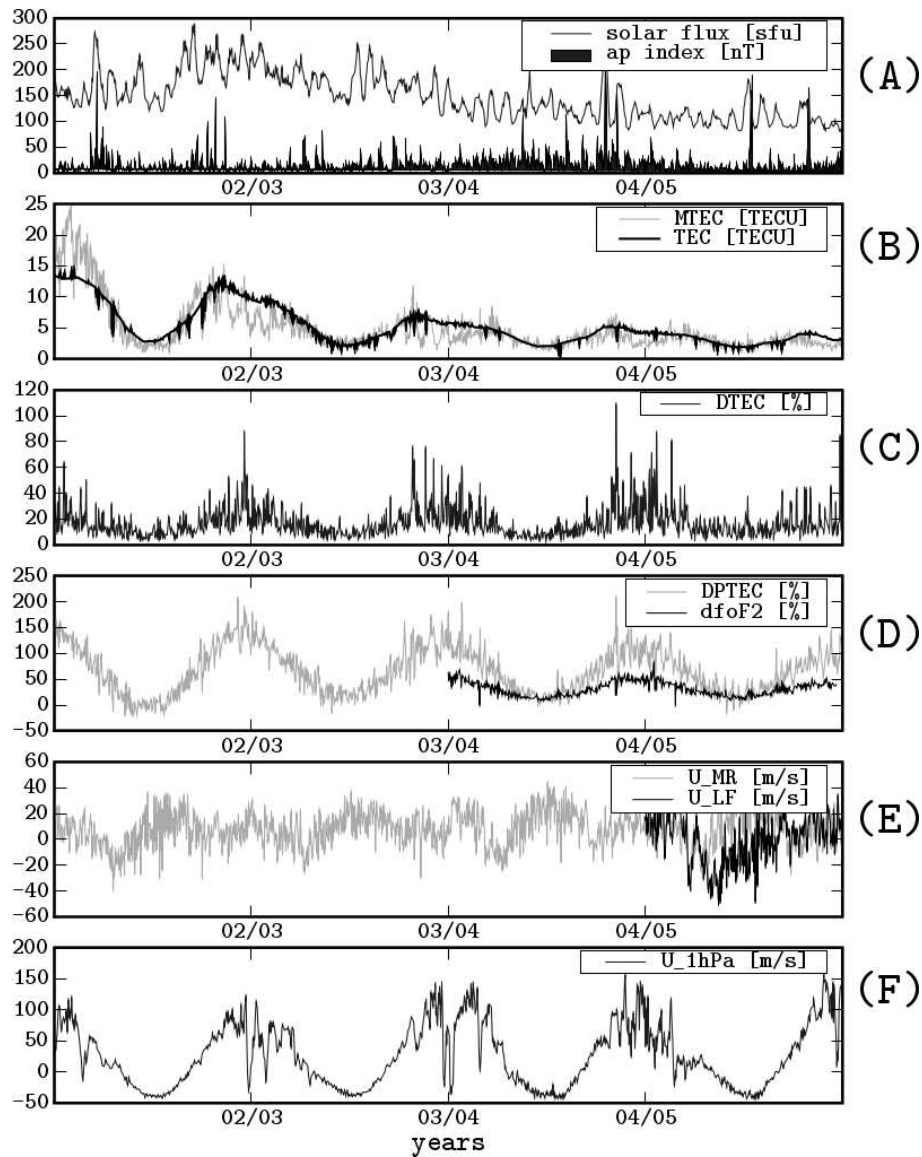


Figure 3: Unfiltered time series of local observations at  $52^{\circ}N/12^{\circ}E$  from 2002 to 2005 for different altitudes up to 300 km. The used data are enumerated starting from above: F10.7, Ap (A) TEC, MTEC (B) DTEC (C) DPTEC,  $df_oF2$  (D)  $U_{MR}$ ,  $U_{LF}$  (E)  $U_{1hPa}$  (F).

westward propagating stratospheric PW having zonal wavenumber  $k=1$  and periods of quasi 4-, 7-, and 16-days. A dominating period in the mean spectra of the ionosphere does not exist. The amplitudes for the zonal mean oscillation is the most dominant type. A 5-day wave signature of  $k=0$  is visible in both  $DTEC$  and  $DHTEC$ .

Figure 8 displays the wavelet spectra of the difference between west- and eastward ( $A_w - A_e$ ) propagating waves in the stratosphere and ionosphere. This procedure is applied for eliminating the standing waves from the travelling components. The results for the pure westward propagating wave signature ( $A'_w$ ) having zonal wavenumber 1 in the ionosphere is in very good agreement with the behaviour of this wave type in the winter stratosphere. Quasi 4-, 7-, 16-day signatures are visible in both averaged spectra.

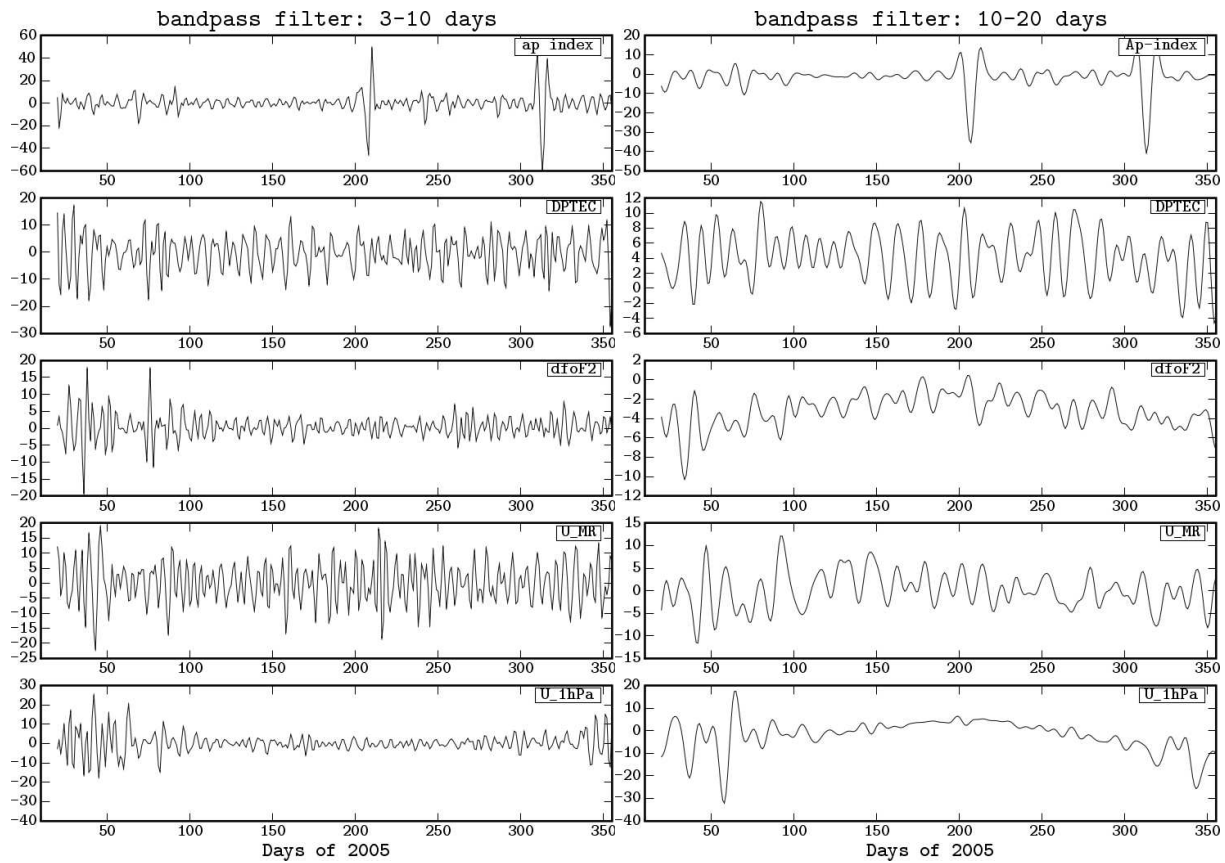


Figure 4: Bandpass filtered time series of 2005 for the period range 3-10 days (left) and 10-20 days (right) using the following data:  $A_p$ , DPTEC,  $df_oF2$ ,  $U_{MR}$ ,  $U_{1hPa}$

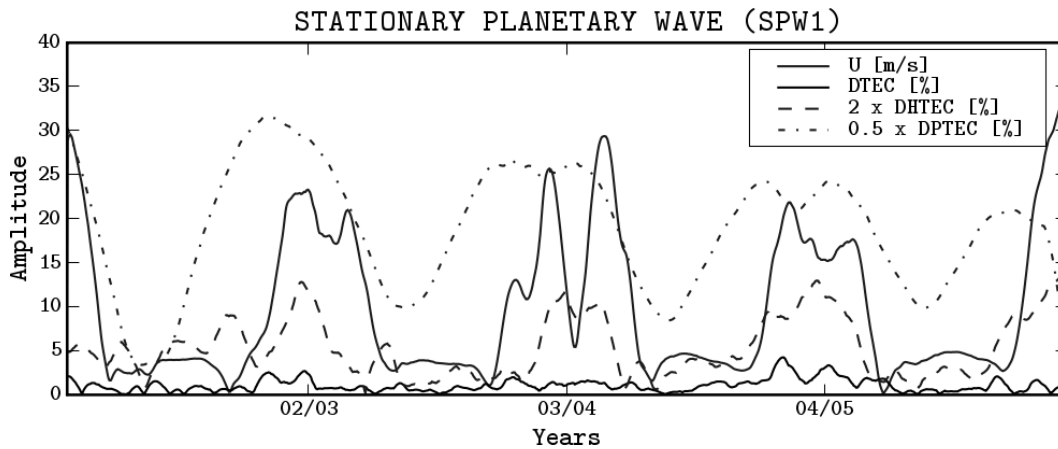


Figure 6: Time series of the stationary planetary wave (SPW) amplitudes for zonal wavenumber ( $k = 1$ ) analysed from the stratosphere ( $U_{1hPa}$ ) and in comparison to several ionospheric differential TEC corrections (DTEC, DHTEC, DPTEC).

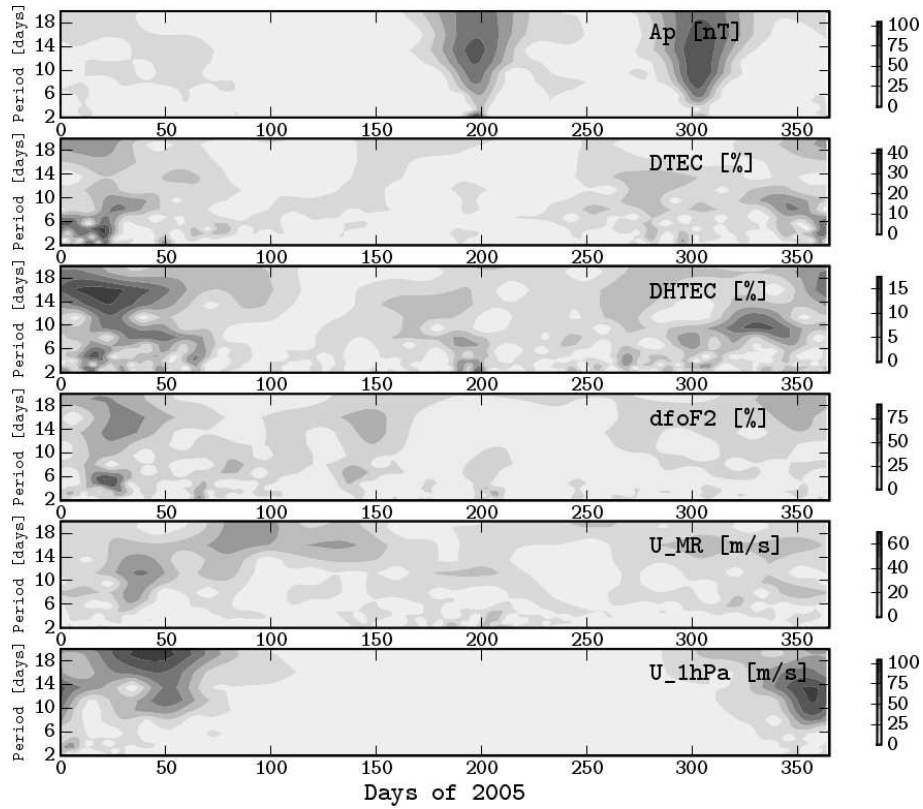


Figure 5: Wavelet spectra of 2005 calculated for the following data:  $A_p$ , DTEC, DPTEC,  $df\ of\ F2$ ,  $U_{MR}$ ,  $U_{1hPa}$ .

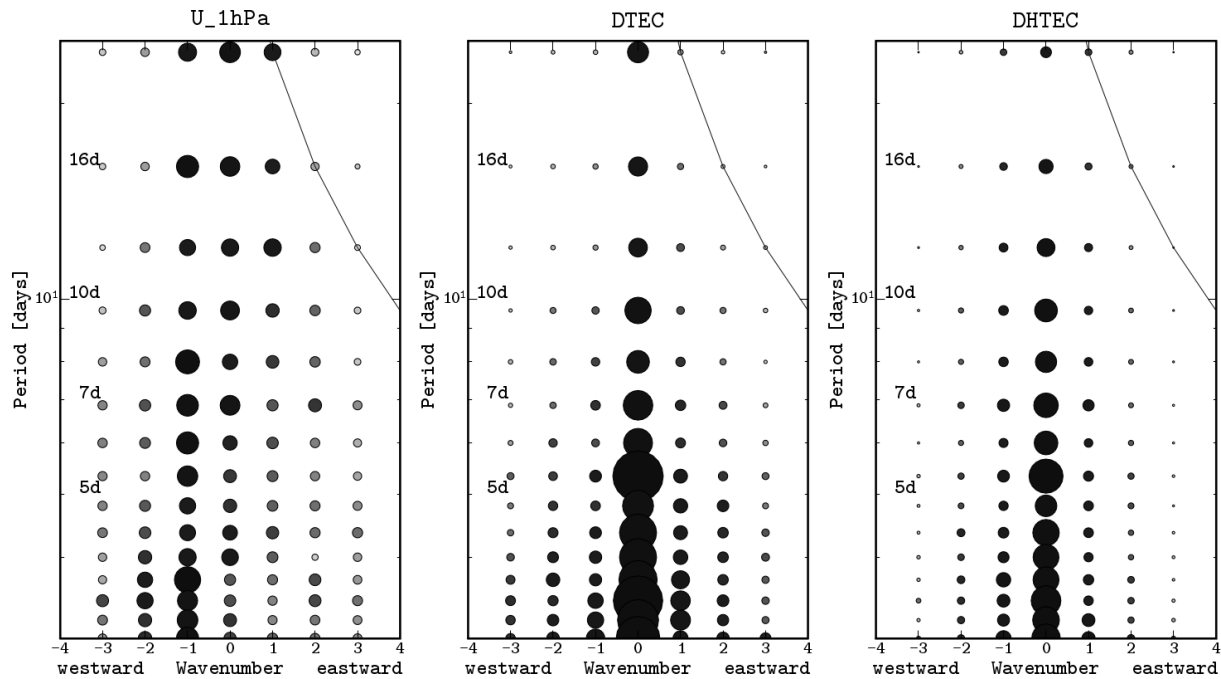


Figure 7: Averaged period-wavenumber spectra of stratospheric  $U_{1hPa}$  and ionospheric DTEC and DHTEC represent the mean amplitude of each separated wave type.



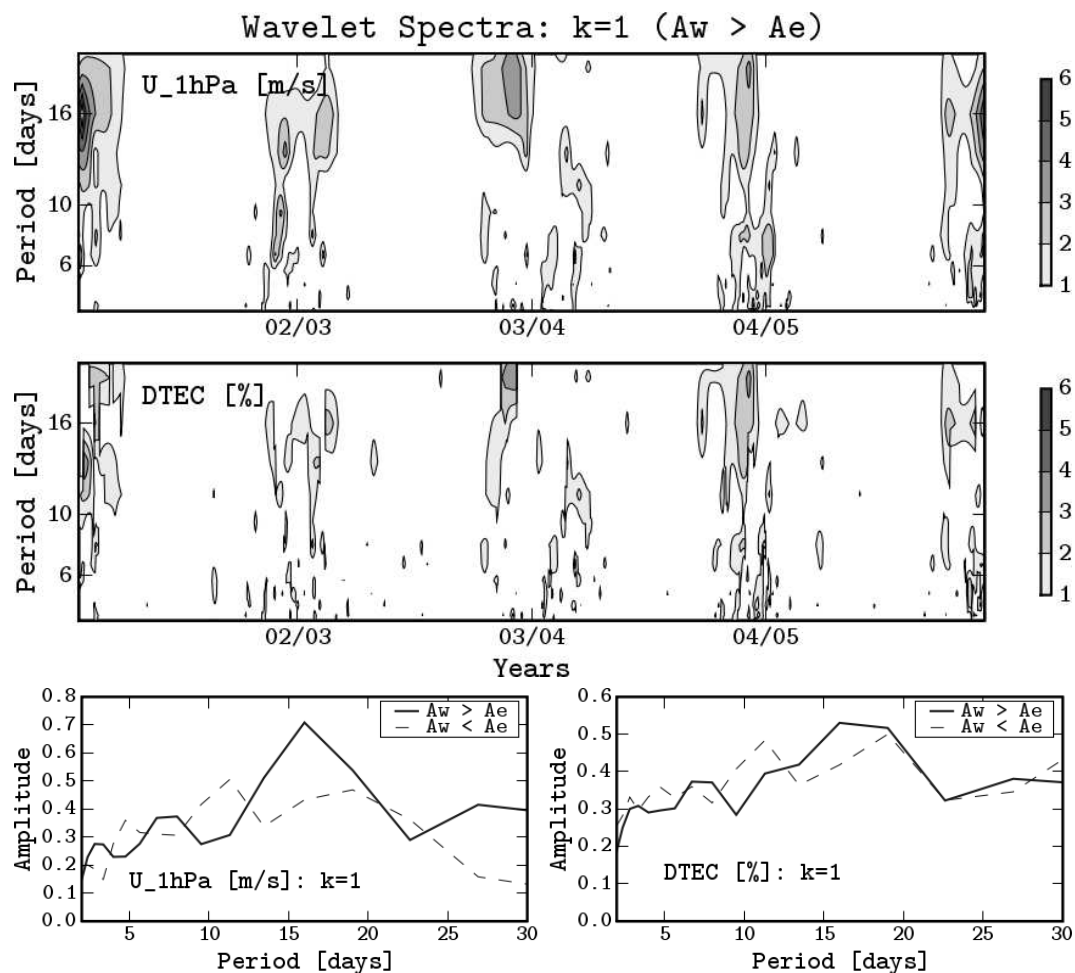


Figure 8: Wavelet spectra of the pure planetary wave ( $A'_w$ ) westward propagating ( $k=1$ ) for the stratosphere ( $U_{1hPa}$ ) and the ionosphere ( $DTEC$ ), which is calculated from the difference between the westward- and eastward propagating wave amplitudes ( $A_w > A_e$ ). The lower panel show the averaged spectra for the west- and eastward travelling waves.

## 6 Discussion and Outlook

Information of the neutral upper atmosphere variability can be derived from the ionospheric total electron content (TEC) based of GPS measurements, which provide a unique global coverage of the ionosphere. The application of filter techniques and spectral analysis in space and time eliminates especially the solar dependency from ionospheric disturbances and reveals the background climatology of the thermosphere (tidal winds, meridional circulation), which causes anomalies (daily, seasonal) in TEC. Signatures of PW type oscillations from below are also expected in the normalised signal of ionospheric disturbances through indirect mechanisms of modulation. For excluding the solar cycle from ionospheric disturbances several differential TEC values ( $DTEC$ ,  $DHTEC$ ,  $DPTEC$ ) were introduced using different references (monthly median, lowpass filter, local time transform).

The result from spectral analysis of times series over  $52^\circ\text{N}/12^\circ\text{E}$  and several middle and upper atmospheric layers (Fig. 5) shows a good correspondence in the seasonal variability of wave type

oscillations.

PW at stratospheric heights (1hPa) are predominately westward propagating having zonal wavenumber  $k=1$  and periods of quasi 4-, 7-, 16-days (Fig.7, left panel). At northern hemisphere mid-latitudes the maximum of PW activity occurs in winter. PW type oscillations in the ionosphere are more variable over the season. In the averaged period-wavenumber spectrum the amplitudes for west- and eastward propagating component are equivalent and strong for  $k=1$ . But the elimination of the standing part from travelling components by calculating the difference reveal simultaneous observations of periods close to the atmospheric normal modes. Dependent on the used normalisation method a stationary part is visible (*DPTEC, DHTEC*) or excluded (*DTEC*).

This study has shown that signatures of PW, which carry meteorological information from below, can be extracted from ionospheric total electron content variability. Further studies must be performed for validation and measurements from satellites as well as the numerical modelling will play an essential role to understand the physical processes of vertical coupling.

## Acknowledgements

This study was supported by Deutsche Forschungsgemeinschaft under grant JA 836/19-1 within the special priority program SPP 1176 "CAWSES" and by RBFR under grant RFBR-DFG 05-05-04001. The TEC data are produced by DLR Neustrelitz. The geomagnetic and solar indices have been provided by NOAA, Solar-Terrestrial Physics Division, the stratospheric reanalysis data by UK Met Office through BADC and the ionosonde data at Juliusruh observatory by J. Mielich from Institute for Atmospheric Physics (IAP). Special thanks to the DLR-IMF, Oberpfaffenhofen, for financial support.

## References

- [1] Altadill, D., Apostolov, E. M., Jacobi, C., Mitchell, N. J., 2003: Six-day westward propagating wave in the maximum electron density of the ionosphere, *Ann. Geophysicae*, 21, 1577-1588.
- [2] Beard, A.G., Williams, P. J. S., Mitchell, N. J., Muller, H. G., 2001: A spectral climatology of planetary waves and tidal variability, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, Vol. 63, pp. 801-811.
- [3] Borries, C., Jakowski, N., Jacobi, Ch., Hoffmann, P., Pogoreltsev, A., 2007, Spectral analysis of planetary waves seen in the ionospheric total electron content (TEC): First results using GPS differential TEC and stratospheric reanalyses, *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.*, doi:10.1016/j.jastp.2007.02.004.
- [4] Forbes, J. M., 1996, Planetary waves in the thermosphere-ionosphere system, *J. Geomagn. Geoelect.*, Vol. 48, pp. 91-98.
- [5] Gordienko, G. I., Aushev, V. M., Fedulina, I. N., Ryazapova, S. Sh., Shepherd, M. G., 2005, Observation of the F2-Layer variability from the "Alma-Ata" observatory, *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.*, Vol. 67, pp. 563-580.
- [6] Hagan, M. E., Forbes, J. M., Vial, F., 1993, Numerical investigation of the propagating of the quasi 2-day wave into the lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, pp. 23193-23205.

- [7] Hayashi, Y., 1971, A General Method of Resolving Disturbances into Progressive and Retrogressive Waves by Space Fourier and Time Cross-Spectral Analyses, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 49, pp. 125-128.
- [8] Hoffmann, P., Jacobi, Ch., 2007, Response of the ionospheric total electron content to stratospheric normal modes, *Wiss. Mit. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, Vol. 41, 57-68.
- [9] Jacobi, Ch., Fröhlich, K., Pogoreltsev, A. I., 2006, Quasi two-day wave modulation of gravity wave fluxes and the consequence for planetary wave propagation in a simple general circulation model, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, Vol. 68, pp. 283-292.
- [10] Jacobi, Ch., Jakowski, N., Pogoreltsev, A. I., Fröhlich, K., Hoffmann, P., Borries, C., 2007, The CPW-TEC project: Planetary waves in the middle atmosphere and ionosphere, *Adv. Radio Sci.*, Vol. 5, pp. 393-397.
- [11] Lastovicka, J., 2006, Forcing of the ionosphere by waves from below, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, Vol. 68, pp. 479-497.
- [12] *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, by Flannery, Press, Teukolsky, and Vetterling, Cambridge University Press, Cambridge, MA, 1988.
- [13] Pancheva, D., Mitchell, N., Clark, R. R., Drobjeva, J., Lastovicka, J., 2002, Variability in the maximum height of the ionospheric F2-Layer over Millstone Hill (September 1998 - March 2000) influence from below and above, *Ann. Geophysicae*, Vol. 20, pp. 1807-1819.
- [14] Pogoreltsev, A. I., Pancheva, D., Mitchell N. J., 2002, Secondary planetary waves in the middle atmosphere: numerical simulation and analysis of the neutral wind data, *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.*, Vol. 64, pp. 1251-1261.
- [15] Pogoreltsev, A. I., Vlasov, A. A., Fröhlich, K., Jacobi, Ch., 2007, Planetary Waves in coupling the lower and upper atmosphere, *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.*, Vol. 69, pp. 2083-2101.
- [16] Salby, M. L., 1984, Survey of planetary-scale traveling waves: The state of theory and observations, *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. 22(2), pp. 209-236.
- [17] Swinbank, R., O'Neill, A., 1994, A stratosphere-troposphere data assimilation system, *Monthly Weath. Rev.*, Vol. 122, pp. 686-702.
- [18] Torrence, Ch., Compo, G. P., 1998, A practical guide to wavelet analysis, *Bulletin American Meteorol. Soc.*, Vol 79, pp. 61-78.

## **Author's address**

Peter Hoffmann  
Institute for Meteorology  
Stephanstr. 3  
04103 LEIPZIG

email: phoffmann@uni-leipzig.de

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der  
Universität Leipzig Bd. 42

# **Semidiurnal tidal signature over Collm (51.3N, 13E) in sporadic E layer frequency obtained from FORMOSAT-3/COSMIC GPS radio occultation measurements**

**Ch. Jacobi, C. Arras, J. Wickert**

## **Abstract**

We present measurements of sporadic E (Es) layer occurrence frequency from FORMOSAT-3/COSMIC GPS radio occultation measurements at 50°-55°N and compare these with zonal wind shears measured by meteor radar at Collm. Both parameters are, on a diurnal time scale, dominated by a semidiurnal oscillation. According to theory, maximum Es occurrence is expected when the zonal wind shear is negative. This is confirmed by our measurements and analyses.

## **Zusammenfassung**

Es werden Messungen sporadischer E-Schichten (Es) mit Hilfe von FORMOSAT-3/COSMIC GPS-Radiokkultationsmessungen bei 50°-55°N vorgestellt und mit Analysen des zonalen Windes aus Meteorradarmessungen verglichen. Auf einer Zeitskala bis zu einem Tag ist eine halbtägige Komponente das dominierende Muster. Nach allgemein anerkannter Theorie sollten sporadische E-Schichten bevorzugt bei negativer Scherung des Zonalwindes auftreten. Die hier gezeigten Analysen bestätigen dies.

## **Introduction**

Sporadic E (Es) layers are thin structures of enhanced electron density in the lower ionospheric E region. Es layers have been detected by ionosondes, incoherent scatter radars, or other radio methods as backscatter radars (Haldoupis et al., 2006). According to theory, Es layers are produced through the  $V \times B$  or “windshear” mechanism (Whitehead, 1960). Taking into account a northward directed magnetic field, this mechanism leads to an accumulation of ions if the vertical shear of the zonal ion drift is negative, under the usual convention that positive drift is directed eastward. Since in the lower E region the ion drift is mainly dominated by neutral atmosphere dynamics, Es layers thus are expected when negative neutral wind shear is given.

Available climatologies of Es show that at mid-latitudes these layers are clearly a summer phenomenon, with strong enhancement in the period May-August (e.g. Voiculescu et al., 2000). Since the background wind shear in the lower thermosphere is positive during summer, this raised the question of the origin of Es layers then. Correlation between Es and planetary wave activity leads to the assumption, that wind shears modulated by planetary waves are potential drivers of Es (e.g. Shalimov et al., 1999; Voiculescu et al., 2000). Recent analysis of meteor flux rates indicate, that ion production through meteor flux is an important factor at mid-latitudes, since meteor rates are much stronger during summer (Haldoupis et al., 2007).

As summarized in the review paper by Mathews (1998), the motion and variability of mid-latitude Es can be described by the semidiurnal and diurnal tides in the lower thermosphere, so that the downward moving structure of tides in the course of one day is reproduced in Es registrations (e.g. Haldoupis et al., 2006). Tides are by far the strongest signal within lower thermosphere dynamics. The major components are the diurnal tide at lower latitudes and lower mid-latitudes, and the semidiurnal tide (SDT) at middle and high latitudes (e.g. Pancheva et al., 2002). Their amplitudes may reach values of more than 40 m/s (Manson et al., 2002a; Jacobi and Hoffmann, 2008). Thus they produce much stronger shears than the background circulation, which is provided in available climatologies. This may indicate that the required negative wind shear to produce Es is provided by tides, and the tidal signature is then reproduced in Es.

Concomitant measurements of neutral atmospheric tides and Es signatures, however, are still sparse. This is mainly due to the fact that in most cases Es is detected by ground-based systems and neutral wind is not necessarily available there. A new and global method to detect Es, however, is using GPS (Global Positioning System) radio occultation (RO) measurements from Low-Earth-Orbiting (LEO) satellites (Hocke et al., 2001), and interpreting strong electron density fluctuations as Es (Wu et al., 2005). This method provides the altitude of a single Es layer measured during the duration and at the location of the respective RO, therefore a time series of Es occurrence at a single place is not available from these signals. However, from long-term RO measurements it is possible to derive mean occurrence rates of Es depending on altitude and local time as a statistical measure of Es on a global grid, and we are able to compare, e.g., mean height-time cross-sections of Es probability at a given latitude with ground-based radar tides.

In the following we present Es probability rates derived from FORMOSAT-3/COSMIC GPS RO measurements as a function of local time for a latitudinal range of 50-55°N. These data are compared with Collm meteor radar wind shears to detect a possible correlation between these two parameters.

### **Meteor radar wind measurements over Collm**

At Collm Observatory (51.3°N, 13°E), a SKiYMET (Hocking et al., 2001) all-sky meteor radar is operated on 36.2 MHz since summer 2004 (Jacobi et al., 2005). The wind measurement principle is the Doppler shift detection of the reflected VHF radio waves from ionised meteor trails, which delivers radial wind velocity along the line of sight of the radio wave. An interferometer is used to detect azimuth and elevation angle from phase comparisons of individual receiver antenna pairs. Together with range measurements the meteor trail position is detected. The raw data collected consist of azimuth and elevation angle, wind velocity along the line of sight and meteor height. The data collection procedure is described in detail by Hocking et al. (2001).

The meteor trail reflection heights are varying roughly between 75 and 110 km, with a maximum meteor rate around 90 km. The data are binned in 6 different altitude intervals centred at 82, 85, 88, 91, 94, and 98 km. Individual radial winds calculated from

the meteors are collected to form hourly mean values using a least squares fit of the horizontal wind components to the raw radial wind data under the assumption that vertical winds are small (Hocking et al., 2001). More detailed description of the data analysis procedure, a comparison with Collm low-frequency lower E region drift measurements, and presentation of background winds are given by Jacobi et al. (2005, 2007) and Jacobi and Hoffmann (2008).

Here we use monthly means of hourly winds depending on local time during 4 months (October 2006; January, April and July 2007). Monthly means of hourly zonal wind shears have been calculated from the zonal winds for each of the 6 altitude intervals.

### **FORMOSAT-3/COSMIC GPS radio occultation measurements and analysis**

The FORMOSAT-3/COSMIC (FORMOSA Satellite mission-3/Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere and Climate) is a joint Taiwan-U.S. satellite project. The constellation was launched on April 14, 2006. It consists of 6 satellites. A lifetime of at least five years is expected (e.g., Schreiner et al., 2007). The main scientific instrument aboard each satellite is a state-of-the-art GPS receiver IGOR (Integrated GPS and Occultation Receiver, provided by Broad Reach Engineering), which applies the GPS radio occultation technique for vertical atmosphere sounding on a global scale (e.g., Kursinski et al., 1997). GPS RO is a limb sounding method, which originally was developed by the Jet Propulsion Laboratory (JPL) and Stanford University in the late 1960s to study planetary atmospheres (see, e.g., Yunck et al., 2000). The payload of the six spacecrafts is complemented by tiny ionospheric photometers and tri-band beacons. Data and analysis results are made freely available to the international scientific community in near real time (for more information, see, e.g., [www.cosmic.ucar.edu](http://www.cosmic.ucar.edu)). We note that the FORMOSAT-3/COSMIC data are complemented by measurements from additional GPS RO missions, e.g., from the German CHAMP (CHALLENGING Minisatellite Payload) satellite. It was launched on July 15, 2000 and generates the first long-term set of GPS RO measurements (e.g., Wickert et al., 2008).

GPS radio occultation measurements from LEO satellites have already successfully been used to derive vertical profiles of ionospheric electron density (e.g., Hajj et al., 1998; Jakowski et al., 2002). In addition, layered structures of enhanced electron density in the lower ionosphere such as Es can be identified, since they cause strong fluctuations in the GPS RO phase and Signal-to-noise-ratio (SNR) signals (Wu et al., 2005). In the ionosphere the phase and SNR scintillations can be directly related to sharp electron density fluctuations. We use the SNR of the 50 Hz L1 occultation measurements to detect Es layers. If a disturbance exists in the lower E-region due to irregularities of the electron density, the SNR shows strong fluctuations in the concerned altitude range due to strong vertical refractivity gradients. In this case we register the existence of a sporadic E layer. More detailed description and initial results of the application of this technique are given by Viehweg et al. (2007) and Wickert et al. (2008).

Our current analysis procedure provides no information on the amplitude, thickness and critical frequency of the respective Es layer. Since we only measure the variation of the SNR for a specific occultation event at a certain time and location, no information on the temporal behaviour of the detected layer is available, if the resolution of the RO measurements in time and space is not sufficient. But the number of the FORMOSAT-3/COSMIC data is appropriate through sorting it into voxels, to obtain information on the mean occurrence rate or probability of Es for each latitude, longitude, and altitude, depending on season and local time.

We use mean occurrence rates of Es on a 5×5 degree grid with a 1 km height resolution on a data base of 3 months each. In order to obtain a sufficient data coverage, we calculated longitudinal means of Es occurrence rates, but sorted the RO results according to local time. Therefore we are able to present the signatures of “migrating tides” in Es. We use time intervals centred at the 4 months mentioned above for the wind SDT analysis. We analysed a total of 752,897 RO measurements, with 118,702 of them with Es, i.e. we found an Es occurrence rate of 15.8% on a global and annual average.

## Results

The relative frequency of Es occurrence for different heights and latitudes for 4 seasons is shown in Figure 1. The figure shows the known features (e.g. Wu et al, 2005), i.e. that Es is mainly a summer phenomenon at middle latitudes, with maximum rates at about 40° latitude. Values for the Southern Hemisphere are smaller than for the Northern Hemisphere. During equinoxes, Es are mainly found at lower latitudes of both hemispheres, and the probability of occurrence is lower. The smallest values are found in Northern Hemisphere autumn. Maximum values of Es occurrence are found at altitudes between 100 and 105 km. Note that the Es frequencies are given in values of 1/1000, which means, that there is a relatively low probability of Es at a given time in a given height interval. Summing up over all Es events at all heights in a given a 5 degree latitude interval leads to Es frequencies of up to 38.5% in summer at mid-latitudes (Figure 2).

The major dynamical feature at altitudes between 80 and 100 km at mid-latitudes is the SDT. To illustrate this, monthly mean hourly winds as measured with the Collm meteor radar are shown in Figure 3 for 4 seasons and at 3 different levels. The SDT signal is clearly dominating. Maximum amplitudes are found in winter. In summer, large amplitudes are found only in the upper levels considered here. This behaviour is well known from climatologies (e.g. Manson et al., 2002b; Kürschner and Jacobi, 2005; Jacobi and Hoffmann, 2008). At times, negative zonal wind shear is visible during each month, however, in summer negative values are only found in the upper layers above about 90 km altitude.



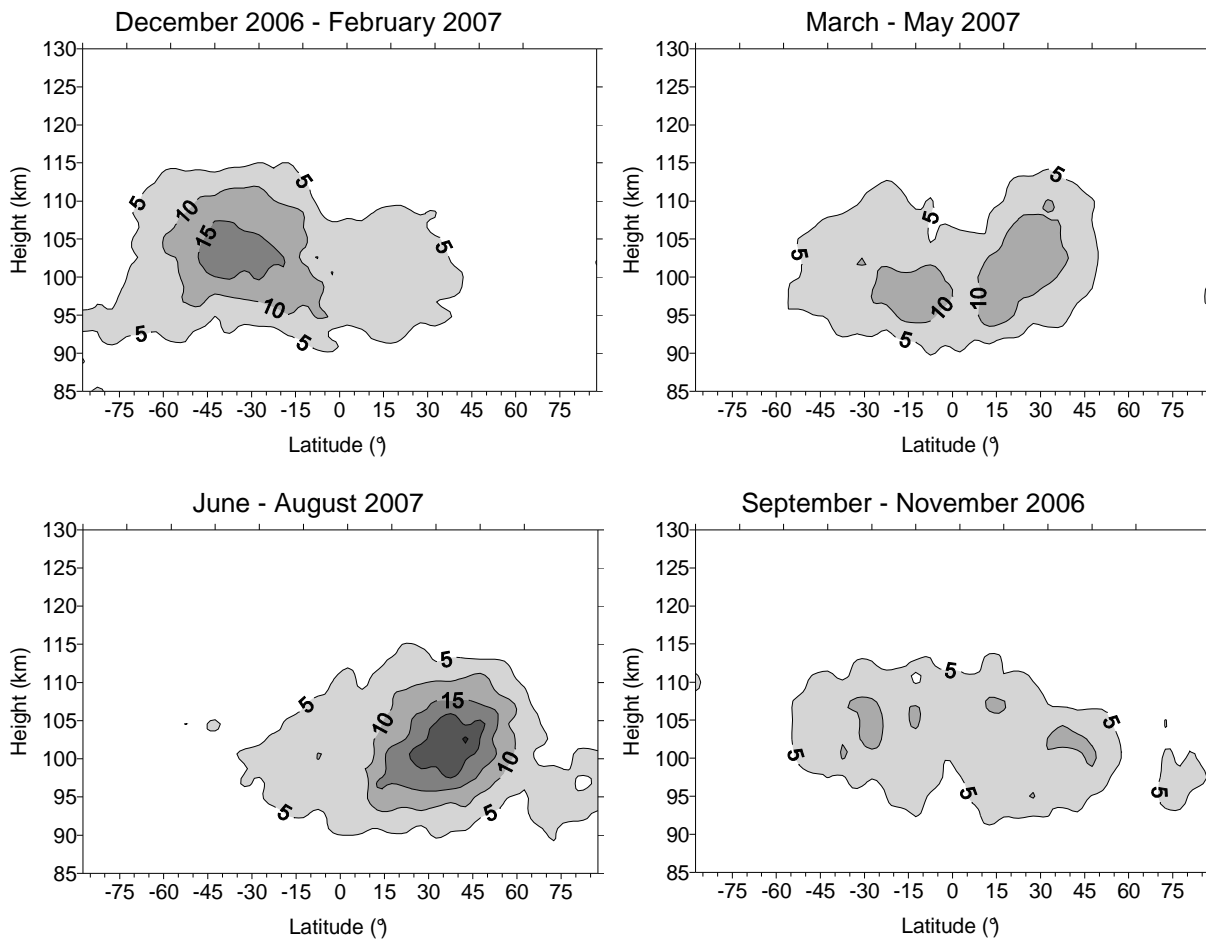


Figure 1: FORMOSAT-3/COSMIC RO daily mean relative Es occurrence rate for 4 seasons (3-monthly means). Values are given in 1/1000.

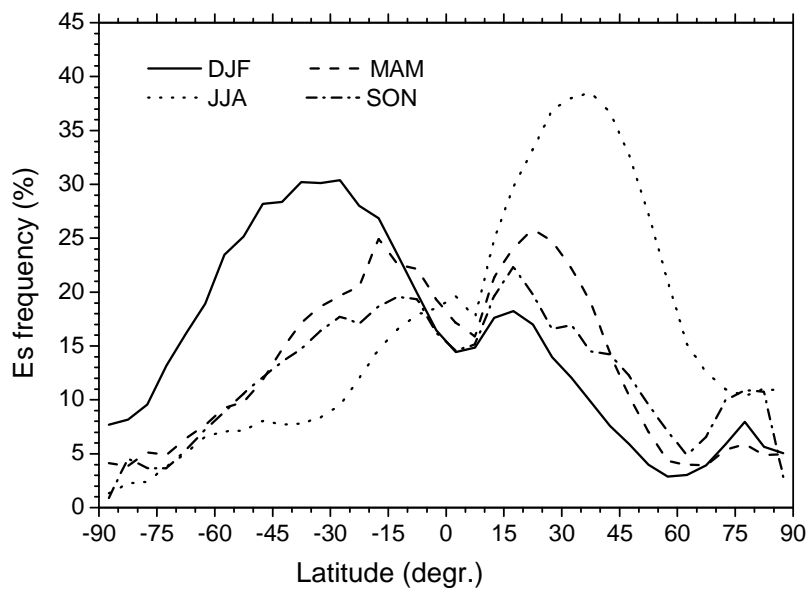


Figure 2: Total Es frequency of occurrence in a given latitude interval, for 4 different seasons.

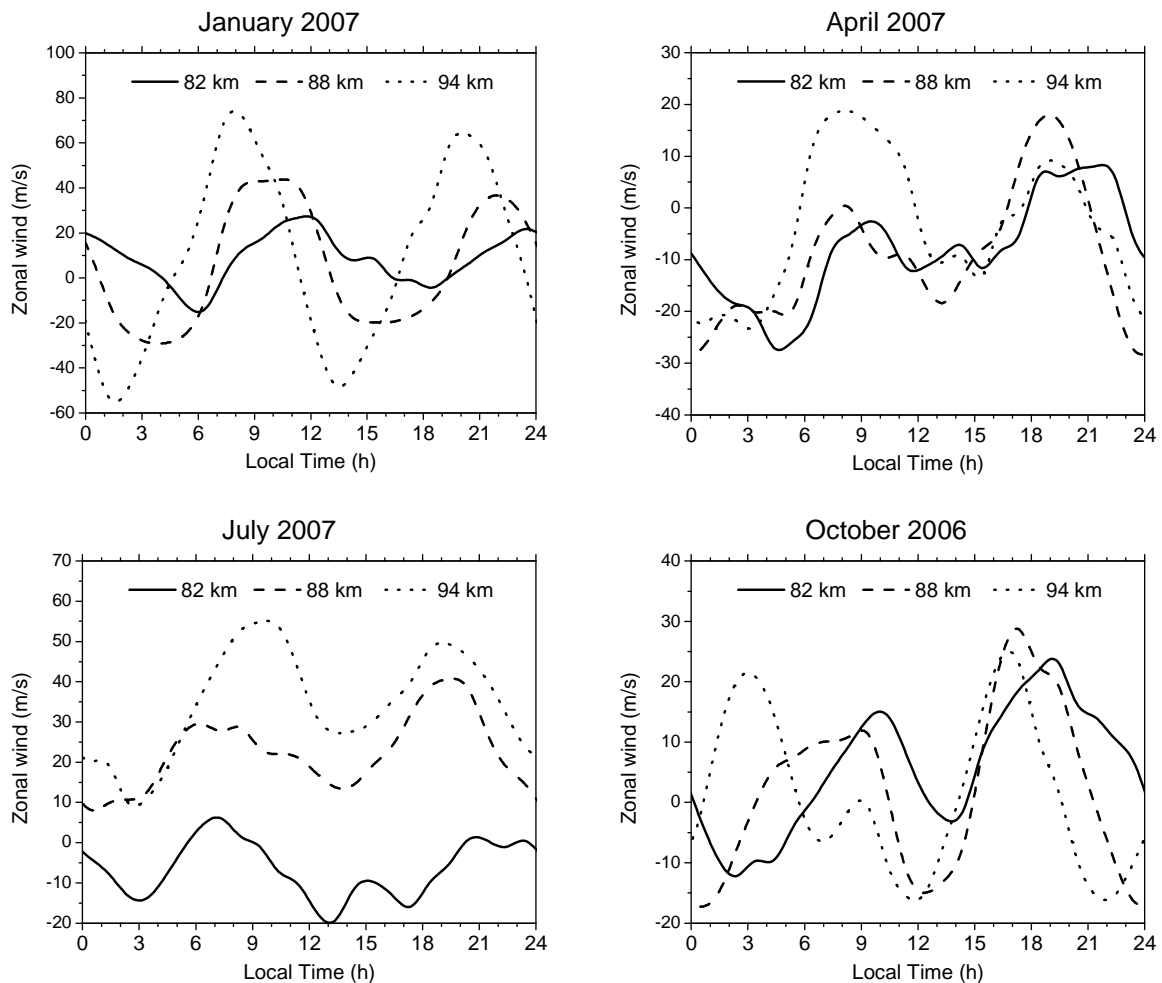


Figure 3: Monthly mean zonal winds at 3 different height gates, measured with meteor radar at Collm, for 4 seasons. Note the different scaling of the ordinate in the respective panels.

To analyse the influence of wind shear on Es formation, we calculated the shear from the meteor radar winds at the 6 height gates through simply calculating the wind difference between two adjacent gates. In addition, we binned the seasonal FORMOSAT-3/COSMIC Es occurrence frequencies for the latitude range  $50^{\circ}$ - $55^{\circ}$ N into hourly intervals of local time. In Figure 4 these data are shown as a height-local time cross section for 4 seasons, maximum values amount to about 4.5% in summer. Note that the numbers of each altitude level should be added up to obtain the overall frequency of Es occurrence. During each season the mean descending structure of Es probability with local time is visible, and there is a clear semidiurnal signal at altitudes of about 100-105 km. To show the correspondence with the zonal wind SDT, in the lower part of the panels the zonal wind shear derived from the meteor radar measurements are shown. Negative values, which are required for Es formation, are hatched. There is a striking correspondence between negative zonal wind shear and Es in each month.

Also added Figure 4 are phases of a least squares fit of a 12-hour sinusoidal oscillation to the Es and wind shear data. Note that the phase is defined here as the local time of maximum Es probability, but, in contrast to the usual convention, maximum negative

zonal wind shear. The SDT is practically always significant in mid-latitude winds at mesopause region heights. For the Es oscillation, only those values are added that are significant according to a t-test. Especially at lower altitudes and in winter, when Es rates are low anyway, there is only a weak SDT signal, which is not necessarily the dominant oscillation. Therefore in January and October there is no clear overlapping height interval between the wind shear and Es phase profiles. However, if one linearly extrapolates the wind shear phases, this again fits well to those in Es.

In Figure 5 two examples of July Es probabilities at different altitudes are shown. At 85 km, only a weak SDT signal is visible, while at 105 km the signal is strong and dominating. Nevertheless, inspecting the SDT phase progression with height in both Es and zonal negative wind shear, a striking correspondence is visible even if insignificant Es phases are included into the visual inspection (Figure 6). Only in October at altitudes below 90 km the phases do not fit to each other, but it must be taken into account that the Es rates there and then are very small.

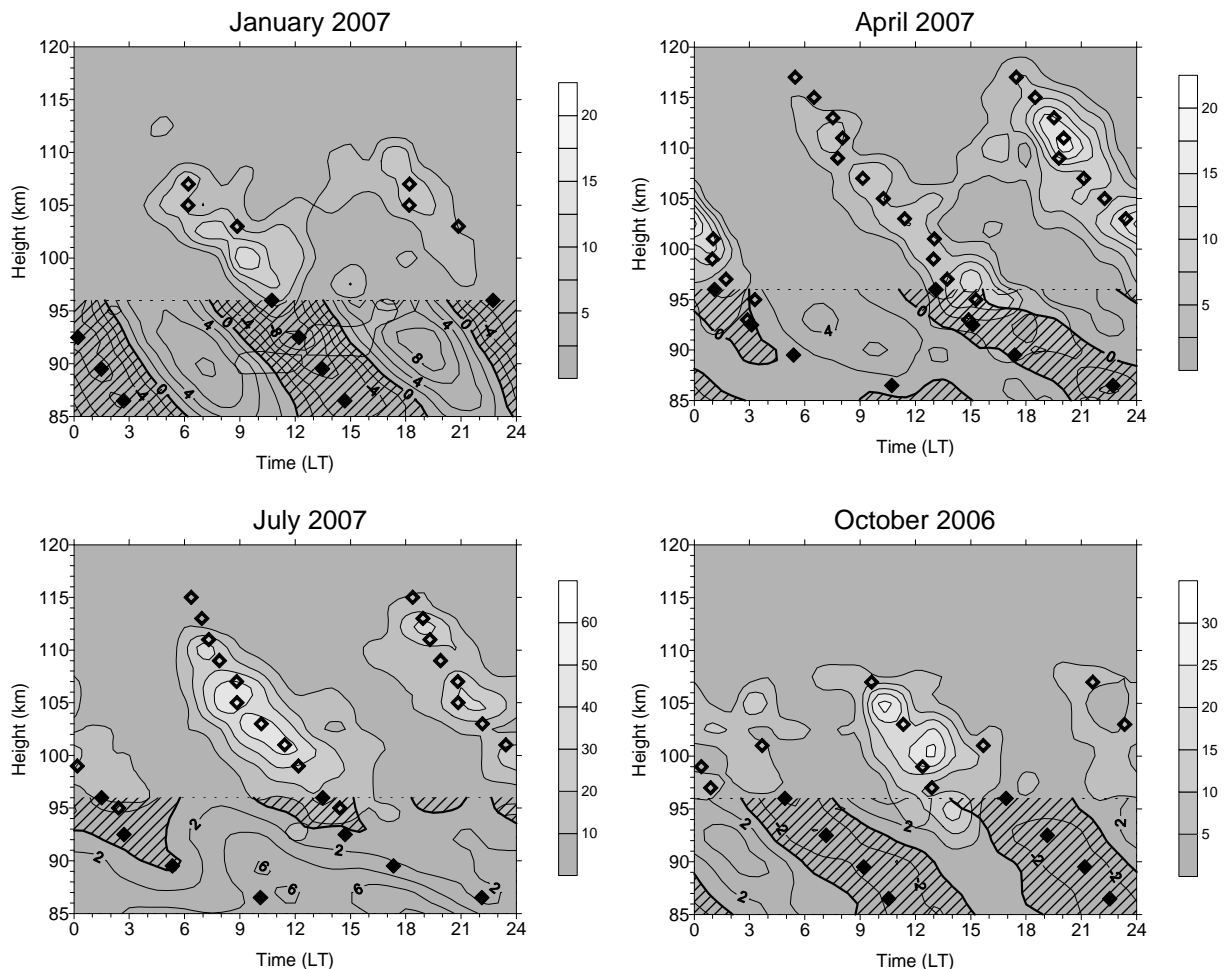


Figure 4: FORMOSAT-3/COSMIC relative Es layer occurrence (in 1/1000), for a latitude range from 50°-55°N (greyscaling). In the lower part monthly mean wind shears, given in  $\text{ms}^{-1}\text{km}^{-1}$ , measured with the Collm meteor radar are shown as isolines. Negative shear values are hatched. Added are SDT phases of Es layer occurrence (open symbols) and wind shear (solid symbols, phase is defined as time of minimum shear).

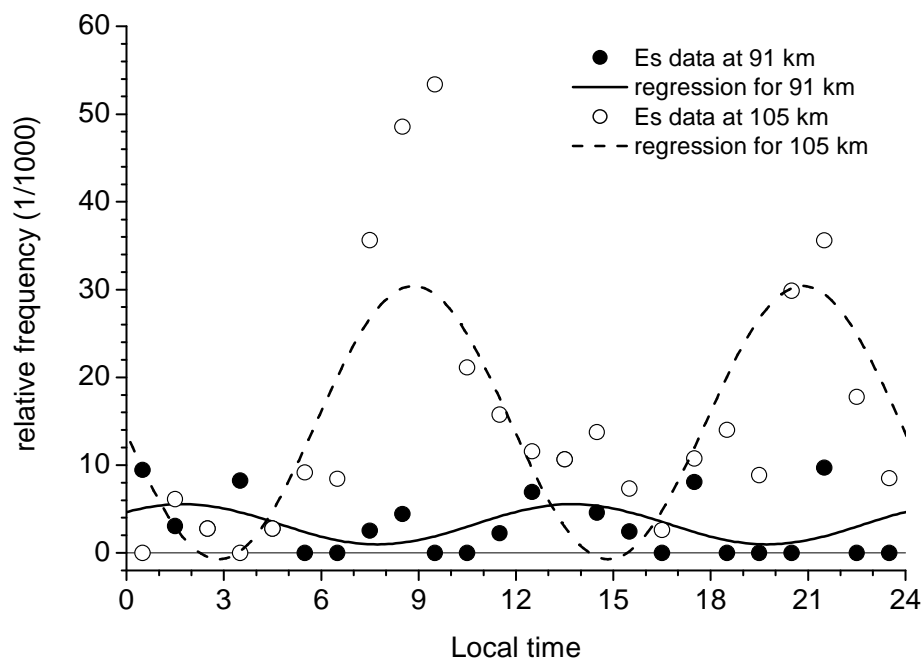


Figure 5: Examples for 2 summer mean time series of longitudinal mean Es occurrence frequency at 91 km and 105 km, together with results of a least squares fit.

## Conclusions

We have shown from the FORMOSAT-3/COSMIC RO data together with Collm zonal wind shears a strong correlation of Es with the SDT in zonal wind shear, which clearly supports the theory that zonal wind shear produced by the SDT is a main driver of Es at mid-latitudes. Our results indicate that GPS RO observations have the potential to detect the SDT in Es, and thus, beyond their ionospheric aspects, may provide a measure on lower thermosphere dynamics at altitudes that are not accessible to most radar systems.

Since data on background ionisation are not considered here, at this stage we only can draw conclusions on the phase of Es occurrence, which is in remarkable correspondence with the zonal wind shear SDT. Since the GPS RO measurements are irregularly distributed in time and space over the globe, we also cannot detect the evolution of Es in time at a distinct point, but information on seasonal means or climatological behaviour of its occurrence can be derived.

## Acknowledgements

We acknowledge UCAR (Boulder, U.S.) and NSPO (Taiwan) for the free and rapid provision of FORMOSAT-3/COSMIC data and related support. Part of the work, described in this paper, was funded by grant WI 2634/2-1 within the German DFG priority research program 1176 related to CAWSES.

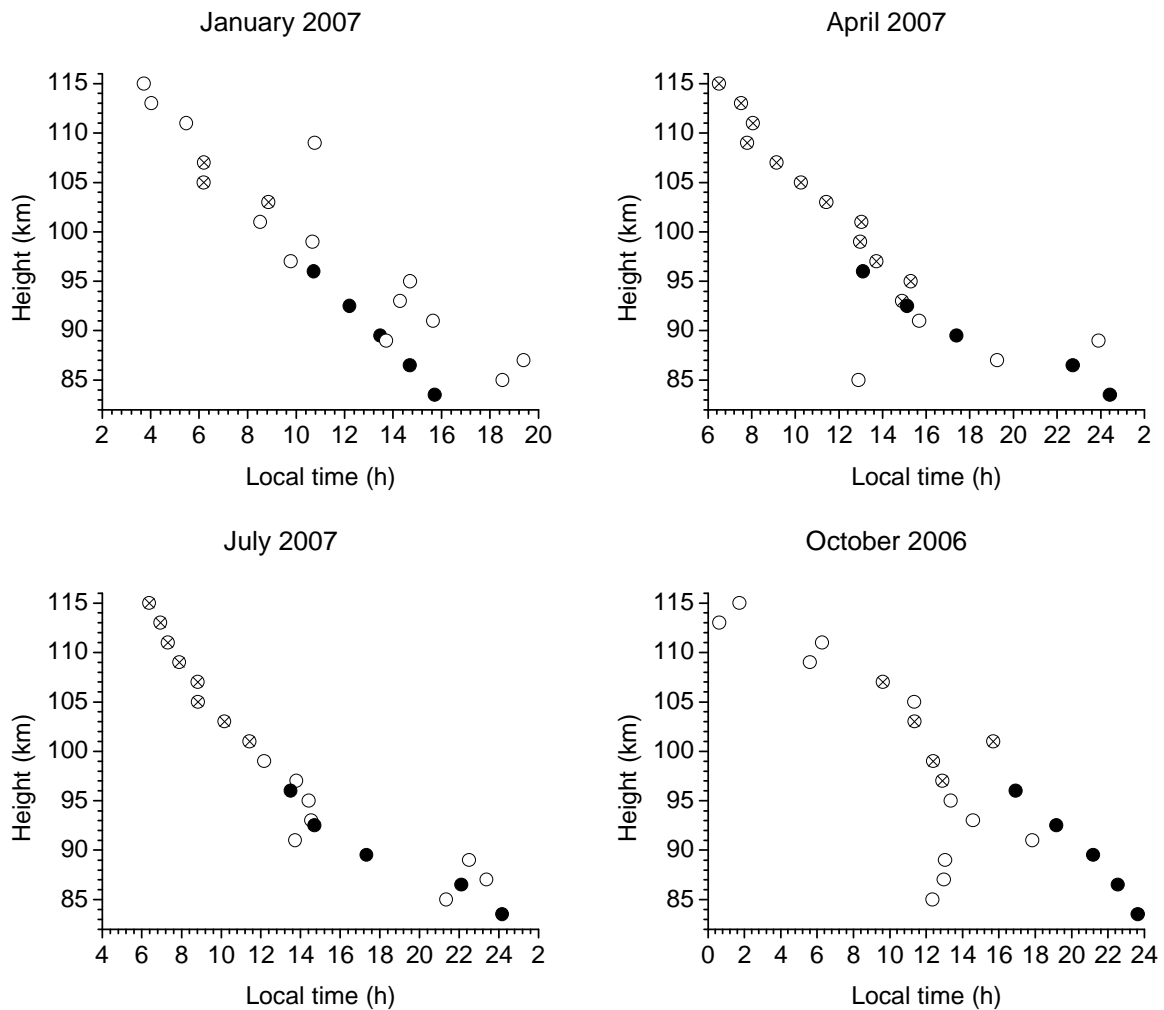


Figure 6: Semidiurnal phases of Collm meteor radar zonal wind shear, defined as time of minimum vertical shear (solid dots), and FORMOSAT-3/COSMIC relative Es layer occurrence (open circles), defined as time of maximum occurrence. Es phase values with statistical significant amplitudes are marked by a cross (x) inside the symbol.

## References

- Hajj, G. A., Romans, L.J., 1998: Ionospheric electron density profiles obtained with the Global Positioning System: Results from GPS/MET experiment. *Radio Sci.*, 33, 175-190
- Haldoupis, C., Meek, C., Christakis, N., Pancheva, D., Bourdillon, A., 2006: Ionogram height–time–intensity observations of descending sporadic E layers at mid-latitude. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 68, 539-557.
- Haldoupis C., Pancheva, D., Singer, W., Meek, C., MacDougall, J., 2007: An explanation for the seasonal dependence of midlatitude sporadic E layers. *J. Geophys. Res.*, 112, A06315, doi:10.1029/2007JA012322.

- Hocke, K., Igarashi, K., Nakamura, M., Wilkinson, P., Wu, J., Pavleyev, A., Wickert, J., 2001: Global sounding of sporadic E layers by the GPS/MET radio occultation experiment. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 1973-1980.
- Hocking, W.K., Fuller, B., Vandeppeer, B., 2001: Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 155-169.
- Jacobi, Ch., Kürschner, D., Fröhlich, K., Arnold, K., Tetzlaff, G., 2005: Meteor radar wind and temperature measurements over Collm (51.3°N, 13°E) and comparison with co-located LF drift measurements during autumn 2004. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 36, 98-112.
- Jacobi, Ch., Fröhlich, K., Viehweg, C., Stober, G., Kürschner, D., 2007: Midlatitude mesosphere/lower thermosphere meridional winds and temperatures measured with Meteor Radar. *Adv. Space Res.*, 39, 1278-1283
- Jacobi, Ch., Hoffmann, P., 2008: Mean winds and tides over Collm (51.3N, 13E) in 2007 measured with meteor radar and the LF D1 method. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, this issue.
- Jakowski, N., Wehrenpfennig, A., Heise, S., Reigber, Ch., Lühr, H., Grunwaldt, L., Meehan, T.K., 2002: GPS Radio Occultation Measurements of the Ionosphere from CHAMP: Early Results. *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1457, doi:10.1029/2001GL014364.
- Kürschner, D., Jacobi, Ch., 2005: The mesopause region wind field over Central Europe in 2003 and comparison with a long-term climatology. *Adv. Space Res.*, 35, 1981-1986.
- Kursinski, E.R., Hajj, G.A., Hardy, K.R., Schofield, J.T., Linfield, R., 1997: Observing the Earth's atmosphere with radio occultation measurements using the Global Positioning System. *J. Geophys. Res.*, 102, 23429-23465.
- Manson, A.H., Luo, Y., Meek, C.E., 2002a: Global distributions of diurnal and semi-diurnal tides: observations from HRDI-UARS of the MLT region. *Ann. Geophysicae*, 20, 1877-1890.
- Manson, A.H., Meek, C., Hagan, M., Koshyk, J., Franke, S., Fritts, D., Hall, C., Hocking, W., Igarashi, K., MacDougall, J., Riggin, D., Vincent, R., 2002b: Seasonal variations of the semi-diurnal and diurnal tides in the MLT: multi-year MF radar observations from 2-70° N, modelled tides (GSWM, CMAM). *Ann. Geophysicae*, 20, 661-677.
- Mathews, J.D., 1998: Sporadic E: current views and recent progress. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 60, 413-435.
- Pancheva, D., Merzlyakov, E., Mitchell, N.J., Portnyagin, Y., Manson, A.H., Jacobi, C., Meek, C.E., Luo, Y., Clark, R.R., Hocking, W.K., MacDougall, J., Muller, H.G., Kürschner, D., Jones, G.O.L., Vincent, R.A., Reid, I.M., Singer, W., Igarashi, K., Fraser, G.I., Fahrutdinova, A.N., Stepanov, A.M., Poole, L.M.G., Malinga, S.B., Kashcheyev, B.L., Oleynikov, A.N., 2002: Global-scale tidal variability during the PSMOS campaign of June-August 1999: interaction with planetary waves. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 64, 1865-1896.

Schreiner, C., Rocken, C., Sokolovskiy, S., Syndergaard, S., Hunt, D., 2007: Estimates of the precision of GPS radio occultations from the COSMIC/FORMOSAT-3 mission. *Geophys. Res. Lett.*, 34, L04808, doi:10.1029/2006GL027557.

Shalimov, S., Haldoupis, C., Voiculescu, M., Schlegel, K., 1999: Midlatitude E region plasma accumulation driven by planetary wave horizontal wind shears. *J. Geophys. Res.*, 104, 28207-28213.

Viehweg, C., Wickert, J., Heise, S., Jacobi, C., Beyerle, G., Schmidt, T., Rothacher, M., 2007: Global distribution of plasma irregularities in the lower ionosphere derived from GPS radio occultation data. EGU Vienna 2007, Geophysical Research Abstracts, 9, EGU2007-A-07823.

Voiculescu, M., Haldoupis, C., Pancheva, D., Ignat, M., Schlegel, K., Shalimov, S., 2000: More evidence for a planetary wave link with midlatitude E region coherent backscatter and sporadic E layers. *Ann. Geophysicae*, 18, 1182-1196.

Whitehead, J.D., 1960: Formation of the sporadic E layer in the temperate zones. *Nature*, 188, 567-567.

Wickert, J., Michalak, G., Schmidt, T., Beyerle, G., Cheng, C.Z., Healy, S.B., Heise, S., Huang, C.Y., Jakowski, N., Köhler, W., Mayer, C., Offiler, D., Ozawa, E., Pavelyev, A.G., Rothacher, M., Tapley, B., Arras, C., 2008: GPS radio occultation: Results from CHAMP, GRACE and FORMOSAT-3/COSMIC. *Terr. Atmos. and Oceanic Sci.*, in print.

Wu, D.L., Ao, C.O., Hajj, G.A., de la Torre Juarez, M., Mannucci, A.J., 2005 : Sporadic E morphology from GPS-CHAMP radio occultations. *J. Geophys. Res.*, 110, A01306, doi: 10.1029/2004JA01701.

Yunck, T.P., Liu, C.H., Ware, R., 2000: A history of GPS sounding. *Terr. Atmos. and Oceanic Sci.*, 11(1), 1-20.

#### **Addresses of Authors:**

Christoph Jacobi, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de

Christina Arras, Jens Wickert, GeoForschungsZentrum Potsdam, Department Geodesy & Remote Sensing, Telegrafenberg, 14473 Potsdam

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der  
Universität Leipzig Bd. 42



# Mean winds and tides over Collm (51.3°N, 13°E) as measured with meteor radar and the LF D1 method in 2007

Ch. Jacobi, G. Stober, P. Hoffmann

## Abstract

Results of mesosphere/lower thermosphere wind measurements over Collm in 2007, carried out with a meteor radar (MR) and the LF D1 method in 2007 are presented. The seasonal cycles of wind parameters are in qualitative agreement with other years, but strong southward winds are noted in the first half of the year. The tidal amplitudes are lower than on a long-term average. Trend analyses of the LF winds show an increase of the zonal prevailing wind throughout the year, a decrease of the meridional Brewer-Dobson-circulation, and a tendency of the semidiurnal tidal phases towards later times, possible in connection with middle atmosphere cooling. However, these trends seem to decrease in recent years. The LF winds are in good agreement with modern empirical models, partly owing to the fact that these models base on LF and similar wind measurements. MR winds are usually stronger, which is especially the case with the semidiurnal tide.

## Zusammenfassung

Es werden die Ergebnisse von Meteorradar- und LF D1-Windmessungen im Mesopausenbereich über Collm im Jahre 2007 vorgestellt. Der Jahresgang der Windparameter ist in qualitativer Übereinstimmung mit denjenigen anderer Jahre, aber deutliche nach Süden gerichtete Winde werden in der ersten Hälfte des Jahres festgestellt. Trendanalysen der Windparameter zeigen eine Zunahme des Zonalwindes, eine Abnahme des Meridionalwindes, und eine Tendenz zur Verschiebung der halbtägigen Gezeiten zu späteren Zeitpunkten, was in Übereinstimmung mit einer Abkühlung der Atmosphäre ist. Diese Trends weisen in den letzten Jahren jedoch eine Tendenz zur Verringerung auf. Die mit der LF D1-Methode gemessenen Winde sind in guter Übereinstimmung mit empirischen Modellen, was jedoch zum Teil darauf zurück zu führen ist, dass diese Modelle auch auf Collmer Daten beruhen. Meteorradars messen im Allgemeinen stärkere Winde, dies zeigt sich vor allem bei den halbtägigen Gezeiten.

## Introduction

As background information for linear models, for validation purposes, and for estimation of further derived parameters there is a need for empirical models of the wind parameters in the middle atmosphere, as well as information on the variability of winds and tides. Particularly interesting in this connection is the mesosphere/lower thermosphere (MLT) region, because its structure is mainly dynamically driven and represents to a certain degree the boundary between middle and upper atmosphere.

Well-established models such as CIRA (Fleming et al., 1990) or HWM93 (Hedin et al., 1996) have been constructed that include the MLT, but it has been found that these models do not reflect the wind systems in this height region very well. Therefore

updated models mainly based upon radar data (but also including satellite information at 95 km) such as the GEWM (Portnyagin et al., 2004) have been developed very recently, accompanied by models of the semidiurnal tidal (SDT) and diurnal tidal (DT) parameters. However, since the majority of radars deliver continuous and reliable measurements essentially since the 1990s and only since then UARS satellite measurements are available, such models necessarily have to rely upon a relatively short time interval of not much more than one decade. In fact, it is well known that the MLT region dynamics varies at time scales of years to decades (e.g., Namboothiri et al., 1994, 1999), and also long-term trends have been recognised (e.g., Bremer et al., 1997, Jacobi and Kürschner, 2006). Therefore, to accomplish global empirical models there is a need to construct models also at single stations, where the database is significantly extended compared to that taken within the usually available time interval. These long-term mean climatologies or single station models will be more representative than global empirical models when real background information is required, while, of course, they only describe the MLT region at one specific geographic site. The extended database also provides information about the variability of MLT winds at time scales of years to decades. Continuous surveys allow the update of such climatologies, and permit us insight into peculiarities of the dynamics during single years.

Operational radars used for MLT wind measurements in general either use the Doppler shift of the reflected radio wave, or apply the spaced receiver (D1) method. While the former is the usual method for meteor radars (MR), the latter has been used for the conventional analysis of medium frequency (MF) radars as well as for the low-frequency (LF) method. Indeed, during recent years MR and D1 wind comparisons have provided hints to systematic differences between the results of the two methods. Hocking and Thayaparan (1997) discovered that there are such systematic differences in some wind parameters. Portnyagin et al. (2004) have found a small mean difference of 2 m/s between MR and MF prevailing winds. Manson et al. (2004) used 3 radars in Scandinavia and reported that MR winds are larger than MF radar ones by a factor of 1.6 at 97 km, but this factor being close to unity at lower heights. This would mean that the comparatively small prevailing winds even at higher altitudes are not as much affected than tidal amplitudes and this is thus not in contradiction to Portnyagin et al. (2004). Direct comparisons between LF and MR measurements, although both without height finding, have been performed by Lysenko et al. (1972). They concluded that the resulting winds and tides show general agreement on average, but may differ when shown in detail. Literature results in all cases indicate that generally winds measured using MF and LF are smaller than those from MR, while the reasons and details of these differences are still under discussion. Therefore, comparisons of winds measured by the Doppler and D1 method are still required. This also allows more accurately evaluating and interpreting empirical model predictions, which partly base upon D1 radar measurements.

In the following we present results of wind measurements of 2007 using the Collm SKiYMET meteor radar together with LF winds. We compare these measurements with the long-term climatology (1979-2007) of LF winds available at 52°N, 15°E.

## **Collm meteor radar and LF D1 wind measurements**

At Collm Observatory (51.3°N, 13°E), a SKiYMET meteor radar is operated on 36.2 MHz since summer 2004 (Jacobi et al., 2005). The wind measurement principle is the detection of the Doppler shift of the reflected VHF radio waves from ionised meteor trails, which delivers radial wind velocity along the line of sight of the radio wave. An interferometer is used to detect azimuth and elevation angle from phase comparisons of individual receiver antenna pairs. Together with range measurements the meteor trail position is detected. The raw data collected consists of azimuth and elevation angle, wind velocity along the line of sight, meteor height, and additionally in the decay time for each single meteor trail. The data collection procedure is also described in detail by Hocking et al. (2001).

The meteor trail reflection heights are varying roughly between 75 and 110 km, with a maximum around 90 km. In standard configuration, the data are binned in 6 different not overlapping height gates centred at 82, 85, 88, 91, 94, and 98 km. Individual winds calculated from the meteors are collected to form hourly mean values using a least-squares fit of the horizontal wind components to the raw data under the assumption that vertical winds are small (Hocking et al., 2001). An outlier rejection is added. Mean prevailing winds and tidal amplitudes and phases can be calculated with a least-squares fit (Jacobi et al., 2007).

Collm LF D1 wind measurements at 80 to 100 km altitude have been carried out for more than 4 decades now. Commercial radio transmitters in the LF range (177 kHz, 225 kHz and 270 kHz) are used, and an automatic algorithmic variant of the similar fade analysis is used for interpretation of the measurements. The reference height has not been measured before September 1982, so that the results from the earlier measurements have been attributed to the mean nighttime height near 90 km. From late 1972 the analysis is performed automatically, and since 1979 half-hourly winds from three measuring paths are constructed. To avoid artefacts owing to changes in measurement strategy, we here consider only the time interval starting in 1979.

The measurements are investigated by calculating monthly median winds at each time (with a resolution of 30 minutes) of the daily measuring intervals and applying a multiple regression analysis to the monthly medians of the half-hourly mean winds. This procedure has also been applied to a shorter time interval by Jacobi et al. (1997) and Jacobi and Kürschner (2006), so that the results presented here are an extension of their work. Jacobi et al. (1997) have presented data since 1972 and showed that apparent trends may vary before and after the early 1980s, which is not considered here.

## **Prevailing winds and tides measured with MR in 2007**

Height-time cross-sections of the zonal and meridional prevailing winds are shown in Figure 1. The data consists of daily least-squares fit analyses of the prevailing winds and the 8-, 12- and 24-hour tidal components, each based on 15 days of hourly winds for each height gate. The zonal prevailing winds are generally positive (eastward) in winter, and during summer in the lower thermosphere. Westward winds are seen during spring, during a short time interval in autumn, and at lower altitudes in summer. The meridional winds are negative (southward) in summer, and generally

positive (northward) in winter. This represents the signature of the mesospheric Brewer-Dobson circulation that is forced through gravity wave mean flow interaction. During January and February the winter circulation is disturbed; this behaviour is typical for stratospheric warmings, which occurred in January and February 2007.

The zonal amplitudes of the DT, SDT and terdiurnal tide (TDT) are shown in Figure 2. The respective phases for each month are presented in Figure 3. The strongest signal is given by the SDT in winter, which reaches amplitudes of more than  $60 \text{ ms}^{-1}$ . The DT and TDT are weaker, and both tides disclose a less regular behaviour. This is, for the DT, owing to the more variable forcing mechanism through tropospheric water vapour and the short vertical wavelength. Nevertheless, a tendency towards a seasonal cycle with maximum amplitudes during spring and early summer is visible at the upper levels considered. The TDT is thought to be mainly forced through non-linear interaction between the DT and SDT (Teitelbaum et al., 1989), so that its behaviour is even more irregular. But there is a tendency towards larger amplitudes in autumn, which is in good coincidence with results presented by Younger et al. (2002) from Esrange ( $68^\circ\text{N}$ ). Note that from the phase change with height in Figure 3 it can be inferred that the TDT becomes evanescent during this time interval. This characteristic is also visible for the DT, which shows relative large phase gradients (short wavelengths) in the lower region considered, but weak phase changes with height in the upper part, where the amplitudes are larger.

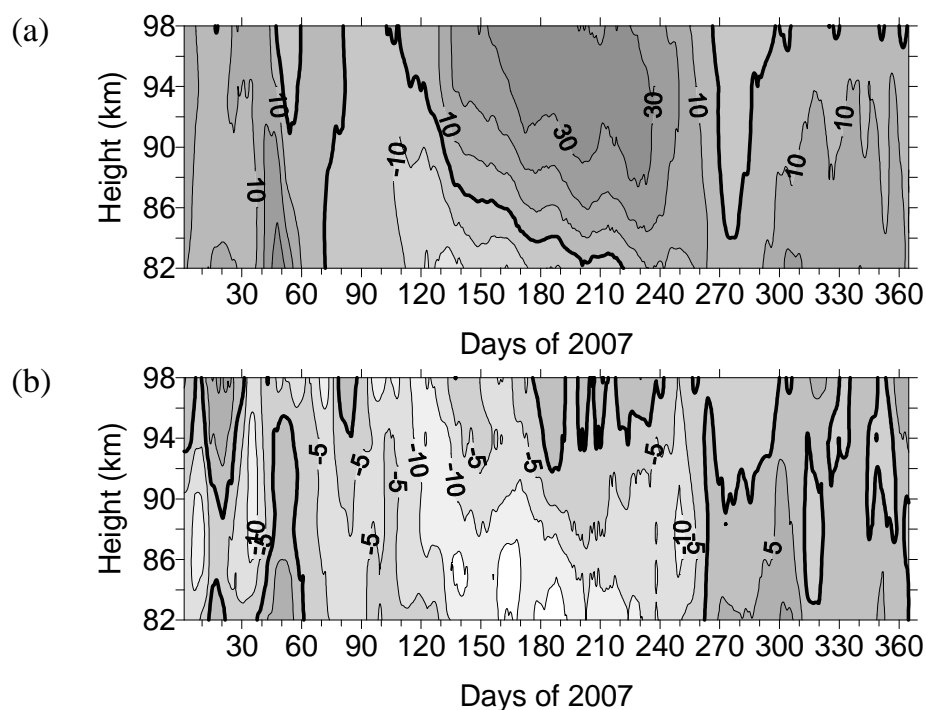


Figure 1: *Height-time cross-sections of the (a) zonal and (b) meridional prevailing winds as measured by the Collm meteor radar. Data base on multiple regression analyses including 15 days of hourly winds each.*

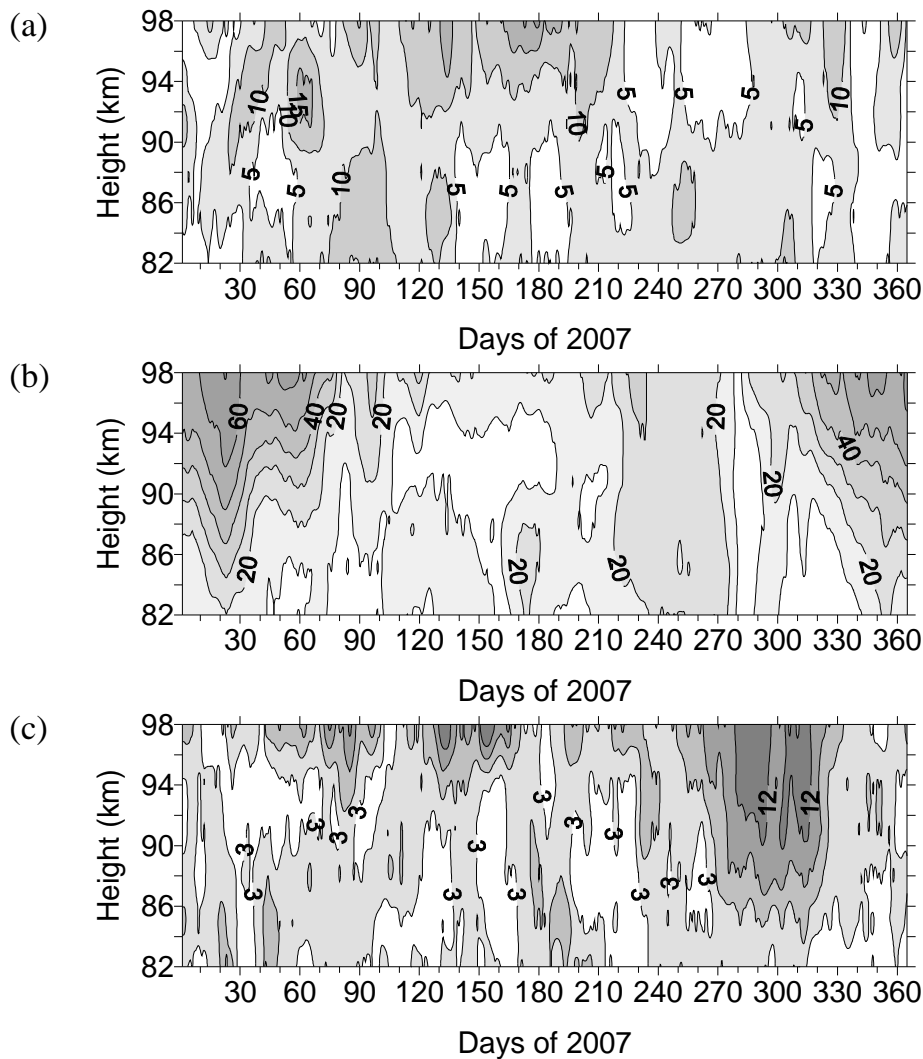


Figure 2: Height-time cross-sections of the zonal (a) diurnal, (b) semidiurnal, (c) ter-diurnal tidal amplitudes as measured by the Collm meteor radar. Data base on multiple regression analyses including 15 days of hourly winds each.

In Figures 2 and 3 only the zonal component is plotted. According to linear theory the zonal and meridional components are generally nearly circularly polarized. This is well justified for the SDT (e.g. Jacobi et al., 1999). For the analyses of the DT from LF measurements, the assumption of circular polarization is necessary to overcome the problem of the regular daytime data gaps (Kürschner, 1991). To test this assumption, in the left panel of Figure 4 the normalized amplitude differences

$$\Delta A = 2 \cdot \frac{a_z - a_m}{a_z + a_m}, \quad (1)$$

with  $a_z$  and  $a_m$  as the zonal and meridional amplitudes, for the TDT, SDT and DT are shown as cumulative frequencies, while in the right panel the respective phase differences are shown. The mean amplitude differences amount to  $0.21 \pm 0.65$ ,  $-0.04 \pm 0.23$  and  $-0.09 \pm 0.58$  for the TDT, SDT and DT, while the mean phase differences are  $104 \pm 60^\circ$ ,  $92 \pm 21^\circ$  and  $81 \pm 45^\circ$ . As expected, for the SDT only small deviations from the circular polarization appear, while the largest differences are found for the TDT. In any case, however, the phases tend to cluster around a phase difference of  $90^\circ$ .

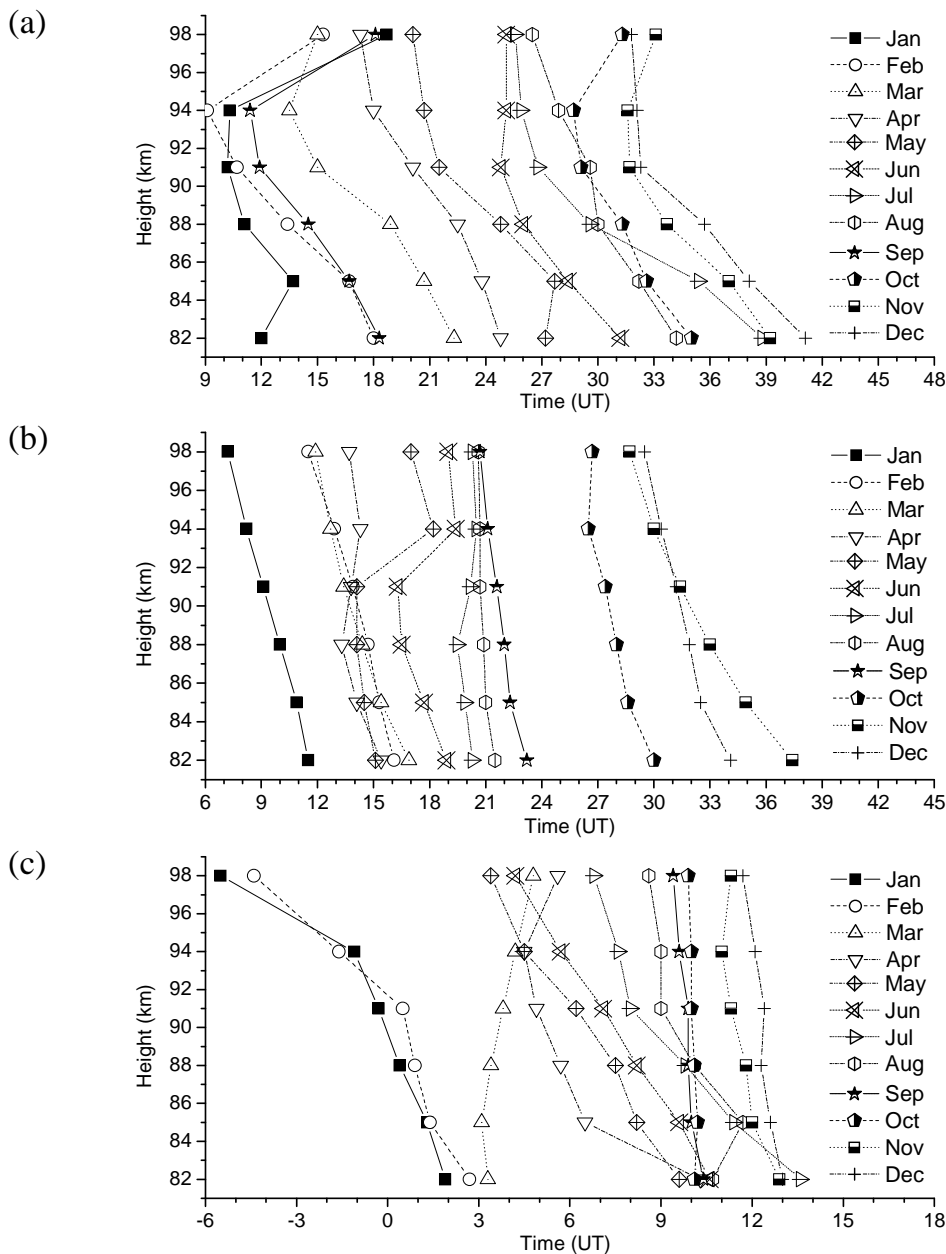


Figure 3: Monthly mean zonal phases, defined as the time of maximum eastward wind, for the (a) DT, (b) SDT, (c) TDT. Phases of successive months have been shifted by  $2 \text{ ms}^{-1}$  (DT and SDT) or  $1 \text{ ms}^{-1}$  (TDT), respectively.

### Comparison of LF and MR winds and semidiurnal tides

Literature results (e.g. Manson et al., 2004) and previous analyses from Collm winds (Jacobi et al., 2005, 2006) indicate that the hourly winds measured by Doppler methods as with the MR measurements are substantially larger than those measured by the D1 method. Furthermore, without explicit height finding the LF reference height is not known, while the measured reference heights are virtual owing to group retardation in the presence of the D region plasma, so that these heights are too large by an unknown factor. However, comparison of the SDT phases has led to the conclusion that the MR and LF phases agree best when the 91 km height gate of the MR is considered, so that we conclude that, on an average, the LF D1 method delivers winds at a real height around 90 km.

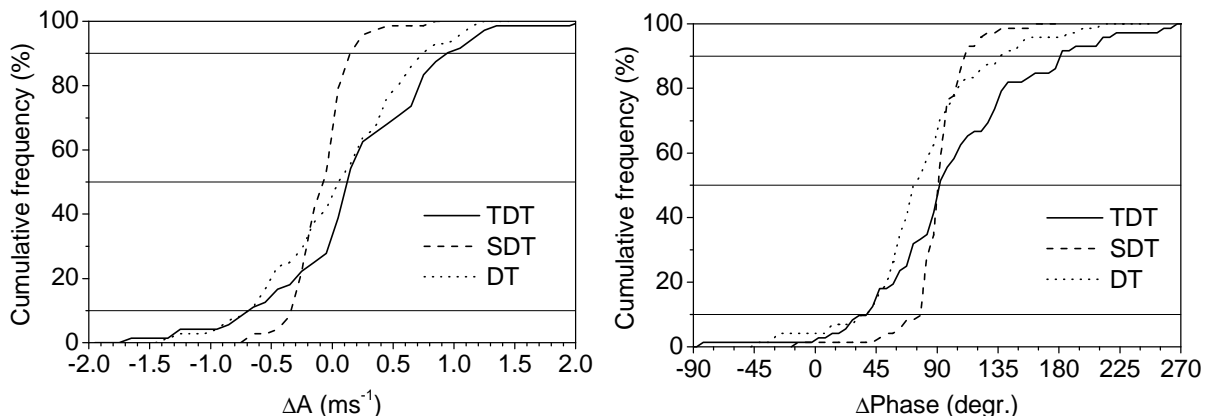


Figure 4: Cumulative frequencies of relative amplitude differences  $\Delta A$  after Eq. 1 (left panel) and phase differences (right panel) for the TDT, SDT and DT. Median, upper and lower percentiles are also added. Data includes monthly mean values for each season of 2007 and for each height gate.

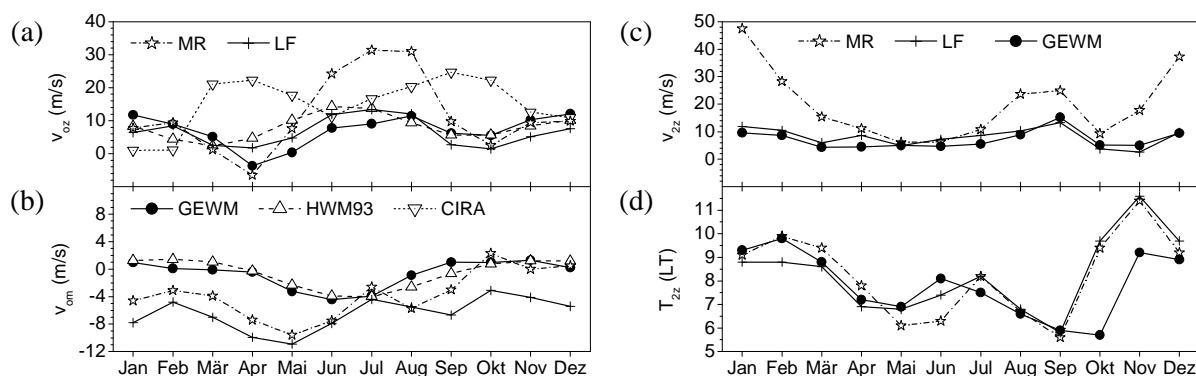


Figure 5: Zonal (a) and meridional (b) prevailing winds, semidiurnal tidal zonal amplitudes (c) and phases (d), as measured with the Collm meteor radar (MR) at 91 km and with the LF method. Added are mean winds taken from three different empirical climatologies: GEWM I (Portnyagin et al., 2004), HWM93 (Hedin et al, 1996), CIRA86 (Fleming et al., 1990, only zonal winds), and GEWM II SDT amplitudes and phases.

Figure 5 compares the MR and LF wind parameters together with predictions from the CIRA (Fleming et al., 1990), HWM93 (Hedin et al., 1996), and GEWM (Portnyagin et al., 2004) empirical models. Considering the zonal prevailing wind (Figure 5a) it can be seen that the LF winds agree well with both the HWM93 and GEWM predictions. This is not surprising, since both of these models partly base of D1 radar winds. The CIRA predictions do not agree with the measurements, which is due to the known uncertainties of the CIRA approach especially at mesopause heights.

Empirical models for the meridional wind (Figure 5b) predict the mesospheric Brewer-Dobson-circulation, i.e. southward winds in summer and northward winds in winter. The measurements both with LF and MR in the first half of the year display negative (southward) winds. This is partly due to the winter stratospheric warmings

(see Figure 1), but shows an overall deviation of the meridional circulation from the long-term mean.

The SDT amplitudes derived from the LF measurements are in excellent agreement with the GEWM model (Figure 5c). Again, as is the case with the zonal prevailing wind, the MR winds and thus amplitudes are much larger, which is mainly the case in winter. The measured SDT phases agree well with the GEWM model predictions, except for autumn. This can partly be explained by the large variability of the SDT during the autumn transition, with small amplitudes, which at times makes the phase unstable.

### Long-term trends derived from LF measurements

Figure 6 again presents the seasonal cycle of LF derived wind parameters as already given in Figure 5, but together with the long-term mean to illustrate peculiarities of the year 2007. It may be noted that the semiannual cycle of the zonal prevailing wind is weaker than on an average, with weaker eastward winds in winter and summer. At the same time the meridional southward winds are stronger during nearly each month of the year. Long-term trend analyses (Jacobi and Kürschner, 2006) had shown positive trends for the zonal prevailing winds, so that the zonal winds in 2007 do not fit into this picture. The SDT amplitudes are smaller than on an average in most months, which is owing to a tendency for amplitude decrease since the 1990s. The tidal phases do not show any special behaviour, compared to other years.

Time series prevailing winds are presented in Figure 7, while in Figure 8 for the SDT amplitudes and phases are shown. Results from a regression analysis

$$v = v_0 + \Delta_t \cdot yr + \Delta_R \cdot R , \quad (2)$$

with  $R$  as the Zurich sunspot number, which is a proxy for solar activity are shown in Figure 9 and Figure 10. These results are an update of results presented by Jacobi and Kürschner (2006).

Considering the zonal prevailing wind, there is a clear tendency that the overall increase (upper left panel of Figure 9) is not continued during recent years. The meridional wind shows a negative trend for winter months (lower left panel of Figure 9), but a positive one for summer. While the 2007 winter winds fit into this picture, the summer meridional circulation gives rise to a change of the long-term trends. This, together with the peculiarities of the zonal circulation in recent years, indicates a change in wind regime and its trends during the time interval considered (Jacobi and Kürschner, 2007).

The SDT amplitude trend is weak in each month except for August. Comparing the upper right panel of Figure 9 with the time series in Figure 8 it becomes obvious that the weak trends are superposed by decadal variations and, especially during equinoxes, interannual variability. The latter is owing to the strong sensitivity of the tidal amplitudes and phases during the spring and autumn transitions. The SDT phases generally show a positive trend, i.e. they exhibit a shift towards later times of westward wind maximum. Such a shift in times would be consistent with an increase towards longer vertical SDT wavelength, which may be owing to a cooling of the middle atmosphere and therefore to reduced scale height. Note again that this trend, at least for



winter, is not continued in recent years, which is in accordance with changes in mesospheric temperature trends reported by Bremer et al. (2005).

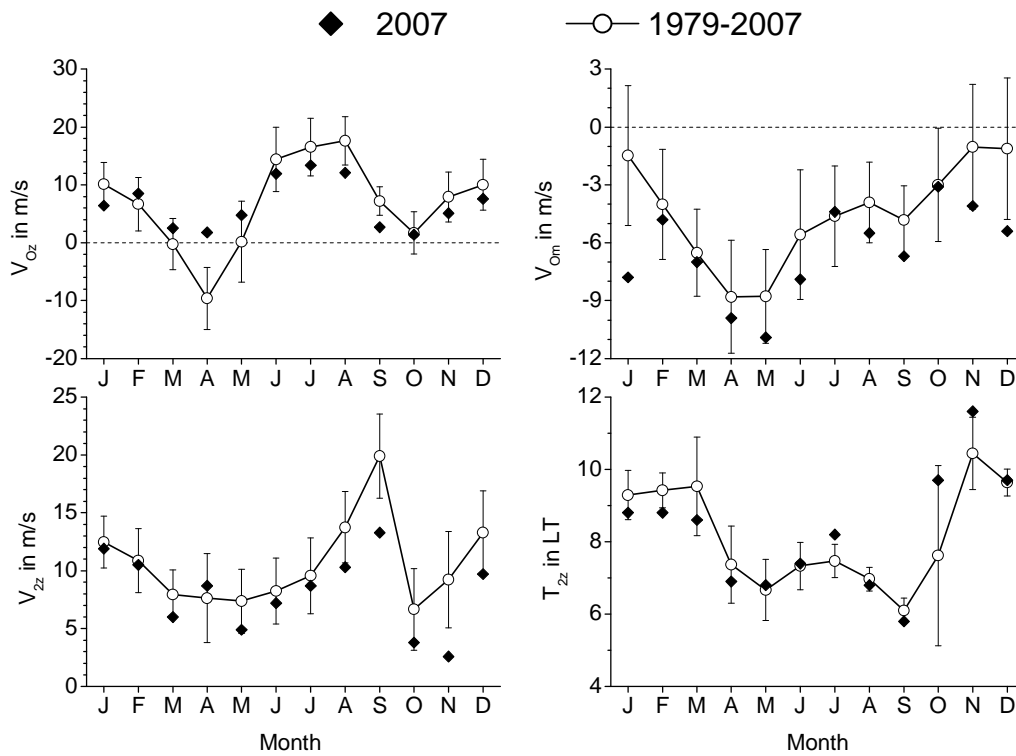


Figure 6: Monthly mean LF winds and tides near 90 km in 2007, and comparison with the 29-year mean values 1979-2007. Panels show zonal prevailing wind (upper left panel), meridional prevailing wind (upper right panel), zonal semidiurnal amplitude (lower left panel), and semidiurnal tidal phase (lower right panel).

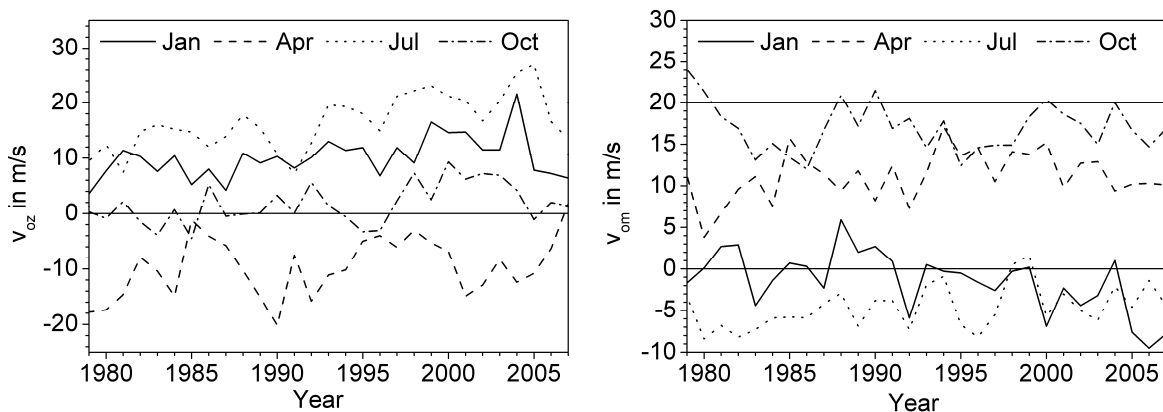


Figure 7: Monthly mean zonal (left panel) and meridional (right panel) prevailing winds from 1979 to 2007, for 4 different months. April and October meridional winds are shifted by  $20 \text{ ms}^{-1}$ .

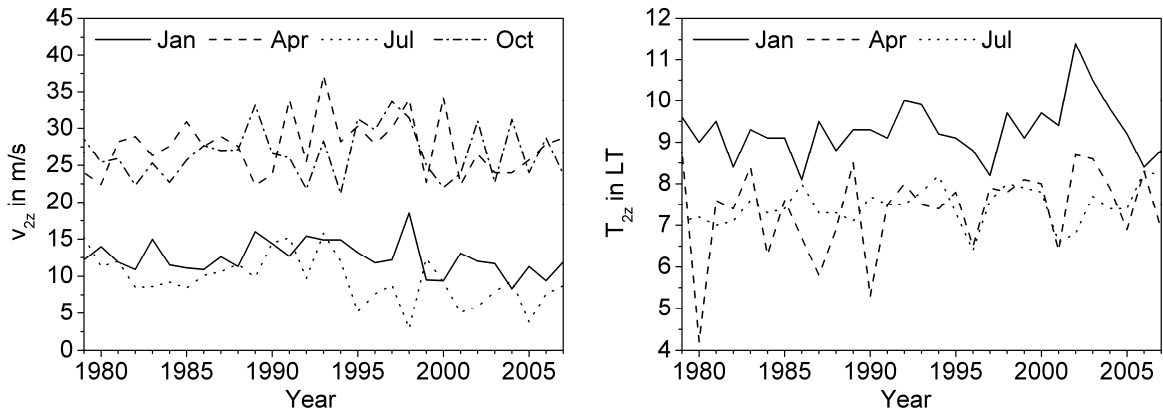


Figure 8: Monthly mean zonal amplitudes  $v_{2z}$  (left panel) and phases  $T_{2z}$  (right panel) of the SDT from 1979 to 2007, for 4 different months. October  $T_{2z}$  values are not shown. April and October amplitudes are shifted by  $20 \text{ ms}^{-1}$ .

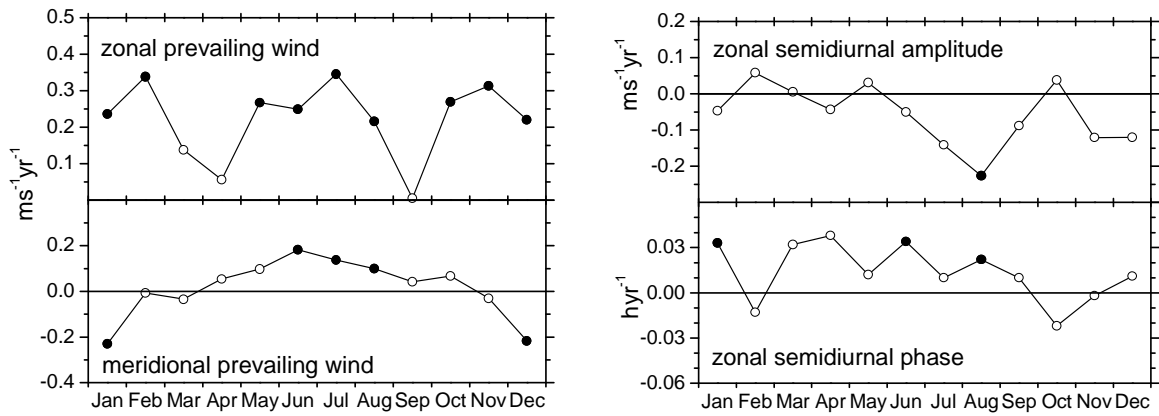


Figure 9: Trend coefficients  $\Delta_i$  from Eq. 2, for each month of the year, and 4 different wind parameters. Database is 1979-2007. Solid symbols denote statistically significant trends on the 95% level according to a  $t$ -test.

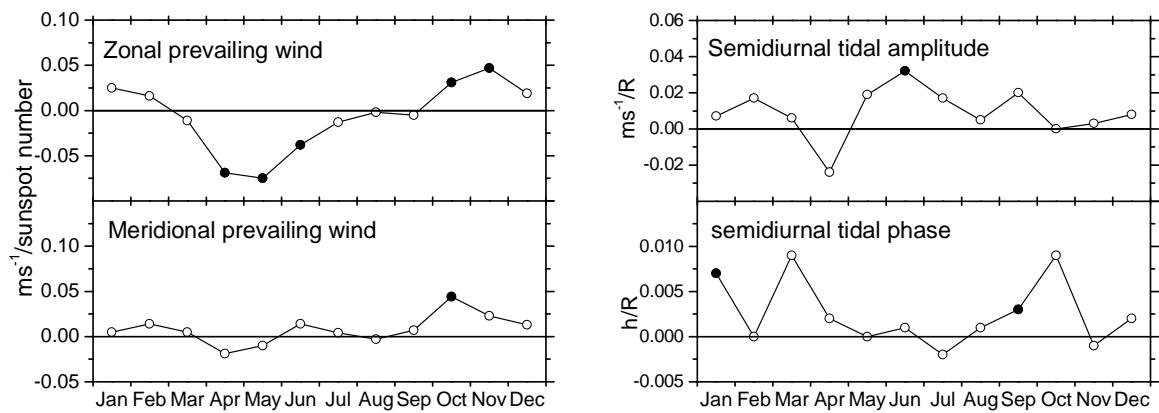


Figure 10: As in Figure 9, but for the solar cycle dependence  $\Delta_R$ .

The solar cycle dependence of the prevailing wind is similar than the one that has been shown by Jacobi and Kürschner (2006). The zonal prevailing wind is more easterly in summer and more westerly in winter, which means that the mesospheric jets are stronger during solar maximum. Since the meridional wind is forced through gravity waves that carry the signature of the mean wind, the solar cycle signature of  $v_{om}$  is similar, although the signal is not so strong and in most months not significant. In addition, the exceptional meridional winds in recent years (see Figure 7) led to a decrease of the solar signal compared to Jacobi and Kürschner (2006).

The solar signal of the SDT is weak, however, Figure 8 indicates that, taking into account a delay of few years with respect to the solar cycle, a stronger correlation may be expected. But it is difficult to find a physical reason for such a delay, although von Zahn and Berger (2006) found a similar delay in noctilucent cloud variability in the summer mesopause region.

## Conclusions

The seasonal variability of the midlatitude MLT wind field is qualitatively conserved from year to year, so that the main features of the 2007 seasonal variations are found in modern empirical models like the GEWM. Nevertheless, there is a year-to-year variability, which may lead to substantial deviations from the long-term mean or from reference models. In 2007 this is essentially represented by a more negative winter meridional wind, and a weak zonal semiannual oscillation.

Collm LF winds have been measured for nearly 3 decades now, and long-term trends may be analysed. It seems, however, that trends, which have been reported already in literature, are not completely stable, and may change. Several parameters show peculiarities during recent years, and the structure of MLT changes is still a question to be investigated.

The measurements in 2007 again confirm the differences in the results of D1 and Doppler wind measurements. Since empirical models, as the HWM93 and also the GEWM for a major part base on D1 (mostly medium frequency) radar winds in the MLT, this raises the question whether an update of these models is required.

## Acknowledgements

This research has been partly supported by DFG under grant JA836/22-1. Sunspot numbers have been provided by NOAA/NGDC through their Internet Web site on <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsunspotnumber.html>.

## References

- Bremer, J., Schminder, R., Greisiger, K.M., Hoffmann, P., Kürschner, D., Singer, W., 1997: Solar cycle dependence and long-term trends in the wind field of the mesosphere/lower thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 59, 497-509.
- Bremer, J., Schacht, J., Barth, Th., 2005: Einfluss von Ozonvariationen auf Trends in der Mesosphäre mittlerer Breiten. Leibnitz-Institut für Atmosphärenphysik e.V. an der Universität Rostock, Institute Report 2004/2005, 94-95.

- Fleming, E.L., Chandra, S., Barnett, J.J., Corney, M., 1990: Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as function of latitude. *Adv. Space Res.* 10(12), 11-59.
- Hedin, A.E., Biondi, M.A., Burnside, R.G., Hernandez, G., Johnson, R.M., Killeen, T.L., Mazaudier, C., Meriwether, J.W., Salah, J.E., Sica, R.J., Smith, R.W., Spencer, N.W., Wickwar, V.B., Viridi, T.S., 1991: Revised global-model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations, *J. Geophys. Res.* 96, 7657-7688.
- Hocking, W.K., Fuller, B., Vandeppeer, B., 2001: Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 63, 155-169.
- Jacobi, Ch., Schminder, R., Kürschner, D., Bremer, J., Greisiger, K.M., Hoffmann, P., Singer, W., 1997: Long-term trends in the mesopause wind field obtained from D1 LF wind measurements at Collm, Germany, *Adv. Space Res.* 20, 2085-2088.
- Jacobi, Ch., Portnyagin, Yu.I., Solovjova, T.V., Hoffmann, P., Singer, W., Fahrutdinova, A.N., Ishmuratov, R.A., Beard, A.G., Mitchell, N.J., Muller, H.G., Schminder, R., Kürschner, D., Manson, A.H., Meek, C.E., 1999: Climatology of the semidiurnal tide at 52°N-56°N from ground-based radar wind measurements 1985-1995. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 61, 975-991.
- Jacobi, Ch., Kürschner, D., Fröhlich, K., Arnold, K., Tetzlaff, G., 2005: Meteor radar wind and temperature measurements over Collm (51.3°N, 13°E) and comparison with co-located LF drift measurements during autumn 2004. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 36, 98-112.
- Jacobi, Ch., Kürschner, D., 2006: Long-term trends of MLT region winds over Central Europe. *Phys. Chem. Earth* 31, 16-21.
- Jacobi, Ch., Viehweg, C., Kürschner, D., Singer, W., Hoffmann, P., Keuer, D., 2006: Comparison of meteor radar, medium frequency radar winds and low frequency drifts over Germany. *COSPAR 36th Scientific Assembly, Beijing*, 16.-23.7.2006.
- Jacobi, Ch., Fröhlich, K., Viehweg, C., Stober, G., Kürschner, D., 2007: Midlatitude mesosphere/lower thermosphere meridional winds and temperatures measured with meteor radar. *Adv. Space Res.* 39, 1278-1283.
- Jacobi, Ch., Kürschner, D., 2007; Possible climate change response of the mesosphere/lower thermosphere region. *Proceedings of the International Symposium "Atmospheric Physics: Science and Education"*, St. Petersburg, 11.-13.9.2007, 33-37.
- Kürschner, D., 1991: Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen. *Z. Meteorol.* 41, 262-266.
- Kürschner, D., Jacobi, Ch., 2005: The mesopause region wind field over Central Europe in 2003 and comparison with a long-term climatology. *Adv. Space Res.* 35, 1981-1986.
- Namboothiri, S.P., Meek, C.E., Manson, A.H., 1994: Variations of mean winds and solar tides in the mesosphere and lower thermosphere over scales ranging from 6 months to 11a: Saskatoon 52°N, 107°W. *J. Atmos. Terr. Phys.* 56, 1313-1325.

Namboothiri, S.P., Tsuda, T., Nakamura, T., 1999: Interannual variability of mesospheric mean winds observed with the MU radar. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 62, 1111-1122.

Portnyagin, Yu., Solovjova, T., Merzlyakov, E., Forbes, J., Palo, S., Ortland, D., Hocking, W., MacDougall, J., Thayaparan, T., Manson, A., Meek, C., Hoffmann, P., Singer, W., Mitchell, N., Pancheva, D., Igarashi, K., Murayama, Y., Jacobi, Ch., Kürschner, D., Fahrutdinova, A., Korotyshkin, D., Clark, R., Tailor, M., Franke, S., Fritts, D., Tsuda, T., Nakamura, T., Gurubaran, S., Rajaram, R., Vincent, R., Kovalam, S., Batista, P., Poole, G., Malinga, S., Fraser, G., Murphy, D., Riggan, D., Aso T., Tsutsumi, M., 2004: Mesosphere/lower thermosphere prevailing wind model. *Adv. Space Res.* 34, 1755-1762.

Teitelbaum, H., Vial, F., Manson, A.H., Giraldez, R., Massebeuf, M., 1989: Non-linear interactions between the diurnal and semidiurnal tides: terdiurnal and diurnal secondary waves. *J. Atmos. Terr. Phys.* 51, 627-634.

Von Zahn, U., Berger, U., 2006: The decadal-scale variation of solar Lyman- $\alpha$  and its effects on NLC occurrence rate, NLC brightness and the mesospheric water vapor. *Meteorol. Z.* 15, 379-384.

Younger, P.T., Pancheva, D., Middleton, H.R., Mitchell, N.J., 2002: The 8-hour tide in the Arctic mesosphere and lower thermosphere. *J. Geophys. Res.* 107, 1420, doi:10.1029/2001JA005086.

#### **Addresses of Authors:**

Christoph Jacobi, Peter Hoffmann, Gunter Stober, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der  
Universität Leipzig Bd. 42

# Electron line densities and meteor masses calculated from models and meteor radar measurements

G. Stober, Ch. Jacobi

## Zusammenfassung

Die Methoden zur Beobachtung des atmosphärischen Windfeldes und der Temperatur im Mesopausenbereich mit Meteorradaren sind gut bekannt. Im Gegensatz dazu gibt es nur wenige Informationen über die Eigenschaften der Meteore (Größe, Dichte und Masse), die durch ein Meteorradar detektiert werden können. Im Folgenden sollen die physikalischen Prozesse, die beim Eintritt eines Meteoroiden in die Atmosphäre von Bedeutung sind, genauer betrachtet werden. In Baggaley (2002) und Stober et al. (2007) wurde eine theoretische Beschreibung des vom Radar empfangenen Signals gegeben. Die Modelle, die in Hunt et al. (2003) vorgestellt wurden, wurden im Hinblick auf die besondere Geometrie des am Collm (51.3°N,13°E) befindlichen Meteorradars untersucht und mit Messungen des Systems in Bezug gesetzt. Damit überhaupt ein Vergleich durchgeführt werden kann ist es notwendig das Radar zu kalibrieren, d.h. die an den Antennen empfangenen Signale müssen in eine vom Meteorschweif reflektierte Leistung umgewandelt werden. Dazu werden die Ergebnisse, die in Campistrion (2001) vorgestellt wurden, auf das SKiYMET Radar am Collm angewendet. Aus den kalibrierten Daten und unter Verwendung einer empirischen Klimatologie ist es möglich die Masse der Meteore abzuschätzen.

## Abstract

The methods to observe the atmospheric wind field and the temperature in the mesopause region using meteor radars are well known. In contrast, there are only a some information about the properties of the meteors (size, density and mass), which can be detected by a meteor radar. In the following the physical processes, which are of importance for a meteoroid entering the earth's atmosphere, are considered. In Baggaley (2001) and Stober et al. (2007) a theoretical description of the signal received by the radar was given. The models evaluated in Hunt et al. (2003), will be discussed considering the specular geometry of the Collm meteor radar (51.3°N,13°E) and compared to the measurements. This comparison is only possible with a calibrated radar, which means that the received arbitrary amplitudes are converted into the reflected power from the meteor trail. Therefore, the results shown in Campistrion et al. (2001) will be applied for the Collm SKiYMET radar. With the calibrated data and the assignment of an empirical climatology it is possible to give an estimate of the meteor mass.

## 1 Introduction

When meteoroids enter the earth's atmosphere they form a cylindrical plasma trail, which mainly expands due to ambipolar diffusion. The creation of the plasma is described by the conventional meteor ablation theory developed by McKinley (1961) and Cepelcha et al. (1998). In principle the impinging air molecules decelerate the meteoroid and ionize the atoms at the

surface. Assuming conservation of momentum and energy allows a mathematical treatment of this problem.

The aim of this study is to get some knowledge about the size and mass of the meteors detected by the meteor radars. A direct measurement is not possible, but using atmospheric models like MSIS00 or CIRA86 and making some assumptions about the density and shape of the meteors allows to calculate these parameters. Therefore we investigated these models under this point of view. It is well-known that there are three species of meteors with different densities ranging from  $1000 \text{ kg/m}^3$  to  $7800 \text{ kg/m}^3$ . But the species with the highest probability (90%) are stony meteoroids with a density of approximately  $3400 \text{ kg/m}^3$ . For all results presented in this study, the shape is assumed to be spherical.

One of the key points investigating the meteor mass is the electron line density, which is a directly measured parameter by the radar, in the case of a calibrated system itself. McKinley (1961) gave a mathematical description of the signal power returned from a specular echo meteor trail. However, the meteor radars just measure a voltage at the antenna, which has to be converted into a power, considering all the losses due to the cables and the system. For a radar operating in the VHF band most of the noise enters the system as cosmic background radiation. This noise has a strong diurnal oscillation and can be used as a reference to calibrate the radar. This technique is straightforward and can be performed during normal operation.

The paper is organized as follows: in section 2 a description of the models is given, the numerical results of this models are presented in section 3, the fourth section deals with the measurement of electron line densities and the final section shows a comparison of the results.

## 2 Meteor ablation models

Three different models are presented in this study, which are based on single body ablation theory. Therefore, the conservation of momentum and energy is of importance for all three models. Parameters that will be used are given in Tab. 1. Hunt et al. (2003) compared the so called two equation and three equation models, which are based on the theoretical work by Öpik (1958). A descending meteor encounters per time interval a defined air mass  $dm$  equal to  $A_{cross}\rho_{air}vdt$ , which forces a meteoroid to decelerate. This relation is easy to understand under the assumption of momentum conservation. The first model uses a simple Monte Carlo (MC) simulation to calculate the deceleration of the meteoroid, which means that the mass of the impinging air molecules is given by their atomic mass. A pseudo random number generator selects the position where an atmospheric atom will hit the meteor and the geometry at this position defines the momentum that is transferred to the meteor body. However, the computational time does not allow to simulate an acceptable time span  $dt$ . This problem is solved by a scaling factor. There is only one assumption necessary for this procedure, namely that  $dt$  has to be chosen small enough, so that no severe changes in air density and mass loss of the meteor occur. The advantage of this model is, that it is not necessary to know the drag coefficient for the calculation of the deceleration. This is important especially for randomly structured or fractal meteor surfaces. But such objects will not be considered in this study.

The two equation model consists of two differential equations based on the theoretical studies done by Öpik (1958) which describe the deceleration and mass loss of the meteor;

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{m} A_{cross} c_d \rho_{air} v^2 , \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dt} = -A_{cross} c_d \rho_{air} \sigma_a v^3 . \quad (2)$$



symbol	quantity/source	value/source
$dv/dt$	deceleration	-
$dm/dt$	mass loss due to ablation	-
$dT/dt$	temperature gradient	-
$T$	temperature	-
$T_0$	atmospheric temperature	150 – 750K
$A$	surface area	-
$A_{cross}$	cross section area	-
$\beta$	ionization efficiency	-
$\Lambda_s$	sputtering efficiency	-
$\sigma_{SB}$	Stefan-Boltzmann constant	$5.67 \cdot 10^{-8} W/m^2 K^{-4}$
$\sigma_a$	ablation parameter	$10^{-8} s^2/m^2$
$C_1$	constants in Hunt et al. 2003	$6.92 \cdot 10^{11} kg/m^2 s^{-1} K^{1/2}$
$C_2$	constants in Hunt et al. 2003	57800...80000K
$C_3$	constants in Hunt et al. 2003	$1 \cdot 10^3 J/kg K^{-1}$
$Q$	constants in Hunt et al. 2003	$7 \cdot 10^3 J/s$
$C$	heat capacity	$0.8...0.95 kJ/kg K^{-1}$
$m$	meteor mass	$10^{-6}...10^{-14} kg$
$m_a$	mass of the ablated meteor species	$4.98 \cdot 10^{-26} kg$
$v$	meteor velocity	-
$v_{thres}$	threshold velocity	5 – 8km/s
$c_d$	drag coefficient	0.2..1.17
$M_r$	radio magnitude	-
$\rho_{air}$	air density	taken from MSIS00
$\rho_{met}$	meteor density	1000...8000kg/m <sup>3</sup>
$\epsilon$	emission	0.5...0.95

Table 1: Physical symbols and basic values used in the models.

The mass loss equation is the same for the two equation model and the MC simulation. There is only one empirical parameter, the ablation coefficient  $\sigma_a$ , which defines the amount of mass that can ablate. The value used here was taken from Hunt et al. (2003) and Verniani (1973). During the calculations  $\sigma_a$  was kept constant. Measurements with radio telescopes indicated a variation of the ablation parameter in the range of  $10^{-6.4} - 10^{-8.5} s^2/m^2$ . A value of  $10^{-8} s^2/m^2$  corresponds to a meteor mass of  $10^{-9} kg$ . Hunt et al. (2003) investigated only the two equations (1) and (2) for their calculations of the electron densities. But, the temperature as a very important parameter is missing in the first model equations. This is solved by assuming energy conservation and using the heat transfer coefficient  $\Lambda$ , which allows a calculation of the quantity  $dT/dt$ ;

$$\frac{dT}{dt} = \frac{A_{cross} c_d \rho_{air} v^3}{Q m} - \frac{\epsilon A \sigma_{SB} (T^4 - T_0^4)}{Q m} . \quad (3)$$

The third model is more sophisticated. It allows the treatment of processes like sputtering and evaporation. The greatest benefit of this model is, that the mass ablation is no longer described by a constant independent of the temperature. Baggaley (2002) stated the need of a minimum temperature, which is necessary to start the ablation process on the meteor surface. This behavior is also supported in the study of Hill et al. (2005), who investigated high altitude meteors. Hill et al. (2005) found a threshold energy for the impinging molecules to start the process of sputtering. In the three equation model these effects are included by a temperature dependent sputtering efficiency;

$$\Lambda_s = Q (6 \cdot 10^{-16}) e^{\frac{T}{290}} . \quad (4)$$

For this model the temperature-time dependency becomes more complicated; there are three terms which describe the friction, the radiation losses and the ablation heat;

$$\frac{dT}{dt} = \frac{A_{cross} \rho_{air} v^3}{2 C_3 m} (1 - \Lambda_s) - \frac{\epsilon A \sigma_{SB} (T^4 - T_0^4)}{C_3 m} - \frac{A_{cross} C_1 Q}{m C_3 T^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{c_2}{T}} . \quad (5)$$

For high temperatures the ablation heat term dominates, which causes a rapid meteor mass loss. This is counterbalanced by a much smaller mass loss during flight times with lower temperatures. This leads directly to the mass loss equation, which consists of the two processes, the mass loss due to sputtering and the normal friction induced mass loss;

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{A_{cross} c_d C_1}{T^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{c_2}{T}} - \frac{\Lambda_s \rho_{air} A_{cross} v^3}{2 Q} . \quad (6)$$

From equation (6), it is obvious that two regimes for a meteor are important. If the meteor does not reach a sufficiently high temperature (approximately  $T < 1800 K$ ) the mass loss is small and the meteor will decelerate without significant ablation. The second case is for extremely high temperatures (approximately  $T > 2700 K$ ), which leads to an incredible high ablation rate and the meteor completely vanishes. For this case the radiation term cannot counter balance the rate of heating. Among this temperatures the meteor shows similar characteristics compared to the other models.

Solving the equations enables to calculate the electron line density assuming Jones (1997) ionization efficiency;

$$\beta = 9.4 \cdot 10^{-6} (v - v_{thres})^2 \cdot v^{0.8} . \quad (7)$$

There the threshold velocity defines the velocity at which a certain atom can no longer be ionized by the impinging molecules. This velocity is the lowest limit to produce significant ionization. Hence, as soon as a meteor reaches the threshold velocity the computation stops. Using the Jones (1997) ionization efficiency permits to calculate the electron line density for the meteor flight path according to;

$$q = \frac{\beta}{m_a v} \frac{dm}{dt} . \quad (8)$$

The electron line density depends only on the velocity and the forces acting on a meteoroid. Using the MSIS00 climatology the last unknown parameter is given by the aerodynamic active surface. Assuming a spherical geometry and a mean density taken from astrophysical studies (Unsöld/Baschek, 2005) about meteors allows a direct relation to the meteor mass.

Finally, we introduce the radio luminosity, which is a helpful parameter to understand the limits of radio visibility (micro meteor limit  $12^{mag}$ ). In analogy to visible astrophysical observations we define this radio luminosity (Baggaley, 2002) as:

$$M_{r_{mag}} = 36.8 - 2.5 \log(q) + 2.5 \log(v/1000) . \quad (9)$$

### 3 Single Body Ablation Theory - Numerical Results

Finally, for the numerical calculations we need some assumptions about the meteor parameters like geometry, density, initial mass and velocity, as well as the angle of atmosphere entrance

(AOAE). Computational time and the known parameters with the respective to the radar give the boundaries for the simulations. Most of the meteors are detected by the radar in the height range from 75-105 km altitude with the highest event rate close to 90 km. The velocity distribution shows a spread from 6 km/s to 40 km/s. There also exists some information about the AOAE corresponding to the angle given by elevation angle from the radar, which defines the maximal entry angle. Considering all this external factors makes 150 *kma* good starting altitude for the simulation and for the minimum height, as lower boundary, 70 km is selected. The air density and temperature are taken from the MSIS00 model. The starting temperature of the meteor is also given by the model at the starting height, because the meteor body should be in equilibrium with the environmental atmosphere at this altitude.

Assuming spherical geometry ( $c_d = 0.5$ ) and constant meteor density during one run allows the numerical computation of all important meteor time dependencies. In the simulations we also set the heat transfer coefficient  $\Lambda = 1$ . This means that all available energy is transferred as heat to the meteor.

By solving the differential equations with a 4th order Runge-Kutta algorithm a complete time dependent behavior for all three models is derived in each run. The time step was set variable to ensure numerical stability. In the cases investigated here a constant time step  $dt = 1/2144s$  was used. This equals to the PRF (Pulse Repetition Frequency) of the meteor radar at Collm observatory.

The velocity plot (fig. 1) shows the very smooth deceleration of the meteor above 120 *km*. Obviously there is a critical height before the air gets dense enough to exert a force on the meteor. This height depends on the mass and the velocity. In the first 30 km of its flight path the meteor slows down by less than 5% of the initial velocity and does not have a significant mass loss fig. 2.

The deceleration plot reveals much more details about the forces acting on the meteor. Obviously, at around 90 *km* altitude the strongest force is exerted to the meteor (fig. 1). This is exactly the same altitude where the maximum flux of meteor trails occurs. All three models show almost the same altitude of the maximal force, while only the absolute values differ. This is explained by the mass loss equation (6), which depends on the temperature for the three equation model. This dependency allows the meteor to ablate much stronger at lower altitudes, because of the fact that there is a threshold temperature before the meteor can start to ablate significantly. This temperature is approximately 1800 *K* (fig. 2), which is also mentioned by Baggaley (2002).

In the temperature vs. altitude plots (fig. 2) the models show qualitatively the same behavior, which becomes more clear by the fact that the heat transfer coefficient is constant  $\Lambda = 1$  for the MC simulation and the 2 equation model, but it depends on the temperature for the 3 equation model and varies among 0.6 and 1 (fig. 2). The mass loss is the most critical parameter for the models, because from this the electron line density is defined. Fig. 2 shows the differences among the models, the MC and 2 equation model let almost ablate the meteor up to 95% of its initial mass, while the three equation model does not predict that this amount is ablated. The reason is the short time of ablation. The meteor decelerates at such a high rate that a significant ablation cannot start and the meteor is slowed down before it can reach the temperature to get the sputtering process dominant. This means that the radiative cooling is able to balance the heating process, before it becomes strong enough to start significant sputtering.

Fig. 3 shows the relation of the electron line density produced by the meteor and the radio magnitude. A meteor radar has a limit of detection which depends on the frequency (Singer et al., 2004). This limit is approximately  $10^{-12} m^{-1}$ . Hence, a meteor with an initial mass of  $10^{-9} kg$  is at the lower limit to produce this electron line density. But as fig. 2 shows, the mass at the specular point can be below this limit due to the ablation. The blue line in fig. 3 gives the micro

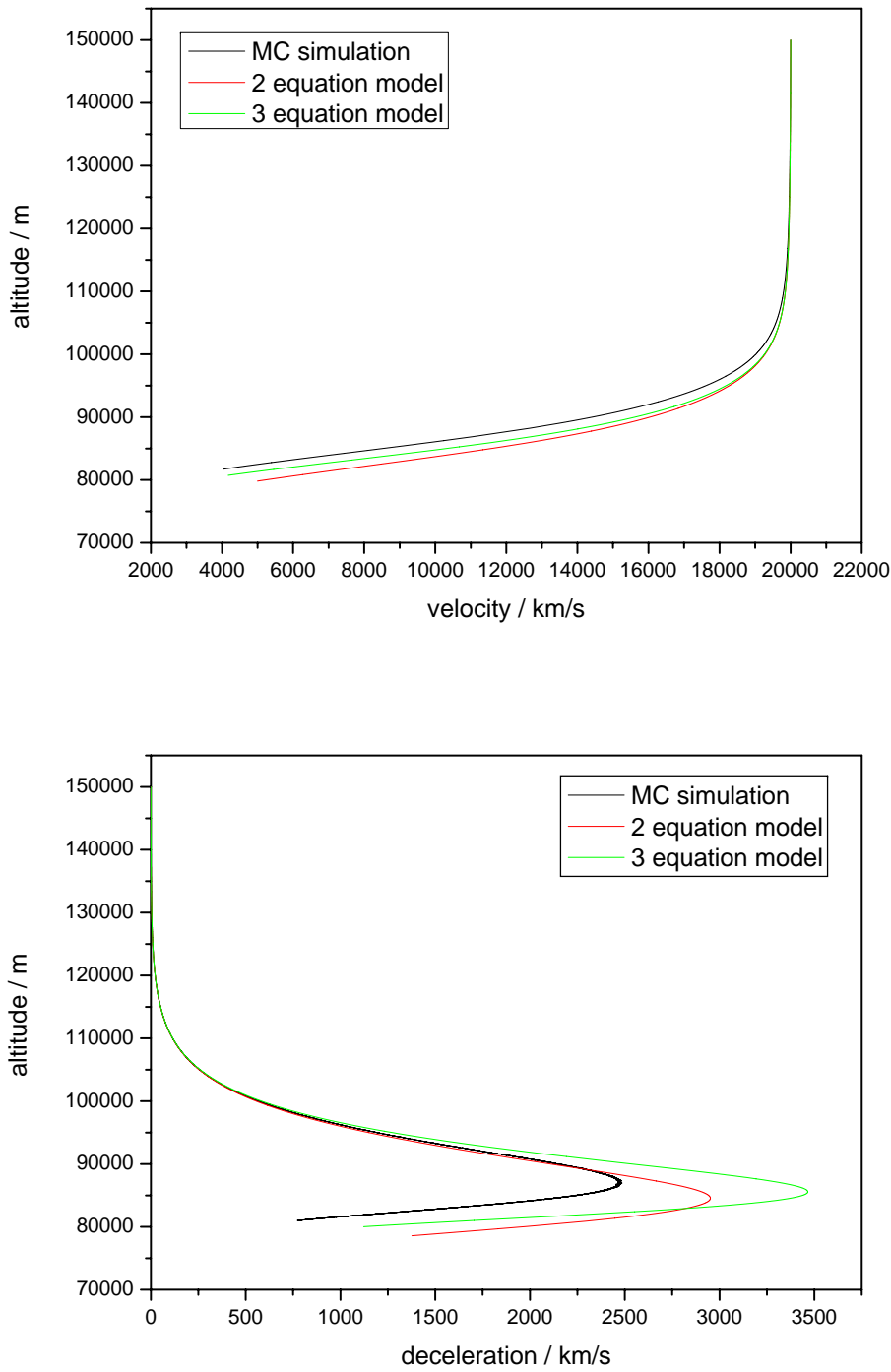


Figure 1: Velocity and deceleration profiles for a meteor of  $10^{-9} \text{ kg}$  and a density of  $3400 \text{ kg/m}^3$ .

meteor limit which has a magnitude of approximately  $r_{mag} = 12$ . Below this limit a detection is impossible and the meteor would remain invisible for the system. All models deliver higher values for meteors of mass  $10^{-9} \text{ kg}$  in the altitude range between  $100 \text{ km}$  and  $85 \text{ km}$ .

The shown results are only partly independent of other meteoric parameters. The altitude where the maximal force is exerted on a meteor is independent from the velocity, but the absolute value

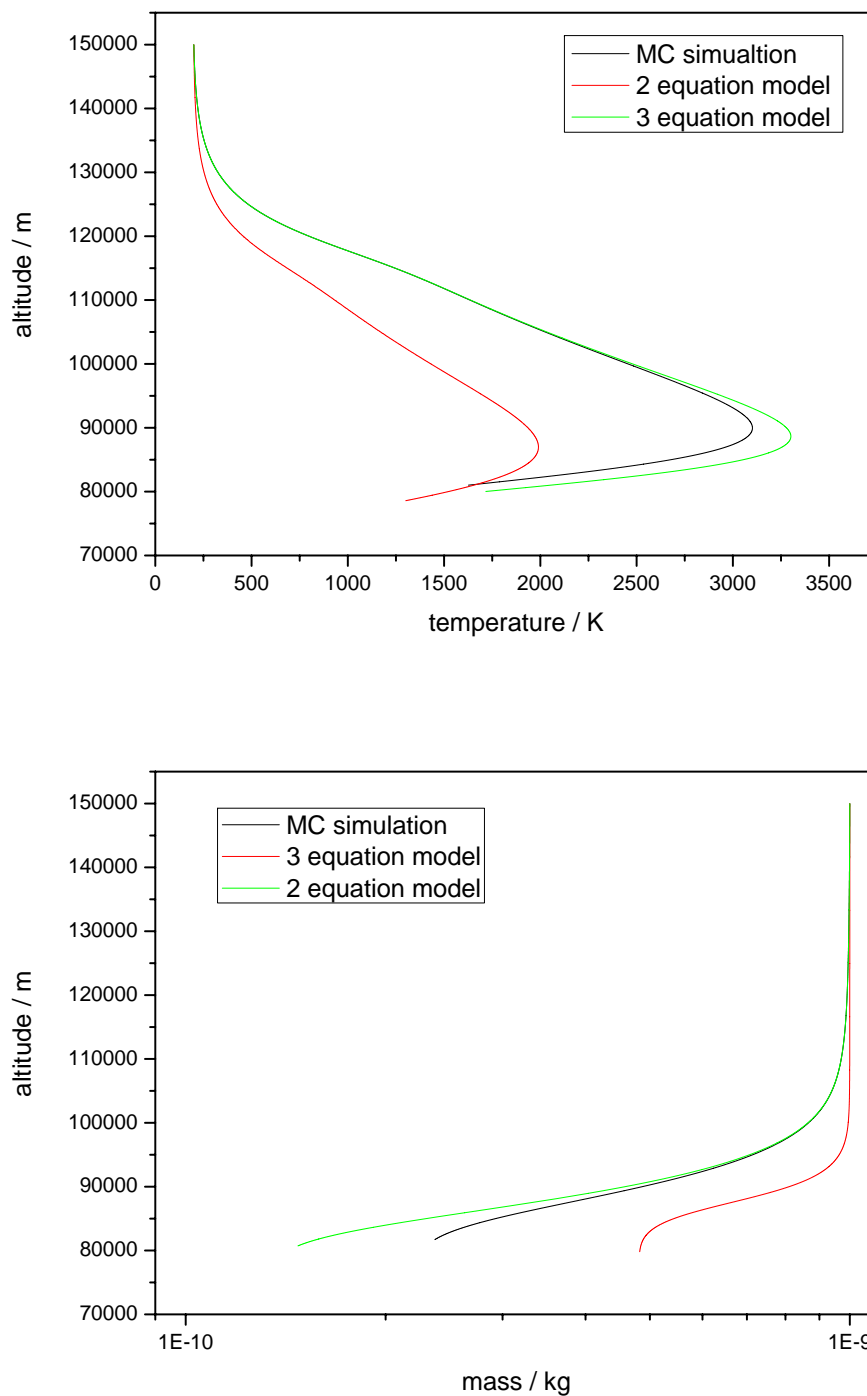


Figure 2: Temperature and mass profiles for a meteor of  $10^{-9}$  kg and a density of  $3400 \text{ kg/m}^3$ .

scales with it. This is also the case for the temperature profiles, which remain qualitatively the same, but the maximum temperature depends on the velocity. For the 3 equation model this leads to the effect that a very fast meteor  $v > 50 \text{ km/s}$  completely ablates and for slow speeds  $v = 11 \text{ km/s}$ , which is the minimal atmospheric entry speed, the meteor does not even start to ablate.

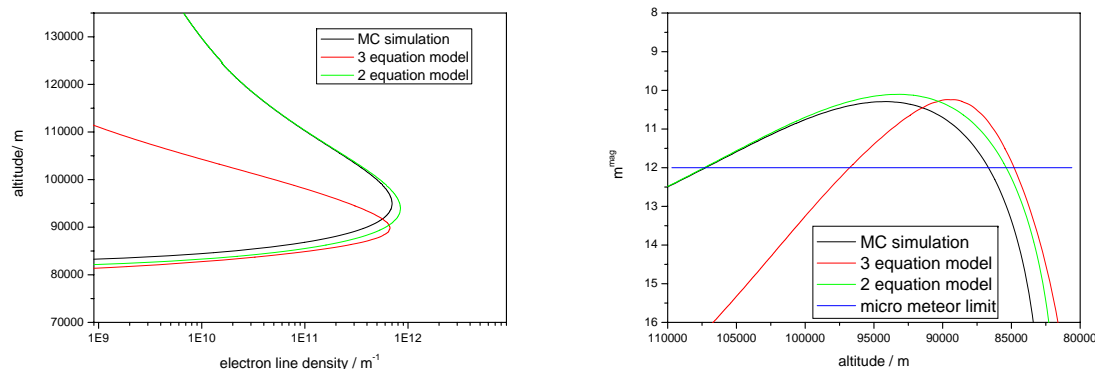


Figure 3: Electron line density and radio magnitude profiles for a meteor of  $10^{-9}$  kg and a density of  $3400$  kg/m<sup>3</sup>.

The AOA also has only an influence on the absolute values. A shallow entry leads to a slow deceleration, which means that the ablation is small. This results in a reduced maximum electron line density, but the signal persists longer. In contrast a steep entry leads to a in very quick deceleration and a rapid increase of the meteor temperature, which can cause a complete ablation for high velocities, because the radiation term cannot compensate the strong heating.

The density is also an important parameter, so it is obvious that less dense meteors are decelerated in higher altitudes than denser objects. This can explain the occurrence of high altitude meteors, which were reported by Fujiwara et al. (1998). Thus, iron meteoroids can penetrate deeper into the atmosphere than stony meteors of the same weight.

Furthermore we also calculated the meteor entry for different masses ranging from  $10^{-6}$  –  $10^{-12}$  kg and found that the heavier meteors start to decelerate at lower atmospheric regions. So a stony meteor with a mass of  $10^{-7}$  kg will not start to ablate significantly until passing an altitude of 90 km. A meteor close to the micro meteor limit will exert the maximum force at approximately 100 km altitude.

#### 4 Calibration of the meteor radar using sky temperature maps

Campistron et al. (2001) investigated the possibility to use VHF ST (Stratosphere - Troposphere) radars to measure astronomical issues during routine meteorological surveys. Their study is based on five VHF ST radars operating at 45 MHz and 52 MHz, at latitudes from 43.133°N-48.628°N and longitudes from 0.367°E-8.717°E. These systems have five beams (1 vertical and 4 oblique) with beam widths of 5.6° and 6.5°. For the measurement a dwell time of 15 min was used to ensure proper accuracy (+/-600K).

Due to the fact that cosmic radiation is variable it is necessary to get a reference sky radiation map. Typically this map is expressed as a sky temperature. The source of the radiation are interactions of ray electrons and the galactic magnetic field (Alvarez et al., 1996). Hence, the sky temperature depends on the frequency of observation. Within the VHF band we have:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^{-\beta_s} . \quad (10)$$

In the literature the spectral index  $\beta_s$  is assumed constant within a limited frequency range. There were several observations from 22 MHz to 408 MHz (Roger et al. 1999), which found that  $\beta_s$  is variable in the range of 2.4 - 2.55 (Milogradov-Turin and Smith, 1973). For Collm

meteor radar operating at 36.2 MHz we use  $\beta_s = 2.5$ .

In fig. 4 the measured noise amplitudes from the Collm radar are compared to the reference sky temperature taken from Campistron et al. (2001) given in galactic coordinates (declination  $\delta$ , Right Ascension  $\alpha$ ) for  $\delta = 59^\circ$ . In the northern hemisphere there are two major noise sources, Cassiopeia A ( $\alpha = 19^h59.49'$ ,  $\delta = 40^\circ44.26'$ ) and Cygnus A ( $\alpha = 23^h23.44'$ ,  $\delta = 58^\circ49.47'$ ). The VHF ST radars can resolve these sources as peaks in the temperature map. The meteor radar has an all sky coverage and so these sources will appear much more smoothed compared to the VHF ST radars. Therefore, the data for all angles larger than  $\alpha = 20h$  was removed to avoid this problem. Obviously the noise amplitude at Collm fits very good the diurnal oscillation of the sky temperature map derived by Campistron et al. (2001) (fig. 4). This enables us to fit the data with a linear model fig. 4 (right) to convert the noise amplitude to a sky temperature. The next step in the process of calibration is to estimate the noise power from this sky temperature. Singer et al. (2004) used the simple expression;

$$P_{noise} = (T_{sky} + T_r)k_bB \quad . \quad (11)$$

$B = 50kHz$  is the bandwidth of the receiver,  $k_B$  the Boltzmann constant,  $T_{sky}$  the sky temperature and  $T_r$  the receiver noise temperature. Considering that only echoes above the 10 db noise floor can be detected (Singer et al. 2004) allows to calculate the noise power or directly the reflected power of the meteor echoes. This leads, according to McKinley (1961), to the electron line density for the meteor;

$$q^2 = \frac{P_R R^3}{2.5 \cdot 10^{-32} P_T G_R G_T \lambda^3} \quad , \quad (12)$$

where  $P_R$  is the reflected radar power,  $P_T$  the transmitted power,  $G_R$  and  $G_T$  are the antenna gains,  $R$  the specular distance and  $\lambda$  the wavelength of the radar. For the Collm radar the antenna gains were calculated after McKinley (1961). The so derived electron line densities are accurate within 10%, assuming that the error is mainly due to the linear fit ( $R^2 = 0.96$ ) and the inaccuracies of the reference sky temperatures.

This procedure delivers reasonable results for measurements calibrated with a delay bridge as done by Singer et al. (2008). This method feeds defined fractions of the transmitted pulse, which were delayed by 100 $\mu s$ , directly in the antenna receivers instead of a signal. Singer et al. (2008) investigated the difference of weak/strong meteors in the decay time and found a correspondence in the electron line densities for these meteors. So the electron line density for weak/strong meteors maximises for  $8.0^{11} - 2.0^{12} / 2.0^{12} - 7.0^{12} \text{ m}^{-1}$ . The calibration for the Collm radar delivers similar quantities for the electron line densities, which illustrates that a sky temperature map is a possibility to calibrate such a system.

## 5 Results

The height distribution measured by the meteor radar (fig. 5) and the simulated deceleration curve for a stony meteoroid with a mass of  $10^{-9} \text{ kg}$  show similar characteristics (fig. 3). There is also a very good coincidence among the model and radar derived electron line densities. Therefore we used the MSIS00 climatology and calculated the meteor masses from measured electron line densities (fig. 7), assuming a spherical geometry and a meteor density of  $3400 \text{ kg/m}^3$ . It is also possible to use an empirical mass-radio luminosity relation to derive the masses of the meteors (Verniani, 1973). This relation is less accurate, because it can only provide a minimum mass for a velocity range (fig. 8). This dependency allows calculating a minimum detectable

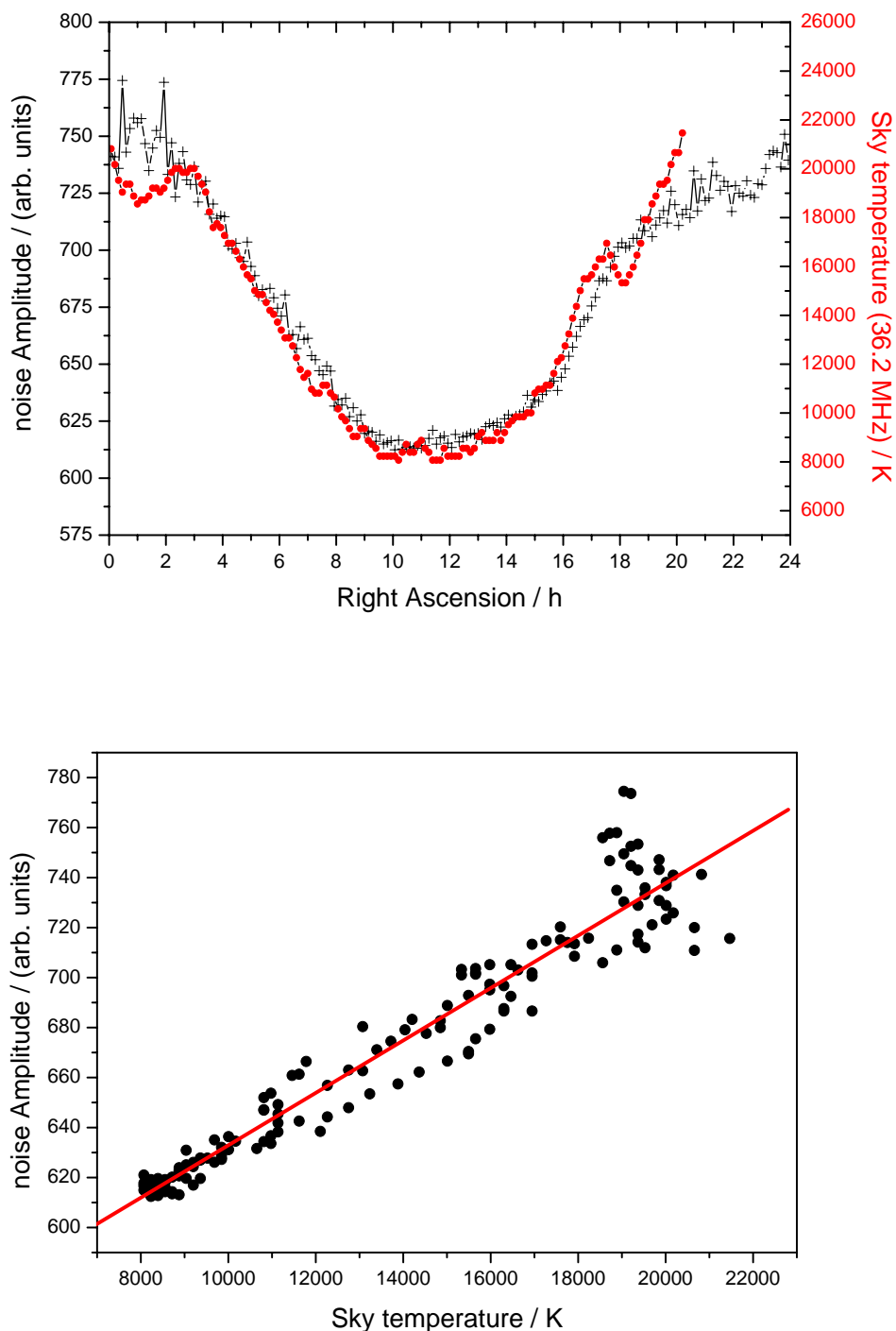


Figure 4: Plots of Sky temperature from Campistron et al.(2001)  $\delta = 59^\circ$  (red) and the noise amplitude from the Collm meteor radar (black).

mass for a certain velocity bin, considering the detection threshold for the radar. The threshold can be estimated (Singer et al., 2004) again using a sky temperature as major noise source. A meteor must be one order of magnitude brighter to be detected.

Both histograms show a peak at masses of  $10^{-10} \text{ kg}$  (fig. 7 and 8), which is about one order of



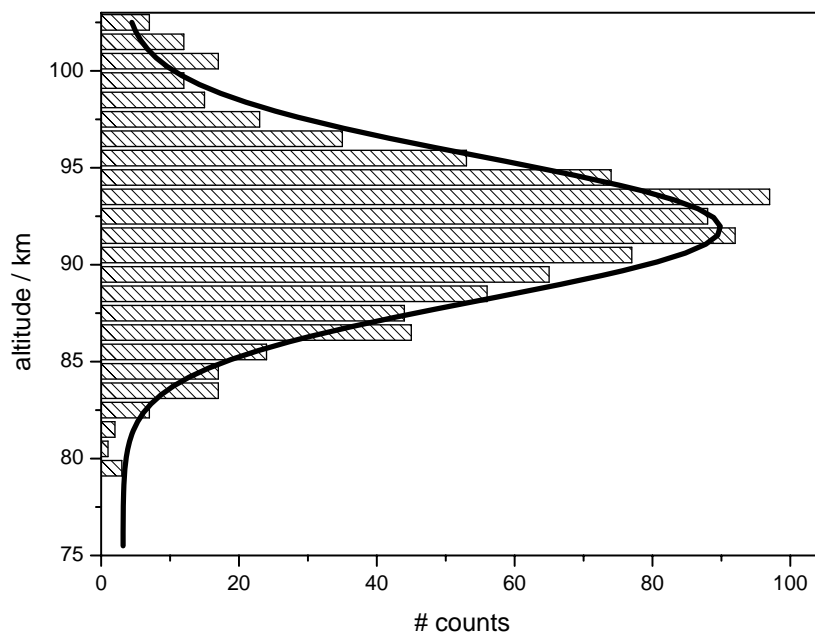


Figure 5: Histogram of the height distribution for all meteors, where it was possible to estimate the specular velocity.

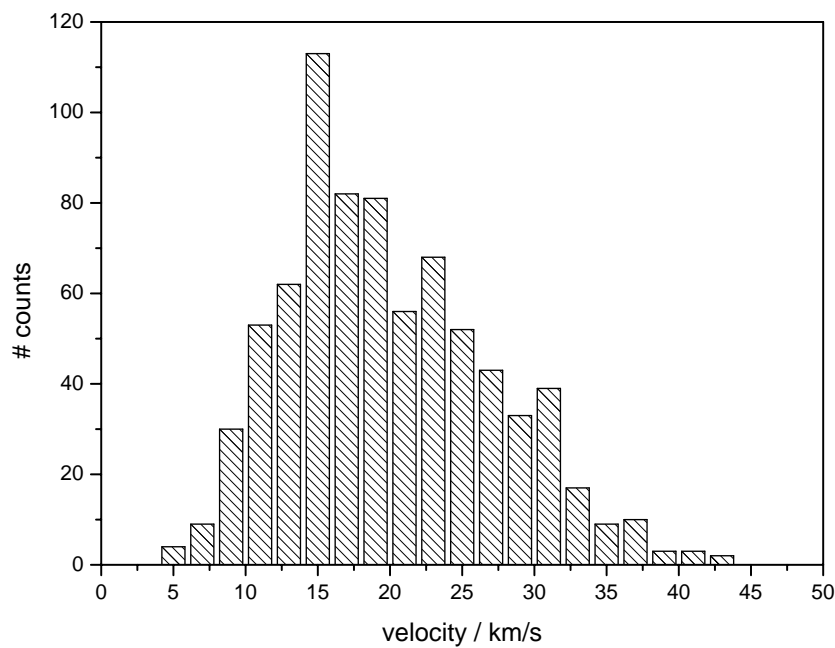


Figure 6: A typical velocity distribution measured at Collm with a meteor radar.

magnitude smaller than the initial mass for the simulation, and can be explained by the fact that we measure most of the meteors at an altitude of 90 km. The meteors ablated already 50-60% of their mass at the specular point (fig. 3). The same effect happens by analysing our measured

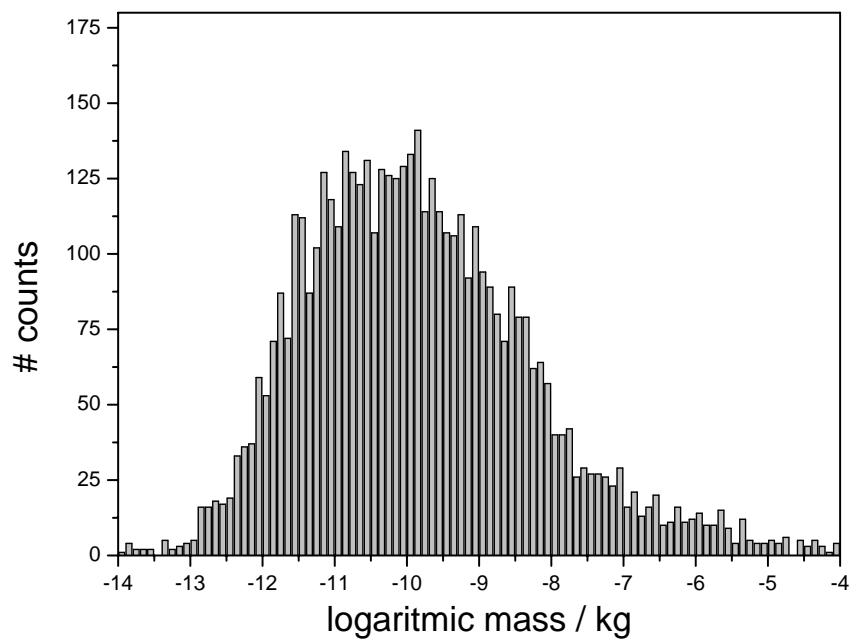


Figure 7: Histogram of meteor masses measured with the meteor radar Collm.

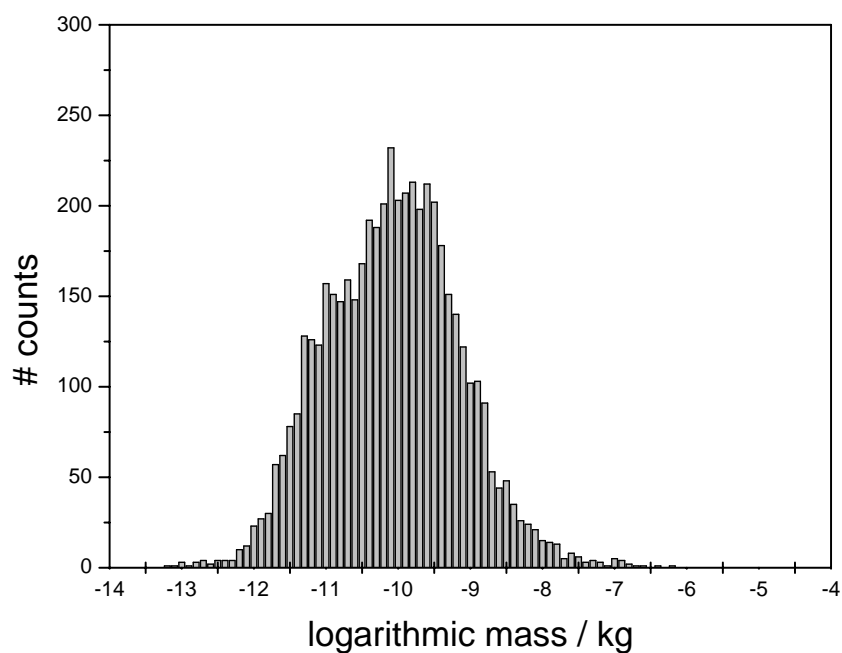


Figure 8: Histogram of estimated masses using the semi-empirical mass - radio luminosity relation derived by Verniani (1973).

velocity histogram (fig. 6). There is a peak at velocities around  $15 - 25 \text{ km/s}$ , which means that the initial velocity of the meteors can be much higher depending on their altitude. A meteor

detected at 85 km altitude lost almost 50-70% of its initial speed (fig. 3). But this loss rate depends on all the parameters we used in the calculation, which makes it difficult to give a reliable estimate of the initial velocity for a meteor with such a measurement.

The differences in the histograms concerning the span of meteor masses are explainable by the fact that the semi empirical method from Verniani (1973) can provide only a minimum mass for a meteor at a velocity, which leads together with our average meteor density to reduced meteor masses for the heavier meteors. Considering all the uncertainties from the model and the meteor parameters, the total error is about one order of magnitude. The mean error between both methods of mass estimation is by a factor of two, with a standard deviation of 0.7 orders of magnitude.

## 6 Conclusion

The comparison between models and measurement indicates that stony meteors with masses from  $10^{-8} - 10^{-9.5}$  kg are the most probable species to be detected by a standard meteor radar. But the good coincidence of the height distribution and the maximum deceleration force is no evidence for that. There are too many empirical parameters and assumptions in the models, that can cause problems within the analysis. However, this study demonstrates that it is possible in principle to determine meteoroid masses with a standard meteor radar, without any changes in the experimental setup. To improve the data quality of the system and to increase the accuracy of the measurements it is necessary to improve the velocity measurement of the radar and to get a better understanding of the chemical properties of the meteors (density and shape). Singer et al. (2008) showed that the temperature measurements can be improved by separating weak and strong meteors. This was achieved by calibrating the radar with a delay bridge between transmitter and receiver and opened the chance for this study. In the future, the investigation of meteor showers with known chemical properties (Geminids, Perseids and Quadrantids) will provide much more precise measurements of the meteor mass for the shower meteoroids.

### Acknowledgments

Special thanks go to W. Singer in Kühlungsborn for advise and useful discussions. The technical support and maintenance of the radar at Collm by F. Kaiser is acknowledged.

### References

- Alvarez H., J. Aparici, J. May, and F. Olmos, A 45 MHz continuum survey of the southern hemisphere, *Astron. Astrophys. Suppl.* 124, 315-328, 1997
- Baggaley W.J., 2003: Radar Observations. in: I.P. Williams, E. Murad (Eds.), *Meteors in the earth atmosphere*, Cambridge University Press, 123-148, 2002
- Campistron B., G. Despaux, M. Lothon, V. Klaus, Y. Pointin, and M. Mauprivez, A partial 45 MHz sky temperature map obtained from the observations of five ST radars, *Annales Geophysicae* 19, 863-871, 2001
- Ceplecha Z., J. Borovicka, W.G. Elford, D.O. Revelle, R.L. Hawkes, V. Porubcan, and M. Simek, Meteor phenomena and bodies, *Space Sci. Rev.* 84, 327-471, 1998

Fujiwara V., M. Ueda and Y. Shiba, Meteor luminosity at 160 km altitude from TV observations for bright Leonid meteors, *Geophys. Res. Lett.* 25, 285288, 1998

Hunt S.M., M. Oppenheim, S. Close, P.G. Brown, F. McKeen, and M. Minardi, Determination of the meteoroid velocity distribution at the Earth using high-gain radar, *Icarus* 168, 12, 34-42, 2003

Jones W.,: Theoretical and observational determinations of the ionization coefficient of meteors, *Monthly Notices to The Royal Astronomical Society*, 288, 9951003, 1997.

McKinley D.W.R., *Meteor Science and Engineering*, McGraw-Hill, Toronto, 1961

Milogradov-Turin J., and F. G. Smith, A survey of the radio background at 38 MHz, *Mon. Not. R. astr. Soc.* 161, 269-279, 1973.

Roger R. S., C. H. Costain, T. L. Landecker, and C. M. Swerdlyk, The radio emission from the galaxy at 22 MHz, *Astron. Astrophys. Suppl.* 137, 7-19, 1999.

Öpik E.J., *Physics of Meteor Flight in the Atmosphere*, Interscience (New York), 1958

Unsöld A., B. Baschek, *DER NEUE KOSMOS Einführung in die Astronomie und Astrophysik* 7. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 90-97, 2005.

Singer W., R. Latteck, L.F. Millan, N.J. Mitchell, and J. Fiedler, Radar Backscatter from Underdense Meteors and Diffusion Rates, *Earth Moon Planets*, Doi 10.1007/s110308-007-9220-0, in press

Singer W., U. von Zahn, and J. Weiß, Diurnal and annual variations of meteor rates at the arctic circle, *Atmos. Chem. Phys.* 4, 1355-1363, 2004

Stober G., Ch. Jacobi, Meteor head velocity determination, *Sci. Rep. Met. Inst. Univ. L.* 41, 47-56, 2007

Verniani F., An analysis of the physical parameters of 5759 faint radio meteors, *J. Geophys. Res.* 78, 1973

#### **Addresses of Authors:**

Gunter Stober, Christoph Jacobi, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, stober@uni-leipzig.de

# Messung von Impulsflüssen in der Mesosphäre / unteren Thermosphäre mit dem SKiYMET Meteorradar in Collm – Methode und erste Ergebnisse

M. Placke, Ch. Jacobi, G. Stober

## Zusammenfassung

Schwerewellen transportieren Energie und Impuls aus den unteren in die oberen Atmosphärenschichten. Impulsflüsse und ihre Divergenz beschreiben dabei die Kopplung der Wellen mit der mittleren Zirkulation. Mit einer Methode von Hocking (2005) können Varianzen und Schwerewellenimpulsflüsse in der Mesosphäre / unteren Thermosphäre mit einem All-Sky Interferometric (SKiYMET) Meteorradar bestimmt werden. Diese Methode wurde auf die Datensätze des Meteorradars in Collm (51.3°N, 13.0°E) angewandt. Erste Ergebnisse für die Varianzen und Impulsflüsse sowie speziell für die Höhenprofile des vertikalen Flusses zonalen Impulses im Jahresgang und die Untersuchung dessen auf periodische Schwankungen werden hier vorgestellt.

## Summary

Gravity waves transport energy and momentum from the lower to the upper atmosphere. Momentum fluxes and their divergence describe the coupling of the waves with the background circulation. By using a method presented by Hocking (2005), wind variances and gravity wave momentum fluxes in the mesosphere/lower thermosphere can be determined with an all-sky interferometric (SKiYMET) meteor radar. This method has been applied to the data sets of the meteor radar at Collm (51.3°N, 13.0°E). First results for the variances and momentum fluxes as well as for the height profiles of the vertical flux of zonal momentum, its seasonal cycle and periodic variations are presented.

## Einleitung

Die Analyse von Schwerewellen (SW) in der Atmosphäre ist von großem wissenschaftlichem Interesse, da sie einen signifikanten Einfluss auf die atmosphärischen Zirkulationsmuster, das Temperaturfeld und die Zusammensetzung der mittleren und oberen Atmosphäre haben (z.B. Oleynikov et al., 2005). Dieser Einfluss kommt zustande, da SW bei ihrer Brechung Turbulenzen verursachen und einen wesentlichen Beitrag zum Transport von Impuls und Energie sowie deren Ablagerung fernab der Quellregionen leisten. SW werden typischerweise in der Troposphäre angeregt und breiten sich aufwärts in unterschiedliche Höhenregionen aus. Dabei wachsen ihre Amplituden aufgrund der mit zunehmender Höhe abnehmenden Luftdichte bis auf ein

kritisches Niveau bzw. einen Zustand der Sättigung an, wobei sie wiederum durch ihr Brechen Impuls und Energie auf die mittlere Zirkulation übertragen. Hieraus resultieren unter anderem die Windumkehr in der Mesopausenregion (mesosphere/lower thermosphere, MLT) sowie ein Temperaturminimum in der polaren Sommermesopause. SW spielen somit eine Hauptrolle in der Dynamik der mittleren Atmosphäre. Die Bestimmung von SW-Impulsflüssen ist insofern eine wichtige Voraussetzung für das Verständnis der Dynamik und Energetik in der mittleren Atmosphäre (Hocking, 2005).

## Theorie

Eine neue Methode zur Bestimmung von SW-Impulsflüssen in der MLT auf Zeitskalen von 2-3 h mit einem All-Sky Interferometric (SKiYMET) Meteorradar wurde von Hocking (2005) vorgestellt. Mit dieser können die gesuchten Impulsflüsse durch ein Regressionsverfahren aus den Radialwindmessungen einzelner Meteore berechnet werden. Das Prinzip des SKiYMET Meteorradars (am Collm 36.2 MHz, VHF-Band) beruht auf der praktisch isotropen Aussendung von Radiowellen, die an den Ionisationsspuren (ambipolares Plasma) von in die Atmosphäre eintretenden Meteoren reflektiert werden. Die Verdriftung der Plasmaspur aufgrund vom Wind führt zu einer Dopplerverschiebung des an den Antennen empfangenen Signals. Für jede mit dem Neutralgaswind bewegte Ionisationsspur, die orthogonal zum Radarstrahl liegt, kann eine Vielzahl individueller Informationen bestimmt werden. Hierzu gehören unter anderem die Echoamplitude, die Entfernung zwischen Radar und Meteor, die Radialdriftgeschwindigkeit des Meteorschweifs, Zenit- und Azimutwinkel. Die beiden letztgenannten Größen können für einzelne Meteore am Himmel mit einer Genauigkeit von  $\pm 2^\circ$  lokalisiert werden.

SKiYMET Meteorradare ermöglichen eine kontinuierliche automatische Überwachung der hochatmosphärischen Dynamik. Sie liefern die geographische, saisonale und jährliche Variabilität von Impulsflussparametern und bieten global eingesetzt dank ähnlicher Bauweisen gute Vergleichsmöglichkeiten untereinander. Die in Hocking (2005) beschriebene Methode wurde im Rahmen dieser Arbeit auf das Radar in Collm ( $51.3^\circ\text{N}$ ,  $13.0^\circ\text{E}$ ) angewandt.

Das Verfahren nach Hocking (2005) ermöglicht die gleichzeitige Bestimmung der Varianzen und Impulsflusskomponenten  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$ ,  $\overline{u'v'}$ ,  $\overline{u'w'}$  und  $\overline{v'w'}$ , wobei  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  die fluktuierenden Anteile des West-, Süd- bzw. aufwärts gerichteten Windes sind. Zur Bestimmung mittlerer Winde mit der Meteormethode wird ein All-Sky-Fit aller Radialwindgeschwindigkeiten durchgeführt, wobei die Größe  $\sum (v_{rad} - v_{radm})^2$  minimiert wird. Die Summenbildung erfolgt über alle detektierte Meteorpositionen innerhalb eines bestimmten Höhen- und Zeitintervalls, was an dieser Stelle sowie bei allen folgenden Summationen nicht explizit angegeben wird. Hierbei stellt  $v_{rad}$  die vom Meteorradar gemessene Radialwindgeschwindigkeit dar und  $v_{radm}$  die mittlere

Radialwindgeschwindigkeit unter der Annahme eines konstanten Hintergrundwindes in der Horizontalebene:

$$v_{radm} = u \sin \Theta \cos \Phi + v \sin \Theta \sin \Phi + w \cos \Theta . \quad (1)$$

Die Windgeschwindigkeit wird zonal ( $u$ ), meridional ( $v$ ) und vertikal ( $w$ ) in kartesischen Koordinaten angegeben. Die Winkel  $\Theta$  und  $\Phi$  stellen den Zenit- und Azimutwinkel der Meteorposition in Kugelkoordinaten dar. Die Messung von  $\Theta$  erfolgt vom Zenit aus gen Horizont;  $\Phi$  läuft, beginnend im Osten, gegen den Uhrzeigersinn. Allerdings sind reale Winde nicht konstant und gemessene und mittlere Radialwindgeschwindigkeit unterscheiden sich gewöhnlich voneinander.

Unter der Annahme, dass es sich bei den Abweichungen zwischen  $v_{rad}$  und  $v_{radm}$  um wahre, hauptsächlich durch SW verursachte Windschwankungen handelt, wird von Hocking (2005) die Minimierung der Größe:

$$\Lambda = \sum [(v'_{rad})^2 - (v'_{radm})^2]^2 , \quad (2)$$

zur Analyse der SW-Flüsse vorgeschlagen. Dies erfolgt unter den genannten Annahmen eines konstanten Hintergrundwindes und der Projektion des mittleren Windes auf die Radialwindgeschwindigkeit für jede Meteorposition. Die Radialwindabweichung  $v'_{rad}$  ergibt sich aus der Differenz zwischen gemessener und der aus dem mittleren Wind analog Gleichung (1) bestimmten Radialwindgeschwindigkeit:

$$v'_{rad} = v_{rad} - v_{radm} . \quad (3)$$

Die Größe  $v'_{radm}$  wird als „modellierte“ Radialwindgeschwindigkeit an der Position  $(\Theta, \Phi)$  bestimmt nach der Gleichung:

$$v'_{radm} = u' \sin \Theta \cos \Phi + v' \sin \Theta \sin \Phi + w' \cos \Theta . \quad (4)$$

Die darin enthaltenen Fluktuationsterme der Windgeschwindigkeit  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  sind aufgrund von Wellen- und turbulenten Bewegungen verursachte Störungen. Somit ist die Anwendung von Gleichung (2) als Optimierung der Ähnlichkeit zwischen gemessener und modellierter Varianz als Funktion der Zeit und Position zu verstehen.

Das Einsetzen von Gleichung (4) in (2) ergibt eine Summe über alle detektierte Meteorpositionen  $(\Theta, \Phi)$  innerhalb eines vom Nutzer bestimmten Höhen- und Zeitintervalls der Form:

$$\Lambda = \sum [(v'_{rad})^2 - (u'^2 \sin^2 \Theta \cos^2 \Phi + v'^2 \sin^2 \Theta \sin^2 \Phi + w'^2 \cos^2 \Theta + 2u'v' \sin^2 \Theta \sin \Phi \cos \Phi + 2u'w' \sin \Theta \cos \Theta \cos \Phi + 2v'w' \sin \Theta \cos \Theta \sin \Phi)]^2 . \quad (5)$$

Die Minimierung von  $\Lambda$  erfolgt durch die partielle Ableitung dieser Gleichung jeweils nach  $u^2$ ,  $v^2$ ,  $w^2$ ,  $u'v'$ ,  $u'w'$  sowie  $v'w'$  und anschließender Nullsetzung der abgeleiteten Terme. Damit ergibt sich die Matrixgleichung in Abbildung 1 unter der Annahme, dass alle Parameter  $u^2$ ,  $v^2$  etc. über das Beobachtungsfeld konstant sind (s. Hocking, 2005).

Das Prinzip der Methode nach Hocking (2005) besteht letztendlich in der Invertierung der in Abbildung 1 gegebenen Matrix, um eine Abschätzung der sechs gesuchten Parameter  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$ ,  $\overline{u'v'}$ ,  $\overline{u'w'}$  und  $\overline{v'w'}$  zu erhalten. Wie aus der Gleichung ersichtlich wird müssen für deren Berechnungen Zenit- und Azimutwinkel sowie die Radialwindabweichung  $v'_{rad}$  aus den Messungen mit dem Meteorradar bekannt sein. Für Letztgenannte werden wie im Vorfeld beschrieben (vgl. Gleichungen (3) und (1)) die gemessene Radialwindgeschwindigkeit und der horizontal als konstant angenommene Hintergrundwind benötigt. Da Vertikalwinde in der Mesopause gegenüber den horizontalen Windkomponenten klein sind, reduziert sich die Berechnung der mittleren Radialwindgeschwindigkeit nach Gleichung (1) auf die ersten beiden Summanden. Die darin enthaltene Zonal- und Meridionalwindkomponente wird analog Hocking et al. (2001) bestimmt, wonach prinzipiell die anfangs eingeführte Größe  $\sum (v_{rad} - v_{radm})^2$  minimiert wird durch partielle Ableitungen nach  $u$  (Gleichung 6) und  $v$  (Gleichung 7) sowie anschließender Nullsetzung dieser Terme:

$$\sum v_{rad} \sin \Theta \cos \Phi - u \sum \sin^2 \Theta \cos^2 \Phi - v \sum \sin^2 \Theta \sin \Phi \cos \Phi = 0, \quad (6)$$

$$\sum v_{rad} \sin \Theta \sin \Phi - u \sum \sin^2 \Theta \sin \Phi \cos \Phi - v \sum \sin^2 \Theta \sin^2 \Phi = 0. \quad (7)$$

Durch Umstellen von Gleichung (6) ergibt sich ein Ausdruck für die Zonalwindgeschwindigkeit  $u$  in Abhängigkeit von der Meridionalwindgeschwindigkeit  $v$ :

$$u = \frac{\sum v_{rad} \sin \Theta \cos \Phi - v \sum \sin^2 \Theta \sin \Phi \cos \Phi}{\sum \sin^2 \Theta \cos^2 \Phi}. \quad (8)$$

Das Einsetzen von (8) in die nach der meridionalen Windkomponente  $v$  umgestellte Gleichung (7) liefert:

$$v = \frac{\sum v_{rad} \sin \Theta \sin \Phi - \frac{\sum v_{rad} \sin \Theta \cos \Phi \cdot \sum \sin^2 \Theta \sin \Phi \cos \Phi}{\sum \sin^2 \Theta \cos^2 \Phi}}{\sum \sin^2 \Theta \sin^2 \Phi - \frac{(\sum \sin^2 \Theta \sin \Phi \cos \Phi)^2}{\sum \sin^2 \Theta \cos^2 \Phi}}. \quad (9)$$

Die Gleichungen (8) und (9) ermöglichen die Bestimmung der horizontalen Windkomponenten aus der Radialwindgeschwindigkeit, dem Zenit- und dem Azimutwinkel, die vom Meteorradar gemessen werden.



$$\begin{pmatrix} \sum \sin^4 \Theta \\ \sum \sin^4 \Theta \cos^2 \Phi \\ \sum \sin^2 \Theta \cos^2 \Phi \\ \sum 2\sin^4 \Theta \cos^3 \Phi \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos^2 \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sum 2\sin^4 \Theta \cos^3 \Phi \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos^2 \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos^2 \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos^2 \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos^2 \Theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u'^2 \\ v'^2 \\ w'^2 \\ u'v' \\ u'w' \\ v'w' \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\cos^3 \Theta \sin \Theta \\ \sum 4\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 4\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \\ \sum 4\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \\ \sum 4\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \sum \sin^4 \Theta \\ \sum \sin^4 \Theta \cos^2 \Phi \\ \sum \sin^2 \Theta \cos^2 \Phi \\ \sum 2\sin^4 \Theta \cos^3 \Phi \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos^2 \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sum 2\sin^4 \Theta \cos^3 \Phi \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 2\sin^3 \Theta \cos^2 \Theta \\ \sum 4\sin^3 \Theta \cos \Theta \\ \sum 4\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \\ \sum 4\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum v'^2 \sin^2 \Theta \\ \sum v'^2 \sin^2 \Theta \\ \sum v'^2 \cos^2 \Theta \\ \sum 2v'^2 \sin^2 \Theta \\ \sum 2v'^2 \sin \Theta \\ \sum 2v'^2 \sin \Theta \\ \sum 2v'^2 \sin \Theta \end{pmatrix}$$

Abbildung 1: Matrixgleichung

## Datenfilterung

In den vom Meteorradar aufgezeichneten Datensätzen sind alle möglichen Meteorereignisse enthalten, die nach den voreingestellten Setupbedingungen im Programm „SKiYCORR“ aus den Rohdaten gefiltert wurden (vgl. Hocking et al., 2001). Eine Änderung des Triggerlevels kann zu einer deutlichen Erhöhung des Datenumfangs führen, was jedoch die Anzahl der uneindeutig in ihrer Position bestimmbaren Meteore stark ansteigen lässt. In den Daten können außerdem Signale von Störsendern und Windkraftanlagen enthalten sein, die ähnliche Signaleigenschaften wie echte Meteore aufweisen, aber meist ohne die typischen Fresneloszillationen. Bei der Bestimmung der Varianzen und Impulsflussparameter ist insofern eine weitere Datenselektion erforderlich, für welche diverse Filter in die Auswerterroutinen eingebunden werden.

Generell gehen in die Betrachtungen nur eindeutig in ihrer Position lokalisierbare Meteore ein, während die aufgrund des mit fünf Empfängerantennen überbestimmten Systems mehrdeutig georteten Meteore vernachlässigt werden. Die bei den Auswertungen abgedeckten Winkelbereiche umfassen den gesamten Azimutbereich und den zenitalen Bereich von  $0^\circ \leq \Theta \leq 60^\circ$ . Von Betrachtungen in Richtung Horizont ( $\Theta > 60^\circ$ ) wird abgesehen, da die Anzahl der detektierbaren Meteore dort allgemein stark abnimmt. Außerdem behindern in diesem Bereich am Boden befindliche Hindernisse die Messungen bzw. ist die Entfernung der Meteore zum Radar dort für eine exakte Detektion zu groß bzw. übertrifft die Reichweite des Radars. Generell werden nur solche Meteore ausgewertet, die sich maximal 400 km vom Radar entfernt befinden und deren Betrag der Radialdriftgeschwindigkeit nicht größer als 200 m/s ist.

Alle nach diesen Selektionskriterien verbleibenden Meteorereignisse werden anschließend in Bezug auf den mittleren Wind sowie in Bezug auf die Impulsflüsse analysiert. Als optimales Mittelungsintervall zur Bestimmung der Impulsflüsse mit dem SKiY-MET Meteorradar am Collm stellte sich ein Zeitraum von 2 h heraus. Bei der Anwendung kürzerer Intervalle treten aufgrund des dann geringeren Datenumfangs bei den Ergebnissen für die Horizontalwindvarianzen vermehrt negative Werte auf, was aus den Berechnungen heraus möglich, jedoch physikalisch nicht sinnvoll ist. Längere Mittelungsintervalle liefern fast ausschließlich positive Varianzen, bewirken jedoch eine zu starke Glättung der Daten. Die Datenauswertung erfolgt hier für sechs einzelne, jeweils 3 km vertikal mächtige Höhenintervalle im Bereich von 80.5 bis 98.5 km Höhe, in denen jeweils die Gesamtheit aller auftretenden Meteore für die einzelnen Berechnungen herangezogen wird. Die anschließenden Auswertalgorithmen werden nur unter den Bedingungen ausgeführt, dass die nach Gleichungen (8) und (9) berechneten horizontalen Windkomponenten vom Betrag her jeweils kleiner als 150 m/s sind und dass pro Höhen- und Zeitintervall mehr als 30 Meteore vorliegen, um repräsentative Ergebnisse zu erhalten. Ist dies erfüllt, so wird ein Selektionsverfahren in Anlehnung an Hocking et al. (2001) zur Zurückweisung von Ausreißerwerten (*outlier rejection*) des Horizontalwindes angewandt. Hierbei wird für jeden Meteor die gemessene Radialwindgeschwindigkeit  $v_{rad}$  auf die Horizontalebene zurückprojiziert und mit dem auf diesen Horizontalwind projizierten, aus den realen mittleren Horizontalwindkomponenten je Zeitintervall bestimmten Absolutwind  $v_{abs} = \sqrt{u^2 + v^2}$  verglichen. Überschreitet die Differenz:

$$\Delta v_{hor} = \left| v_{abs} \cos(\Delta\Phi) - \frac{v_{rad}}{\sin\Theta} \right|, \quad (10)$$

einen Wert von 40 m/s oder beträgt die azimutale Winkelabweichung  $\Delta\Phi$  zwischen dem Absolutwind und dem auf die Horizontalebene rückprojizierten Radialwind einen Wert von  $(90\pm 5)^\circ$  bzw.  $(270\pm 5)^\circ$ , so wird das Meteorereignis verworfen. Eine weitere Werteselektion wird bei der Berechnung der Vektorkomponenten auf der rechten Seite der Matrixgleichung vorgenommen. Danach gehen in die Summenbildung nur Terme ein, bei denen die Werte der Radialwindabweichung  $v'_{rad}$  innerhalb der dreifachen Standardabweichung liegen.

## Ergebnisse

Die aus der Matrixgleichung erhaltenen Varianzen und Impulsflusskomponenten weisen in den Zeitreihen für die Höhenintervalle 3 (86.5-89.5 km) und 4 (89.5-92.5 km) optimale Ergebnisse mit möglichst wenigen, aus den Selektionskriterien heraus resultierenden Datenlücken auf. Daher werden im Folgenden zunächst nur die Ergebnisse im Höhenintervall 3 näher betrachtet.

Als Beispiel sind in den Abbildungen 2 und 3 die Zeitreihen für die Varianzen und Impulsflusskomponenten zusammen mit der Anzahl der Meteore pro 2-h-Mittelungsintervall für den Monat Juni des Jahres 2006 am Collm dargestellt. Die tageszeitliche Variation der Meteorereignisse mit maximalen Zählraten in den Nacht- bzw. frühen Morgenstunden und einem Minimum der Meteoranzahl in den Nachmittagsstunden ist deutlich zu erkennen. In Fällen mit besonders niedrigen Meteoranzahlraten ( $\leq 30$ ) pro Höhen- und 2-h-Mittelungsintervall liegen in den Varianz- und Impulsflusszeitreihen aufgrund des angewandten Selektionsverfahrens Datenlücken vor. Für die zonale und meridionale Varianzkomponente  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{v'^2}$  treten bei einer 2-h-Mittelung nur in wenigen Einzelfällen physikalisch nicht sinnvolle negative Werte auf. Diese, sowie einzelne positive Extrema fallen in der Regel mit einer niedrigen Anzahl von Meteoren zusammen.

Die Werte der zonalen Varianzkomponente sind in ihrem zeitlichen Verlauf deutlich stabiler als jene der Meridionalkomponente. Der überwiegende Datenanteil beider Zeitreihen liegt etwa im Größenbereich zwischen 100 und 500  $\text{m}^2/\text{s}^2$ . Die Werte der vertikalen Varianz  $\overline{w'^2}$  schwanken hauptsächlich im Bereich von -100 und 100  $\text{m}^2/\text{s}^2$  und zeigen damit einen vergleichsweise großen relativen Fehler. Der in Abbildung 3 dargestellte meridionale Fluss zonalen Impulses  $\overline{u'v'}$ , der vertikale Fluss zonalen Impulses  $\overline{u'w'}$  sowie der vertikale Fluss meridionalen Impulses  $\overline{v'w'}$  schwanken ebenfalls um den Betrag Null herum. Für  $\overline{u'v'}$  liegen vorrangig Werte zwischen -150 und 150  $\text{m}^2/\text{s}^2$  vor, während die Beträge der vertikalen Flüsse überwiegend kleiner als 100  $\text{m}^2/\text{s}^2$  sind. Damit liegen für das Radar Collm Varianz- und Impulsflusszeitreihen vor, die vergleichbare Größenordnungen aufweisen wie in verschiedenen Publikationen für andere Standorte bisher zu finden sind (Gavrilov et al., 2000; Hocking, 2005; Fritts et al., 2006).

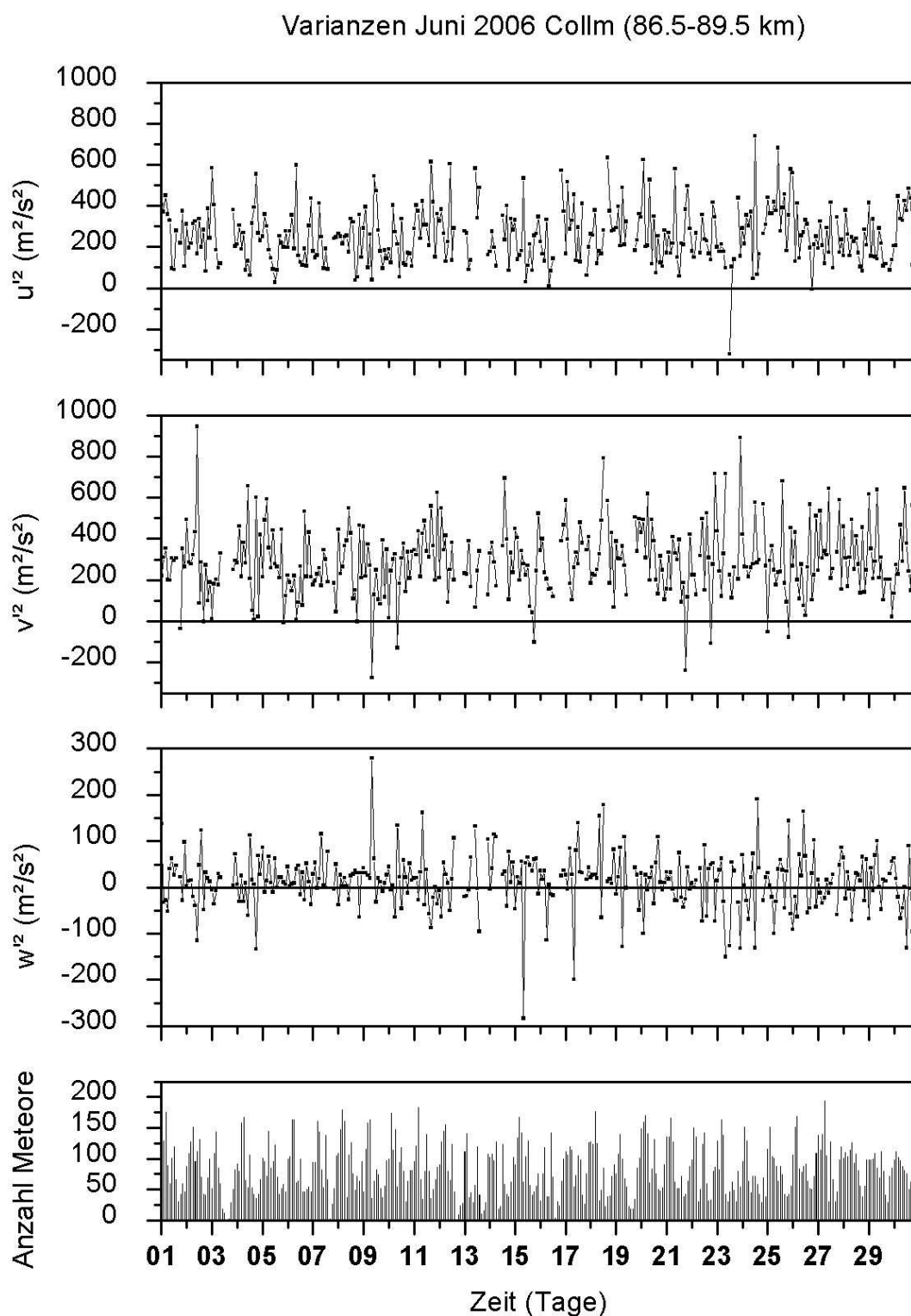


Abbildung 2: Zeitreihen für die Varianzen  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  und  $\overline{w^2}$  sowie die Anzahl der Meteore pro 2-h-Mittelungsintervall im Juni 2006 am Collm für das Höhenintervall 86.5-89.5 km.

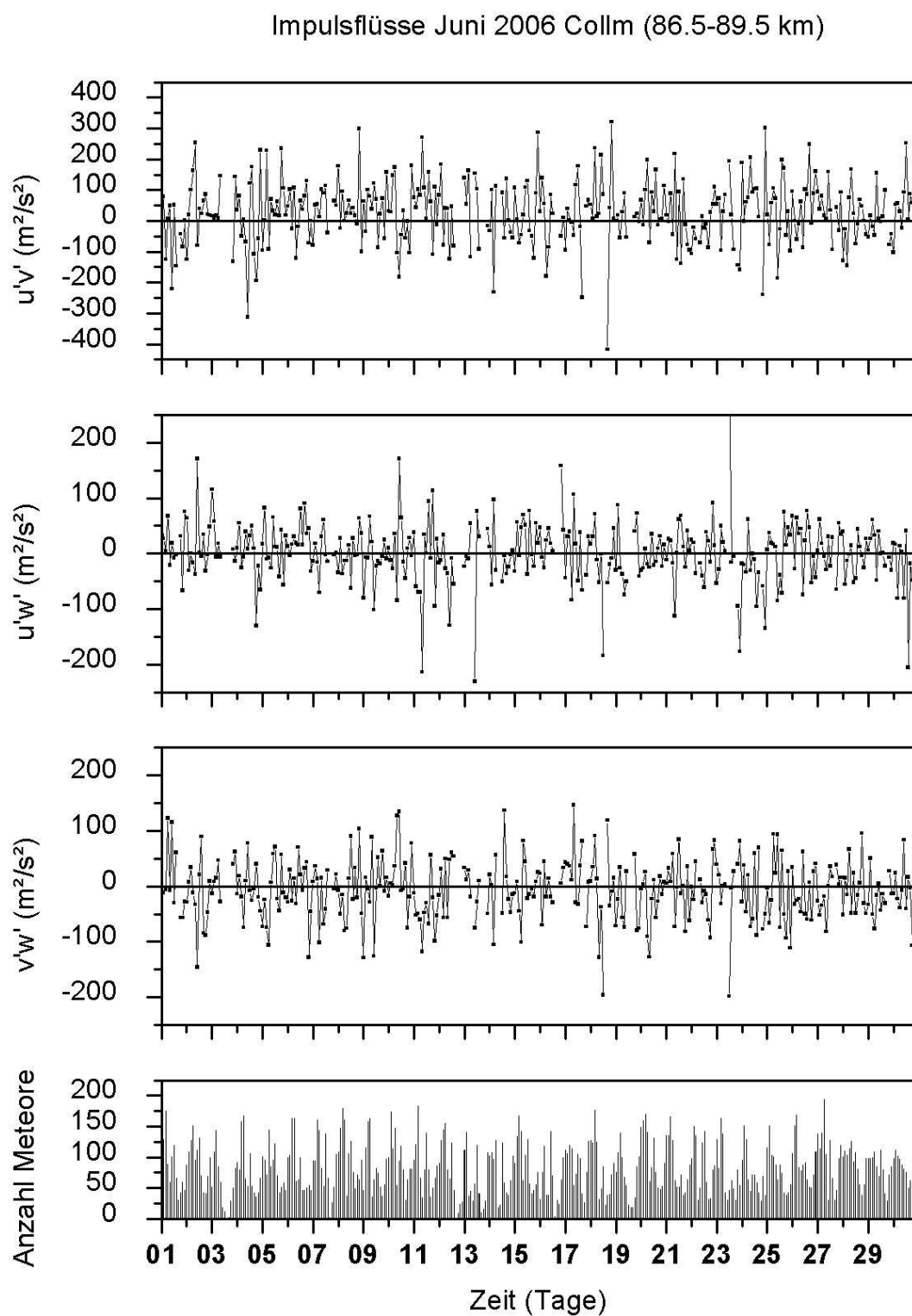


Abbildung 3: Zeitreihen für die Impulsflüsse  $\overline{u'v'}$ ,  $\overline{u'w'}$  und  $\overline{v'w'}$  sowie die Anzahl der Meteore pro 2-h-Mittelungsintervall im Juni 2006 am Collm für das Höhenintervall 86.5-89.5 km.

Weiterhin wurden die Höhenprofile aus monatlich gemittelten Werten für den vertikalen Fluss zonalen Impulses  $\overline{u'w'}$  und für die mittlere Zonalwindgeschwindigkeit  $\overline{u}$  im Jahresgang betrachtet, um deren Variabilität und Abhängigkeit voneinander zu untersuchen. Abbildung 4 zeigt die Profile für das Jahr 2006 am Collm. In diesen ist zu beachten, dass vereinzelte Extremwerte des Impulsflusses im untersten oder obersten Höhenbereich aufgrund zu großer Datenlücken infolge geringer Meteorzählraten auftreten. In Übereinstimmung mit Literaturergebnissen (u.a. Manson und Meek, 1986; Kashcheyev und Oleynikov, 1994) herrschen während der Herbst- und Wintermonate fast über den gesamten Höhenbereich positive Werte für die Zonalwindgeschwindigkeit, d.h. Westwind, vor. Im Frühling und Sommer sind vor allem in den untersten Höhenbereichen negative Werte, also Ostwind, vorzufinden, während darüber ein recht stark ausgeprägter Westwind vorherrscht. Die Beträge der Westwinde weisen generell gegenüber jenen der Ostwinde eine viel größere Spannbreite auf. In den Bereichen mit vorherrschendem Westwind treten überwiegend negative Werte des SW-Impulsflusses  $\overline{u'w'}$  auf. Im Sommer wird deutlich, dass, abgesehen vom untersten Messniveau, bei dem die Genauigkeit fraglich ist, der positive Impulsfluss mit wachsender Höhe abnimmt. Dies zeigt die Kopplung von  $\overline{u'w'}$  mit dem mittleren Grundstrom. Einerseits filtert die in den Sommermonaten vorherrschende Windscherung Energie aus den Wellen, d.h. es geht Impuls vom SW-Fluss auf den mittleren Grundstrom über. Andererseits ist die Abnahme zonalen Impulses mit einer Zunahme des mittleren Windes verbunden, da unter Vernachlässigung nichtkonservativer Terme die erste transformierte Euler'sche gemittelte Bewegungsgleichung geschrieben werden kann als:

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} - f v^* = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'} + \frac{\overline{u'w'}}{H}, \quad (11)$$

mit dem Coriolisparameter  $f$ , der Meridional Komponente der Residualzirkulation  $v^*$  und der Skalenhöhe  $H = RT g^{-1}$ . Dabei ist  $R$  die spezifische Gaskonstante für trockene Luft,  $T$  die absolute Temperatur und  $g$  die höhenabhängige Schwerebeschleunigung. Aus Gleichung (11) wird ersichtlich, dass positive, nach oben abnehmende Vertikalflüsse zonalen Impulses mit einer positiven, also nach Osten gerichteten Beschleunigung einhergehen, was in Abbildung 4 sichtbar wird. Der aufgrund aus der Matrixinversion resultierende relative Fehler für den vertikalen Fluss zonalen Impulses beträgt etwa 5%.

Zur Untersuchung der auftretenden Periodizitäten im Verlauf eines Jahres wurden die Zeitreihen für den vertikalen Fluss zonalen Impulses jeweils für ein 60-Tage-Zeitfenster mit einer Verschiebung von je einem Tag Fouriertransformiert und das gleitende Leistungsspektrum betrachtet. Abbildung 5 zeigt dieses für  $\overline{u'w'}$  im Jahr 2006. Vor allem in den oberen und unteren Frequenzbereichen liegt ein sehr hoher Rauschanteil vor, der durch die Skalierung der Frequenzachse sowie der Leistungswerte in der Abbildung weitestgehend entfernt wurde. Dieses Rauschen ist auf Aliasingeffekte zurückzuführen. Kurzperiodische Schwankungen im Bereich von Stunden - wie dies für SW typisch ist - sind aufgrund des 2-h-Mittelungsintervalls der Datensätze nur schlecht auflösbar. Im Bereich sehr großer Periodendauern von mehreren

### Profile des vertikalen Flusses zonalen Impulses $u'w'$ ( $m^2/s^2$ ) und des mittleren Zonalwindes $u$ (m/s)

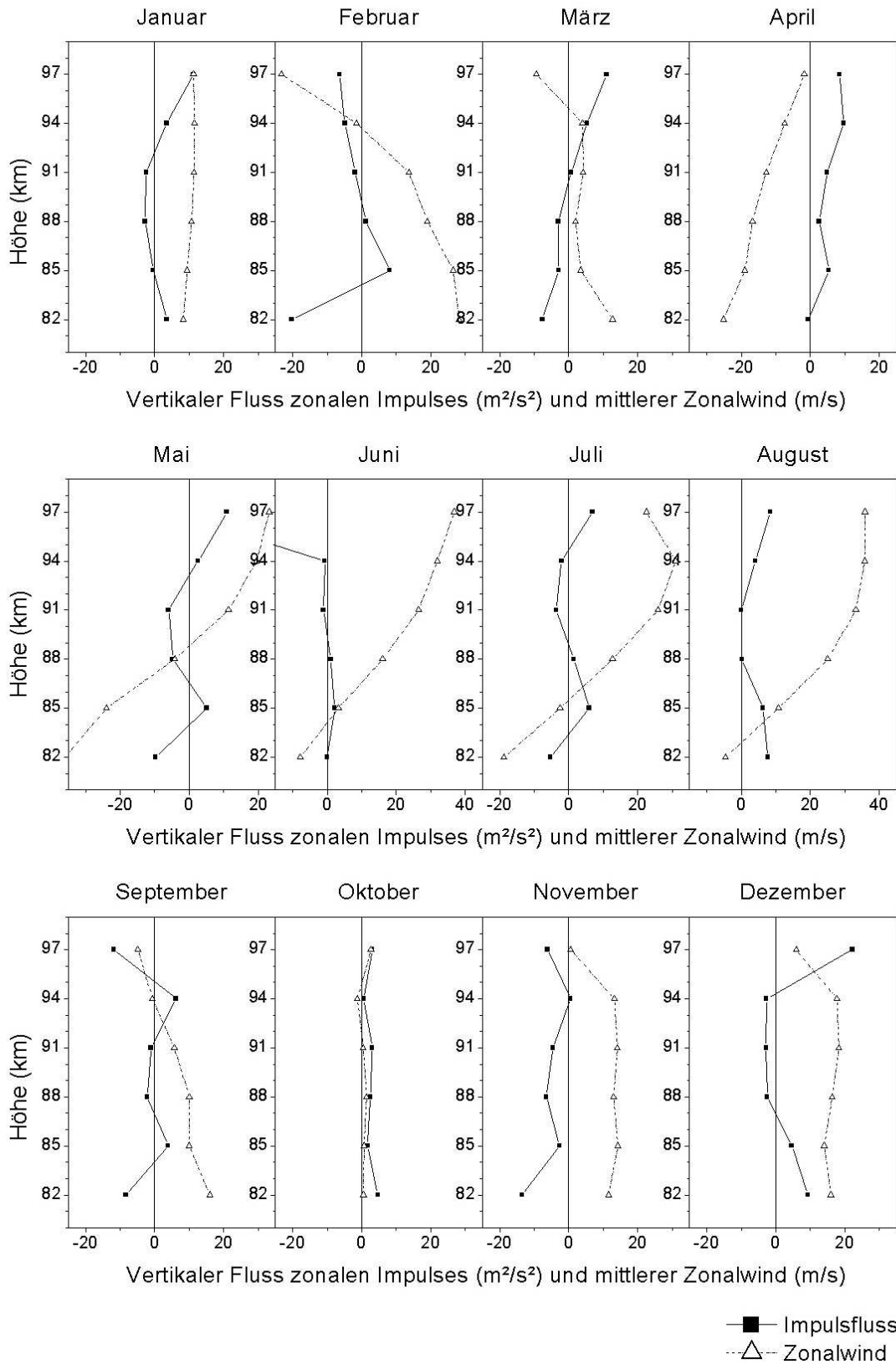


Abbildung 4: Höhenprofile des vertikalen Flusses zonalen Impulses  $\overline{u'w'}$  und des mittleren Zonalwindes  $u$  für das Jahr 2006 am Collm.

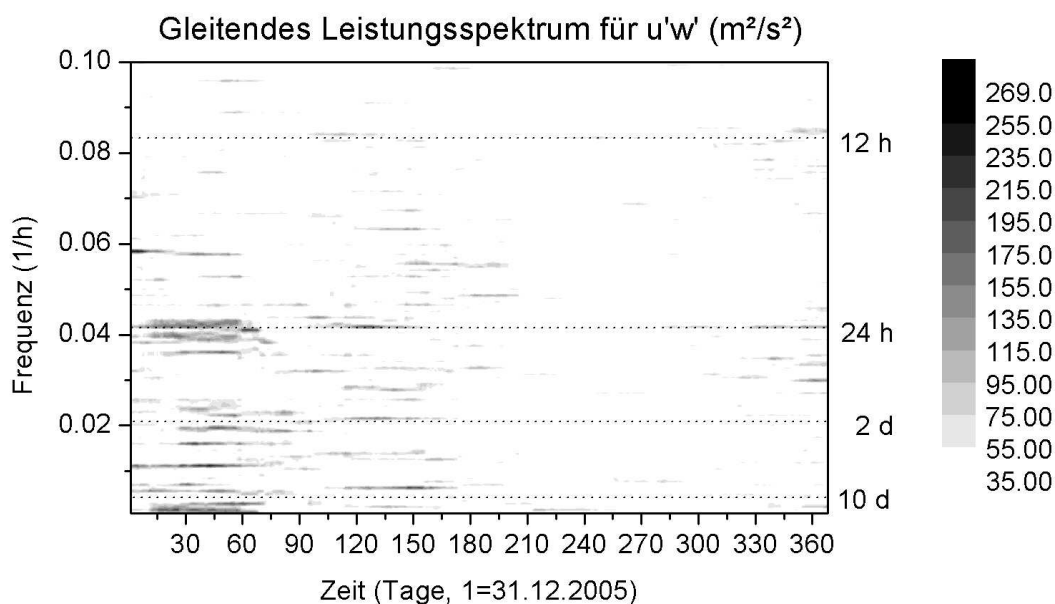


Abbildung 5: Gleitendes Leistungsspektrum für den vertikalen Fluss zonalen Impulses  $\overline{u'w'}$  für das Jahr 2006 am Collm für das Höhenintervall 86.5-89.5 km. Bei der Fourieranalyse wurde ein Zeitfenster von 60 Tagen gewählt, das im Analysezeitraum vom 01.12.2005 bis 31.01.2007 mit einem Zeitversatz von einem Tag verschoben wurde. Punktierte Linien markieren ausgewählte Periodenbereiche.

Tagen und darüber hinaus erscheinen einige Extrema in erster Linie aufgrund zufällig auftretender Einzelereignisse im Jahr, die nicht auf Wellenaktivität zurückzuführen sind. Abbildung 5 zeigt, dass die stärksten periodischen Schwankungen in den Winter- und Frühlingsmonaten vorzufinden sind. Die 24-stündige Gezeit ist dabei am intensivsten ausgeprägt. Dies ist aber wahrscheinlich vordergründig auf eine Korrelation zwischen den Impulsflusswerten und der täglichen Variation der Meteoranzahl zurückzuführen, da in Zeitabschnitten mit hohen Meteoranzahlraten die Berechnung der Impulsflüsse am besten erfolgen kann, während niedrigere Datendichten ungenauere Ergebnisse erbringen. Bei der Korrelationsanalyse ergibt sich ein Kreuzkorrelationskoeffizient von 0.3, der auf einen schwachen Zusammenhang zwischen Impulsflusswerten und Meteoranzahl hindeutet. Die halbtägige Gezeit ist dagegen fast gar nicht messbar. Auch planetare Wellen wie beispielsweise die Quasi-2- und Quasi-10-Tage-Welle sind nur schwach und vorrangig im Winter vorzufinden, obwohl die Quasi-2-Tage-Welle typischerweise im Sommer auftritt (Jacobi et al., 1997).



## Schlussfolgerungen und Ausblick

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass mit dem Meteorradar in Collm Varianzen und SW-Impulsflüsse in der MLT gemessen werden können, die repräsentative Größenordnungen besitzen. Die zugehörigen Vertikalprofile weisen deutlich die Kopplung des vertikalen Flusses zonalen Impulses mit dem mittleren Grundstrom auf. Periodizitäten bzw. Effekte planetarer Wellen sind nicht unmittelbar erkennbar und bedürfen weiterer Untersuchungen, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, die in diversen Publikationen (Jacobi et al., 2006; Manson et al., 2002) vorzufinden sind. Die geringe Anzahl an Meteoren, die aus der Dipolabstrahlungscharakteristik des Meteorradars in Collm resultieren, erschweren die Auflösung kleiner Mittelungsintervalle und damit kurzperiodischer Schwankungen im Bereich weniger Stunden. Daher ist es erforderlich für weitere Untersuchungen die Datenbasis durch Messreihen zusätzlicher Anlagen mit höheren Datendichten wie beispielsweise den Meteorradaren in Juliusruh (54.6°N, 13.4°E) und Andenes (69.3°N, 16.0°E) zu erweitern. Diese verfügen über Quadrupolantennen und ermöglichen aufgrund der größeren erfassbaren Meteoranzahl eine höhere zeitliche Auflösung. Ferner können die Ergebnisse für die unterschiedlichen geographischen Breiten verglichen werden. Es ist ebenfalls von Interesse die zeitliche Auflösung für Untersuchungen hochfrequenter Wellen – zumindest für begrenzte Zeitintervalle – in Anlehnung an Kumar et al. (2007) zu erhöhen, indem nur Tagesabschnitte mit hohen Meteorzählraten in den Analysealgorithmen berücksichtigt werden.

## Danksagung

Besonderer Dank geht an Dr. W. Singer für seine Ratschläge und hilfreichen Diskussionen während des Aufenthalts am ALOMAR Observatorium, Norwegen.

Die Arbeit wurde unter dem Projekt „ALOMAR eARI“ (RITA-CT-2003-506208) unterstützt. Dieses Projekt erhält Forschungsmittel vom European Community's 6th Framework Programme.

Weiterhin danken wir F. Kaiser für die technische Unterstützung und Wartung des Meteorradars in Collm.

## Literatur

- Fritts, D.C., Janches, D., Riggin, D.M., Stockwell, R.G., Sulzer, M.P., Gonzalez, S., 2006: Gravity waves and momentum fluxes in the mesosphere and lower thermosphere using 430 MHz dual-beam measurements at Arecibo: 2. Frequency spectra, momentum fluxes, and variability. *J. Geophys. Res.*, 111, doi: 10.1029/2005JD006883.
- Gavrilov, N.M., Fukao, S., Nakamura, T., 2000: Gravity wave intensity and momentum fluxes in the mesosphere over Shigaraki, Japan (35°N, 136°E) during 1986-1997. *Ann. Geophysicae*, 18, 834-843.

- Hocking, W.K., Fuller, B., Vandeppeer, B., 2001: Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 155-169.
- Hocking, W.K., 2005: A new approach to momentum flux determinations using SKiY-MET meteor radars. *Ann. Geophysicae*, 23, 1-7.
- Jacobi, Ch., Schminder, R., Kürschner, D., 1997: The quasi two-day wave as seen from D1 LF wind measurements over Central Europe (52°N, 15°E) at Collm. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 59, 1277-1286.
- Jacobi, Ch., Fröhlich, K., Pogoreltsev, A., 2006: Quasi two-day-wave modulation of gravity wave flux and consequences for the planetary wave propagation in a simple circulation model. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 68, 283-292.
- Kashcheyev, B.L., Oleynikov, A.N., 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.
- Kumar, K.K., Antonita, T.M., Shelbi, S.T., 2007: Initial results from SKiYMET meteor radar at Thumba (8.5°N, 77°E): 2. Gravity wave observations in the MLT region. *Radio Science*, 42, doi: 10.1029/2006RS003553.
- Manson, A.H., Meek, C.E., 1986: The dynamics of the mesosphere and lower thermosphere at Saskatoon (52°N). *J. Atmos. Sci.*, 43, 276-284.
- Manson, A.H., Meek, C.E., Koshyk, J., Franke, S., Fritts, D.C., Riggin, D., Hall, C.M., Hocking W.K., MacDougall, J., Igarashi, K., Vincent, R.A., 2002: Gravity wave activity and dynamical effects in the middle atmosphere (60-90km): observations from an MF/MLT radar network, and results from the Canadian Middle Atmosphere Model (CMAM). *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 64, 65-90.
- Oleynikov, A.N., Jacobi, Ch., Sosnovchik, D.M., 2005: Parameters of internal gravity waves in the mesosphere-lower thermosphere region derived from meteor radar wind measurements. *Ann. Geophysicae*, 23, 3431-3437.

### **Adressen der Autoren**

Manja Placke (placke@uni-leipzig.de), Christoph Jacobi (jacobi@uni-leipzig.de), Gunter Stober (stober@uni-leipzig.de), Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

# Stratospheric vacillations, QBO, and solar activity

**Kanukhina A., Jacobi C., Pogoreltsev A.**

## Summary

The aim of the study is to compare planetary wave characteristics derived from NCEP/NCAR reanalysis data with Collm wind observations and validate solar activity influence. Vacillations of the SPW 1 amplitude and 5-,10-, 16-day atmospheric modes calculated from NCEP/NCAR reanalysis data and wind variations processed from Collm LF mesopause wind measurements since the 1980s are compared. Similarity of decadal variations of the SPW amplitude vacillations and meridional wind from Collm data is visible for the period 1980-1995. Comparison of the 5-,10-, 16-day atmospheric modes with 2-7, 7-12, 12-30 day period Collm wind variation data do not show clear correspondence for period 1980 - 2005. Correlations between vacillation amplitudes with sunspots numbers and the stratospheric QBO of different phases are presented also.

## Zusammenfassung

Die Charakteristik planetarer Wellen, analysiert auf der Basis von NCEP/NCAR-Reanalysen, wird mit Windmessungen von der Außenstelle Collm verglichen, und auf den Einfluss solarer Variationen und der stratosphärischen QBO untersucht. Wir verwenden Schwankungen der stationären planetaren Welle 1, sowie Analysen der 5-, 10- und 16-Tage Welle. Die Variabilität der stationären Welle 1 und diejenige der Windvariationen am Collm stimmt auf der dekadischen Zeitskala überein, jedoch spiegelt sich die Variabilität der Normalmoden (5-, 10-, 16-Tage-Welle) nicht in der entsprechenden Variabilität der Collmer Messdaten wider.

## Introduction

Many recent studies emphasize the necessity of analyzing the influence of stratospheric dynamics on processes in the troposphere and a possible connection between solar activity and the atmospheric global wave patterns (e.g. Baldwin et. al., 2003; Baldwin and Dunkerton, 2005; Labitzke, 2006). The stratospheric dynamics is sensitive to changes of external parameters such as the solar flux. This highlights the need for stratospheric analyses, with respect to its response to solar forcing but also to its internal variations, with the potential influence on lower atmospheric circulation.

The atmosphere of the Earth is an oscillating system having its own global oscillations (normal atmospheric modes). At the same time, nonlinear interaction of the stationary planetary wave with the mean zonal flow evokes quasiperiodic oscillations of the former and the latter, which are called stratospheric vacillations. This paper is devoted to the consideration of connections between vacillations of the SPW 1 (Stationary Planetary Wave,  $m=1$ ) amplitudes and 5-,10-, 16-day atmospheric modes with variations of the QBO (quasi-biennial oscillation), mesospheric wind data and solar activity. The vacillations of the zonal flow are not taken into consideration here.

## Analyzed data

NCEP/NCAR (National Center for Environmental Prediction - National Center for Atmospheric Research) data have been used to estimate vacillation amplitudes and 5, 10-, 16-day normal atmospheric modes. The data used for analysis are zonal wind and geopotential height distributions in the troposphere and stratosphere for December, January and February during the entire NCEP/NCAR reanalysis time interval, i.e., from 1948 till 2007. During the first decade of the reanalysis some of the basic features like the QBO of the zonal mean flow in the equatorial stratosphere are not reproduced correctly. This is possibly due to the lack of sufficient observed stratospheric data assimilated into the model. Therefore only the NCEP/NCAR data since 1959 have been used here to investigate the long-term changes. NCEP/NCAR data are available on a  $2,5 * 2,5$  degree grid at a temporal resolution of 6 hours. All data are taken at 8 isobaric surfaces: 1000, 500, 400, 300, 200, 100, 30 and 10 hPa. Calculations include the decomposition of the longitudinal variations of the geopotential height for each time interval and each latitude into a mean zonal value and a superposition of 12 zonal harmonics. Amplitude and phase (longitude of maximum values) are calculated for each harmonic. Then real and imaginary parts of the complex amplitude for each zonal harmonic are calculated at all latitudes and their monthly (January) average values are obtained.

SPW characteristics were calculated as a mean for 2 winter months (from the middle of December till the middle of February after excluding 15 days from both sides) at 62.5 N. This latitude was chosen for consideration according to Kanukhina et al. (2007), who analyzed the statistical significance of the SPW variability from NCEP/NCAR data.

Vacillations of SPW arise as a result of nonlinear interaction between the SPW 1 and the mean zonal flow. The nonlinear interaction becomes apparent as quasi-periodic oscillations of the SPW amplitude and the mean zonal flow (Holton and Mass, 1976). The vacillation amplitudes are characterized by periodic expansions and contractions of the wave patterns with no noticeable change in the phase of the disturbances. Amplitudes of the vacillations  $\tilde{A}_{vac}$  were calculated as follows:

$$\text{If } A_w \geq A_e \rightarrow \tilde{A}_w = A_w - A_e,$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{vac} &= 2 * A_e, \\ \tilde{A}_e &= 0; \end{aligned}$$

$$\text{If } A_w < A_e \rightarrow \tilde{A}_e = A_e - A_w,$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{vac} &= 2 * A_w, \\ \tilde{A}_w &= 0, \end{aligned}$$

where  $\tilde{A}_e$ ,  $\tilde{A}_w$  are recalculated eastward and westward PW amplitudes,  $\tilde{A}_{vac}$  is the recalculated vacillation of the SPW 1 amplitudes, and  $A_e$ ,  $A_w$  are wavelet spectra of the eastward and westward PW amplitudes.

At Collm Observatory, LF (low frequency) D1 wind measurements at 80-100 km altitude have been carried out near 52°N; 15°E continuously for several decades. Commercial radio transmitters in the LF range (177 kHz, 225 kHz and 270 kHz) are used, and the similar fade analysis is used for interpretation of the measurements. The reference height has not been measured before September 1982 so that the results from the earlier measurements have been attributed to the mean nighttime height near 90 km. From late 1972 the analysis is performed automatically, and since 1979 half-hourly winds from three measuring paths are constructed.

The measurements are usually investigated by calculating monthly median winds at each time during a day (with a resolution of 30 minutes) of the daily measuring intervals and applying a multiple regression analysis to the monthly medians of the half-hourly mean winds. The method has been described by Jacobi and Kürschner (2006), and references therein. Alternatively, daily mean winds from a regression analysis can be used to analyze their monthly or seasonal mean standard deviation in different period ranges typical for planetary waves (Jacobi et al., 2008). These data will be used here.

Values of the QBO (January) at 30 hPa level are provided by NOAA/NCEP/CPC on <http://www.cpc.ncep.noaa.gov/data/indices/>. QBO data are available during 1979–2007 as reanalysis data and, thus, are not the Singapore winds used by Freie Universität Berlin but the zonally averaged CDAS Reanalysis data winds at 30 hPa and taken from over the equator. QBO of Freie Universität Berlin are used at the beginning of studied interval from 1959 till 2001. As a proxy for solar activity we use monthly International Sunspot Numbers taken from NOAA National Geophysical Data Center for January.

## Results

Variations of the SPW 1 amplitude vacillations of periods of 10-30 days and Collm zonal wind data of long-period waves (7-30 days) show a similarity of the decadal variation during 1980-2005 accompanied by coincidence of some of the amplitude maxima (Fig. 1). However, the zonal mesospheric wind variations differ strongly from NCEP/NCAR vacillations after 1992, especially with respect to the long-term trend and its trend and counter phases of maxima. Usually, vacillations of the SPW 1 are in counter phases with zonal wind amplitudes (Pogoreltsev, 2007) but at Fig. 1 this is observed only during the second part of the considered period. So, zonal wind decadal variations did not show good compatibility with the vacillation variations.

Meridional wind standard deviations of 7-30 day periods temporally changes as the vacillations did from 1980s till the middle 1990s. Opposite phase event of the SPW vacillations and Collm meridional wind speed variations appeared since 1995. After coincidence of minima at 1997 the Collm wind speed extrema are shifted by 2 years later comparing with the SPW vacillations.

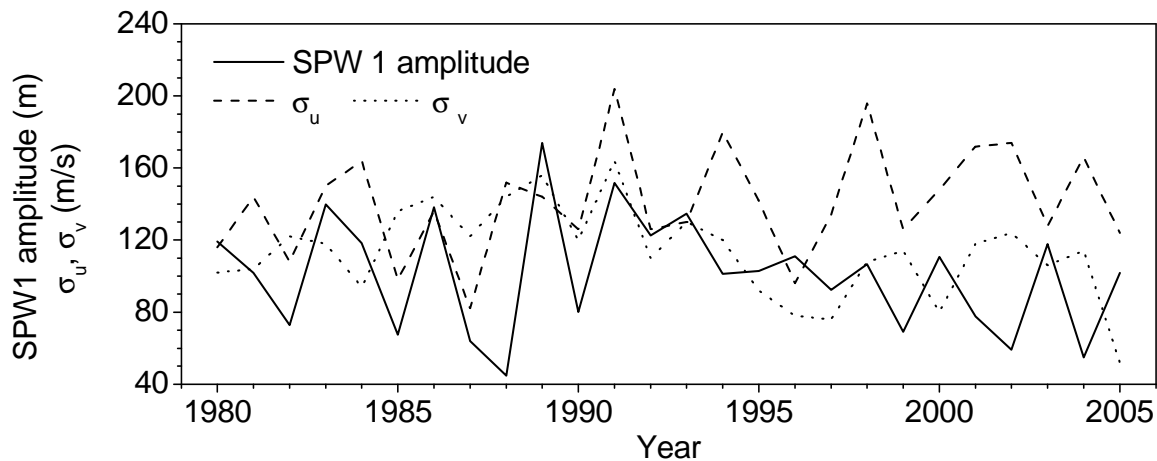


Figure 1. December–February mean amplitudes of SPW1 amplitude vacillations from NCEP/NCAR data (solid line), and Collm zonal ( $\sigma_u$ , dashed line) and meridional ( $\sigma_v$ , dotted line) standard deviations of daily wind speeds in the 7–30 day period range multiplied by 20.

Very similar decadal variations of the Collm meridional wind speed and the SPW vacillations are obvious from Fig. 1. We may suggest that the meridional wind speed has noticeable impact on the formation of the SPW vacillations and vice versa. As discussed at different studies, the mean meridional circulation systems are influenced by the solar cycle (Labitzke, 2006). Also, the following process is recognized as an acting mechanism of the energy transfer: variation of the incoming solar radiation changes the ozone content and the stratosphere temperature field causing thermal gradient disturbances, which affect the wind systems. Redistribution of the lower and middle atmosphere wind pattern affects propagation conditions of the planetary waves and, finally, the atmospheric global circulation. Therefore in the following we consider the vacillation variations in connection with sunspot numbers and QBO.

Composition of the SPW vacillation variations and QBO winds at 30 hPa (Fig. 2) shows only weak coincidence of maximum and minimum phases and tendencies during 1959–2007. Their decadal changes (if there is any) tend to have the same character. The last two decades are remarkable by strong interannual variability of the vacillations. Sharpened and complex decadal variations of the SPW 1 vacillations after the 1980s could be explained by satellite observation included in the NCEP/NCAR re-analysis (Kalnay et al., 1996). There is a tendency of a quasi-biennial oscillation in the SPW vacillations, however, at first glance there is no clear correspondence between the equatorial QBO and the SPW vacillations.

To analyze a possible external influence on a QBO/SPW connection, we examined running correlations between the vacillations of the SPW 1 amplitudes from NCEP/NCAR data, QBO wind values and solar activity (Fig. 3). According to literature, high sunspot numbers (more than 100) and westerly QBO correspond to a strong polar vortex (Labitzke, 1987; Labitzke et al., 2006) and thus to weak SPW vacillations, so that for high sunspot numbers a negative correlation between the vacillations and QBO is expected, while positive correlation is expected for lower sunspot num-

bers. In Fig. 3 after 1980 a tendency for a coupling of the correlation with the solar cycle is visible, which would support this assumption, however, the large correlation coefficients around 1980 and the low values in the early 1960s do not fit into this picture. Thus, we may only speculate about a solar activity variation influence on the SPW 1 vacillations through QBO intermediation.

Fig. 4 presents different types of linear correlations of the vacillations with QBO, sunspot numbers at west and east phase of QBO. Linear correlation between the vacillations and QBO wind speed is positive, although weak,  $R=0.3$ , as seen from Fig. 4a. That means the direct influence of the QBO on the SPW vacillations at 62 N, with stronger vacillations of the SPW 1 amplitude during years with western QBO values, is relatively weak. According to investigations of Holton and Tan (1980) the westerly QBO at 50 hPa is associated with small amplitudes of the SPW 1 during early winter (November – December) but during late winter (January – March) there was very little difference for SPW 1. Influence of the QBO phase on the SPW 2 is stronger especially at late winter when westerly QBO is correlated with strong SPW 2. We consider the vacillations of the SPW 1 amplitude which present a combined parameter dependant on nonlinear interaction of both, SPW 1 and zonal wind amplitudes. Such discordance of the QBO influence on the SPW 1 amplitude and its vacillations could be caused by impact of the counter phase zonal mean wind variations and nonlinearity of the interaction, generating the vacillations.

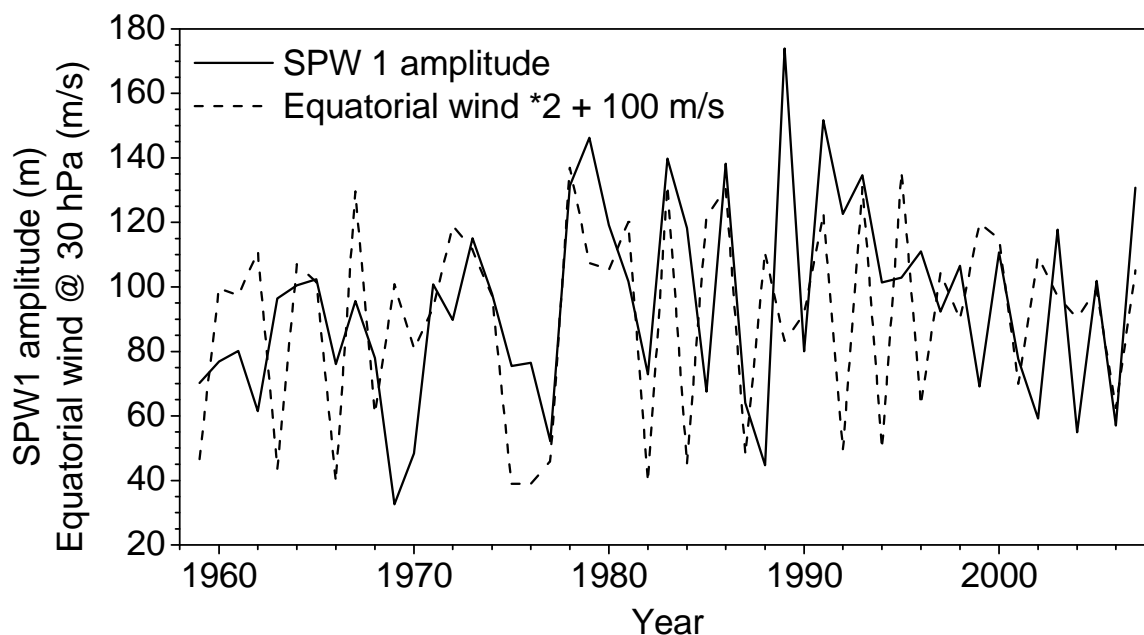


Figure 2. December–February mean amplitudes of SPW1 amplitude vacillations from NCEP/NCAR data (solid line), and 30 hPa QBO wind speeds (January) multiplied by 2 and added 100 m/s.

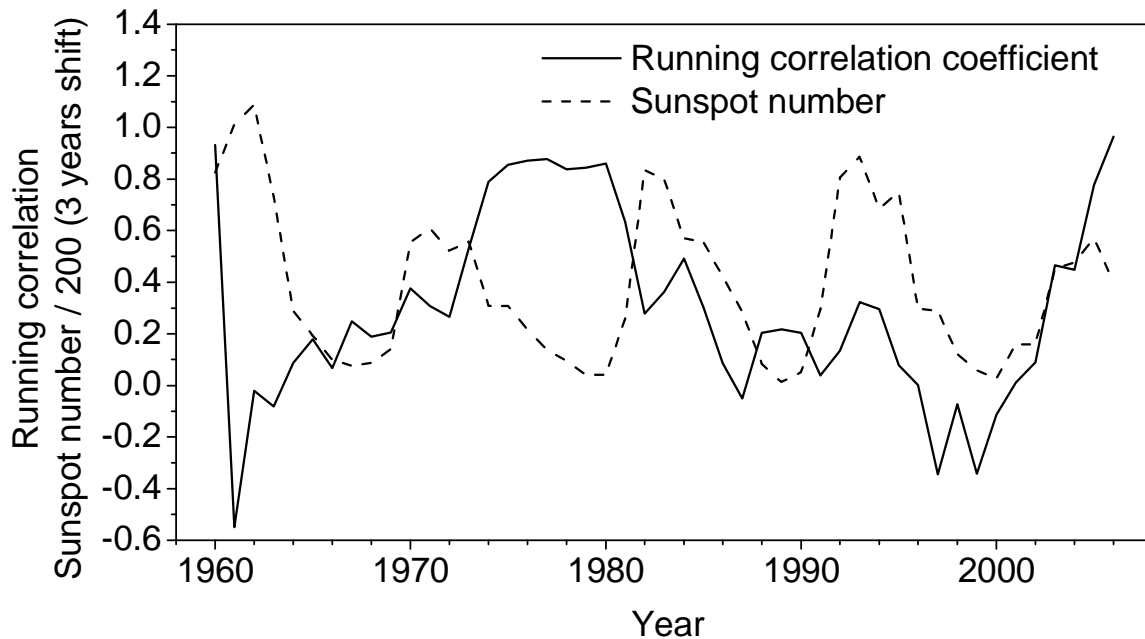


Figure 3. Running correlation coefficients for the vacillations of the SPW amplitudes from NCEP/NCAR (December-February mean at 62N) and QBO values (solid line) and January sunspot numbers divided by 200 and shifted by 3 years (dashed line).

The running correlation coefficient between sunspot number shifted by 3 years and the SPW vacillations is  $-0.09$  (Fig. 4b) and statistical insignificant. To consider in more details we present linear correlation of amplitudes of the vacillations and sunspot numbers (January) shifted by 3 years for the period 1960-2006, during the east and west phase of the QBO separately (Fig. 4c). West phase of the QBO corresponds to low negative correlation  $r = -0.12$  with the vacillations amplitude, while the east phase one has weakly positive correlation  $r = 0.26$ . This means the westerly QBO is associated with small negative correlation between solar cycle and the vacillations. Easterly QBO winds correspond to positive correlation of the vacillations and sunspot numbers.

Vacillations of the SPW 1 amplitudes are responsible for generation of the low frequency atmospheric modes in the low and middle atmosphere (Pogoreltsev, 2007). Different numerical experiments showed generation of the 10- or 16-day atmospheric modes, or sudden stratospheric warmings after arising of strong SPW 1 vacillations. We checked the possibility to use observational Collm atmospheric modes for vacillation effect study. Comparisons of the reanalysis 5-, 10-, 16-day atmospheric modes with 2-7, 7-12, 12-30 day period Collm wind data is presented in Fig. 5. Normal atmospheric modes and Collm meridional and zonal wind components have quite different decadal variability and the only similar details could be seen with 10-day mode and 7-12 day Collm wind during 1987 – 2000 when linear negative trend could be recognized within the amplitudes (Fig. 5b). But it is difficult to find clear relation between normal modes from reanalysis data and Collm LF mesopause wind measurements. Different latitudes (vacillations at 62N, Collm winds from 52N) of analyzed data could produce the discordance.



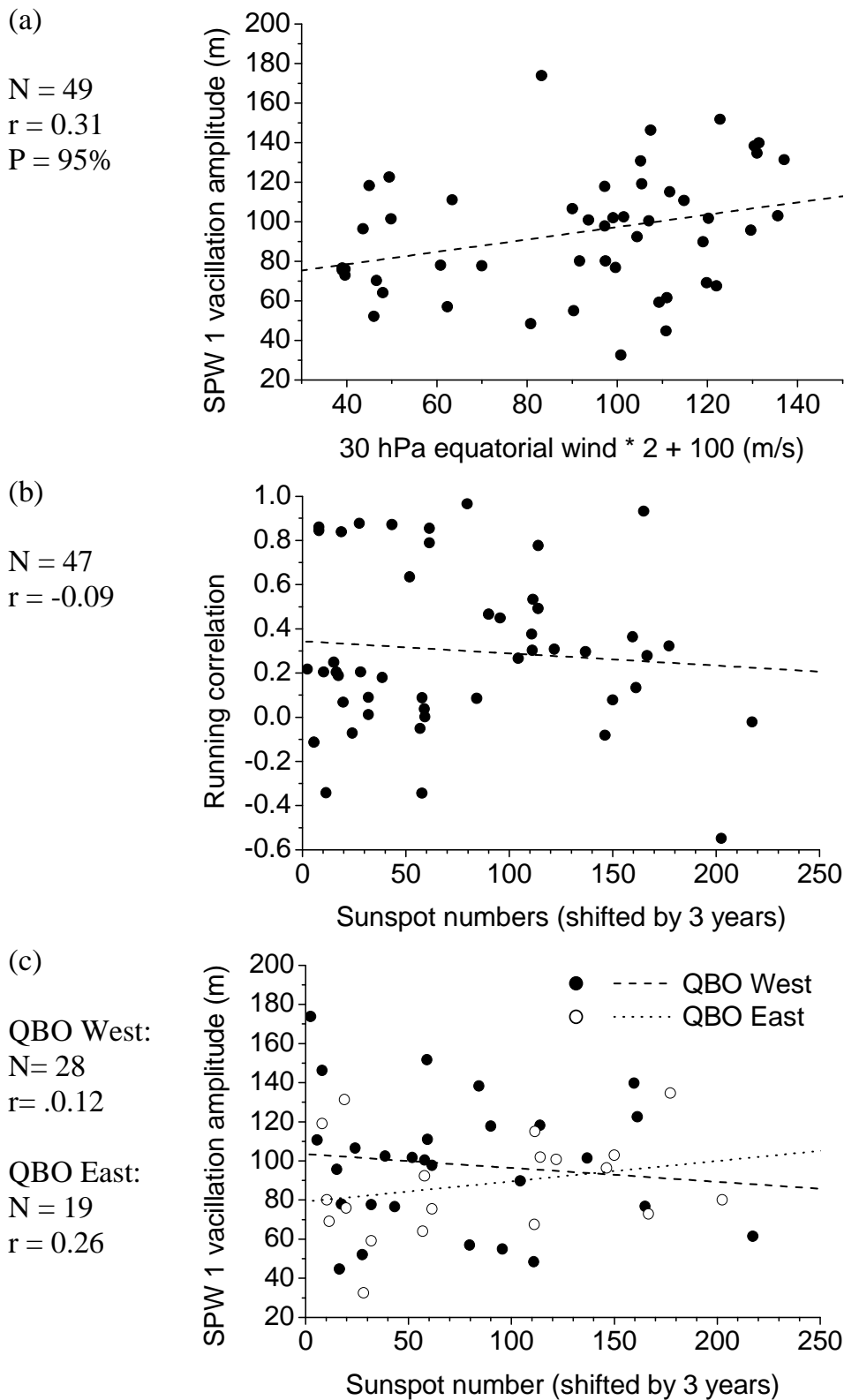


Figure 4. SPW 1 vacillations amplitudes (December-February means at 62N) against QBO wind speeds (a), running correlation coefficient between SPW 1 amplitude vacillations and QBO against sunspot numbers shifted by 3 years (b), and SPW 1 vacillation amplitudes against sunspot numbers shifted by 3 years, for QBO East and West phase separately (c).

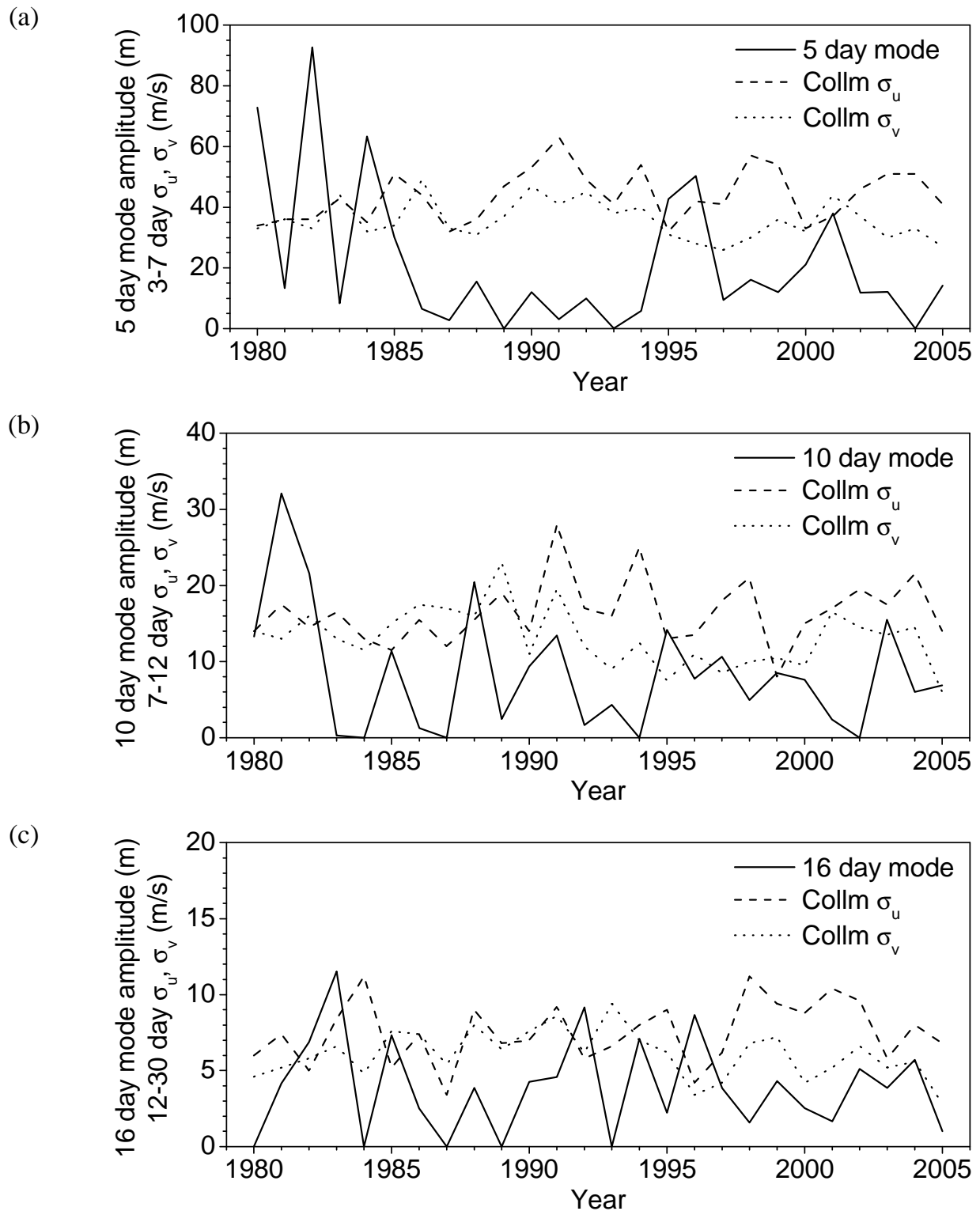


Figure 5. Stratospheric normal modes amplitude (solid), and Collm zonal (dashed) and meridional (dotted) standard deviation data with (a) periods 3-7 days multiplied by 10; (b) periods 7-12 days multiplied by 5; (c) periods 12-30 days multiplied by 5. Collm standard deviation data are taken from Jacobi et al. (2008).

## Conclusions

Collm meridional wind speed and the SPW vacillations showed very similar decadal variations during 1980–2005. Small negative correlation is observed between solar cycle activity and the vacillations at westerly QBO. Easterly QBO winds are associated with positive correlation of the vacillations and sun spot numbers. Estimating correlation coefficients we remind that only 5 available solar cycles are quite a short period and our conclusions have preliminary character. Normal atmospheric modes and Collm meridional and zonal wind components do not show the expected similarity and do not allow to study connections between the SPW 1 vacillations and observational, not reanalysis, atmospheric modes.

## Acknowledgements

The study was supported by DAAD service and The Ministry of the Education and Science of the Russian Federation through a “Mikhail Lomonosov” academic mobility grant. QBO data are provided by Freie Universität Berlin through the JISAO on <http://jisao.washington.edu/data/qbo/> and by NOAA/NCEP/CPC taken from <http://www.cpc.ncep.noaa.gov/data/indices/>. Sunspot numbers have been provided by NOAA/NGDC Solar-Terrestrial Physics Division through their Web site on <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsunspotnumber.html>.

## References

- Baldwin M., Stephenson D., Thompson D., Dunkerton T., Charlton A., O'Neill A., 2003: Stratospheric memory and skill of extended-range weather forecasts. *Science* 301, 636-640.
- Baldwin M., Dunkerton T., 2005: The solar cycle and stratosphere-troposphere dynamical coupling. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 67, 71-82.
- Kalnay E. et al., 1996: The NCEP/NCAR reanalysis project. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 77, 437–471.
- Kanukhina A., Suvorova E., Nechaeva L., Skrygina E., Pogoreltsev A., 2007: Climatic variability of the mean flow and stationary planetary waves in the NCEP/NCAR reanalysis data. *Ann Geophys.* 25, in press.
- Holton J.R., Mass C., 1976: Stratospheric vacillations cycles. *J. Atmos. Sci.* 33, 2218-2225.
- Holton, J. R., Tan, H.-C., 1980. The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50 mb. *J. Atmos. Sci.* 37, 2200-2208.
- Jacobi, Ch., Kürschner, D., 2006: Long-term trends of MLT region winds over Central Europe. *Phys. Chem. Earth.* 31, 16-21.

Jacobi, Ch., Hoffmann, P., Kürschner, D., 2008: Trends in MLT region winds and planetary waves, Collm (52°N, 15°E). *Ann. Geophysicae*, accepted 6.2.2008.

Labitzke, K., 1987: Sunspots, The QBO, and the stratospheric temperature in the North polar region. *Geophys. Res. Lett.* 14, 535–537.

Labitzke, K., Kunze, M., Bronnimann, S., 2006: Sunspots, The QBO, and the stratospheric temperature in the North polar region – 20 years later. *Meteorol. Z.* 15, 355-363.

Labitzke, K., 2006: Solar variation and stratospheric response. *Space Sci. Rev.* 125, 247-260.

Pogoreltsev, A.I., 2007: Generation of normal atmospheric modes by stratospheric v-cillations. *Izv., Atmos. Oceanic Phys.* 43, 423–435.

## Jahresbericht des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig 2007

### 1. Bearbeitete Forschungsprojekte

#### **Abschätzung des maximal möglichen orografischen Niederschlags über Talsperreneinzugsgebieten in Sachsen**

#### ***Estimation of possible maximum orographic precipitation for catchment areas of water reservoirs in Saxony***

Prof. Dr. G. Tetzlaff (tetzlaff@uni-leipzig.de), Dr. A. Raabe (raabe@uni-leipzig.de),  
Dipl. Met. J. Zimmer

Durch eine Kombination von empirischen Strömungsdaten aus Radiosonden und einem physikalisch-deterministischen Niederschlagsmodell wird der maximal mögliche orografische Niederschlag für ausgewählte Gebiete in Sachsen berechnet. Für gegebene atmosphärische Strömungsbedingungen lässt sich der orografisch induzierte Niederschlag unter der Annahme sich vom Boden nach oben fortpflanzender Vertikalbewegung mit hoher räumlicher Auflösung modellieren, so dass lokale Unterschiede der Hangneigung berücksichtigt werden können.

Weiterführung: Nein

Finanzierung: Landestalsperrenverwaltung des Freistaats Sachsen (LTV)

\*\*\*\*\*

#### **Abschätzung der maximal möglichen konvektiven Niederschläge in Sachsen**

#### ***Estimation of possible maximum convective precipitation in Saxony***

Prof. Dr. G. Tetzlaff (tetzlaff@uni-leipzig.de), Dr. A. Raabe (raabe@uni-leipzig.de),  
Dipl. Met. J. Zimmer

Durch die Verwendung empirischer Daten aus Radiosonden in einem physikalisch-deterministischen Niederschlagsmodell wird der maximal mögliche konvektive Niederschlag für Sachsen berechnet. Für gegebene atmosphärische Bedingungen lässt sich der konvektive Niederschlag abschätzen, wenn eine Aussage über die zu erwartenden Hebungsvorgänge in der Konvektionszelle getroffen werden kann. Die berechneten Niederschlagsmengen werden für verschiedene Einzugsgebietsgrößen sächsischer Talsperren sowie für unterschiedliche Dauerstufen angegeben.

Weiterführung: Nein

Finanzierung: Landestalsperrenverwaltung des Freistaats Sachsen (LTV)

\*\*\*\*\*

#### **Entwicklung eines tomographischen Wasserdampfsondierungssystems auf der Basis von GNSS Daten**

#### **Development of a tomographic water vapour sounding system based on GNSS data**

Prof. G. Tetzlaff, (tetzlaff@uni-leipzig.de) Dr. A. Raabe, (raabe@uni-leipzig.de), Dr. M. Bender (bender@uni-leipzig.de),

Prof. M. Rothacher(rothacher@gfz-potsdam.de), Dr. G. Dick, Dr. G. Gendt, Dr. J. Wickert  
GFZ Potsdam

Die Ausbreitung von GNSS (Globales Navigationssatellitensystem )-Signalen wird durch den Wasserdampf in der Atmosphäre beeinflusst. Entsprechend aufbereitete GNSS-Daten ermöglichen die räumliche Rekonstruktion der

Wasserdampfverteilung in der Troposphäre. Dabei werden tomographische Verfahren genutzt, die aus einer großen Zahl von GNSS-Messungen dreidimensionale Wasserdampf-Felder rekonstruieren. Eine für Deutschland flächendeckende Bereitstellung von Daten soll auf der Basis des vom GFZ Potsdam routinemäßig betriebenen geodätischen Beobachtungsnetzes erfolgen. Die kontinuierlich prozessierten Satellitendaten werden zusammengefasst, der feuchtevariierende Anteil abgetrennt und einem tomographischen Berechnungsverfahren zugeführt, so dass letztlich eine kontinuierliche Beobachtung dreidimensionaler Feuchtefelder über Deutschland möglich wird. Das Projekt analysiert die Genauigkeit der Rekonstruktionsalgorithmen auf der Basis der verfügbaren Daten und stellt Datensätze für eine Validierung der Wettermodelle des Deutsche Wetterdienstes bereit. Simulationen ermöglichen Aussagen über die jeweils erreichbaren horizontalen und vertikalen Auflösungen der rekonstruierten Wasserdampf-Felder und deren Nutzen für numerische Wettermodelle.

Weiterführung: ja  
Finanzierung: Drittmittel (DFG TE 51/26-1)

\*\*\*\*\*

**Strukturelle Änderungen von langfristigen Trends in dynamischen Parametern der mittleren Atmosphäre**  
***Structural changes in long-term trends of the dynamics of the upper atmosphere***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Dr. J. Lastovicka, P. Krisan (IAP der Akademie der Wissenschaften, Prag), Prof. Yu.I. Portnyagin, Dr. E.G. Merzlyakov (Institut für experimentelle Meteorologie, Obninsk)

Die Analyse experimenteller Daten hat gezeigt, dass, im Gegensatz zum Verhalten der Temperatur der mittleren Atmosphäre, die Dynamik der Mesosphäre und unteren Thermosphäre (MLT) keinen eindeutigen Trend aufweist, was wahrscheinlich auf das Zusammenwirken verschiedener Einflussfaktoren aus der unteren und mittleren Atmosphäre zurück zu führen ist. Um die Rolle dieser verschiedenen Faktoren zu klären, sollen Windzeitreihen der MLT im Hinblick auf Trends und speziell Trendänderungen untersucht werden, wobei aufgrund der relativen Kürze der verfügbaren Datensätze neue statistische Verfahren zum Einsatz kommen werden. Die Analysen werden durch Vergleiche mit stratosphärischen, troposphärischen und ionosphärischen Parametern vervollständigt, sowie die Rolle externer Einflüsse geklärt (solarer Fluss, Geomagnetismus). Numerische Simulation der Antwort der mittleren Atmosphäre auf Änderungen der troposphärischen und stratosphärischen Zirkulation wird ebenfalls zur Klärung der Frage, welche Einflüsse die Windänderung der MLT steuern, beitragen.

Weiterführung: ja  
Finanzierung: Drittmittel (DFG JA836/22-1, GA-CR)

\*\*\*\*\*

**Selbstkalibrierende EUV/UV-Spektrophotometer SolACES**  
***Auto-Calibrating EUV/UV Spectrophotometers SolACES***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Dr. B. Nikutowski

Das vom Fraunhofer IPM entwickelte Instrument SolACES (Solar Auto Calibrating EUV / UV Spectrometers), soll die solare Strahlung im Wellenlängenbereich von 17 bis 220 nm spektral aufgelöst mit hoher radiometrischer Absolutgenauigkeit messen. Im Projekt erfolgt neben Unterstützung der Missionsvorbereitung und -begleitung die Aufbereitung der Rohdaten, Datenauswertung, Erstellung empirischer Modelle der EUV-Strahlung, und Analyse der ionosphärischen Reaktion auf EUV-Variabilität.

Weiterführung: ja

Finanzierung: Auftrag (Fraunhofer-Institut für Physikalische Messtechnik)

\*\*\*\*\*

### **Prozesse in der mittleren Atmosphäre** ***Processes in the middle atmosphere***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. A.I.Pogoreltsev, E.V. Suvorova, A.A. Vlasov, Russian State Hydrometeorological University, St. Petersburg

Innerhalb des Projektes soll an der Hydrometeorologischen Universität St. Petersburg (RSHU) ein empirisches Modell stationärer planetarer Wellen in Ozonfeldern basierend auf Satelliten-Daten erstellt. Damit kann die Möglichkeit einer Abschätzung der nichtlinearen Wechselwirkung zwischen solaren Gezeiten und den stationären Wellen im Hinblick auf großskalige Ozonfeldstörungen abgeschätzt werden können. Weiterhin wird ein numerisches Modell für hochfrequente freie Moden in einer nicht-isothermen Atmosphäre mit Wärmeleitung erstellt. Die Analyse von globalen Datensätzen aus der Ionosphäre soll dem Nachweis dieser Moden dienen.

Weiterführung: nein

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

\*\*\*\*\*

### **Vergleichstudie von Prozessen in den Atmosphären der Erde und des Mars** ***Comparative study of processes in the atmospheres of Earth and Mars***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. G. Shved, P.V. Morozov, M.U. Igonin, St. Petersburg State University

Das Projekt besteht aus den zwei Teilen „Stabil geschichtete planetare Grenzschichten auf dem Mars und der Erde: Vergleichsstudie und Parametrisierungen in meteorologischen Modellen“, sowie „Experimentelle Untersuchung von atmosphärischen Lichtstreuprozessen durch befeuchtete Rußpartikel“. Es handelt sich um ein Projekt, welches insbesondere die Kooperation zwischen der Universität Leipzig und der SPBU auf dem Gebiet der Atmosphärenwissenschaft allgemein fördern soll.

Weiterführung: nein

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

\*\*\*\*\*

**Modelluntersuchungen zur natürlichen und anthropogenen Variabilität der Zusammensetzung und thermischen Struktur der Atmosphäre**  
***Model simulation of the natural and anthropogenic effects on the variability of the gas composition and temperature in the atmosphere***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. A.I.. Pogoreltsev, P. A. Zimenko, Russian State Hydrometeorological University

Das Projekt umfasst theoretische Studien der chemischen Zusammensetzung und der Struktur der Atmosphäre. Schwerpunkt bilden Studien zur Erklärung der beobachteten Änderungen von Ozon sowie der Temperatur unter Berücksichtigung der Auswirkungen menschlicher Aktivität. Dabei soll der anthropogene Einfluss auf das Klima quantifiziert und im Kontext natürlicher Variabilität bewertet werden. Das wissenschaftliche Ziel ist die Verbesserung der Kenntnisse über chemische, dynamische und Strahlungsprozesse, welche die Ozonverteilung steuern, sowie über ihre Rolle im Klimasystem der Erde.

Weiterführung: ja  
 Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

\*\*\*\*\*

**Parametrisierung interner Schwerewellen in der Atmosphäre**  
***Parameterisation of internal atmospheric gravity waves***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. G. Shved, Dr. N. Gavrilov, A. Koval, V. Kurjakov, St. Petersburg State University

Innerhalb des Projekts sollen Parametrisierungsschemata interner atmosphärischer Schwerewellen weiter entwickelt und verbessert werden. Im Einzelnen handelt es sich dabei um neue Schemata für orographische Schwerewellen, sowie um die verbesserte Parametrisierung der Impuls- und Wärmeübertragung durch Schwerewellen.

Weiterführung: ja  
 Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

\*\*\*\*\*

**Klimatologie planetarer Wellen in der ionosphärischen F-Region unter Verwendung von GPS-TEC**  
***Climatology of planetary waves seen in ionospheric F-region perturbations using TEC of GPS***

Prof. Dr. Christoph Jacobi, jacobi @ rz.uni-leipzig.de,  
 Dipl.-Met. P. Hoffmann

Mit Hilfe von Karten des ionosphärischen Gesamtelektronenengehalts (Total Electron Content, TEC) werden planetare Wellen in der Ionosphäre analysiert. Diese werden mit Ergebnisse der Analyse der neutralen Atmosphäre, insbesondere Meteorradardaten von der Außenstelle Collm der Universität Leipzig verglichen, und damit, unter weiterer Verwendung des Zirkulationsmodells COMMA-LIM, Prozesse der Kopplung zwischen Neutralatmosphäre und Ionosphäre untersucht. Das Projekt



erfolgt in Zusammenarbeit mit dem DLR, Institut für Kommunikation und Navigation und der Russian State Hydrometeorological University.

Weiterführung: nein

Finanzierung: Drittmittel (DFG SP 1176, JA 836/19-1)

\*\*\*\*\*

**GW-CODE: Kopplungsprozesse durch Schwerewellen und ihre dekadische Variabilität**

***GW-CODE: Gravity wave coupling processes and their decadal variation***

Prof. Dr. Christoph Jacobi, jacobi @ rz.uni-leipzig.de,

Dr. K. Fröhlich

Im Zirkulationsmodell COMMA-LIM werden verschiedene Parametrisierungen für Schwerewellen verwendet, um den Einfluss variierender dynamischer Antriebe auf die mittlere und obere Atmosphäre zu untersuchen, und dynamische Variationen der Atmosphäre auf der dekadischen Skala zu analysieren. Dazu erfolgt auch eine Analyse globaler Satellitendaten. Das Projekt wird in Zusammenhang mit dem FZ Jülich und dem GFZ Potsdam durchgeführt.

Weiterführung: nein

Finanzierung: Drittmittel (DFG SPP 1176, JA 836/21-1)

\*\*\*\*\*

**Trends in der Auftrittsrates extremer Flusshochwasser in Zentraleuropa: Weser, Main und Oder**

***Trends in the occurrence rate of extreme river floods in central Europe: Weser, Main and Oder***

Dr. Manfred Mudelsee (mudelsee@uni-leipzig.de),

Prof. Gerd Tetzlaff (tetzlaff @ uni-leipzig.de)

Extreme Flusshochwasser gehören zu den größten Naturkatastrophen in Zentraleuropa über die letzten Jahrhunderte. Gegenwärtig wird befürchtet, daß die anthropogen verursachte Änderung der Atmosphärenzusammensetzung den Wasserkreislauf verstärkt und zu einer Erhöhung des Hochwasserrisikos führt. Bisherige Beobachtungen jedoch können derartige Anstiege nicht bestätigen — im Gegenteil: im Falle von Winterhochwassern mag der Temperaturanstieg zu einer Verminderung des Auftretens extremer, durch Eisstau bewirkter Hochwasser führen. Dieses für die Elbe und Oder von M. Mudelsee et al. zuvor ermittelte Verhalten soll in diesem Projekt für die Flüsse Weser und Main untersucht werden. Die Datenkonstruktion basiert auf den Weikinn'schen Quellentexten (bis 1850) sowie Abflussdaten (danach). In einem Teilprojekt werden die bisher problematische Datenqualität für die Oder im Zeitraum 1850–1920 durch eine Archivstudie verbessert und die Auftrittsrates neu analysiert. Von M. Mudelsee in die hydrologische Praxis eingeführte statistische Schätzmethoden gestatten, die Signifikanz gefundener Trends zu bestimmen. Projektergebnis wird ein differenziertes, räumlich erweitertes kausales Verständnis des Auftretens extremer Flusshochwasser in Zentraleuropa sein.

Weiterführung: nein  
 Finanzierung: DFG, TE 51/23-1, -2

\*\*\*\*\*

**Akustische Fernerkundungsstudie zum Einfluss interner Gravitationswellen auf die untere Atmosphäre**  
***Acoustic remote sensing study of the influence of internal gravity waves on the lower atmosphere***

Dipl. Met. Anke Kniffka, Dr. Armin Raabe,  
Jun.-Prof. Dr. Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)

Dr. Igor Chunchuzov, Dr. Sergey N. Kulichkov, Dr. Vitaly G. Perepelkin (Russian Academy of Science, Obukhov Institute of Atmospheric Physics)

Interne Gravitationswellen (IGW), die durch verschiedene Ursachen erzeugt werden, tragen in bedeutendem Umfang zum Power-Spektrum von Windgeschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen innerhalb der Atmosphärischen Grenzschicht (AGS) bei. Das Hauptziel des Projektes ist die Untersuchung der räumlichen Struktur und statistischen Eigenschaften der meso- und mikroskaligen Windgeschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen in der AGS innerhalb von Raum-Zeit-Skalen, die für die IGWs bedeutsam sind. Dabei werden verschiedene akustische Fernerkundungsverfahren eingesetzt, welche vertikale und horizontale Schnittbilder durch Temperatur- und Windfelder liefern. Die erzielten Ergebnisse sollen zur Entwicklung von Parametrisierungen der stabilen AGS in numerischen Modellen der Atmosphäre beitragen.

Weiterführung: ja  
 Finanzierung: DFG, Zi 623/3-2

\*\*\*\*\*

**Darstellung von Strömungen mittels akustischer Tomografie im Windkanal**  
***Observation of air streams with acoustic tomography in a wind channel***

Dr. Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de),  
 Dipl. Met. M. Barth (mbarth@uni-leipzig.de)

Das am Institut für Meteorologie entwickelte System zur Erfassung von Strömungseigenschaften und Temperaturverteilungen innerhalb einer Messfläche mittels akustischer Laufzeitmessungen soll hinsichtlich der räumlichen Auflösung des Strömungsfeldes, sowie der Möglichkeit, Felder 3-dimensional zu erfassen, erweitert werden. Wobei die Auflösung in Zeit- und Raumbereiche hinein verfeinert wird, die für die Skala eines Windkanals Verwendung finden können. Hierfür sollen Algorithmen zur Vektortomographie entwickelt, in das Messsystem integriert und bei experimentellen Untersuchungen analysiert werden.

Weiterführung: ja  
 Finanzierung: DFG, Ra 569/16-1

\*\*\*\*\*

## **Räumlich explizite Modellierung der Ausbreitung von Pflanzen-Diasporen** ***Explicit spatial modelling of long-distance dispersal of plant diaspores***

Dr. Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de) Dipl. Phys. S. Horn,  
Dr. O. Tackenberg, Dipl.-Ing. Heidrun Will, Univ. Frankfurt M.

Die Fernausbreitung (>100m) von Pflanzendiasporen hat signifikante Auswirkungen auf eine Reihe von ökologischen und evolutions-biologischen Prozessen. Aufgrund von methodischen Problemen sind diese Prozesse durch Messungen allein nicht erfassbar. Um diese Probleme zu lösen werden mechanistische bzw. stochastische Ausbreitungsmodelle verwendet. Auf der Grundlage des existierenden mechanistischen Windausbreitungsmodells PAPPUS und dem dreidimensionalen Stömungsmodell ASAM soll ein mikroskaliges Windfeldmodell entwickelt werden, welches unter Berücksichtigung der Struktur der Landschaft neben der Diagnose auch eine Prognose der räumlichen Ausbreitung von Pflanzendiasporen ermöglicht. Dazu sollen in dem Modell vor allem die räumliche Verteilung der Turbulenz, speziell thermisch induzierte Auf- und Abwinde (burst events) in der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht berücksichtigt werden. Um die numerischen Simulationen zu validieren werden Experimente in flachem homogenen Terrain und in gegliedertem Gelände mit unterschiedlichen Pflanzenarten durchgeführt. Diese Experimente liefern genaue Beobachtungen der Windbedingungen und dienen zur Bestimmung der turbulenten Strukturen in Abhängigkeit von den thermischen und orographischen Bedingungen.

Weiterführung: ja  
 Finanzierung: DFG (Kennz. RA 569/14-2)

\*\*\*\*\*

## **Studie zum Einfluss der vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung in unterschiedlichen Höhen**

***Study of the sound propagation in different height levels influenced by the vertical structure of atmospheric boundary layer***

Dipl. Met. Michael Wilsdorf,  
Jun.-Prof. Dr. Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)

Die Eigenschaften der Ausbreitung von Schallwellen in der Atmosphäre hängen wesentlich von den meteorologischen Größen Temperatur und Windvektor ab. Vertikale Gradienten dieser Größen bewirken eine Brechung des Schalls und beeinflussen damit die entfernungsabhängige Dämpfung von Schallpegeln. Darüber hinaus hat die Höhe einer Schallquelle aufgrund der zum Teil beträchtlichen vertikalen Variabilität der meteorologischen Größen einen großen Einfluss auf die Schallimmission an einem Ort.

Um frühere Untersuchungsergebnisse zu verallgemeinern, wird der Einfluss der tages- und jahreszeitlich variierenden vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung von Schallquellen in unterschiedlichen Höhen untersucht. Besonderer Wert wird dabei auf solche Situationen gelegt, welche zu einer verstärkten Schallimmission infolge von Schallstrahlenrefraktion führen können (z.B. Temperaturinversionen) und bei denen in größerer Höhe (> 65 m)

Windgeschwindigkeiten von wenigstens 8 m/s vorliegen (interessant beispielsweise für den Immissionsschutz).

Die den Ausbreitungsrechnungen zugrunde liegenden meteorologischen Eingangsdaten werden mit einem instationären numerischen Modell der atmosphärischen Grenzschicht simuliert.

Weiterführung: nein

Finanzierung: Landesamt für Natur, Umwelt und Verbraucherschutz NRW (2321-0543)

\*\*\*\*\*

### **Erprobung eines neuen Emissionsmessverfahrens mittels FTIR-Spektrometrie und längenmittler Messung des turbulenten Austauschkoefizienten**

Test of a new emissions measuring procedure with FTI-Spectrometry and line averaged measurement of the turbulent eddy coefficient.

Prof. Dr. Klaus Schäfer FZ Karlsruhe, Institut für Meteorologie Garmisch-Partenkirchen

Dr. A. Raabe, Dipl.Ing. F. Kaiser, Dipl. Met. M. Barth, Dipl. Met. M. Wilsdorf

Unter Verwendung eines über der gesamten Beobachtungsfläche angeordneten akustischen Messverfahrens wird die höhenveränderliche, bodennahe Windgeschwindigkeit bestimmt. Das so bestimmte Windprofil repräsentiert die längengemittelten vertikalen Windverhältnisse auf der Linie der FTIR-Spektrometermessungen. Auf dieser Art werden zum ersten Mal räumliche Mittel von akustischen Geschwindigkeitsmessungen und Emissionsraten eines klimarelevanten Gases (N<sub>2</sub>O) kombiniert.

Weiterführung: ja

Finanzierung: DFG Unterauftrag zu SCHA 571/6-1

## **2. Wiss. Veröffentlichungen Institut für Meteorologie 2007**

Balogh, K., Ziemann, A., Wilsdorf, M. und Viertel, R.: 2007, Verwendung der Simulationsergebnisse des Modells SMART, Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig, 41, 99-111.

Barth, M., Raabe, A., Arnold, A., Resgk, C., Du Puits R., 2007: Flow field detection using acoustic travel time tomography. Meteorologische Zeitschrift, Vol. 16, No. 4, 443-450

Barth, M., Raabe, A., Arnold, K., Resagk, C., du Puits, R.: 2007, Flow field detection using acoustic travel time tomography, Meteorol. Z., 16 (4), 443-450.

Bender, M., A. Raabe, 2007: Preconditions to ground based GPS water vapour tomography, Annales Geophysicae. Ann. Geophys., 25, 1727-1734

Borries, C., Jakowski, N., Jacobi, Ch., Hoffmann, P., Pogoreltsev, A., 2007: Spectral Analysis of Planetary Waves seen in Ionospheric Total Electron Content (TEC): First Results using GPS differential TEC and Stratospheric Reanalyses, J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 69, 2442-2451.

Chshyolkova, T., Manson, A.H., Meek, C.E., Aso, T., Avery, S.K., Hall, C.M., Hocking, W., Igarashi, K., Jacobi, C., Makarov, N., Mitchell, N., Murayama, Y., Singer, W., Thorsen, D., Tsutsumi, M., 2007: Polar vortex evolution during northern hemispheric winter 2004/05, *Ann. Geophysicae*, 25, 1279-1298.

Fröhlich, K., Schmidt, T., Ern, M., Preusse, P., de la Torre, A., Wickert, J., Jacobi, Ch., 2007: The global distribution of gravity wave energy in the lower stratosphere derived from GPS data and gravity wave modelling: attempt and challenges, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 69, 2238–2248.

Fröhlich, K., Pogoreltsev, A. I. , Jacobi, Ch., Nechaeva, L.A., 2007: The influence of NCEP-data assimilated into COMMA-LIM on the 16-day wave, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 37-45.

Hoffmann, P., Jacobi, Ch., 2007: Response of the ionospheric total electron content to stratospheric normal modes, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 57-68.

Horn, S., Raabe, A., Wilsdorf, M., 2007: Prognose des Diasporentransports in einer turbulenten Atmosphäre. *Ber. Meteorol. Inst. Univ. Freiburg Nr. 16.* , Proc. 6. Fachtagung BIOMET, Hrsg. A. Matzarakis, H. Mayer, Freiburg, 167-172

Horn, S., Wilsdorf, M., Daniel, D., Raabe, A., 2007: Räumlich explizite Modellierung der Ausbreitung von Pflanzen-Diasporen. *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 85-98

Hungershofer K., K. Zeromskiene, Y. Iinuma, G. Helas, J. Trentmann, T. Trautmann, R. S. Parmar, M. O. Andreae, O. Schmid, 2007: Modelling the optical properties of fresh biomass burning aerosol produced in a smoke chamber: Results from the EFEU campaign. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 7, 12657-12686

Jacobi, Ch., Kürschner, D., 2007: Possible climate change response of the mesosphere/lower thermosphere region, *Proceedings of the International Symposium "Atmospheric Physics: Science and Education"*, St. Petersburg, 11.-13.9.2007, 33-37.

Jacobi, Ch., Fröhlich, K., Viehweg, C., Stober, G., Kürschner, D., 2007: Midlatitude mesosphere/lower thermosphere meridional winds and temperatures measured with Meteor Radar, *Adv. Space Res.*, 39, 1278-1283.

Jacobi, Ch., Jakowski, N., Pogoreltsev, A., Fröhlich, K., Hoffmann, P., Borries, C., 2007: The CPW-TEC project: Planetary waves in the middle atmosphere and ionosphere, *Adv. Radio Sci.*, 5, 393–397.

Jacobi, Ch., Hoffmann, P., Kürschner, D., 2007: Trends and climatic shifts in mesosphere/lower thermosphere planetary waves Collm (52°N, 15°E), *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 1-15.

Jacobi, Ch., Kürschner, D., 2007: Interannual variability of the quasi two-day wave over Central Europe (52°N, 15°E), *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 17-26.

Luderer, G., J. Trentmann, K. Hungershofer, M. Herzog, M. Fromm and M.O. Andreae, 2007: Small scale mixing processes enhancing troposphere-to stratosphere transport by

pyro-cumulonimbus storms, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7, 5945-5957

Marmer, E., B. Langmann, K. Hungershöfer, and T. Trautmann (2007), Aerosol modeling over Europe: 2. Interannual variability of aerosol shortwave direct radiative forcing, *J. Geophys. Res.*, 112, D23S16, doi:10.1029/2006JD008040.

Oleynikov, A.N., Sosnovchik, D.M., Kukush, V.D., Jacobi, Ch., Fröhlich, K., 2007: Seasonal variation of space-time parameters of internal gravity waves at Kharkiv (49°30'N, 36°51'E), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 69, 2257–2264.

Pietschmann, K.: 2007, Testmessungen eines Mini-SODARs im Vergleich mit einem 100m-Mast und einem Doppler-SODAR, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 123-138.

Pogoreltsev, A.I., Vlasov., A.A., Fröhlich, K., Jacobi, Ch., 2007: Planetary waves in coupling the lower and upper atmosphere, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 69, 2083-2101.

Stober, G., Jacobi, Ch., 2007: Meteor head velocity determination, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 47-56.

Stober G., Ch. Jacobi, K. Froehlich, and J. Oberheide, 2007: Meteor radar temperatures over Collm (51.3°N, 13°E). *Adv. Space Res.*, doi:10.1016/j.asr

Tetzlaff, G., Karl, H., Overbeck, G., (Hrsg.): *Wandel von Vulnerabilität und Klima: Müssen unsere Vorsorgewerkzeuge angepasst werden?*; Schriftenreihe des DKKV, 35, 124 S.

Vecherin, S. N., Ostashev, V. E., Ziemann, A., Wilson, D. K., Arnold K., Barth, M.: 2007, Tomographic reconstruction of atmospheric turbulence with the use of time-dependent stochastic inversion, *J. Am. Soc. Ac.*, 122, 1416-1425.

Viertel, R., Wilsdorf, M. und Raabe, A.: 2007, Ein Bewertungsverfahren für Schallimmissionen unter Einbeziehung des Atmosphärenzustandes, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 69-84.

Weithäuser, I., Stober, G., Fröhlich, K., Jacobi, Ch., 2007: Untersuchung der Quasi - 2 - Tage Welle im Sommer 2005, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 27-36.

Ziemann, A., Balogh, K. and Arnold, K., 2007: Modelling and measuring the atmospheric excess attenuation over flat terrain. *Meteorol. Z.*, 16 (4), 429-441.

Ziemann, A., Wehner, C., und Barth, M.: 2007, Untersuchung der Schallimmission im Zentrum von Leipzig. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, 41, 113-122.

Zimmer, J., 2007: Simulation konvektiver Niederschlagsereignisse mit dem LMK. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, Bd. 41, 139-151.

**Wissenschaftliche Mitarbeiter am Institutes für Meteorologie (Stand 31.12.2007)**

Dipl. Met. Manuela Barth	mbarth@rz.uni-leipzig.de
Dr. Robin Faulwetter	faulwett@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Peter Hoffmann	phoffma@uni-leipzig.de
Dipl. Phys. Stefan Horn	sthorn@uni-leipzig.de
Prof. Christoph Jacobi	jacobi@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Anke Kniffka	kniffka@rz.uni-leipzig.de
Prof. Werner Metz	metz@meteo.uni-leipzig.de
Dr. Bernd Nikutowski	bernd.nikutowski@ipm.fraunhofer.de,
Dr. Armin Raabe	raabe@uni-leipzig.de
Dr. Hans-Jürgen Schönfeldt	schoenfeldt@uni-leipzig.de
Dipl. Met. Gunter Stober	stober@rz.uni-leipzig.de
Prof. Gerd Tetzlaff	tetzlaff@uni-leipzig.de
Dipl. Met. Michael Wilsdorf	mwils@uni-leipzig.de
Dr. Astrid Ziemann	ziemann@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Janek Zimmer	jzimmer@uni-leipzig.de

**Studenten am Institut für Meteorologie (Stand 15.10.2007)**

	Summe	1. FS	2. FS	3. FS	4. FS	5. FS	6. FS	7. FS	8. FS	9. FS	10. FS	11. FS	12. FS	>12. FS	Anz. Wbl.
Diplom	90	0	0	0	0	23	0	26	1	18	2	13	1	5	43
Promotion	8	2	0	0	0	1	1	2	0	0	0	0	2	0	5
Bachelor	102	85	0	17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	40

## Abschlussarbeiten Institut für Meteorologie 2007

### Promotionen

**Sibylle von Löwis of Menar** (Beschluss 22.01.07)

Thema: "Measurements within the exhaust plume of a passenger car under real-atmospheric dilution and on-road driving conditions"

**Katrin Lehmann** (Beschluss 23.04.07)

Thema: "Experimental Investigations of the Influence of Turbulent Mixing on Cloud Microphysical Processes"

**Manuela Reichelt** (Beschluss 21.05.07)

Thema: "Entwicklung und atmosphärische Anwendung eines optischen Partikelzählers für Tropopausenbedingungen"

### Diplom-Abschlüsse 2007

**Baars, Holger:** Untersuchungen zur Höhe der planetaren Grenzschicht über Leipzig mit dem Ramanlidar Polly

**Filaus, Elmar:** Reibungsbehaftete Überströmung quasi-zweidimensionaler Hindernisse

**Kaaden, Nicole:** Hygroskopische Eigenschaften feiner und grober Aerosolpartikel über Nordwestafrika

**Klose, Susan:** Bestimmung von Emissionsfaktoren feiner und ultrafeiner Partikel unter Umweltbedingungen

**Kürbis, Karsten:** Änderungen des Auftretens von Extremwerten von Temperatur und Niederschlag, gezeigt anhand der Daten der Säkularstation Potsdam aus dem Zeitraum 1893 bis 2005

**Merkel, Maik:** Emission, Transformation und Transport verkehrsemittierter Partikel in der kleinräumigen Umgebung einer Straßenschlucht

**Müller, Sabine:** Untersuchung eines empirischen spektralen Operators zur Berechnung der Stromfunktion mit Hilfe der isentropen potentiellen Vorticity auf der 345 K-Fläche

**Niedermeier, Dennis:** Aufbau und Inbetriebnahme einer mobilen Version des Leipzig Aerosol Cloud Interaction Simulators und dessen Einsatz zur Untersuchung des hygroskopischen Wachstums und der Aktivierung von Seesalz-Partikeln erzeugt aus verschiedenen Meerwasserproben

**Nordmann, Stephan:** Messung von graphitischem Kohlenstoff in atmosphärischen Partikelproben unterschiedlicher Messorte und Aerosolreservoir zur Charakterisierung lichtabsorbierender Partikel

**Pietschmann, Karin:** Anwendung eines Multi-Frequenz Mini-SODARs zur hochaufgelösten Untersuchung der atmosphärischen Grenzschicht

**Schladitz, Alexander:** Optische Eigenschaften des feinen und mineralischen Aerosols über dem nordwest-afrikanischen Kontinent

**Weigelt, Andreas:** Modifikation von Aerosolpartikeln in der oberen Troposphäre durch Wolken

**Weinhold, Kay:** Einflüsse meteorologischer Parameter auf die Feinstaubbelastung in urbanen und ländlichen Regionen des Freistaates Sachsen

**Weithäuser, Ina:** Klimatologie der Mesopausenregion aus Meteoradardaten



## Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig

- Band 1 *A. Raabe, G. Tetzlaff und W. Metz* (Edn.), 1995: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig I
- Band 2 *R. Devantier*, 1995: Wolkenbildungsprozesse über der südwestlichen Ostsee - Anwendungen eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell
- Band 3 *J. Laubach*, 1996: Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelations-Messungen
- Band 4 *A. Raabe und J. Heintzenberg* (Edn.), 1996: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig II
- Band 5 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst  
*D. Hinneburg, A. Raabe und G. Tetzlaff*, 1997: Teil I: Windatlas
- Band 6 *W. von Hoyningen-Huene und G. Tetzlaff* (Edn.), 1997: Sediment and Aerosol  
Teil I: Beiträge zur Alfred-Wegener-Konferenz, Leipzig 1997  
Teil II: Aktuelle Beiträge aus dem Institut für Meteorologie
- Band 7 *B.-R. Beckmann*, 1997: Veränderungen in der Windklimatologie und in der Häufigkeit von Sturmhochwassern an der Ostseeküste Mecklenburg-Vorpommerns
- Band 8 *P. Posse*, 1997: Bestimmung klimarelevanter Parameter des maritimen Aerosols unter besonderer Berücksichtigung der Nichtkugelform realer Aerosolteilchen
- Band 9 *A. Raabe, K. Arnold und J. Heintzenberg* (Edn.), 1998: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig III
- Band 10 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst, Teil II, 1998:  
*D. Hinneburg, A. Raabe und G. Tetzlaff*: Vergleich Windatlas –Beobachtungsdaten; *M. Börngen, H.-J. Schönfeldt, F. Riechmann, G. Panin und G. Tetzlaff*: Seegangsatlas; *M. Stephan und H.-J. Schönfeldt*: Sedimenttransportatlas
- Band 11** ***J. Rissmann*, 1998**: Der Einfluss langweiliger Strahlungsprozesse auf das bodennahe Temperaturprofil
- Band 12 *A. Raabe, K. Arnold und J. Heintzenberg* (Edn.), 1999: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig IV
- Band 13 *U. Müller, W. Kuttler und G. Tetzlaff* (Edn.), 1999: Workshop Stadtklima 17. / 18. 02. 1999 in Leipzig
- Band 14 *R. Surkow*, 1999: Optimierung der Leistungsverfügbarkeit von Windenergie durch ihre Integration in Wind-Biogas-Hybridanlagen
- Band 15 *N. Mölders*, 1999: Einfache und akkumulierte Landnutzungsänderungen und ihre Auswirkungen auf Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung
- Band 16 *G. Tetzlaff und U. Grünwald* (Edn.), 1999:  
2. Tagung des Fachausschusses Hydrometeorologie 15./16. 11. 1999 in Leipzig
- Band 17 *A. Raabe und K. Arnold* (Edn.), 2000: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig V
- Band 18 *K. Arnold*, 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht
- Band 19 *A. Ziemann*, 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht
- Band 20 *Ch. Jacobi*, 2000: Midlatitude mesopause region dynamics and its coupling with lower and middle atmospheric processes

- Band 21 *M. Klingspohn*, 2000: Interdekadische Klimavariabilität über dem Nordatlantik – Statistische Analysen und Modellstudien –
- Band 22 *A. Raabe* und *K. Arnold* (Edn.), 2001: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VI
- Band 23 *K. Arnold*, *A. Ziemann*, *G. Tetzlaff*, *V. Mellert* und *A. Raabe* (Edn.), 2001: International Workshop Tomography and Acoustics: Recent developments and methods 06. - 07.03.2001 in Leipzig
- Band 24 *O. Fanenbruck*, 2001: Ein thermophysiolgisches Bewertungsmodell mit Anwendung auf das Leipziger Stadtgebiet
- Band 25 *M. Lange*, 2001: Modellstudien zum CO<sub>2</sub>-Anstieg und O<sub>3</sub>-Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluß des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion
- Band 26 *A. Raabe* und *K. Arnold* (Edn.), 2002: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VII
- Band 27 *M. Simmel*, 2002: Ein Modul zur spektralen Beschreibung von Wolken und Niederschlag in einem Mesoskalenmodell zur Verwendung auf Parallelrechnern
- Band 28 *H. Siebert*, 2002: Tethered-Balloon Borne Turbulence Measurements in the Cloudy Boundary Layer
- Sonderband *G. Tetzlaff* (Hrsg.), 2002:- Atmosphäre - Aktuelle Beiträge zu Luft, Ozon, Sturm, Starkregen und Klima
- Band 29 *U. Harlander*, 2003: On Rossby wave propagation in atmosphere and ocean
- Band 30 *A. Raabe* und *K. Arnold* (Edn.), 2003: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VIII
- Band 31 *M. Wendisch*, 2003: Absorption of Solar Radiation in the Cloudless and Cloudy Atmosphere
- Band 32 *U. Schlink*, 2003: Longitudinal Models in Biometeorology: Effect Assessment and Forecasting of Ground-level Ozone
- Band 33 *H. Heinrich*, 2004: Finite barotrope Instabilität unter synoptischem Antrieb
- Band 34 *A. Raabe* und *K. Arnold* (Edn.), 2004: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig IX
- Band 35 *C. Stolle*, 2004: Three-dimensional imaging of ionospheric electron density fields using GPS observations at the ground and onboard the CHAMP satellite
- Band 36 *A. Raabe* und *K. Arnold* (Edn.), 2005: Meteorologische Arbeiten (X) und Jahresbericht 2004 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig
- Band 37 *A. Raabe* und *K. Arnold* (Edn.), 2006: Meteorologische Arbeiten (XI) und Jahresbericht 2005 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig
- Band 38 *K. Fröhlich*, 2006: The Quasi Two-Day Wave – its impact on zonal mean circulation and wave-wave interactions in the middle atmosphere
- Band 39 *K. Radtke*, 2006: Zur Sensitivität von Starkwindfeldern gegenüber verschiedenen meteorologischen Parametern im Mesoskalenmodell LM
- Band 40 *K. Hungershofer*, 2007: Optical Properties of Aerosol Particles and Radiative Transfer in Connection with Biomass Burning
- Band 41 *A. Raabe* (Hrsg.), 2007: Meteorologische Arbeiten (XII) und Jahresbericht 2006 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig
- Band 42 *A. Raabe* (Hrsg.), 2008: Meteorologische Arbeiten (XIII) und Jahresbericht 2007 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig