

# **Wissenschaftliche Mitteilungen**

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



ISBN 3-9807315-5-3

---

## **Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII)**

Hrsg.: A. Raabe und K. Arnold

Leipzig 2002

**Band 26**



## Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Band 26

### *Wissenschaftliche Veröffentlichungen*

#### **T. Trautmann und A. Bott**

Ein numerisches Modell zur lokalen Nebelvorhersage  
Teil 1: Parametrisierte Mikrophysik und Strahlung ..... 1

#### **T. Trautmann und A. Bott**

Ein numerisches Modell zur lokalen Nebelvorhersage  
Teil 2: Behandlung von Erdboden und Vegetation ..... 16

#### **A. Ziemann**

Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen  
Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre ..... 31

#### **K. Arnold, A. Ziemann und A. Raabe**

Acoustic Tomography inside a small surface layer ..... 43

#### **K. S. Radtke und G. Tetzlaff**

Untersuchung des Orkans Ginger mit dem Lokal Modell ..... 56

#### **S. Schienbein und K. Arnold**

Verbesserung des Strahlungsschutzes an einer ventilierten Hütte zum Nachweis von  
kleinräumigen und kurzzeitigen Veränderungen von Temperatur und relativer Feuchtigkeit ..... 67

#### **M. Börngen, G. Tetzlaff und M. Mudelsee**

Zu den Niederschlags- und Abflussverhältnissen in Europa im Jahr 1816,  
dem „Jahr ohne Sommer“ ..... 73

#### **C. Stolle, S. Schlüter, Ch. Jacobi und N. Jakowski**

Ionospheric tomography and first interpretations of including space-based GPS ..... 81

#### **C. Stolle, M. Lange und Ch. Jacobi**

Validation of atmospheric temperature profiles and electron densities derived from CHAMP  
radio occultation measurements during measurement campaigns at Andøya (69.28°N, 16.02°E) .... 93

#### **M. Lange und Ch. Jacobi**

Analysis of gravity waves from radio occultation measurements ..... 101

#### **Ch. Jacobi und D. Kürschner**

Mesopause region winds over Central Europe during the January/February 2001  
major stratwarm event ..... 109

#### **K. Fröhlich, Ch. Jacobi, M. Lange und A. Pogoreltsev**

The Quasi Two-Day Wave - The Results of Numerical Simulation with the  
COMMA-LIM Model ..... 122

#### **H. Heinrich, U. Harlander und W. Metz**

Nichtlinearer Antrieb stratosphärischer planetarer Wellen ..... 135

### *Technische und Angewandte Veröffentlichungen*

#### **M. Mudelsee**

XTREND: A computer program for estimating trends in the occurrence rate of extreme  
weather and climate events ..... 149

*Jahresbericht des Instituts für Meteorologie* ..... 197



# Ein numerisches Modell zur lokalen Nebelvorhersage Teil 1: Parametrisierte Mikrophysik und Strahlung

T. Trautmann und A. Bott

## Zusammenfassung

Die Modellkomponenten für parametrisierte Wolkenphysik, Strahlung und Sichtweitenbestimmung im Nebelvorhersagemodell PAFOG, das kürzlich in Zusammenarbeit mit dem Deutschen Wetterdienst als lokales Vorhersagesystem entwickelt wurde und für die Kurzfristprognose eingesetzt werden kann, werden vorgestellt. Die Modellphilosophie orientiert sich an einer mathematisch-physikalisch fundierten Beschreibung der beteiligten meteorologischen Prozesse, deren Einzelheiten in dieser Arbeit diskutiert werden.

## Abstract

This paper presents the model components for parameterized cloud physics, radiation and visibility determination as implemented in the local forecast model PAFOG. PAFOG has been recently developed in cooperation with the German Weather Service DWD. PAFOG can be employed for short-range forecasts of radiation fog and visibility. The philosophy of the model strongly emphasizes a mathematically and physically based formulation of the involved meteorological processes the details of which are discussed in this paper.

## 1 Einleitung

Mit den bei den Wetterdiensten für die Wettervorhersage eingesetzten Routinemodellen ist eine zuverlässige ortsbezogene Nebelvorhersage gegenwärtig noch nicht möglich. Aus diesem Grunde wurde in Zusammenarbeit mit dem Deutschen Wetterdienst in den letzten Jahren ein lokales Vorhersagesystem entwickelt, welches im synoptischen Dienst für die Kurzfristprognose eingesetzt werden kann. Die Grundlage zur Entwicklung des Nebelvorhersagemodells PAFOG (PArameterized FOG model) mit parametrisierter Wolkenmikrophysik bildet das eindimensionale Wolkenmodell mit detaillierter Wolkenmikrophysik (Bott *et al.*, 1996). Da dieses Modell für Routinevorhersagen einen zu hohen Rechenaufwand erfordert, wurde eine Modellversion mit parametrisierter Nebelmikrophysik entwickelt. PAFOG wurde kürzlich unterschiedlichen Sensitivitäts- und Verifikationsstudien unterzogen (Bott und Trautmann, 2002).

Abschnitt 2 beschreibt die thermodynamischen Grundgleichungen von PAFOG. Die Mikrophysik im warmen Nebel, also unter Ausschluss der Eisphase, findet sich in Abschnitt 3 beschrieben. Abschnitt 4 widmet sich der Strahlungsübertragung. Der Effekt des Feuchtwachstums der Aerosolteilchen auf die Sichtweite sowie die Bestimmung der Sichtweite im Nebel wird in Abschnitt 5 diskutiert.

Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich mit PAFOGs Modellkomponenten zur Behandlung des Bodens und der Vegetation.

## 2 Thermodynamische Grundgleichungen

Das dynamische Gerüst für das Nebelmodell besteht aus der eindimensionalen Bewegungsgleichung für die horizontalen Windkomponenten  $u$  und  $v$  sowie einer eindimensionalen

Version des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik, formuliert in der potentiellen Temperatur  $\theta$ . Zusätzlich wird noch eine Bilanzgleichung für die spezifische Feuchte  $q$  benötigt. Das gesamte thermodynamische Prognosesystem lautet somit

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) + f_c(v - v_g) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) - f_c(u - u_g) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - \frac{1}{c_p \rho} \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0.286} \left[ \frac{\partial F_n}{\partial z} + \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_{con/eva} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial q}{\partial t} \right)_{con/eva} \quad (4)$$

Hierin sind  $K_m$  und  $K_h$  die turbulenten Austauschkoefizienten für Impuls und Wärme. Die Größe  $f_c$  ist der Coriolisparameter,  $u_g$  und  $v_g$  sind die kartesischen Komponenten des geostrophischen Windes,  $c_p$  ist die spezifische Wärme der feuchten Luft bei konstantem Luftdruck und  $\rho$  ist die als konstant unterstellte Luftdichte. In der Wärme Gleichung treten auf der rechten Seite neben der turbulenten Diffusion auch die Effekte des Strahlungsfeldes,  $F_n$  ist der Nettostrahlungsfluss, sowie der Phasenumwandlung durch Kondensation/Verdunstung  $(\partial \theta / \partial t)_{con/eva}$  auf.

### 3 Parametrisierung der Wolkenmikrophysik

Die hier verwendeten Parametrisierungsansätze für Kondensation und Verdunstung von Wolkentropfen entstammen Arbeiten von Berry und Reinhardt (1973, 1974), Nickerson *et al.* (1986) und Chaumerliac *et al.* (1987). Diese Ansätze wurden für die hier erforderlichen Wolkenprozesse zu einem geschlossenen Prognosesystem kombiniert. Dieses System wurde um eine genauere Behandlung der Aktivierung von Wolkentropfen durch Wasserdampfübersättigung erweitert.

Bei der Bestimmung der Tropfensedimentation und der Niederschlagsrate wird für die Fallgeschwindigkeit der Tropfen ein Ausdruck von Berry und Pranger (1974) verwendet.

#### 3.1 Kontinuitätsgleichungen für die Wolkenmikrophysik

Neben den Aerosolpartikeln, die als Wolkenkondensationskerne (CCN, 'cloud condensation nuclei') den Ursprung für die Wolkenbildung darstellen, betrachtet das entwickelte Modell als weitere Spezies die Wolkentropfen. Das Parametrisierungsschema löst explizit prognostische Gleichungen für die folgenden Wolkenvariablen: Anzahlkonzentration  $N_c$  und spezifischer Wassergehalt  $q_c$  der Wolkentropfen. Im allgemeinen Fall erfüllen diese beiden Variablen die Kontinuitätsgleichungen

$$\frac{\partial N_c}{\partial t} = ADV(N_c) + DIF(N_c) + \left( \frac{\partial N_c}{\partial z} \right)_{sed} + \sigma(N_c) \quad (5)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = ADV(q_c) + DIF(q_c) + \left( \frac{\partial q_c}{\partial z} \right)_{sed} + \sigma(q_c) \quad (6)$$

Die Symbole  $ADV$  und  $DIV$  sind hierbei Operatoren, die Advektion und turbulente Diffusion der betreffenden Spezies beschreiben. Der jeweils dritte Term auf der rechten Seite stellt die Sedimentation von Wolkentropfen dar. Die Quellterme  $\sigma(N_c)$  und  $\sigma(q_c)$  umfassen die Phasenumwandlungsprozesse.

Es wird angenommen, daß die Gestalt der Größenverteilungsfunktionen für die Wolkentropfen analytisch durch eine Lognormal-Verteilung beschrieben werden kann, d. h. es gilt als Funktion des Tropfendurchmessers

$$dN_c = \frac{N_c}{\sqrt{2\pi}\sigma_c D} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_c^2} \ln^2\left(\frac{D}{D_{c,0}}\right)\right] dD, \quad (7)$$

mit  $N_c$  als Gesamtkonzentration der Wolkentropfen,  $\sigma_c$  als Standardabweichung und  $D_{c,0}$  als mittlerem Tropfendurchmesser. Da im Folgenden zur Beschreibung der Mikrophysik zwei prognostische Gleichungen bereitgestellt werden, die Lognormal-Verteilung aber zwei unbekannte Parameter enthält, verbleibt als unbestimmte Größe die Standardabweichung  $\sigma_c$ , die vorgegeben werden muß.

## 3.2 Aerosol- und Tropfenphysik

### 3.2.1 Atmosphärisches Aerosol

Als einfache Parametrisierung der Tropfenaktivierung wird davon ausgegangen, daß die Konzentration der bei der Übersättigung  $S$  aktiven Wolkenkondensationskerne gegeben ist durch die Twomey-Relation

$$N_{act} = C S^k \quad (8)$$

wobei  $C$  und  $k$  empirische Konstanten sind, für die beispielsweise gesetzt werden kann  $C = 100 \text{ cm}^{-3}$ ,  $k = 0.7$  für maritime Verhältnisse und  $C = 3500 \text{ cm}^{-3}$ ,  $k = 0.9$  für kontinentale Verhältnisse. Die Erhöhung der Gesamtkonzentration der Wolkentropfen im Zeitschritt  $\Delta t$  wird dann bestimmt gemäß

$$N_c(t + \Delta t) = N_c(t) + \max(N_{act} - N_c(t), 0). \quad (9)$$

Die Maximumrelation bewirkt nur dann eine Zunahme der Gesamttropfenkonzentration, wenn auch die Übersättigung zunehmende Tendenz aufweist. Diese Betrachtung wird in jedem Modellzeitschritt  $\Delta t$  vorgenommen. Die aktivierten Partikel werden dabei dem Reservoir an Wolkentropfen zugeführt.

### 3.2.2 Wolkentropfen

Die Modellierung von Kondensation und Evaporation der Wolkentropfen benutzt die folgende Gleichung für die zeitliche Änderung des Durchmessers:

$$\frac{dD}{dt} = G\bar{f}\frac{S}{D}, \quad (10)$$

wobei  $\bar{f}$  der sog. Ventilationskoeffizient ist,  $\bar{f} = -4.33 \times 10^5 D^2 + 5.31 \times 10^3 D + 0.572$  (Pruppacher und Rasmussen, 1979). Im Falle von  $S = q_v/q_{v,sat} - 1 < 0$  (Untersättigung) beschreibt obige Gleichung den Verdunstungsvorgang. Die zeitliche Änderung des spezifischen Wolkenwassergehaltes durch Kondensation/Verdunstung erhält man aus folgender Formel:

$$\left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{con/eva} = \frac{\rho_w}{\rho} \int_0^\infty \frac{\pi}{2} D^2 \frac{dD}{dt} \frac{dN_c(D)}{dD} dD. \quad (11)$$

Setzt man nun für die Wolkentropfen die Lognormal-Verteilung ein, ersetzt den Ventilationskoeffizienten durch die oben angegebene Beziehung und benutzt das folgende bestimmte Integral

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-x^2 + qx) dx = \sqrt{\pi} \exp\left(\frac{q^2}{4}\right), \quad (12)$$

dann ergibt sich

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{con/eva} &= \frac{\rho_w \pi}{\rho} \frac{GS N_c}{2} \left\{ 0.572 D_{c,0} \exp\left[\frac{\sigma_c^2}{2}\right] + 5.31 \times 10^3 D_{c,0}^2 \exp\left[2\sigma_c^2\right] \right. \\ &\quad \left. - 4.33 \times 10^5 D_{c,0}^3 \exp\left[\frac{9\sigma_c^2}{2}\right] \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

Die Änderung der Konzentration der Wolkentropfen erhält man aus der folgenden Überlegung. Zwei Fälle sind zu unterscheiden: Der erste Fall betrifft Kondensationswachstum für  $S > 0$ . Dann wachsen zwar die Tropfen,  $(\partial q_c / \partial t)_{con/eva} > 0$ , die Gesamtkonzentration  $N_c$  der Wolkentropfen bleibt jedoch unverändert (falls keine neuen Tropfen aktiviert werden). Der zweite Fall betrifft die Verdunstung von Wolkentropfen. Da die kleinsten Tropfen zuerst verdunsten, muss demzufolge  $N_c$  abnehmen. Man betrachte zunächst die Beziehung (10), die man differentiell wie folgt schreiben kann:

$$D dD = G \bar{f} S dt$$

Nimmt man nun an, daß die Tropfen – falls sie verdunsten – im Zeitschritt  $\Delta t$  so schnell vollständig verdunsten, daß die Ventilation vernachlässigt werden kann, dann kann man den kritischen Tropfendurchmesser  $D_{c,eva}$  des größten, gerade noch verdunstenden Tropfens wie folgt implizit definieren:

$$\int_{D_{c,eva}}^0 D dD = \int_t^{t+\Delta t} G S dt .$$

Nimmt man weiterhin an, daß während des Zeitschrittes  $G$  und  $S$  konstant sind, dann findet man schließlich für  $D_{c,eva}$ :

$$D_{c,eva} = (-2GS\Delta t)^{1/2} \quad (S < 0) . \quad (14)$$

Für die Änderung von  $N_c$  erhält man dann

$$N_c|_{eva} = \int_0^{D_{c,eva}} N_c(D) dD , \quad (15)$$

$$N_c(t + \Delta t)|_{eva} = N_c(t) - N_c|_{eva} . \quad (16)$$

Man beachte, dass in den obigen Gleichungen die während eines Modellzeitschritts  $\Delta t$  bestehende Übersättigung noch unbekannt ist. Sie wird im nächsten Unterabschnitt bestimmt.

An dieser Stelle sollte angemerkt werden, daß andere Autoren den Effekt der Verdunstung auf  $N_c$  direkt aus  $(\partial q_c / \partial t)_{eva}$ ,  $q_c$  und  $N_c$  bestimmen. Levkov *et al.* (1992) setzen beispielsweise an:

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{eva} = -\frac{N_c}{q_c} \left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{eva} .$$



Der Faktor  $N_c/q_c$  kann als reziproke mittlere Masse der Wolkentropfen interpretiert werden. Es stellte sich ein großer Nachteil dieser Methodik heraus: Dadurch, dass der Verdunstungseffekt durch obigen Ansatz auf alle Wolkentropfen unabhängig von ihrer Grösse in gleicher Weise wirkt, ergab sich ein zu starker Rückgang von  $N_c$ . Dieser bewirkte, dass die mittlere Wolkentropfengröße mit abnehmender Höhe in der Wolke konstant war oder sogar leicht zunahm. Dies steht im Widerspruch zu Beobachtungen (z. B. Nicholls, 1984; Nicholls 1987). Verwendet man hingegen die Methodik mit  $D_{eva}$ , so tritt dieses Problem nicht auf.

### 3.2.3 Berechnung einer mittleren Übersättigung

Zur Berechnung der Übersättigung wird ein analytisches Verfahren benutzt, wie es zuerst von Sakakibara (1979) vorgeschlagen wurde (vgl. auch Chaumerliac *et al.*, 1987; Chen, 1994). Hiernach lässt sich die zeitliche Entwicklung der Übersättigung schreiben als

$$\frac{dS}{dt} = (c_1 + c_2 + c_3)S + c_3, \quad (17)$$

mit

$$c_1 = -\frac{1}{q_{v,sat}} \frac{\rho_w \pi}{\rho} \frac{A \Sigma_c}{2}, \quad (18)$$

$$c_2 = -\frac{L_v^2}{R_1 T^2 c_p} \frac{\rho_w \pi}{\rho} \frac{A \Sigma_c}{2}, \quad (19)$$

$$c_3 = \left( \frac{1}{p} - \frac{L_v}{R_1 T^2 \rho c_p} \right) \frac{dp}{dt}. \quad (20)$$

Der Term  $\Sigma_c$  entspricht dem auf der rechten Seite von Gl. (11) auftretenden Ausdruck

$$\Sigma_c = N_c D_{c,0} \exp \left[ \frac{\sigma_c^2}{2} \right]. \quad (21)$$

Man beachte, dass in Gl. (21) ein Ventilationsfaktor von Eins angenommen wurde.

Definiert man nun  $c := c_1 + c_2 + c_3$  und setzt voraus, dass die Parameter  $c$  und  $c_3$  näherungsweise zeitlich konstant sind, so findet man, dass die Gleichung für die Übersättigung die folgende Form aufweist:

$$\frac{dy}{dt} + f(x)y(x) = g(x).$$

Obige Gleichung hat die Lösung

$$y(x) = \frac{1}{M(x)} \left( \int_{x_0}^x g(x) M(x) dx + y(x_0) \right)$$

mit

$$M(x) := \exp \left[ \int_{x_0}^x f(x') dx' \right].$$

Nach Einsetzen in diese Lösungsformel erhält man für die Übersättigung

$$S(t + \Delta t) = e^{c\Delta t} \left[ S(t) + \int_t^{t+\Delta t} c_3 e^{-ct'} dt' \right]. \quad (22)$$

Anstelle von  $S(t + \Delta t)$  verwendet man die mittlere Übersättigung  $\bar{S}$  während des Zeitschrittes  $\Delta t$ ,

$$\bar{S} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} S(t') dt' ,$$

für die gefunden werden kann:

$$\bar{S} = -\frac{c_3}{c} - \left( S(t) + \frac{c_3}{c} \right) \left( \frac{1 - e^{c\Delta t}}{c\Delta t} \right) . \quad (23)$$

Führt man den Grenzübergang  $\Delta t \rightarrow 0$  durch, so erhält man, dass korrekterweise gilt  $\bar{S} \rightarrow S(t)$ .

Die so festgelegte mittlere Übersättigung wird nun zur Bestimmung der Phasenumwandlungsraten weiterverwendet. Es gilt dann

$$\left. \frac{\partial q_c}{\partial t} \right|_{con/eva} = \frac{\rho_w \pi}{\rho} G \bar{S} \Sigma_c , \quad (24)$$

Der Effekt der Phasenumwandlung auf den Wasserdampf und den ersten Hauptsatz der Thermodynamik wird schließlich berücksichtigt über

$$\left. \frac{\partial q}{\partial t} \right|_{con/eva} = -\frac{\rho_w \pi}{\rho} G \bar{S} \Sigma_c , \quad (25)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial t} \right|_{con/eva} = -\frac{L_v}{c_p} \left. \frac{\partial q}{\partial t} \right|_{con/eva} . \quad (26)$$

### 3.2.4 Die Tropfensedimentation

Wird mit  $w$  die großräumige Vertikalgeschwindigkeit bezeichnet, die in PAFOG gegenwärtig zu Null angenommen wird, dann gilt für die Sedimentation der Wolkentropfen:

$$\left. \frac{\partial N_c}{\partial t} \right|_{sed} = \frac{\partial S_{n,c}}{\partial z} - \frac{\partial(w N_c)}{\partial z} , \quad (27)$$

$$\left. \frac{\partial q_c}{\partial t} \right|_{sed} = \frac{\partial S_{q,c}}{\partial z} - \frac{\partial(w q_c)}{\partial z} . \quad (28)$$

Die Größen  $S_{n,c}$  und  $S_{q,c}$  bezeichnen Sedimentationsterme für die Anzahlkonzentration bzw. den spezifischen Wassergehalt. Diese Terme erhält man, indem das Tropfenspektrum mit der größenabhängigen Fallgeschwindigkeit multipliziert und anschließend über das gesamte Spektrum integriert wird. Die Fallgeschwindigkeit der Tropfen wird hierbei bestimmt gemäss Berry und Pranger (1974). Sie hat als Funktion der Reynolds-Zahl  $Re$  die Darstellung

$$v(D) = \frac{\eta Re}{D\rho} \quad (29)$$

mit

$$\eta = 1.496286 \times 10^{-6} \frac{T^{1.5}}{T + 120} , \quad (30)$$

$$Re = A_1 y + B_1 y^2 + C_1 y^3 + D_1 y^4 , \quad 0 < y \leq 175.27 , \quad (31)$$

$$Re = \exp[A_2 + B_2 \ln y + C_2 \ln^2 y + D_2 \ln^3 y], \quad 175.27 < y < 10^7, \quad (32)$$

$$y = \frac{4\rho\rho_w g}{3\eta^2} D^3. \quad (33)$$

In den obigen Definitionen ist  $T$  die absolute Temperatur in Kelvin,  $\eta$  ist die dynamische Viskosität der Luft (in Pa·s). Der Durchmesser  $D$  ist in MKS-Einheiten einzusetzen. Die Konstanten zur Bestimmung der Reynolds-Zahl lauten:

$$\begin{aligned} A_1 &= 0.0412657, & B_1 &= -1.50074 \times 10^{-4}, & C_1 &= 7.58884 \times 10^{-7}, & D_1 &= -1.68841 \times 10^{-9}, \\ A_2 &= -2.36534, & B_2 &= 0.767787, & C_2 &= 0.00535826, & D_2 &= -7.36554 \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

Multiplikation des Tropfenspektrums mit der Fallgeschwindigkeit und anschließende Integration ergibt:

$$S_{n,c} = \int_0^\infty N_c(D)v(D)dD, \quad (34)$$

$$S_{q,c} = \frac{1}{\rho} \int_0^\infty m(D)N_c(D)v(D)dD, \quad (35)$$

mit  $m(D) = \pi\rho_w D^3/6$  als Tropfenmasse. Einsetzen der Lognormal-Verteilung ergibt

$$S_{n,c} = \frac{N_c v(D_{c,0})}{\sqrt{2}\sigma_c \xi} \exp\left[\frac{(k_2 - 1)^2}{4\xi^2}\right], \quad (36)$$

$$S_{q,c} = \frac{N_c m(D_{c,0})v(D_{c,0})}{\sqrt{2}\sigma_c \xi \rho} \exp\left[\frac{(k_2 + 2)^2}{4\xi^2}\right], \quad (37)$$

mit den Parametern

$$\xi := \sqrt{\frac{1}{2\sigma_c^2} - 9a_3}, \quad (38)$$

$$k_2 := 3a_2 + 6a_3 \ln(aD_{c,0}^3), \quad (39)$$

$$a := \frac{4\rho\rho_w g}{3\eta^2}, \quad (40)$$

$$m(D_{c,0}) := \frac{\pi}{6}\rho_w D_{c,0}^3 \quad (41)$$

und  $a_2 = 1.01338$ ,  $a_3 = -0.0191182$ .

## 4 Behandlung der Strahlung

Sowohl durch Feldexperimente als auch durch numerische Berechnungen wird belegt, dass Strahlungsprozesse die zeitliche Entwicklung des Nebels maßgeblich beeinflussen. Sobald sich der Nebel gebildet hat, beobachtet man an dessen Oberrand eine merkliche Strahlungsabkühlung. Zur Berechnung der kurz- und langwelligen Strahlungsflüsse und Erwärmungsraten im Nebel und in der wolkenfreien Atmosphäre wird die von Zdunkowski *et al.* (1982) entwickelte verbesserte Delta-Zweistrommethode verwendet. Die Modellierung der optischen Eigenschaften der Wolkentropfen und der trockenen Aerosolteilchen wird in parametrisierter Form berücksichtigt.

## 4.1 Delta-Zweistrom Methode

PAFOG berechnet die kurzwelligen und langwelligen Strahlungsflüsse mit Hilfe des Delta-Zweistrom-Verfahrens von Zdunkowski *et al.* (1982). Dieses Verfahren berechnet die aufwärts und abwärts gerichteten Strahlungsflüsse und modelliert die Absorption durch Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon und Spurengase, mit spezieller Berücksichtigung von Überlappungseffekten im Infraroten. Mehrfachstreuung durch Aerosolpartikel und Wolkentropfen wird mit Hilfe der 'Improved Flux Method' behandelt (Zdunkowski *et al.*, 1980), sowohl im solaren Spektralbereich als auch im atmosphärischen Fenster. Im übrigen langwelligen Spektrum wird eine verallgemeinerte Emissivity-Methode angewandt, die Überlappungseffekte der atmosphärischen Absorber bei gleichzeitiger Gegenwart von Aerosolteilchen und Tropfen gestattet.

Für die Strahlungsberechnung im Solaren wird die Absorption durch Gase im Wellenlängenbereich von  $0.28 \mu\text{m}$  bis  $6 \mu\text{m}$  mit insgesamt vier breitbandigen Spektralintervallen beschrieben, siehe Tabelle 1. Die Gasabsorption wird mit Hilfe der sogenannten 'Exponential Sum Fitting' Methode (EFM) für Transmissionen beschrieben (Wiscombe and Evans, 1977; Evans *et al.*, 1980). Hiernach ergibt sich die Transmission im Band  $i$  für die reduzierte Absorbermenge  $u_m$  von Gas  $m$  als eine Summe von Exponentialtermen

$$\mathcal{T}_i(u_m) = \sum_{l=1}^{L_m} a_{m,l} e^{-k_{m,l} u_m} , \quad (42)$$

wobei die Koeffizienten  $a_{m,l}$  Gewichte und die  $k_{m,l}$  quasi-spektrale Absorptionskoeffizienten für das jeweilige Gas  $m$  sind.

Während die Bandenstruktur der Gasabsorption via EFM modelliert wird, werden die optischen Eigenschaften von Luftmolekülen, Aerosolteilchen und Wassertropfen als energie-gewichtete graue Extinktionskoeffizienten approximiert. Die Aufteilung in vier solare Spektralbereiche erweist sich als ein sehr günstiger Kompromiss zwischen Rechenaufwand und erzielbarer Genauigkeit.

Aus Tabelle 2 ist erkennbar, dass die Emissivity-Methode im Bereich der starken Absorptionsbanden des Wasserdampfes und des Kohlendioxids angewandt wird, d. h. außerhalb des atmosphärischen Fensters. Im kombinierten Wellenlängenbereich von  $3.5 - 8.75 \mu\text{m}$  und  $12.25 - 100 \mu\text{m}$  werden Absorption und Emission durch Wasserdampf, Kohlendioxid, Aerosolteilchen und Tropfen gleichermaßen behandelt, wobei der Bandenüberlappung der beiden Gase voll Rechnung getragen wird. Im Fensterbereich wird neben Absorption und Vielfachstreuung durch Tropfen und Aerosol auch die Transmission von Ozon, Wasserdampf und Wasserdampf-Dimeren berücksichtigt.

Die grundlegenden Differentialgleichungen für die monochromatischen Strahlungsflüsse (Subskript '1' - aufwärts gerichtet, Subskript '2' - abwärts gerichtet) lauten nach Zdunkowski *et al.* (1982):

$$\frac{dF_1}{d\tau} = \alpha_1 F_1 - \alpha_2 F_2 - \alpha_3 J , \quad (43)$$

$$\frac{dF_2}{d\tau} = \alpha_2 F_1 - \alpha_1 F_2 + \alpha_4 J , \quad (44)$$

$$\frac{dS}{d\tau} = -(1 - \omega f) S / \mu_0 , \quad (45)$$

Tabelle 1: Einteilung des solar Spektrums.

Spektralintervall ( $\mu\text{m}$ )	Extingent	Behandlung der Extinktion
0.28 – 1.00	H <sub>2</sub> O O <sub>3</sub> NO <sub>2</sub> Luftmoleküle Aerosol Tropfen	EFM, 5 Terme EFM, 5 Terme EFM, 5 Terme Streuung grau Extinktion grau Extinktion grau
1.00 – 1.53	H <sub>2</sub> O Luftmoleküle Aerosol Tropfen	EFM, 7 Terme Streuung grau Extinktion grau Extinktion grau
1.53 – 2.20	H <sub>2</sub> O CO <sub>2</sub> Luftmoleküle Aerosol Tropfen	EFM, 6 Terme EFM, 6 Terme Streuung grau Extinktion grau Extinktion grau
2.20 – 6.00	H <sub>2</sub> O CO <sub>2</sub> Aerosol Tropfen	EFM, 7 Terme EFM, 6 Terme Extinktion grau Extinktion grau

wobei (s - solar, i - langwellig)

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= U(1 - \omega(1 - \beta_0)) , & (s, i) \\
 \alpha_2 &= U\omega\beta_0 , & (s, i) \\
 \alpha_3 &= \begin{cases} (1 - f)\omega\beta(\mu_0) , & (s) \\ \alpha_1 - \alpha_2 = U(1 - \omega) , & (i) \end{cases} \\
 \alpha_4 &= \begin{cases} (1 - f)\omega(1 - \beta(\mu_0)) , & (s) \\ \alpha_3 , & (i) \end{cases} & (46) \\
 J &= \begin{cases} S/\mu_0 , & (s) \\ \pi B , & (i) \end{cases} \\
 U &= \begin{cases} 2 , & (s) \\ 1.66 , & (i) \end{cases}
 \end{aligned}$$

Die auftretenden Größen haben die folgende Bedeutung:  $\tau$  - optische Dicke,  $U$  - Diffusivitätsfaktor,  $\omega$  - Einfachstreueralbedo,  $f$  - Vorwärtsstreuanteil der Phasenfunktion,  $\beta_0$  - Koeffizient für Rückwärtsstreuung diffuser Strahlung,  $\beta(\mu_0)$  - Rückwärtstreuanteil der Primärstreuung,  $S(\tau)$  - paralleler solarer Strahlungsfluß in Bezug auf eine horizontale Bezugsfläche,  $J$  - Quellfunktion,  $B$  - Schwarzkörperstrahlung.

Die Lösung dieser Flußgleichungen für eine inhomogene Atmosphäre, die aus voneinander verschiedenen, jeweils homogenen Teilschichten zusammengesetzt ist, findet man ausführlich beschrieben in Geleyn und Hollingsworth (1979) sowie Zdunkowski *et al.* (1980).

Tabelle 2: Einteilung des infraroten Spektrums.

Spektralintervall ( $\mu\text{m}$ )	Extingent	Behandlung der Extinktion
Fensterbereich 8.75 – 12.25	O <sub>3</sub> H <sub>2</sub> O H <sub>2</sub> O Dimere Aerosol Tropfen	EFM, 4 Terme Kontinuum E-type Emission Extinktion grau Extinktion grau
3.50 – 8.75 12.25 – 100	H <sub>2</sub> O CO <sub>2</sub> Aerosol Tropfen	Emissivity- Methode

Das Strahlungsmodell berechnet in jedem der sechs Spektralintervalle die aufwärts und abwärts gerichteten Strahlungsflüsse. Der über die Wellenlänge integrierte Nettofluss  $F_n$  und die sich daraus ergebende Erwärmungsrate  $\partial T/\partial t|_{rad}$  lauten dann

$$F_n(z) = \sum_{i=1}^6 [F_{1,i}(z) - F_{2,i}(z)] , \quad (47)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{rad} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial F_n}{\partial z} . \quad (48)$$

## 4.2 Optische Eigenschaften von Tropfen und Aerosol

Extinktions- und Absorptionskoeffizienten sowie die Asymmetriefaktoren der Phasenfunktion wurden für jeden Spektralbereich mit Hilfe der Mie-Theorie in Tabellenform bestimmt. Als Wolkentropfenspektren wurden vier verschiedene Standardtypen verwendet. Das Modell wählt diese Typen in Abhängigkeit vom Wolkenwassergehalt und vom Moderradius der Tropfenverteilung. Im Falle von stratiformen Wolken ( $\rho_{ql} < 0.3 \text{ gm}^{-3}$ ) wird die Best-Verteilung angenommen (Zdunkowski und Strand, 1969). Bei konvektiven Wolken werden die Standardverteilungen von Hall (1980) benutzt.

## 5 Die Bestimmung der Sichtweite

Zur Bestimmung der Sichtweite  $V$  eines schwarzen Objektes am Tage wird allgemein die Formel von Koschmieder (1924) angewandt,

$$V = \frac{\ln(1/\epsilon_0)}{k_{ext}} , \quad (49)$$

wobei  $\epsilon_0$  einen Kontrastschwellwert darstellt und  $k_{ext}$  der atmosphärische Extinktionskoeffizient ist. Es ist allgemein üblich, sich zur Festlegung von  $V$  auf eine Wellenlänge von  $\lambda = 550 \text{ nm}$  zu beziehen. Als klassischer Schwellwert für den Kontrast wird  $\epsilon_0 = 0.02$ , d.h.  $\ln(1/\epsilon_0) = 3.912$ , angenommen (Koschmieder, 1924; Stratton und Houghton, 1931; Plank, 1991). PAFOG verwendet zur Sichtweitenbestimmung ebenfalls diesen klassischen Kontrastschwellwert.

## 5.1 Die Sichtweite in aerosolhaltiger unbewölkter Atmosphäre

PAFOG enthält den Extinktionskoeffizienten  $k_{ext,a}$  für die beiden von Shettle und Fenn (1979) angegebenen Standard-Aerosoltypen rural und urban. Die Gesamtkonzentration  $N_A$  der Aerosolteilchen für diese beiden Aerosoltypen beträgt 10000 bzw. 50000  $\text{cm}^{-3}$ . Die Größenverteilung des trockenen Aerosols wird mit Hilfe einer bimodalen Lognormalverteilung beschrieben. Die Veränderung von  $k_{ext,a}$  mit der relativen Luftfeuchte  $RH$  ist für die acht verschiedenen Werte  $RH = 0, 50, 70, 80, 90, 95, 98$  und  $99\%$  tabelliert. Für Zwischenwerte der relativen Feuchte wird eine lineare Interpolation verwendet. In der Koschmiederformel wird auch zusätzlich die Streuung durch die Luftmoleküle berücksichtigt, d.h.

$$V = \frac{3.912}{k_{ext,a} + k_{sca,m}}, \quad (50)$$

wobei für den Streukoeffizienten der Luftmoleküle ein repräsentativer Wert von  $k_{sca,m} = 1.227 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  angenommen wird.

## 5.2 Die Sichtweite bei Nebel

Zur Bestimmung der Sichtweite wird das zweite Moment der Nebeltropfenverteilung direkt aus der Lognormalverteilung der Tropfen bestimmt, die für fest vorgegebene Standardabweichung  $\sigma_c = 0.2$  über  $N_c$  und den spezifischen Nebelwassergehalt  $q_c$  festgelegt wird. Für die Lognormalverteilung der Nebeltropfen

$$n(D) = \frac{dN_c}{dD} = \frac{N_c}{\sqrt{2\pi}\sigma_c D} \exp\left[-\frac{\ln^2(D/D_{c,0})}{2\sigma_c^2}\right] \quad (51)$$

können die Momente  $\overline{D^n}$  nach folgender Beziehung berechnet werden:

$$\overline{D^n} = \int_0^\infty D^n n(D) dD = N_c D_{c,0}^n \exp\left[\frac{n^2}{2}\sigma_c^2\right]. \quad (52)$$

Hiermit ergibt sich beispielsweise für den effektiven Tropfenradius

$$r_{eff} = \frac{1}{2} D_{eff} = \frac{1}{2} \frac{\int_0^\infty D^3 n(D) dD}{\int_0^\infty D^2 n(D) dD} = \frac{1}{2} D_{c,0} \exp\left[\frac{5}{2}\sigma_c^2\right]. \quad (53)$$

Den Extinktionskoeffizienten  $k_{ext}$  für die Tropfenverteilung  $n(r)$  erhält man aus

$$\begin{aligned} k_{ext} &= N_c \int_0^\infty \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda) n(r) dr, \\ &= \overline{Q}_{ext}(\lambda) \pi N_c \int_0^\infty r^2 n(r) dr, \end{aligned} \quad (54)$$

wobei der Extinktionsquerschnitt der Wassertropfen, der vom Mie-Parameter  $x = 2\pi r/\lambda$  abhängt, durch einen mittleren Wert  $\overline{Q}_{ext}(\lambda) \approx 2$  beschrieben werden kann, denn  $Q_{ext}$  konvergiert für  $x \gg 1$  gegen den Wert 2.

Die Erfahrung zeigt, dass der Moderadius von Nebeltropfen deutlich größer als  $1 \mu\text{m}$  ist. Für  $N_c = 100 \text{ cm}^{-3}$  und  $LWC = 0.01 \text{ g m}^{-3}$  erhält man beispielsweise einen mittleren Volumenradius  $r_v$  der Tropfen von annähernd  $3 \mu\text{m}$ . Dies bedeutet, dass der Mie-Parameter bei etwa 30 liegt. Ein Wert von  $\overline{Q}_{ext} = 2$  stellt daher einen eher konservativen

Schätzwert für die Extinktionseffizienz der Nebeltropfen dar. PAFOG verwendet genau diesen Wert zur Bestimmung der Sichtweite im Nebel.

Für das zweite Moment der Tropfenverteilung in Gleichung (54) erhält man weiter

$$\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr = \frac{1}{4} \overline{D^2} = \frac{1}{4} D_{c,0}^2 \exp[2\sigma_c^2]. \quad (55)$$

Der Flüssigwassergehalt des Nebels ergibt sich damit aus

$$\begin{aligned} LWC &= \frac{4}{3} \pi \rho_w N_c \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr = \frac{\pi \rho_w}{6} N_c \overline{D^3}, \\ &= \frac{\pi \rho_w}{6} N_c D_{c,0}^3 \exp\left[\frac{9}{2} \sigma_c^2\right]. \end{aligned} \quad (56)$$

Mit Gleichung (56) kann man  $D_{c,0}$  in Gleichung (55) eliminieren. Somit ergibt sich schließlich

$$k_{ext} = \overline{Q}_{ext} N_c \frac{\pi}{4} \left( \frac{6LWC}{\pi \rho_w N_c} \right)^{2/3} \exp[-\sigma_c^2] \quad \text{mit} \quad \overline{Q}_{ext} \approx 2. \quad (57)$$

Dieser Wert wird für  $k_{ext}$  in der Sichtweitenformel von Koschmieder verwendet. Tabelle 3 zeigt einige repräsentative Werte für  $V$  in Abhängigkeit von  $N_c$  und  $LWC$  für festes  $\sigma_c = 0.2$ .

### 5.3 Tagesverlauf der Sichtweite ohne Nebel

Das folgende Beispiel soll den Effekt des Aufquellens des Aerosols auf die Sichtweite verdeutlichen. Es wurde von einer ruralen Situation mit einer Gesamtkonzentration des Aerosols von  $N_A = 10000 \text{ cm}^{-3}$  ausgegangen. Die Startzeit des Modells ist um 12 Uhr mittags. Es wurde eine herbstliche Situation (Modelltag 1. Oktober) gewählt. Der volumetrische Bodenfeuchtegehalt beträgt 30 % der Bodensättigungsfeuchte.

Abbildung 1 zeigt den Verlauf der Sichtweite in 2m Höhe in Abhängigkeit von der Tageszeit. Man beachte, dass Modellstunde 0 der Tageszeit 12 Uhr entspricht. Es zeigt sich sehr deutlich, dass die Sichtweite in Bodennähe sehr stark von der relativen Feuchte abhängig ist. Die größte Sichtweite von etwa 35 km wird am frühen Nachmittag erreicht.

Tabelle 3: Sichtweite  $V$  (in m) in Nebel für unterschiedliche Werte von  $N_c$  und  $LWC$ .

fog, $N_c$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$LWC$ ( $\text{g m}^{-3}$ )					
	0.01	0.03	0.05	0.10	0.30	0.50
10.	1684.	810.	576.	363.	174.	124.
20.	1337.	643.	457.	288.	138.	98.
50.	985.	473.	337.	212.	102.	73.
100.	782.	376.	267.	168.	81.	58.
200.	620.	298.	212.	134.	64.	46.
500.	457.	220.	156.	98.	47.	34.
1000.	363.	174.	124.	78.	38.	27.



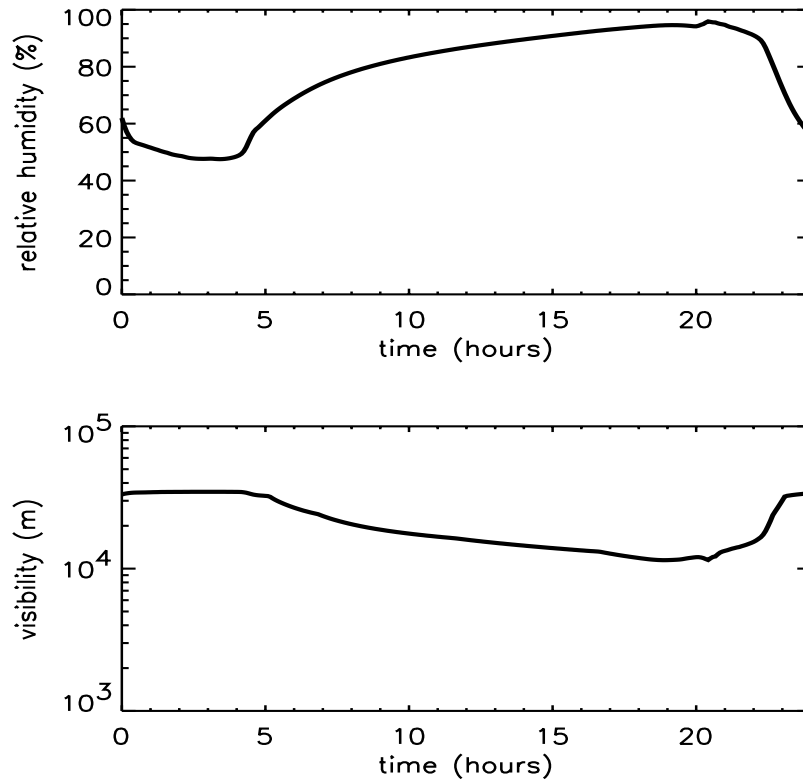


Abbildung 1: Beeinflussung der Sichtweite durch das Aufquellen des Aerosols. Oben: Relative Feuchte in 2 m Höhe. Unten: Sichtweite in 2 m Höhe.

Zu diesem Zeitpunkt beträgt die relative Feuchte in 2 m Höhe etwa 50 %. Ab dem späteren Nachmittag steigt die relative Feuchte in Bodennähe stetig an, so dass um 20 Uhr die Sicht bei einer relativen Feuchte von 80 % auf etwa 20 km gesunken ist. Um 7 Uhr morgens ist die Sichtweite mit etwa 11 km am geringsten. Dann ist die Luft über dem Erdboden mit 95 % relativer Feuchte annähernd gesättigt. Die Anfangsbedingungen wurden in diesem Fallbeispiel so gewählt, dass es gerade noch zu keiner Nebelbildung kommt.

## 6 Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die effiziente Behandlung der parametrisierten Wolkenmikrophysik, der Strahlungsübertragung und der Sichtweitenbestimmung in dem neu entwickelten Nebelvorhersagemodell PAFOG. Dieses Modell wurde mit dem Ziel entwickelt, eine lokale Vorhersage von Strahlungsnebelereignissen zu ermöglichen. Die Bildung von Strahlungnebel ist ein lokal sehr begrenztes Phänomen und hängt zudem stark von den Wärme- und Feuchteflüssen im Erdboden sowie der Wechselwirkung zwischen Vegetation, Erdboden und aufliegender Luftschicht ab. Die damit zusammenhängenden Prozesse wurden ebenfalls in PAFOG implementiert. Die Beschreibung der zugehörigen Modellkomponenten von PAFOG findet sich im zweiten Teil dieser Arbeit.

## Danksagung

Diese Arbeit wurde vom Deutschen Wetterdienst (DWD), Offenbach, finanziell unterstützt.

## Literatur

- Berry, E. X., and M. P. Pranger, 1974: Equations for calculating the terminal velocities of water drops. *J. Appl. Meteor.*, **13**, 108-113.
- Berry, E. X., and R. L. Reinhardt, 1973: Modeling of condensation and collection within clouds. D. R. I. Phys. Sci. Pub. No. 16, University of Nevada.
- Berry, E. X., and R. L. Reinhardt, 1974: An analysis of cloud drop growth by collection. Part III: Accretion and self-collection. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 2118-2126.
- Bott, A., and T. Trautmann, 2002: PAFOG – A new efficient forecast model of radiation fog and low level stratiform clouds. (submitted for publication)
- Bott, A., T. Trautmann, and W. Zdunkowski, 1996: A numerical model of the cloud topped planetary boundary layer: Radiation, turbulence and spectral microphysics in a marine stratus. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 635–667.
- Chaumerliac, N., E. Richard, and J.-P. Pinty, 1987: Sulfur scavenging in a mesoscale model with quasi-spectral microphysics: Two-dimensional results for continental and maritime clouds. *J. Geophys. Res.*, **92**, 3114-3126.
- Chen, J.-P., 1994: Predictions of saturation ratio for cloud microphysical models. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1332-1338.
- Evans, J., W. Gragg, and R. Leveque, 1980: On least squares exponential sum approximation with positive coefficients. *Math. Comput.*, **34**, 203-211.
- Geleyn, J.F., and A. Hollingsworth, 1979: An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **52**, 1–16.
- Hall, W.D., 1980: A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework: Model description and preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2486–2507.
- Koschmieder, H., 1924: Theorie der horizontalen Sichtweite. *Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre*, **12**, 33–55.
- Levkov, L., B. Rockel, H. Kapitza, and E. Raschke, 1992: 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **65**, 35-55.
- Nicholls, S., 1984: The dynamics of stratocumulus: Aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 783-820.
- Nicholls, S., 1987: A model of drizzle growth in warm, turbulent, stratiform clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 1141-1170.
- Nickerson, E. C., E. Richard, R. Rosset, and D. R. Smith, 1986: The numerical simulation of clouds, rain, and airflow over the Vosges and Black Forest Mountains: A meso- $\beta$  model with parameterized microphysics. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 398-414.
- Plank, V.G., 1991: Implications of the Khrgian-Mazin distribution function for water clouds and distribution consistencies with aerosols and rain. Environmental Research Papers, No. 1096, PL-TR-91-2293. Phillips Laboratory, Hanscom Air Force Base, MA 01731-5000, 189 pp.
- Pruppacher, H. R., and R. A. Rasmussen, 1979: A wind tunnel investigation of the rate of evaporation of large water drops falling at terminal velocity in air. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1255-1260.
- Sakakibara, H., 1979: A scheme for stable numerical computation of the condensation process with large time steps. *J. Meteorol. Soc. Japan*, **57**, 349-353.

- Shettle, E.P., and R.W. Fenn, 1979: Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. AFGL-TR-79-0214, Environmental research Papers, No. 676, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, Massachusetts, USA, 94 p.
- Stratton, J.A., and H.G. Houghton, 1931: A theoretical investigation of the transmission of light through fog. *Phys. Rev.*, **38**, 159-165.
- Wiscombe, W. J., and J. W. Evans, 1977: Exponential-sum fitting of radiative transmission functions. *J. Comput. Phys.*, **24**, 416-444.
- Zdunkowski, W.G., and F.S. Strand, 1969: Light scattering constants for a water cloud. *Pure Appl. Geophys.*, **74**, 110-133.
- Zdunkowski, W.G., R.M. Welch, and G. Korb, 1980: An investigation of the structure of typical two-stream-methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **53**, 147-166.
- Zdunkowski, W. G., W.-G. Panhans, R. M. Welch, and G. J. Korb, 1982: A radiative scheme for circulation and climate models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **55**, 215-238.

**Anschrift der Autoren:**

PD Dr. Thomas Trautmann, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig.

Prof. Dr. Andreas Bott, Meteorologisches Institut, Universität Bonn, Auf dem Hügel 20, 53121 Bonn

# Ein numerisches Modell zur lokalen Nebelvorhersage Teil 2: Behandlung von Erdboden und Vegetation

T. Trautmann und A. Bott

## Zusammenfassung

Die im Nebelvorhersagemodell PAFOG enthaltenen Modellkomponenten für parametrisierte Wolkenphysik, Strahlung und Sichtweitenbestimmung wurden durch Module zur Beschreibung der Interaktion mit dem Boden und der Vegetation ergänzt. Das auf diese Weise komplettierte Modellsystem PAFOG-V kann dazu verwendet werden, das lokale Auftreten von Strahlungsnebel und niedriger stratiformer Bewölkung vorherzusagen.

## Abstract

The paper presents an extension of the model components for parameterized cloud physics, radiation and visibility determination as implemented in the local forecast model PAFOG to include the interaction with the soil and the vegetation. The resulting forecast system PAFOG-V can be used to predict local events of radiation fogs and of low level stratiform clouds.

## 1 Einleitung

In der Fachliteratur wurde an verschiedenen Stellen dokumentiert, dass Temperatur und relative Feuchte bei nacktem, unbewachsenem Boden im Falle starker Sonneneinstrahlung über- bzw. unterschätzt werden. Zu einer realistischeren Prognose der mikrometeorologischen Verhältnisse in Bodennähe sowie in den obersten 10 Zentimetern des Bodens ist daher die Verwendung eines Vegetationsmodells, welches mit den Transportprozessen im Boden und den darüberliegenden Luftschichten in Wechselwirkung tritt, unabdingbar.

In Fortsetzung der Arbeit Trautmann und Bott (2002) werden im Folgenden die Modellkomponenten zur Behandlung des Bodens und der Vegetation diskutiert. PAFOG wird zunächst in Anlehnung an das von Siebert et al. (1992) beschriebene Vegetationsmodell modifiziert. Die Vegetationsschicht wird hierbei als eine zusätzliche Modellschicht angesehen, die mit den Wärme-, Feuchte-, Impuls- und Strahlungsflüssen, die aus dem Boden sowie der darüberliegenden Luftschicht herrühren, in Interaktion tritt. Das daraus resultierende Vorhersagemodell wird PAFOG-V (PArameterized FOG model with Vegetation) genannt. Im Rahmen einer umfangreichen Untersuchung wurde mit PAFOG-V kürzlich eine Verifikationsstudie durchgeführt (Bott und Trautmann, 2002).

Diese Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Abschnitt 2 beschreibt die theoretischen Grundlagen des Bodenmodells. Einzelheiten des in PAFOG-V implementierten Vegetationsmodells werden in Abschnitt 3 beschrieben. Abschnitt 4 stellt Beispielrechnungen für die Bildung von Strahlungsnebel und deren Vergleich mit Beobachtungen vor.

## 2 Theoretische Grundlagen des Bodenmodells

Die im Folgenden dargestellte Theorie folgt im Wesentlichen den Arbeiten von Sievers et al. (1983), Siebert (1991) und Siebert et al. (1992).

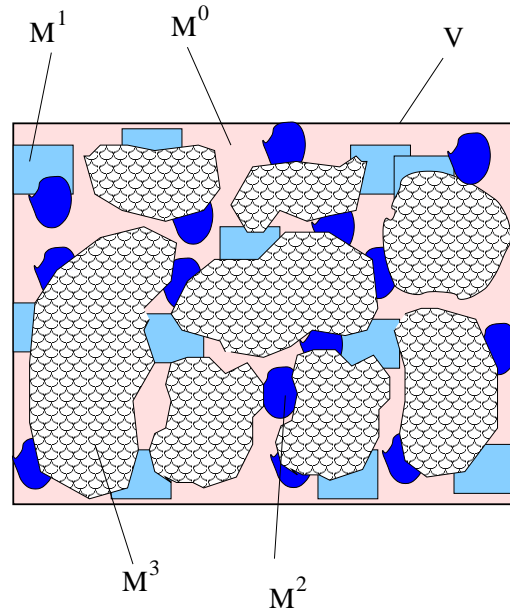


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Bodenvolumens  $V$  bestehend aus den Partialmassen der festen Bodenmatrix  $M^3$  (Füllmuster), trockener Luft  $M^0$  (hellgrau), Wasserdampf  $M^1$  (mittelgrau) und Flüssigwasser  $M^2$  (schwarz).

Zur Behandlung des Bodens werden die folgenden physikalischen Annahmen gemacht. Zunächst ist plausibel, dass man infolge der unregelmässigen Verteilung der Bodenporeneigenschaften (Größe und Gestalt der Poren) den Feuchte- und Wärmetransport im Boden nicht vollständig exakt berechnen kann. Diese Transporte werden sehr stark von Van der Waals-Kräften reguliert (i. W. Adhäsions- und Oberflächenkräfte), deren exakte Beschreibung mathematisch sehr schwierig ist.

Folgende Annahme erscheint daher plausibel: Es soll nur der mittlere Zustand der interessierenden physikalischen Bodenvariablen vorhergesagt werden. Auf diese Weise wird es dann möglich, die Flüsse von Wärme und Feuchte im Boden auf der Basis thermodynamischer Prinzipien vorherzusagen. Hierbei wird ein geeignetes thermodynamisches Potential verwendet, welches diejenigen Bulkeigenschaften beinhaltet, die die angesprochenen Bodenflüsse bestimmen.

## 2.1 Grundlegende Größen und das Feuchtepotential

In dem hier vorgestellten Bodenmodell wird der Boden als ein poröses Medium aufgefasst, welches aus den folgenden Partialmassen  $M^k$  zusammengesetzt ist: Trockene Luft ( $k = 0$ ), Wasserdampf ( $k = 1$ ), Flüssigwasser ( $k = 2$ ) sowie der sog. Bodenmatrix ( $k = 3$ ), siehe Figur 1. Man stellt sich dabei vor, dass die Bestandteile trockene Luft, Wasserdampf und Flüssigwasser das Porenvolumen dieser als fest und inkompressibel vorausgesetzten Bodenmatrix ausfüllen. Somit ist das Volumen  $V = M^3/\rho^3$  eines solchen Bodenelementes lediglich eine Funktion der Partialmasse  $M^3$ .

Der volumetrische Wasserdampfgehalt des Bodens wird nun wie folgt definiert. Sei  $V_{1,c}$  dasjenige Volumen, welches aller Wasserdampf in den Bodenporen in kondensierter Form einnehmen würde. Dann ist der volumetrische Wasserdampfgehalt des Bodens definiert zu

$$\eta^1 = \frac{V_{1,c}}{V} = \frac{\rho^1}{\rho^2}, \quad (1)$$

wobei  $\rho^1 = M^1/V$  die Wasserdampfpartialdichte und  $\rho_2$  die Bulkdichte von flüssigem Wasser ist. Auf analoge Weise wird der volumetrische Flüssigwassergehalt des Bodens definiert:

$$\eta^2 = \frac{V_2}{V} = \frac{\rho^2}{\rho_2}, \quad (2)$$

wobei wieder  $\rho^2 = M^2/V$ .

Eine sehr wichtige Größe für die Beschreibung des Feuchtetransports im Boden ist die differentielle Benetzungswärme  $W(T, \eta^2)$ , die mit dem Bodenfeuchtepotential  $\psi(T, \eta^2)$  wie folgt verknüpft ist:

$$W(T, \eta^2) = -\psi(T, \eta^2) + T \left( \frac{\partial \psi}{\partial T} \right)_{\eta^2}. \quad (3)$$

## 2.2 Die prognostischen Gleichungen für den Boden

Zur Charakterisierung des Bodenzustandes ist insbesondere die zeitliche Veränderung der Temperatur, des volumetrischen Gesamtfeuchtegehaltes  $\eta = \eta^1 + \eta^2$  sowie der Partialdichte der trockenen Luft,  $\rho^0$ , von Interesse.

Zunächst wird als vereinfachende Annahme horizontale Homogenität vorausgesetzt. Dadurch verbleibt in den räumlichen Ableitungen lediglich die partielle Ableitung nach der Vertikalkoordinate  $z$ . Die Vorhersagegleichungen für das Bodenmodell lauten somit (Siebert et al., 1992)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^0}{\partial t} + \frac{\partial J^0}{\partial z} &= 0 \\ \rho_2 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (J^0 + J^1) &= -S_\eta \\ C_v \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \{ J_i^q + [l_{21}(T) + W] J^1 \} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

wobei für die Prognose der Temperatur eine von Philip (1957) vorgeschlagene Näherung verwendet wurde.

## 2.3 Parametrisierung der Flüsse durch empirische Gesetze

Zur Auswertung der prognostischen Gleichungen des Bodenmodells ist es noch erforderlich, den Wärmeleitungsfluss und die Diffusionsflüsse von trockener Luft, Wasserdampf und Flüssigwasser zu spezifizieren. Hierzu werden die Ergebnisse in Siebert et al. (1992) herangezogen.

Der Diffusionsfluss des Wasserdampfes setzt sich zusammen aus einem Anteil, der auf den Vertikalgradienten des Partialdruckes des Wasserdampfes im Boden zurückgeführt werden kann, sowie einem weiteren Anteil, der proportional zu  $J^0$  ist. Approximativ gilt somit

$$J^1 = \hat{J}^1 + \frac{\rho^1}{\rho^0} J^0, \quad (5)$$

wobei

$$\hat{J}^1 = -\frac{D^{vap}}{R_1 T} \frac{\partial p^1}{\partial z}. \quad (6)$$

Die Bestimmung des Diffusionsflusses der trockenen Luft wird im nachfolgenden Abschnitt diskutiert. Die Größe  $D^{vap}$  ist der Diffusionskoeffizient des Wasserdampfes innerhalb der Bodenporen in Bezug auf die trockene Luft und ist gegeben durch

$$D^{vap} = D_{bulk}^{vap} \alpha (\pi - \eta^2). \quad (7)$$

Der Diffusionskoeffizient des Wasserdampfes im Bulk,  $D_{bulk}^{vap}$ , wird von Pruppacher und Klett (1978) angegeben. Der Parameter  $\alpha < 1$  ist ein Korrekturfaktor, welcher den Verlauf des „gewundenen“ Diffusionspfades innerhalb der Bodenporen modelliert.

Die Grösse  $\pi$  beschreibt die Porosität des Bodens. Somit ist  $\pi - \eta^2$  das Volumenverhältnis der feuchten Luft im Boden in Bezug auf das Gesamtvolumen  $V$ .

Den Diffusionsfluss des Flüssigwassers im Boden erhält man aus Darcys Gesetz

$$J^2 = -\frac{K_\eta \rho_2}{g} \frac{\partial}{\partial z} (\psi + \Phi), \quad (8)$$

wobei  $g$  die Schwerebeschleunigung und  $K_\eta$  die hydraulische Leitfähigkeit des Bodens ist. Das Feuchtepotential  $\psi$  und die hydraulische Leitfähigkeit  $K_\eta$  werden gemäss den von Clapp und Hornberger (1978) formulierten empirischen Gesetzen ermittelt

$$\psi = g \psi_s \left( \frac{\pi}{\eta} \right)^b, \quad (9)$$

und

$$K_\eta = K_{s,\eta} \left( \frac{\pi}{\eta} \right)^{2b+3}. \quad (10)$$

In den beiden letzten Relationen spricht der Index  $s$  den Zustand der Sättigung an.

Der Wärmeleitungsfluss im Erdboden wird mit dem üblichen Gradientenansatz beschrieben, d. h.

$$J_i^q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (11)$$

Hierin ist  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit des Erdbodens in Einheiten  $\text{J m}^{-1} \text{s}^{-1} \text{K}^{-1}$ , für welche die von Pielke (1984) angegebene Parametrisierung verwendet wird:

$$\lambda = \begin{cases} 419 \exp[-(P_f + 2.7)] , & P_f \leq 5.1 , \\ 0.172 & P_f > 5.1 . \end{cases} \quad (12)$$

Der Parameter  $P_f$  ist definiert als  $P_f = \lg \chi$  mit

$$\chi = |\psi_s| \left( \frac{\pi}{\eta} \right)^b, \quad (13)$$

wobei  $\chi$  in der Einheit  $\text{cm}^{-1}$  anzugeben ist.

Schliesslich fehlt noch eine Vorschrift, mit der die Wärmekapazität des Bodens bei konstantem Volumen berechnet werden kann. Diese wird als ein gewichtetes Mittel aus den entsprechenden Kapazitäten  $c_2$  für reines Wasser und  $c_3$  für trockenen Boden ermittelt

$$C_v = \rho c_v = \eta \rho_2 c_2 + (1 - \pi) \rho_3 c_3. \quad (14)$$

In der letzten Beziehung wurde von der allgemein gemachten Annahme ausgegangen, dass der Effekt der feuchten Luft in der Bodenmatrix auf die Grösse  $C_v$  vernachlässigt werden kann. Pielke (1984) gibt die Bodenparameter  $b$ ,  $\rho_3 c_3$ ,  $\eta_s = \pi$ ,  $\psi_2$  sowie  $K_{s,\eta}$  für eine Reihe unterschiedlicher Böden an.

Unbekannt ist noch die Abhängigkeit des Feuchtepotentials von der absoluten Temperatur. Diese partielle Ableitung wird in (3) benötigt. Philip (1957) gibt dafür die folgende Approximationsformel an

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial T} \right)_{\eta^2} = \gamma \psi \quad (15)$$

mit  $\gamma = -2.09 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ .

## 2.4 Wasseraufnahme durch das Wurzelsystem

Der letzte Punkt zur Vervollständigung des Bodenmodells betrifft die Aufnahme von Bodenwasser durch das Wurzelsystem und die damit verbundenen Wasserflüsse im Boden. Eine wesentliche Annahme für die nachfolgend beschriebene Parametrisierung ist das Prinzip, dass die von den Wurzeln aus dem Boden extrahierte Wassermenge von der Pflanzendecke durch die Verdunstung von Wasserdampf oberhalb des Bodens balanciert wird. Nach Hillel (1980) ist die Annahme einer solchen Balance gerechtfertigt, da etwa nur ein Prozent des insgesamt vom Wurzelsystem aufgenommenen Wassers während der Wachstumsphase von den Pflanzen selbst aufgebraucht wird. Der Hauptanteil des aufgenommenen Wassers wird somit oberhalb der Erdoberfläche wieder von den Pflanzen verdunstet.

Um diese Prozesse thermodynamisch beschreiben zu können, sind die folgenden physikalischen Überlegungen erforderlich. Zunächst erscheint es plausibel, dass der Fluss des Bodenwassers in das Wurzelsystem durch die Differenz der chemischen Potentiale zwischen Bodenwasser und Wurzelsystem gesteuert wird. Für das chemische Potential des Flüssigwassers im Boden gilt

$$\mu_2 = \tilde{\mu}_2 + \psi, \quad = \mu_2^+(T) + \frac{p - p_r}{\rho_2} + \psi, \quad (16)$$

wobei aus bekannten thermodynamischen Beziehungen folgt, dass das chemische Potential des Flüssigwassers im Bulk wie angegeben lediglich eine Funktion der absoluten Temperatur ist. Ausserdem hängt  $\mu_2$  von der Differenz des Gesamtdruckes  $p$  zu einem Referenzdruck  $p_r$  ab.

In Analogie hierzu folgt für das Wurzelsystem

$$\mu_2^{\text{root}} = \mu_2^+(T) + \frac{(p + p^{\text{osm}}) - (p_r + p_r^{\text{osm}})}{\rho_2} + \psi^{\text{root}}. \quad (17)$$

Der osmotische Druck  $p^{\text{osm}}$  kann formuliert werden als Abweichung eines osmotischen Referenzdruckes  $p_r^{\text{osm}}$  vom hydrostatischen Druck, d. h.

$$p^{\text{osm}}(z) = p_r^{\text{osm}} - \rho_2 g z, \quad z \leq 0. \quad (18)$$

Der Wasserentzug des Bodens durch die Wurzeln wird nun solange aufrechterhalten, bis das chemische Potential des Bodenwassers dasjenige des Wurzelsystems überschreitet ( $\mu_2 > \mu_2^{\text{root}}$ ). Diese Bedingung besagt nichts anderes als

$$\psi + g z - \psi^{\text{root}} > 0, \quad z \leq 0. \quad (19)$$

Die Wasseraufnahme der Wurzeln findet in der Modellvorstellung in derjenigen Bodentiefe statt, in welcher die Grösse  $\psi + g z$  die grössten Werte annimmt (d.h. betragsmässig die kleinsten Werte). Dieser Wasserentzug wird in der Bilanzgleichung für  $\eta$  durch den Senkenterm  $S_\eta$  repräsentiert. Die Spezifikation dieser Senke wird in Abschnitt 3.4 diskutiert.

## 3 Das Vegetationsmodell

Bei dem hier vorgestellten Vegetationsmodell handelt es sich um eine einzelne Vegetationsschicht der Dicke  $h$ . Diese Vegetationsschicht enthält zum einen das die Pflanzen bildende Blätterwerk und zum anderen auch die sich in dieser Schicht befindende Luft. Allgemein kann man davon ausgehen (Geiger, 1961; Monteith, 1975), dass eine solche



Vegetationsschicht eine verschwindend geringe Speicherkapazität für Wärme besitzt. Dies bedeutet, dass sich die Wärmegleichung in diesem speziellen Fall auf ein Gleichgewicht von unterschiedlichen Wärmeflüssen reduziert. Dieses Gleichgewicht wird in Abschnitt 3.6 näher diskutiert. Nicht nur für die Pflanzen selbst soll eine verschwindende Speicherkapazität für Wärme und Wasserdampf sowie die Absorption von Strahlung vorausgesetzt werden. Diese Annahme soll auch für die in der Pflanzenschicht eingebettete Luft gelten. Somit resultieren aus diesen Annahmen Stetigkeitsbedingungen für alle sensiblen Wärme- und Feuchteflüsse beim Durchgang durch die Vegetationsschicht. Es bleibt also festzustellen, dass Temperatur, Feuchte und Windgeschwindigkeit in der Vegetationsschicht ausschliesslich durch physikalische Prozesse in der darüberliegenden Luftschicht und im Boden kontrolliert werden.

Mathematisch wird die Vegetation mit Hilfe eines Vegetationsbedeckungsgrades  $\sigma_f$  und des sogenannten Blattflächenindex  $L_A$  beschrieben. So beschreibt  $\sigma_f$  den mittleren Bedeckungsgrad mit Vegetation pro Einheitsbodenfläche. Analog dazu ist  $L_A$  das Verhältnis der einseitig berechneten Blattfläche zur Vertikalprojektion der horizontalen Querschnittsfläche der Pflanzen. Weitere Grössen, die zur Fassung der physikalischen Prozesse in der Vegetationsschicht benötigt werden, sind die mittlere Windgeschwindigkeit im Pflanzenbestand,  $u_{af}$ , die Lufttemperatur  $T_{af}$  sowie die spezifische Feuchte  $q_{af}$ . An der Pflanzenoberfläche selbst soll die Temperatur  $T_f$  und die Sättigungsfeuchte  $q_s(T_f)$  gelten.

Das hier vorgestellte Modell geht ähnlich wie in Dickinson (1984) beschrieben vor und löst insgesamt drei Bilanzgleichungen für Energie und Feuchte an der Erdoberfläche sowie ein Energieerhaltungsprinzip für die Vegetationsschicht. Diese drei Bilanzgleichungen involvieren die Parameter  $T_g$ ,  $T_f$  und  $q_g = q(z = 0)$ , die mit Hilfe eines iterativen Prozesses bestimmt werden können. Der Vorteil der im Folgenden beschriebenen Parametrisierung besteht u. a. darin, dass die spezifische Feuchte direkt über dem Boden, das ist die Grösse  $q_g$ , unmittelbar aus dem Gleichungssystem folgt, und nicht in Abhängigkeit von  $T_g$  und einem zusätzlichen, aber schwierig zu ermittelnden Feuchteparameter abgeleitet werden muss.

Somit müssen im Vegetationsmodell die folgenden Flüsse und Prozesse bestimmt werden: Alle Energieflüsse an der Erdoberfläche und in der Vegetationsschicht sowie die Evapotranspiration und Taubildung (Kondensation) auf den Blättern. In Anlehnung an Deardorff (1978) wird die Speicherung von Flüssigwasser im Pflanzenbestand prognostisch bestimmt.

### 3.1 Wärme- und Feuchteflüsse oberhalb der Pflanzendecke

Seien  $H_{c,a}$  und  $E_{c,a}$  die Wärme- und Feuchteflüsse von der Vegetationsschicht in die darüberliegende Luftschicht. Der Subskript  $c, a$  steht hier für den Übergang der Flüsse von der Vegetation (c: canopy) an die Atmosphäre (a: air). Diese beiden Flüsse werden mit Hilfe externer Widerstandsgesetze in Gestalt der „constant flux layer“-Formulierung beschrieben. Details hierzu können der Arbeit von Panhans und Schrodin (1980) entnommen werden. Verwendet man für das Profil der potentiellen Temperatur die Approximation

$$\theta(z) = T(z) + \gamma_d z, \quad (20)$$

wobei  $\gamma_d$  den trockenadiabatischen Temperaturgradienten bezeichnet, dann können diese Flüsse wie folgt formuliert werden:

$$H_{c,a} = |\mathbf{v}_h(z_1)| c_{c,a} \rho c_p [T_{a,f} - T(z_1) - \gamma_d(z_1 - d)], \quad (21)$$

$$E_{c,a} = |\mathbf{v}_h(z_1)| c_{c,a} \rho [q_{a,f} - q(z_1)], \quad (22)$$

worin  $\mathbf{v}_h(z_1)$  die horizontale Windgeschwindigkeit am untersten Prognoseniveau des Atmosphärenmodells ist.

In den Transferkoeffizienten  $c_{c,a}$  gehen die Clarkeschen Stabilitätsfunktionen  $G_{CL}^m$  und  $G_{CL}^h$  ein (Panhans und Schrodin, 1980):

$$c_{c,a} = \frac{1}{G_{CL}^m\left(\frac{z_p}{z_{0,c}}, \frac{z_p}{\lambda_{CL}(z_p, z_{0,c})}\right) G_{CL}^h\left(\frac{z_p}{z_{0,c}}, \frac{z_p}{\lambda_{CL}(z_p, z_{0,c})}\right)}. \quad (23)$$

Die Grösse  $z_p = z_1 - d$  ist die sogenannte Nullverschiebung der Profile für Temperatur, Feuchte und Wind. Die Nullverschiebung ist erforderlich durch die Anwesenheit der Vegetationsschicht, die eine gewisse vertikale Erstreckung besitzt. Man beachte, dass die Grösse  $d$  in analoger Weise in das logarithmische Windprofil eingeführt wird. Die angesprochenen Profile sind daher gültig für Höhen  $z \geq d + z_{0,c}$ . Nach Pielke (1984) wird die Verschiebungshöhe allgemein als  $d \approx 3/4h$  parametrisiert. Für die Rauigkeitslänge der Vegetationsschicht wird üblicherweise  $z_{0,c} \approx 1/3(h - d)$  verwendet, wobei  $h$  die vertikale Erstreckung der Vegetationsschicht darstellt.

Die Form der Gleichungen (21) und (22) zeigt, dass man den Term  $(|\mathbf{v}_h(z_1)|c_{c,a})^{-1}$  auch in Analogie zum Ohmschen Gesetz als einen Widerstand  $r_{c,a}$  deuten kann, d. h.

$$r_{c,a} = \frac{G_{CL}^m\left(\frac{z_p}{z_{0,c}}, \frac{z_p}{\lambda_{CL}(z_p, z_{0,c})}\right) G_{CL}^h\left(\frac{z_p}{z_{0,c}}, \frac{z_p}{\lambda_{CL}(z_p, z_{0,c})}\right)}{|\mathbf{v}_h(z_1)|}. \quad (24)$$

### 3.2 Windgeschwindigkeit innerhalb der Pflanzendecke

Zur Bestimmung der Wärme- und Feuchteflüsse innerhalb der Vegetationsschicht ist es erforderlich, den Betrag der mittleren Windgeschwindigkeit  $u_{a,f}$  zu spezifizieren. Diese Windgeschwindigkeit kann nicht direkt dem atmosphärischen Modell entnommen werden, da dieses die durch die Vegetation verursachte Rauigkeit nicht berücksichtigt. Anstelle der von Deardorff (1978) vorgestellten sehr einfachen Parametrisierung soll hier die von Sellers et al. (1986) verwendete Lösung benutzt werden. Diese Lösung basiert auf einer analytischen Lösung der Bewegungsgleichung im Pflanzenbestand.

Figur 2 illustriert die zwischen zwei „constant flux“-Schichten eingebettete Vegetationsschicht. Oberhalb und unterhalb der Vegetationsschicht ergeben sich jeweils logarithmische Windprofile. Sellers et al. (1986) weisen jedoch darauf hin, dass eine Extrapolation des logarithmischen Windprofils von oberhalb der Vegetationsschicht in negativer  $z$ -Richtung in einer Unterschätzung des turbulenten Austauschcoeffizienten direkt am Oberrand der Vegetationsschicht resultiert. Um dies zu verhindern, schlagen Sellers et al. vor, dass diese Extrapolation nur oberhalb einer gewissen Übergangshöhe  $z_m$  Gültigkeit besitzen soll. Diese Höhe wird definiert zu

$$z_m = h + 2(h - d) \approx 3h/2, \quad (25)$$

wobei  $h$  wiederum die vertikale Ausdehnung der Vegetation ist. Innerhalb der Vegetationsschicht gilt folgende Relation zwischen Schubspannung und Windprofil

$$\tau = \rho K_m \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (26)$$

Hierin ist  $K_m$  der vertikale turbulente Austauschcoeffizient für Impuls. Nach den Widerstandsgesetzen ist der vertikale Gradient von  $\tau$  proportional zum Quadrat der Windgeschwindigkeit, d. h.

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = \rho \frac{c_d \bar{L}_d}{P_s} u^2, \quad (27)$$

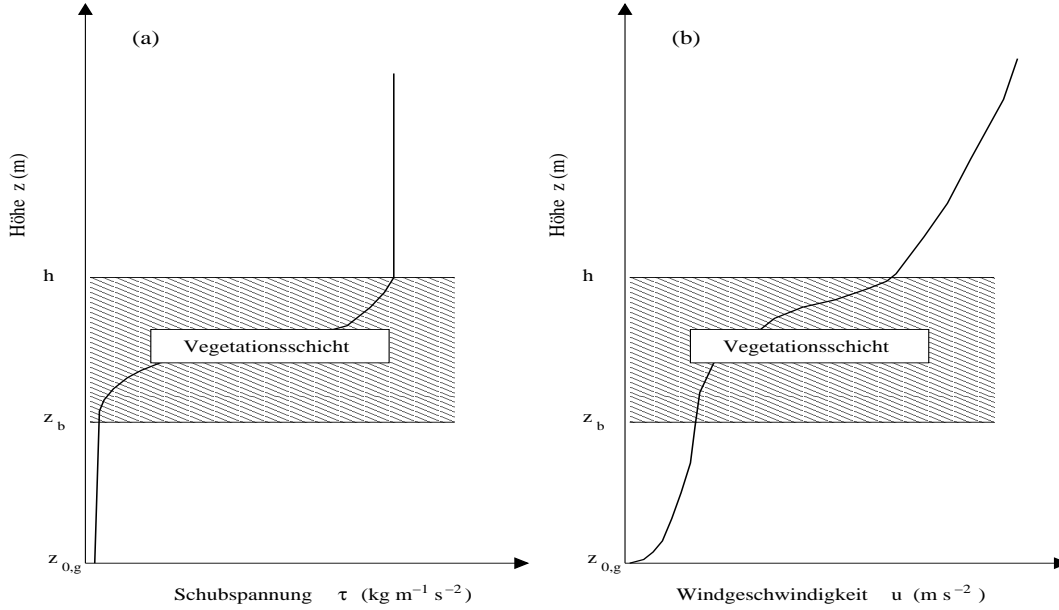


Abbildung 2: Profile von (a) Schubspannung  $\tau$  und (b) horizontaler Windgeschwindigkeit, nach Sellers et al. (1986).

wobei  $c_d$  der dimensionslose Widerstandskoeffizient der Blätter,  $\bar{L}_d$  das horizontale Mittel der Stamm- und Blattflächendichte in Einheiten  $\text{m}^2 \text{m}^{-3}$  ist und  $P_s$  den Abschirmungsfaktor durch die Anwesenheit der Blätter bezeichnet. Aus der Differentiation von (26) nach  $z$  und anschliessendem Einsetzen in (27) erhält man eine stationäre Bewegungsgleichung in der Form

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right\} - \frac{c_d \bar{L}_d}{P_s} u^2 = 0. \quad (28)$$

Bezeichnet  $\rho_l(z)$  das Vertikalprofil der Blattflächendichte in Einheiten  $\text{m}^2 \text{m}^{-3}$ , so gilt für den dimensionslosen Blattflächenindex

$$L_A = \int_0^h \rho_l(z) dz. \quad (29)$$

Kann  $\rho_l(z)$  durch einen konstanten Wert  $L_d$  angenähert werden, dann ist die horizontal gemittelte Blattflächendichte direkt proportional zum Pflanzenbedeckungsgrad  $\sigma_f$ , d. h.

$$\bar{L}_d = \frac{1.1 \sigma_f L_A}{h}. \quad (30)$$

Der Faktor 1.1 berücksichtigt hierin nach Deardorff (1978) pauschal den zusätzlichen Beitrag der Stämme und Zweige zum Pflanzenbedeckungsgrad.

Unbekannt ist nun noch der Widerstandskoeffizient  $c_d$ . Sellers und Dorman (1987) geben hierfür einen aus Beobachtungen abgeleiteten Fit an, in den die Reynolds-Zahl  $Re$  eingeht, und der ausserdem von einer isotropen Orientierung der Blätter im Raume ausgeht

$$c_d = 1.328 \frac{2}{\sqrt{Re}} + \frac{0.45}{\pi^{1.6}}. \quad (31)$$

Für den weiter oben eingeführten Abschirmungsfaktor der Blätter gegen Ventilation geben Sellers und Dorman ebenfalls eine Parametrisierungsformel an, d. h.

$$P_s = 1 + \frac{\bar{L}_d}{2} [\text{m}], \quad (32)$$

wobei der Dimensionsfaktor (Einheit m) eingeführt wurde, da  $\bar{L}_d$  die Einheit  $\text{m}^{-1}$  besitzt.

Als mittlere Windgeschwindigkeit im Pflanzenbestand wird, in Abweichung zu Sellers et al. (1986), die folgende Beziehung eingeführt

$$u_{a,f}^2 = \frac{1}{h} \int_{z_{0,g}}^h u^2(z) dz, \quad (33)$$

wobei  $z_{0,g}$  die Rauigkeitslänge des unbewachsenen Bodens ist.

### 3.3 Nettostrahlungsflussdichten im Pflanzenbestand

Nach Taconet et al. (1986) resultieren die kurzwelligen Nettostrahlungsflussdichten an der Erdoberfläche  $F_{s,g}$  und in der Vegetationsschicht  $F_{s,c}$  aus einem einfachen Energiegleichgewicht in der Form

$$F_{s,c} = S_d(h) \sigma_f (1 - a_f) \left( 1 + \frac{(1 - \sigma_f) a_g}{1 - a_f a_g \sigma_f} \right), \quad (34)$$

$$F_{s,g} = S_d(h) \frac{(1 - \sigma_f)(1 - a_g)}{1 - a_f a_g \sigma_f}, \quad (35)$$

wobei  $S_d(h)$  die gesamte abwärts gerichtete kurzwellige Strahlungsflussdichte am Oberrand der Vegetationsschicht ist. Die kurzwelligen Albeden des Erdbodens und des Blattwerkes sind  $a_g$  bzw.  $a_f$ . Aus den Nennertermen in diesen Formeln ist ersichtlich, dass die Ausdrücke Vielfachreflexionen der Strahlung zwischen dem Erdboden und den Blättern berücksichtigen.

Im langwelligen Spektralbereich wird angenommen, dass die Emissivitäten des Bodens und der Blätter 1 betragen. Eine einfache Energieerhaltung für die Strahlungsflussdichten resultiert dann in

$$F_{l,c} = \sigma_f [L_d(h) + \sigma T_g^4 - 2\sigma T_f^4], \quad (36)$$

$$F_{l,g} = (1 - \sigma_f) L_d(h) + \sigma_f \sigma T_g^4 - \sigma T_f^4, \quad (37)$$

wobei  $L_d(h)$  die abwärts gerichtete langwellige Strahlungsflussdichte am Oberrand der Vegetationsschicht darstellt. Der Parameter  $\sigma$  ist die Stefan-Boltzmann-Konstante.

Die beiden abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten  $S_d(h)$  und  $L_d(h)$  werden mit dem detaillierten Delta-Zweistromverfahren von Zdunkowski et al. (1982) berechnet. Für dieses Delta-Zweistromverfahren ist zum einen die Spezifikation der kurzwelligen Bodenalbedo  $a_s$  und zum anderen auch die insgesamt vom Boden abgestrahlte Wärmestrahlung  $\sigma T_s^4$  erforderlich. Der Subskript  $s$  soll hierbei anzeigen, dass die beiden gesuchten Größen den Effekt des teilweise mit Pflanzen bedeckten Bodens repräsentieren sollen. Diese Größen werden als gewichtete Mittel berechnet in der Form

$$a_s = (1 - \sigma_f) a_g + \sigma_f a_f, \quad (38)$$

$$\sigma T_s^4 = \sigma [(1 - \sigma_f) T_g^4 + \sigma_f T_f^4]. \quad (39)$$

### 3.4 Wärme- und Feuchteflüsse der Blätter

Nach Deardorff (1978) kann der Austausch sensibler Wärme  $H$  und Feuchte  $E$  zwischen den Blättern und der Umgebungsluft parametrisiert werden als

$$H = 1.1 \sigma_f L_A u_{a,f} c_{f,c} \rho [T_f - T_{a,f}] , \quad (40)$$

$$E = \sigma_f L_A u_{a,f} c_{f,c} \rho [q_s(T_f) - q_{a,f}] r'' . \quad (41)$$

Hierin ist  $q_s(T_f)$  der Sättigungswert der spezifischen Feuchte bei der Temperatur der Blätter,  $T_f$ . Der Faktor 1.1 berücksichtigt wiederum den Effekt der Stämme und Zweige, die zwar Wärme austauschen aber nicht transpirieren können.

Der Transferkoeffizient  $c_{f,c}$  wird nach Deardorff (1978) behandelt. Der Feuchtefluss  $E$  setzt sich additiv aus einem Transpirationsterm und einem Verdunstungs- bzw. Kondensationsterm zusammen. Diese Terme wurden nach Monteith (1973) und Deardorff (1978) parametrisiert. Der Parameter  $r''$  in (40) wird ausgedrückt in Abhängigkeit vom Stomatawiderstand  $r_s$  sowie dem atmosphärischen Widerstand  $r_a$  siehe Deardorff (1978) und Pielke (1984).

Schliesslich muss noch definiert werden, welche Rolle die Grössen  $W_{dew}$  und  $W_{d,max}$  spielen. Die erste Grösse gibt die aktuell auf den Blättern deponierte Flüssigwassermenge pro Einheitsgrundfläche an, der zweite Parameter spezifiziert entsprechend die maximal mögliche Deposition auf den Blattflächen. Rutter (1975) und Dickinson (1984) geben die maximale Deposition für unterschiedliche Vegetationstypen an und finden approximativ

$$W_{d,max} \approx 0.2 \text{ kg m}^{-2} \cdot \sigma_f L_A . \quad (42)$$

Die zeitliche Veränderung des deponierten Taus lässt sich aus der Bilanzgleichung

$$\frac{\partial W_{dew}}{\partial t} = -\sigma_f L_A E_{leaf}^e + \sigma_f P_R , \quad 0 \leq W_{dew} \leq W_{d,max} , \quad (43)$$

berechnen, worin  $P_R$  der Niederschlagsfluss in Einheiten  $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ist. Falls  $W_{dew}$  den Wert  $W_{d,max}$  überschreitet, wird der Überschuss als vertikaler Flüssigwasserfluss  $-E_{g,c}^l$  aufgefasst, der einen Eintrag von Flüssigwasser von den Blättern in den Boden beschreibt. Bei Berücksichtigung des Niederschlages ergibt sich insgesamt für den zum Boden hin gerichteten Flüssigwasserfluss der Ausdruck

$$E_{g,c}^l = -\frac{W_{dew} - W_{d,max}}{\Delta t} - (1 - \sigma_f) P_R , \quad W_{dew} > W_{d,max} , \quad (44)$$

wobei  $\Delta t$  der aktuelle Modellzeitschritt ist.

An dieser Stelle muss nun noch Bezug auf Abschnitt 2.4 genommen werden. Dort wurde vorausgesetzt, dass der Verlust an Bodenfeuchte durch das Wurzelsystem exakt durch die Transpiration der Blätter der Vegetationsschicht kompensiert wird. Demzufolge ist das Bodenmodell direkt an das Vegetationsmodell gekoppelt, denn die Feuchtesenke im Boden muss der Transpiration der Blätter gleichgesetzt werden. Somit ist

$$S_\eta = \sigma_f L_A \frac{E_{leaf}^t}{\Delta z_{root}} , \quad (45)$$

wobei  $\Delta z_{root}$  die vertikale Dicke derjenigen Bodenschicht ist, aus welcher das Wurzelsystem das Bodenwasser extrahiert.

### 3.5 Wärme- und Feuchteflüsse vom Boden zur Pflanzendecke

Zur Bestimmung der Wärme- und Feuchteflüsse vom Boden zur Pflanzendecke kann in Analogie zu Abschnitt 3.1 vorgegangen werden, wobei nun jedoch der Transferkoeffizient  $c_{g,c}$  auftritt:

$$H_{g,c} = u_{a,f} c_{g,c} \rho c_p [T_g - T_{a,f} - \gamma_d d] , \quad (46)$$

$$E_{g,c} = u_{a,f} c_{g,c} \rho [q_g - q_{a,f}] . \quad (47)$$

Man beachte, dass das Produkt  $u_{a,f} c_{g,c}$  wiederum als Kehrwert eines Widerstandes  $r_{g,c}$  geschrieben werden kann. Die obige Formulierung des Transfers von Wärme- und Feuchteflüssen zwischen dem Erdboden und der Vegetationsschicht in der Höhe  $d$  (Verschiebungshöhe) berücksichtigt sowohl die aerodynamische Rauigkeit des Erdbodens als auch den durch die Blätter ausgeübten Reibungswiderstand. Für den Widerstandswert erhält man durch eine Aufspaltung in Teilintegrale

$$r_{g,c} = \int_{z_{0,g}}^d \frac{1}{K_h} dz = \int_{z_{0,g}}^{z_b} \frac{1}{K_h} dz + \int_{z_b}^d \frac{1}{K_h} dz . \quad (48)$$

Der turbulente Austauschkoefizient für Wärme und Feuchte,  $K_h$ , hängt mit dem turbulenten Austauschkoefizienten für Impuls,  $K_m$ , über die Stabilitätsfunktionen  $G_{CL}^m$  und  $G_{CL}^h$  zusammen

$$K_m = Pr K_h , \quad \text{mit} \quad Pr = \frac{G_{CL}^h}{G_{CL}^m} , \quad (49)$$

wobei  $Pr$  die Prandtl-Zahl darstellt.

### 3.6 Lufttemperatur und -feuchte im Pflanzenbestand

Kennt man die Flüsse für Wärme und Feuchte zwischen dem Erdboden und der Vegetationsschicht, so lassen sich die Werte der Lufttemperatur und der spezifischen Feuchte in der Vegetationsschicht aus dem Gleichgewicht der Flüsse ermitteln. Dieses Gleichgewicht lautet wie folgt

$$T_{a,f} = \frac{|\mathbf{v}_h(z_1)| c_{c,a} [T(z_1) + \gamma_d(z_1 - d)] + u_{a,f} c_{g,c} [T_g - \gamma_d d] + 1.1 \sigma_f L_A u_{a,f} c_{f,c} T_f}{|\mathbf{v}_h(z_1)| c_{c,a} + u_{a,f} c_{g,c} + 1.1 \sigma_f L_A u_{a,f} c_{f,c}} , \quad (50)$$

$$q_{a,f} = \frac{|\mathbf{v}_h(z_1)| c_{c,a} q(z_1) + u_{a,f} c_{g,c} q_g + \sigma_f L_A u_{a,f} c_{f,c} r'' q_s(T_f)}{|\mathbf{v}_h(z_1)| c_{c,a} + u_{a,f} c_{g,c} + \sigma_f L_A u_{a,f} c_{f,c} r''} . \quad (51)$$

Die Werte  $T_{a,f}$  und  $q_{a,f}$  stellen die vom atmosphärischen Modell benötigten unteren Randwerte dar. Man beachte, dass die Auswertung von (50) und (51) Kenntnis der Grössen  $T_f$ ,  $T_g$  und  $q_g$  erfordert. Diese drei Grössen können aus der Energiebilanz der Vegetationsschicht (EC), der Energiebilanz an der Erdoberfläche (EG) sowie der Feuchtebilanz an der Erdoberfläche (MG) bestimmt werden. Diese Energiebilanzen lauten

$$EC(T_g, T_f, q_g) = F_{s,c} + F_{l,c} - H - l_{21} E = 0 , \quad (52)$$

$$EG(T_g, T_f, q_g) = F_{s,g} + F_{l,g} - H_{g,c} + J_i^q + (l_{21} + W)(E_{g,c}^l - J^2) = 0 , \quad (53)$$

$$MG(T_g, T_f, q_g) = E_{g,c} + E_{g,c}^l - J^1 - J^2 = 0 . \quad (54)$$

Für die in (52)-(54) auftretenden Flüsse können die in den vorangehenden Abschnitten erarbeiteten Ausdrücke verwendet werden. Ausserdem gehen die in Abschnitt 2.3 bereitgestellten empirischen Gesetze für die Flüsse  $J_i^q$ ,  $J^1$  und  $J^2$  in die Berechnung ein. Es resultiert ein gekoppeltes System transzendenter Gleichungen für die drei gesuchten Grössen  $T_f$ ,  $T_g$  und  $q_g$ , welches mit Hilfe der Newton-Raphson-Methode iterativ gelöst wird (Press et al., 1992).

## 4 Simulationsbeispiele

Auf der Basis von Routinebeobachtungen des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg für das Winterhalbjahr 1998/99 wurden mit dem Modell PAFOG-V umfangreiche Verifikationsstudien (Bott und Trautmann, 2002) durchgeführt. Der Datensatz umfasste neun unterschiedliche durch Hochdrucklagen geprägte Wetterperioden mit insgesamt 45 Beobachtungstagen. Bei der hier vorgestellten Periode (24.-29.09.1998) handelte es sich um die tägliche Bildung und Auflösung von typischem Strahlungsnebel. Ziel der Untersuchung war es zu zeigen, dass PAFOG-V in diesen unterschiedlichen Wettersituationen zufriedenstellende Ergebnisse liefern kann. Tabelle 1 zeigt Beginn und Ende der beobachteten und modellierten Nebelzeiten. Mit Ausnahme des Termins 26.09.98 ergibt sich eine zufriedenstellend gute Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung. Es zeigt sich auch, dass die Dauer der Nebelereignisse bei Berücksichtigung der Vegetation tendenziell etwas kürzer als bei Annahme eines unbewachsenen Bodens ist. Somit ergibt sich zunächst der Eindruck, dass die Berücksichtigung der Vegetation im Vergleich zu den Beobachtungsdaten nicht unmittelbar zu einer Verbesserung führt. Zwei Punkte sollten in diesem Zusammenhang beachtet werden: i) Die Zahl der untersuchten Fälle mit Strahlungsnebel (sechs im Winterhalbjahr 1998/99) für die Station Lindenberg ist als Datenbasis noch zu gering. ii) Die Nebelbeobachtungen weisen selbst eine nicht zu unterschätzende Unsicherheit auf. Beispielsweise ergeben sich für die beobachtete Nebeldauer für ein und dasselbe Nebelereignis bereits Unterschiede zwischen dem Messfeld Falkenberg und dem etwa 3 km entfernten Observatorium Lindenberg, die im Bereich von ein bis zwei Stunden liegen. Diese Punkte müssen bei der Bewertung der Modellergebnisse ebenfalls berücksichtigt werden.

Tabelle 1: Beobachtete (Observatorium Lindenberg, Messfeld Falkenberg) und modellierte Zeiten für Strahlungsnebel. Modellergebnisse mit (PAFOG-V) und ohne Berücksichtigung der Vegetation PAFOG).

Datum	Beobachtung	PAFOG-V	PAFOG
24.09.98	5-10 Uhr	3-8 Uhr	5-9 Uhr
25.09.98	4-11 Uhr	4-10 Uhr	5-12 Uhr
26.09.98	-	23-8 Uhr	-
27.09.98	4-9 Uhr	2-7 Uhr	3-10 Uhr
28.09.98	0-10 Uhr	1-8 Uhr	1-10 Uhr
29.09.98	keine Angabe	5-7 Uhr	21-9 Uhr

Abbildung 3 zeigt einen typischen Vergleich für den zeitlichen Verlauf von beobachteter und simulierter Sichtweite in 2 m Höhe. Das Modell PAFOG-V reproduziert die Entwicklung der Sichtweite in zufriedenstellender Weise, auch wenn der Beginn vom Modell etwas verspätet vorhergesagt wird. Interessant ist, dass PAFOG-V die minimale Sichtweite von ca. 60 m gut trifft. Gegen Mittag des 26.09.1998 löst sich der Nebel wieder auf.

Ein Zeit-Höhen-Schnitt des Nebelwassergehaltes ist für diese Simulation in Abbildung 4 dargestellt. Um 4 Uhr bildet sich der Nebel in Bodennähe. Danach wächst seine vertikale Mächtigkeit als Funktion der Zeit kontinuierlich an. Zwischen 6 und 7 Uhr ist der Nebel-

wassergehalt in Bodennähe am grössten. Beim Auflösungsprozess des Nebels wächst die Nebelobergrenze leicht beschleunigt an, wobei der Auflösungsprozess des Strahlungsnebels zuerst am Boden beginnt.

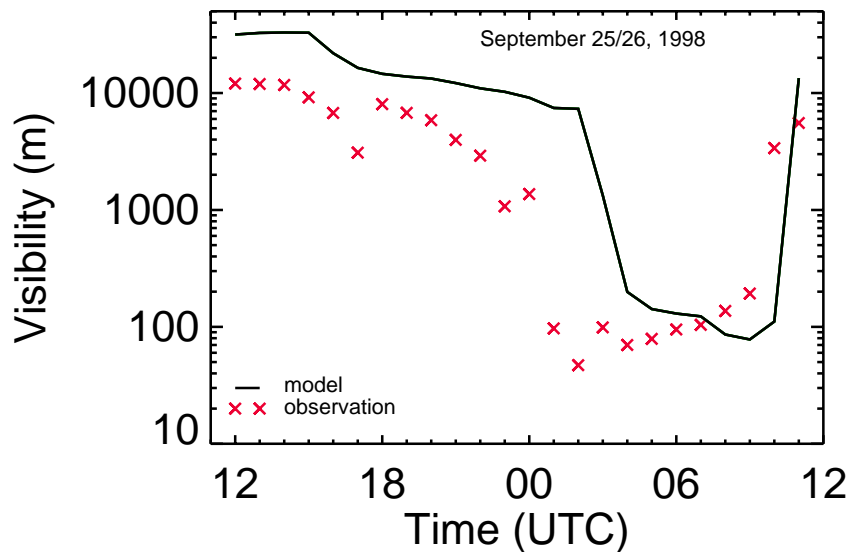


Abbildung 3: Beobachtete (Kreuze) und modellierte (durchgezogene Linie) Sichtweiten in 2 m Höhe am 25./26.09.98 als Funktion der Simulationszeit.

## 5 Zusammenfassung

PAFOG-V ist ein neues Modellsystem zur Vorhersage von Strahlungsnebel und niedriger stratiformer Bewölkung. Das Modell kann auf einem üblichen PC gerechnet werden und benötigt für eine 24-Stundenvorhersage weniger als etwa 30-60 Sekunden Rechenzeit. Als Eingabeparameter müssen für einen bestimmten Vorhersageort neben den standard-meteorologischen Daten auch spezifische Daten zur Charakterisierung von Boden und Vegetation vorgegeben werden.

Die Vorhersageleistung von PAFOG-V wurde mit Hilfe von Beobachtungsdaten vom Meteorologischen Observatorium Lindenberg bewertet. Von den für das Winterhalbjahr 1998/99 ausgewählten Fällen sagte PAFOG-V in mehr als 90 % der Fälle das Auftreten oder Ausbleiben von Nebel korrekt voraus. Für die Vorhersage des zeitlichen Verlaufs der Sichtweite ergab sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Weiterhin ergaben Sensitivitätsstudien, dass Strahlungsnebelereignisse wie erwartet sehr stark von den lokalen Eigenschaften des Bodens und der Vegetation beeinflusst werden.

## Danksagung

Diese Arbeit wurde vom Deutschen Wetterdienst (DWD), Offenbach, finanziell unterstützt. Herrn W. Adam vom Meteorologischen Observatorium Lindenberg sagen wir Dank für die Bereitstellung von Verifikationsdaten.



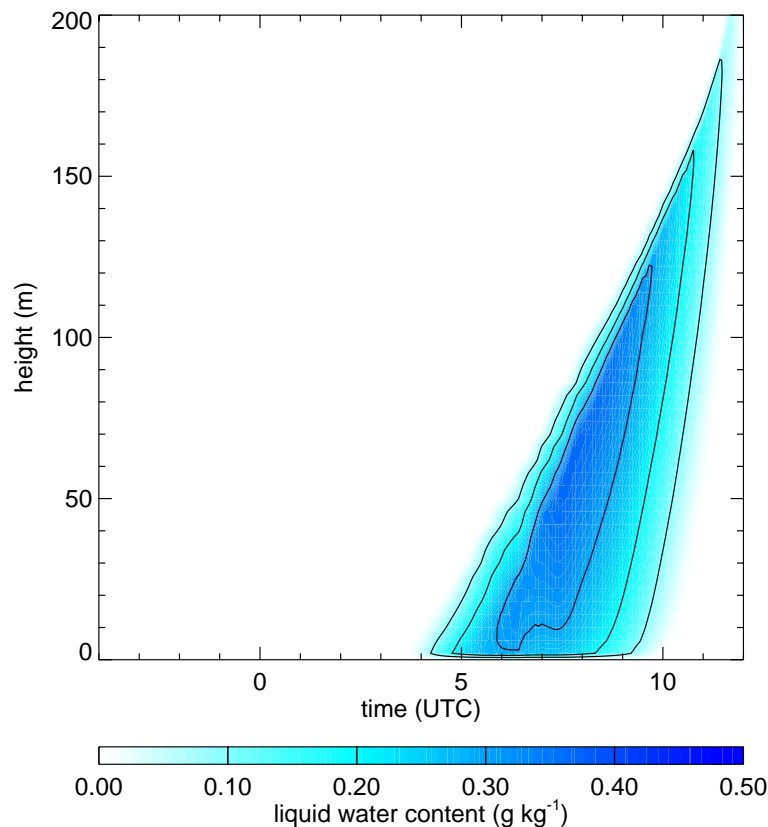


Abbildung 4: Flüssigwassergehalt des Nebels am 25./26.09.98 als Funktion von Höhe und Zeit.

## Literatur

- Clapp, R. and G. Hornberger, 1978: Empirical equations for some soil hydraulic properties. *Water Resour. Res.*, **14**, 601-604.
- Deardorff, J. W., 1978: Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Res.*, **83**, 1889-1903.
- Dickinson, R. E., 1984: Modeling evapotranspiration for three-dimensional global climate models. In J. E. Hanson and T. Takahasi (Eds.), *Climate Processes and Climate Sensitivity*, Amer. Geophys. Union, *Geophys. Monogr.*, **29**, 58-72.
- Geiger, R., 1961: *Das Klima der bodennahen Luftschicht*. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 646 S.
- Hillel, D., 1980: *Fundamentals of Soil Physics*. Academic Press, New York, 413 p.
- Monteith, F., 1975: *Vegetation and the Atmosphere. Vol. 1: Principles*. Academic Press, London, 278 p.
- Panhans, W.-G., and R. Schrodin, 1980: A one-dimensional circulation and climate model and its application to the lower atmosphere. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **53**, 264-294.
- Philip, J. R., 1957: Evaporation and moisture and heat fields in the soil. *J. Meteorol.*, **14**, 354-366.
- Pielke, R. A. 1984: *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press, Orlando, 612 p.

- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, 1992: *Numerical Recipes in Fortran*, (2nd Ed.), Cambridge Univ. Press, 963 p.
- Pruppacher, H. R. and J. D. Klett, 1978: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Reidel, Holland, 714 p.
- Rutter, A. J., 1975: The Hydrological Cycle in Vegetation. In: Monteith, J. L., *Vegetation and the Atmosphere. Vol. 1: Principles*. Academic Press, London, p. 111-154.
- Sellers, P. J., Y. Mintz, V. C. Sud, and A. Dalcher, 1986: A simple model (Si-B) for use within general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 505-531.
- Sellers, P. J., and J. L. Dorman, 1987: Testing the simple biosphere model (SiB) using point micrometeorological and biophysical data. *J. Climate Appl. Meteor.*, **26**, 622-651.
- Siebert, J., 1991: A Numerical Model for the Interaction Between Land-Surface Processes and the Atmospheric Boundary Layer. Dissertation am Fachbereich Physik, Institut für Physik der Atmosphäre, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 128 S.
- Siebert, J., U. Sievers, and W. Zdunkowski, 1992: A one-dimensional simulation of the interaction between land surface processes and the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorol.*, **59**, 1-34.
- Sievers, U., R. Forkel, and W. Zdunkowski, 1983: Transport equations for heat and moisture in the soil and their application to boundary layer problems. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **56**, 58-83.
- Taconet, O., R. Bernard, and D. Vidal-Madjar, 1986: Evapotranspiration over an agricultural region using a surface flux/temperature model based on NOAA-AVHRR data. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 248-307.
- Trautmann, T. und A. Bott, 2002: Ein numerisches Modell zur lokalen Nebelvorhersage. Teil 1: Parametrisierte Mikrophysik und Strahlung. (siehe vorliegenden Berichtsband)
- Zdunkowski, W. G., W.-G. Panhans, R. Welch, and G. Korb, 1982: A radiation scheme for climate and circulation models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **55**, 215-238.

#### **Anschrift der Autoren:**

PD Dr. Thomas Trautmann, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig.

Prof. Dr. Andreas Bott, Meteorologisches Institut, Universität Bonn, Auf dem Hügel 20, 53121 Bonn

# **Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre**

**Astrid Ziemann**

## **Zusammenfassung:**

Die Schallausbreitung in der Atmosphäre wird durch vertikale Gradienten meteorologischer Größen, insbesondere Lufttemperatur und Windvektor, maßgeblich beeinflusst. Ziel dieser Studie ist die Abschätzung des Einflusses einer Schallstrahlenrefraktion infolge von Temperatur- und Windgradienten auf die Laufzeit akustischer Signale zwischen Sendern und Empfängern.

Mit Hilfe des hier vorgestellten Schallstrahlenmodells SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) wird die Differenz der Laufzeiten entlang des gekrümmten Schallweges (mit Refraktion) und entlang der geraden Verbindungslinie (ohne Refraktion) zwischen einem Sender und einem Empfänger berechnet. Je größer die Sender-Empfänger-Entfernung und je größer der Unterschied zwischen Sender- und Empfängerhöhe sind, desto größer sind auch die Beträge der Laufzeitunterschiede. Der gekoppelte Einfluss von Temperatur- und Windprofil auf die Schallstrahlenrefraktion lässt zum großen Teil jedoch keine pauschalen Abschätzungen der Laufzeitdifferenz zu.

Die erzielten Untersuchungsergebnisse werden insbesondere für eine Einschätzung der Anwendbarkeit einer Schallstrahlapproximation (geradlinige Schallstrahlen) bei der akustischen Laufzeitotomographie benötigt.

## **Summary:**

Sound propagation inside the atmosphere is mainly influenced by vertical gradients of meteorological quantities, in particular air temperature and wind vector. The aim of this study is to estimate the influence of the sound ray refraction on the travel time of acoustic signals between transmitters and receivers due to temperature and wind gradients.

The difference of the travel times along the curved sound ray (with refraction) and along the straight line (without refraction) between the transmitter and the receiver is calculated by means of the presented sound-ray model SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing). The greater the transmitter-receiver-distances, and the greater the height-level differences of transmitter and receiver, the greater are the travel-time differences. However, the coupled influence of temperature and wind profiles on the sound-ray refraction does mostly not allow an universal estimation of the travel-time difference.

The obtained results are necessary to validate the sound-ray approximation (straight-line approximation) applied by the acoustic tomography.

## **1. Einleitung**

Die Ausbreitung von Schallwellen in der Atmosphäre wird durch das Vorhandensein von vertikalen Gradienten meteorologischer Größen, insbesondere Lufttemperatur und Windvektor, maßgeblich beeinflusst.

Da die Schallausbreitung entsprechend des Fermatschen Prinzips auf dem Schallweg entlang verläuft, welcher der kürzesten Schalllaufzeit entspricht, entstehen infolge eines vertikalen Gradienten der meteorologischen Größen gekrümmte Schallstrahlen. Die Art und der Betrag

dieser Krümmung hängen sowohl vom Temperaturgradienten als auch vom Windgradienten ab (siehe auch Hallberg et al., 1985, Piercy et al., 1977).

Die Schallstrahlenrefraktion infolge vertikaler Temperaturgradienten ohne Windeinfluss erfolgt in gleicher Weise in allen horizontalen Richtungen, da es sich bei der Lufttemperatur um eine skalare Größe handelt. Bei einem negativen Temperaturgradienten nimmt die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe ab. Die Schallstrahlen werden vom Boden wegelenkt, und es entstehen Schallschattenzonen in einer bestimmten Entfernung von der Schallquelle. Bei einer Zunahme der absoluten Temperatur mit der Höhe werden die Schallstrahlen zum Boden hin gebrochen und können sich somit über zum Teil sehr große Entfernungen ausbreiten. Im Gegensatz zum Temperaturgradienten variiert der Einfluss des Windgradienten auf die Schallausbreitung auch in horizontaler Richtung und führt zu Schallstrahlen, deren Krümmungen vom Verhältnis der Schallausbreitungs- zur Windrichtung abhängig sind. Im allgemeinen nimmt, ohne einen Einfluss des Temperaturgradienten, mit zunehmender Höhe die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls in Mitwindrichtung zu und in Gegenwindrichtung ab. Schallstrahlen in Windrichtung sind deshalb zum Boden hin und entgegen der Windrichtung vom Boden weg gerichtet. Bei der Ausbreitung gegen den Wind erreichen die Schallstrahlen von einer bestimmten Entfernung an den Boden nicht mehr. Es bilden sich auch hier, ähnlich wie bei einer vertikalen Temperaturabnahme, Schallschattenzonen. Analog werden bei der Ausbreitung mit dem Wind die Schallstrahlen zum Boden hin gebrochen. Damit kann es zu einer horizontal weitreichenden Schallausbreitung kommen.

Das komplexe Zusammenwirken von Temperatur- und Windgradienten führt teilweise jedoch zu Situationen, bei denen die Schallausbreitung nicht den obigen Beschreibungen entspricht. Dieses Verhalten muss auch bei einer Schallausbreitungsmodellierung berücksichtigt werden. Für die Modellierung der Schallausbreitung in der Atmosphäre bieten sich verschiedene Möglichkeiten je nach der Aufgabenstellung und den vorgegebenen Randbedingungen an. Schallmodelle können so direkt auf den Wellengleichungen beruhen oder entsprechend der geometrischen Akustik die Schallausbreitung simulieren. Die Anwendbarkeit von Schallstrahlenmodellen ist auf den Hochfrequenz-Bereich festgelegt. Für ein bewegtes, inhomogenes Medium dürfen sich, z.B. entsprechend Boone und Vermaas (1991), Schallgeschwindigkeit (in Abhängigkeit von der Temperatur) und Windvektor als Funktion der Raumkoordinaten im Vergleich zur Frequenz nur geringfügig ändern. Für eine Schallfrequenz größer als 500 Hz ist diese Bedingung im allgemeinen bei der Schallausbreitung in der Atmosphäre erfüllt. Die geometrische Akustik wird oft als Grundlage für die Entwicklung von Modellen zur Beschreibung der Schallausbreitung benutzt, da entsprechende Schallstrahlenmodelle eine einfache Visualisierbarkeit der Schallausbreitung unter Einbeziehung von Inhomogenitäten im Schallausbreitungsmedium gestatten. Ein solches Schallmodell wird auch im Rahmen der vorliegenden Studie angewendet.

Das Ziel dieser Studie ist die Abschätzung des Einflusses einer Schallstrahlenrefraktion infolge Temperatur- und Windgradienten auf die Laufzeit akustischer Signale zwischen Sendern und Empfängern. Eine Möglichkeit für eine solche Analyse wurde von Spiesberger und Fristrup (1990) dargestellt. Hierbei wurden unter der Voraussetzung eines linearen Temperaturprofils (ohne Windeinfluss) bzw. eines linearen Windprofils (ohne Temperatureinfluss) die Laufzeitdifferenzen für eine Schallausbreitung entlang der geraden Verbindungslinie zwischen Sender und Empfänger sowie entlang des kreisförmig gebogenen Schallstrahls berechnet. Dabei wurde davon ausgegangen, dass sich Temperatur- und Windeinfluss in gleicher Weise auf die Schallausbreitung auswirken und zu kreisförmigen Schallstrahlen führen. Ausgehend von diesen Untersuchungen wurden von Ziemann et al. (1999a, b) Laufzeit- und Laufwegunterschiede für die Schallausbreitung entlang des gekrümmten Schallaufweges und entlang der Verbindungslinie zwischen den horizontalen Projektionen von Sender- und Empfängerstandort bestimmt. Diese Untersuchungen wurden nur für jeweils ein (gemessenes) Pro-

fil für Temperatur und Windgeschwindigkeit durchgeführt, wobei jedoch der unterschiedliche Einfluss von Temperatur- und Windprofil auf die Schallausbreitung gekoppelt betrachtet wurde.

Im folgenden soll eine Möglichkeit für eine verallgemeinerte Abschätzung des Temperatur- und Windeinflusses auf die Laufzeitunterschiede einer geometrischen Schallausbreitung auf einem gebogenem bzw. auf einem geraden Schallstrahl (mit bzw. ohne Refraktion) aufgezeigt werden. Ausgehend von der Beschreibung der Schallstrahlenrefraktion in einer unbewegten Atmosphäre (Abschnitt 2.1) werden die Refraktionsgesetze in einem zweidimensional geschichteten, bewegten Medium vorgestellt (Abschnitte 2.2 und 2.3). Die Anwendung der Schallstrahlenrefraktion in einem einfachen Schallstrahlenmodell wird im Abschnitt 3 kurz erläutert. Für verschiedene Profile von Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit werden mit dem Schallstrahlenmodell SMART Berechnungen der Laufzeit von Schallsignalen durchgeführt (Abschnitt 4) und ausgewertet (Abschnitt 5). Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind insbesondere hilfreich, um die Anwendbarkeit einer Schallstrahlapproximation (geradlinige Schallstrahlen) bei der akustischen Laufzeitotomographie abzuschätzen (siehe auch Arnold et al., 2002; Ziemann et al., 2001a).

## 2. Refraktionsgesetze in der geometrischen Akustik der Atmosphäre

### 2.1 Refraktionsgesetz für eine unbewegte Atmosphäre

In dem speziellen Fall einer unbewegten Atmosphäre stimmen Strahlrichtung und Normalenrichtung der Schallwellenfront überein. Die Schallausbreitung erfolgt somit in Richtung der Normalen der Wellenfront (siehe z.B. Pierce, 1989).

Für die Brechung eines Schallstrahles an einer Schichtgrenze zwischen Medien mit unterschiedlichen Eigenschaften (Schallgeschwindigkeiten) gilt bei der Messung der Winkel gegen das Einfallslot das Snelliussche Refraktionsgesetz für ein ruhendes Medium:

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\alpha_1)} = \frac{c}{c_1} \quad (1)$$

mit den Schallgeschwindigkeiten

$$c = \sqrt{\kappa_a R_a T (1 + 0.513q)}$$

und

$$c_1 = \sqrt{\kappa_a R_a T_1 (1 + 0.513q_1)}. \quad (2)$$

Hierbei sind  $T$ ,  $q$  und  $\alpha$  die Lufttemperatur, Luftfeuchte und der Einfallswinkel in der Atmosphärenschicht, aus welcher der Schallstrahl auf die Grenzfläche trifft. Die Variablen  $T_1$ ,  $q_1$  und  $\alpha_1$  kennzeichnen Lufttemperatur, Luftfeuchte und Refraktionswinkel in der Schicht, in welcher sich der Schallstrahl nach der Refraktion weiterbewegt. Die Größen  $\kappa_a$  bzw.  $R_a$  bezeichnen das Verhältnis der spezifischen Wärmen für trockene Luft bei konstantem Druck und konstantem Volumen bzw. die Gaskonstante für trockene Luft.

Neben der Abhängigkeit der Schallstrahlenrefraktion von Temperatur- und Windgradienten muss entsprechend Gleichung (2) auch ein möglicher Einfluss des Luftfeuchtegradienten auf die Laplacesche Schallgeschwindigkeit und damit auf die Schallstrahlenrefraktion abgeschätzt werden. Für die vertikale Schallgeschwindigkeitsänderung ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (2)

$$\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{1}{2c} \kappa_a R_a \left[ \frac{\partial T}{\partial z} (1 + 0,513q) + 0,513 \frac{\partial q}{\partial z} T \right]. \quad (3)$$

Wenn die spezifische Feuchte  $q$  aus aktuellem Dampfdruck  $e$  und Luftdruck  $p$  berechnet wird, folgt aus Gleichung (3)

$$\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{1}{2c} \kappa_a R_a \left[ \underbrace{\frac{\partial T}{\partial z} \left( 1 + 0,319 \frac{e}{p} \right)}_1 + 0,319 \frac{T}{p} \underbrace{\left( \frac{\partial e}{\partial z} - \frac{e}{p} \frac{\partial p}{\partial z} \right)}_2 \right] \quad (4)$$

Eine Abschätzung zeigt, dass mit  $E$  als Sättigungsdampfdruck  $\text{mag}(0,319 e/p) \leq \text{mag}(0,319 E/p) = 10^{-3}$  (bei  $T = 273,15$  K)... $10^{-2}$  (bei  $T > 313$  K)  $\ll 1$  gilt. Daraus folgt

$$\text{mag} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \left( 1 + 0,319 \frac{e}{p} \right) \right) \cong 10^{-2} + 10^{-2} \cdot (10^{-5} \dots 10^{-2}) \cong 10^{-2} \text{ K/m.}$$

Damit kann der Feuchteinfluss auf den Temperaturgradienten in Term 1 vernachlässigt werden, sofern sehr kleine Temperaturgradienten  $\partial T/\partial z \ll 10^{-2}$  K/m bei sehr hohen Temperaturwerten nicht auftreten.

Der 2. Term in Gleichung (4) ist i. Allg. mindestens eine Größenordnung kleiner als Term 1:

$$\text{mag} \left( 0,319 \frac{T}{p} \left( \frac{\partial e}{\partial z} + e \frac{\hat{y}}{T} \right) \right) \cong 0,07 \dots 0,1 (10^{-3} \dots 10^{-2} + 10^{-5} \dots 10^{-2}) \leq 10^{-4} \dots 10^{-3} \text{ K/m.}$$

In 1. Näherung kann also der Einfluss der Luftfeuchte und des Feuchtegradienten gegenüber dem Einfluss des Temperaturgradienten auf den Schallgeschwindigkeitsgradienten vernachlässigt werden.

## 2.2 Refraktion der Wellennormalen in einer bewegten Atmosphäre

In einem bewegten Medium stimmen gegenüber den Ausführungen im vorangegangenen Abschnitt die Schallstrahlenrichtung und die Richtung der Wellenfrontnormale nicht überein (siehe Abb. 1). Dementsprechend sollte zwischen einem Refraktionsgesetz für die Wellenfrontnormale und für den Schallstrahl selbst unterschieden werden (siehe Ostashev et al., 2001).

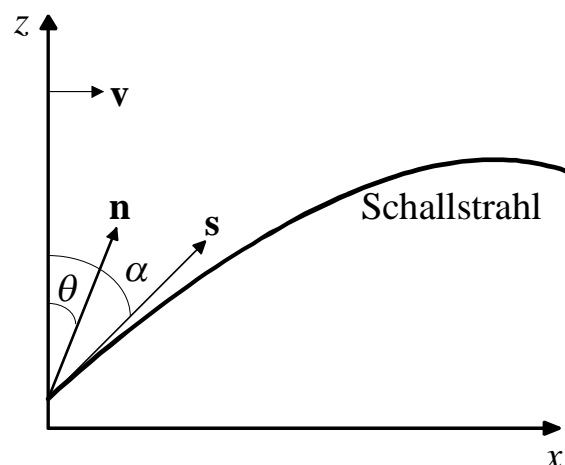


Abb. 1: Geometrie der Schallstrahlausbreitung in einem zweidimensional geschichteten, bewegten Medium (Windvektor  $\mathbf{v}$ ) mit den Einheitsvektoren in Richtung des Schallstrahls  $\mathbf{s}$  und in Richtung der Normalen der Wellenfront  $\mathbf{n}$ .

Dabei hängen die adiabatische Schallgeschwindigkeit  $c$  und die Windgeschwindigkeit  $v$  (Komponente in Schallausbreitungsrichtung) nur von der Höhe  $z$  ab.

Das Refraktionsgesetz für die Wellennormale wurde von Rayleigh abgeleitet (Rayleigh, 1945):

$$\frac{c}{\sin(\theta)} + v = \text{const.} \quad (5)$$

Eine Übersicht zu weiteren Ableitungen des Refraktionsgesetzes (5) und zu einer verallgemeinerten Darstellung in einem dreidimensional geschichteten, bewegten Medium gibt Ostashev (1997).

Für die Refraktion an einer Schichtgrenze zwischen zwei Schichten mit unterschiedlichen Werten für die Laplacesche Schallgeschwindigkeit,  $c_1$  und  $c_2$ , und für die horizontale Windgeschwindigkeit (Komponente in Schallausbreitungsrichtung),  $v_1$  and  $v_2$ , folgt aus (5) eine Gleichung für den Refraktionswinkel

$$\sin(\theta_2) = \frac{c_2 \sin(\theta_1)}{c_1 + \sin(\theta_1)(v_1 - v_2)}, \quad (6)$$

wobei der Einfallswinkel  $\theta_1$  und der Refraktionswinkel  $\theta_2$  auf das Einfallslot bezogen werden. Ein Refraktionsgesetz dieser Form wurde z.B. von Gutenberg (1951) und Wöhle (1984) auch als Refraktionsgesetz für Schallstrahlen angewendet. Diese Approximation (Schallstrahl = Wellenfrontnormale) kann bis zu einem Entfernungsbereich von wenigen hundert Metern für die Sender-Empfänger-Entfernung angewendet werden.

### 2.3 Refraktion des Schallstrahls in einer bewegten Atmosphäre

Ein Refraktionsgesetz für die Brechung eines Schallstrahls an einer Schichtgrenze in einem zweidimensional geschichteten, bewegten Medium wurde bereits von einigen Autoren, z.B. Barton (1901), Kornhauser (1953) und Thompson (1972) abgeleitet. Eine Ableitung ausgehend von dem verallgemeinerten Refraktionsgesetz für ein dreidimensional geschichtetes, bewegtes Medium wurde jedoch erst von Ostashev et al. (2001) dargelegt.

Unter der Annahme einer kleinen Mach-Zahl,  $M = v/c$ , die in der bodennahen Atmosphäre immer erfüllt ist, kann die Gleichung (3) aus Ostashev et al. (2001) vereinfacht werden zu

$$\frac{\sin(\alpha)}{c \left(1 + \frac{M}{\sin(\alpha)}\right)} \cong \frac{\sin(\alpha)}{c} \left(1 - \frac{M}{\sin(\alpha)}\right) = \text{const.} \quad (7)$$

Für die Schallstrahlenrefraktion an einer Schichtgrenze zwischen zwei Schichten mit unterschiedlichen Werten für die Laplacesche Schallgeschwindigkeit,  $c_1$  und  $c_2$ , und für die horizontale Windgeschwindigkeit,  $v_1$  and  $v_2$ , folgt aus Gleichung (7)

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{c_1} \left(1 - \frac{M_1}{\sin(\alpha_1)}\right) = \frac{\sin(\alpha_2)}{c_2} \left(1 - \frac{M_2}{\sin(\alpha_2)}\right), \quad (8)$$

mit den Mach-Zahlen  $M_1 = v_1/c_1$  und  $M_2 = v_2/c_2$ , dem Einfallswinkel  $\alpha_1$  und dem Refraktionswinkel  $\alpha_2$ , wobei beide Winkel in Richtung der Normalen zur Wellenfront gemessen werden.

Wenn die meteorologischen Größen innerhalb der beiden Schichten sowie der Einfallswinkel des Schallstrahls auf die Schichtgrenze bekannt sind, ergibt sich für den Refraktionswinkel folgende Gleichung:

$$\sin(\alpha_2) = c_2 \left( \frac{\sin(\alpha_1) - M_1}{c_1} \right) + M_2. \quad (9)$$

Mit Hilfe dieses Refraktionsgesetzes kann der exakte Schallstrahlenverlauf in einem zweidimensional geschichteten, bewegten Medium dargestellt werden.

In dem komplexeren Fall eines dreidimensional geschichteten, bewegten Mediums hängt die Schallstrahlenrefraktion vom dreidimensionalen Windvektorprofil ab. Infolge der notwendigen Schallstrahlenbeschreibung in zwei Ebenen ist außerdem nicht nur der höhenabhängige Refraktionswinkel  $\alpha$  zu beachten, sondern auch der höhenabhängige Winkel zwischen den horizontalen Projektionen der Einheitsvektoren  $\mathbf{n}$  und  $\mathbf{s}$ . Damit entsteht ein Gleichungssystem aus drei Gleichungen, welche die Refraktion des Schallstrahls beschreiben (siehe Ostashev, 1997). Da die erforderlichen Informationen zum dreidimensionalen Windvektorprofil und der Windvektorkomponente in Richtung der Wellennormalen meist nicht vorhanden sind, wird zur Vereinfachung die Approximation der zweidimensionalen Schallausbreitung verwendet (z.B. Ostashev et al., 2001).

### 3. Beschreibung des Schallstrahlenmodells SMART

Bisher in der Literatur vorgestellte Schallstrahlenmodelle sind entweder zu rechenintensiv für die Behandlung einfacher Schallausbreitungsaufgaben oder beinhalten die meteorologischen Einflüsse auf die Schallausbreitung nur in stark vereinfachter Weise (siehe Ziemann, 2000). Für den Anwendungsschwerpunkt innerhalb der vorliegenden Studie, die Beschreibung des Einflusses von Temperatur- und Windprofilen in der bodennahen Atmosphäre auf die Schallausbreitung wird deshalb das Schallstrahlenmodell SMART angewendet (siehe Ziemann, 2000). Mit diesem Schallstrahlenmodell wurde z.B. im Rahmen von Lärmschutzuntersuchungen der Einfluss der Schallstrahlenrefraktion auf die meteorologisch bedingte Zusatzdämpfung des Schalldruckpegels abgeschätzt (Ziemann et al., 2001b). Weitere Untersuchungen befassten sich mit den Auswirkungen vertikaler Temperatur- und Windgradienten auf den Laufweg akustischer Signale (Ziemann et al., 1999a, b). Dabei wurde ein Refraktionsgesetz entsprechend Gleichung (6) nach Wöhle (1984) angewendet, das genaugenommen die Refraktion der Wellennormalen und nicht des Schallstrahls selbst beschreibt. In einer aktualisierten Version wird nunmehr das Refraktionsgesetz (9) für die Änderung der Schallstrahlrichtung in bewegten Medien angewendet. Testrechnungen mit verschiedenen Temperatur- und Windprofilen zeigen, dass der Unterschied zu Simulationen mit dem bisherigen Refraktionsgesetz (6) für den hier untersuchten Entfernungsbereich zwischen Sender und Empfänger bis maximal 350 m vernachlässigbar gering sind. Unter diesen Randbedingungen könnte damit auch das Refraktionsgesetz (6) für die Wellennormale zur Schallstrahlensimulation genutzt werden. Für größere Abstände zwischen Sender und Empfänger bzw. größere Gradienten der meteorologischen Größen vergrößern sich jedoch auch die Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen mit den Refraktionsgesetzen (6) und (9) merklich. Unter diesen Voraussetzungen sollte dann stets das Refraktionsgesetz für die Schallstrahlenbrechung angewendet werden.

Ausgehend von einer Schallquelle kann mit Hilfe des Refraktionsgesetzes (9) der zurückgelegte Schallweg und die damit verbundene Laufzeit des akustischen Signals dargestellt werden.

Die vereinfachende Annahme einer geschichteten Atmosphäre führt zu einer vertikalen Einteilung der Modell-Atmosphäre in verschiedene Schichten. Unter der Voraussetzung, dass die



Atmosphärensichten nur eine sehr geringe vertikale Ausdehnung besitzen, können die meteorologischen Größen als konstant innerhalb dieser Schichten angesehen werden. Der Schallstrahl ergibt sich damit als gerade Linie innerhalb dieser Schicht bis zur Refraktion (gemäß Gleichung (9)) an der nächsten Schichtgrenze. In Abhängigkeit von der Größenordnung der untersuchten Gradienten wurde eine Schichtdicke von 10 cm gewählt. In jeder einzelnen Schicht werden der zurückgelegte Weg des Schalls und damit die Schalllaufzeit berechnet (siehe auch Ziemann et al., 1999a, 2001a). Nach einer Summation über alle Werte für die einzelnen Höhenschichten zwischen Sender und Empfänger erhält man die Gesamtschalllaufzeit. Im nächsten Schritt wird die Differenz zu der Schalllaufzeit gebildet, die man auf der geradlinigen Sender-Empfänger-Verbindung erhalten würde. Die Werte für unterschiedliche horizontale Sender-Empfänger-Entfernungen entstehen durch Berechnungen mit verschiedenen Emissionswinkeln der Schallstrahlen von der Schallquelle.

#### 4. Eingangsdaten und Randbedingungen für die Schallstrahlensimulation

Anhand ausgewählter Profile sollen die gekoppelten Einflüsse von Temperatur- und Windgradienten auf die Schalllaufzeit erläutert werden.

Eingangsdaten sind lineare Temperaturprofile mit einer Zu- bzw. Abnahme der Temperatur von 0,1 K/m, 0,5 K/m und 1,0 K/m sowie logarithmische Windprofile (siehe Abb. 2) ausgehend von verschiedenen Werten der Schubspannungsgeschwindigkeit  $v_*$  bei einer konstanten Rauigkeitshöhe  $z_0$  von 0,02 m, die einen typischen Wert für Grasland darstellt.

Diese Gradienten wurden entsprechend den möglicherweise vorkommenden Bedingungen in einer Höhe von 2 m (Höheniveau der Schallquelle) gewählt und dienen einer Größtfehlerabschätzung für die Verwendung der Schallstrahlenapproximation (geradlinige Schallstrahlen).

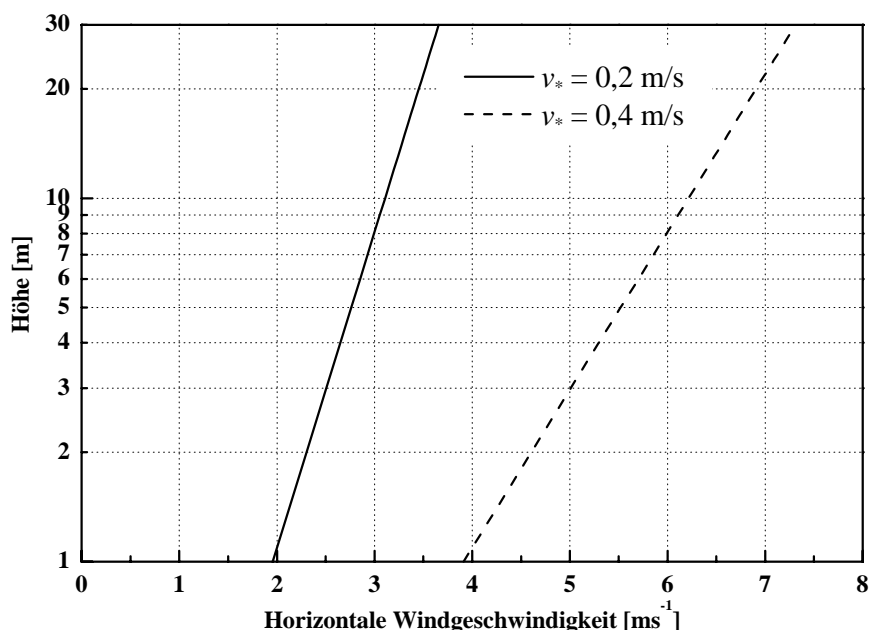


Abb. 2: Logarithmisches Windprofil für verschiedene Schubspannungsgeschwindigkeiten  $v_*$  und eine Rauigkeitshöhe von 0,02 m.

Für die Windrichtung wurden zwei (höhenunabhängige) Werte angenommen, Schallausbreitung in Mit- bzw. in Gegenwindrichtung. Diese Fälle sind gleichbedeutend mit Werten für den Winkel zwischen Wind- und Schallausbreitungsrichtung von  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$ .

Die gewählten Sender- (1,6 m) und Empfängerhöhen (2,1 m bzw. 12,3 m) orientieren sich an den Bedingungen der experimentellen Umsetzung einer akustischen Laufzeitomographie in der Atmosphäre (Arnold et al., 2002; Ziemann et al., 2001a, b).

Die Schallstrahlen, welche vom Sender kommend erstmalig das Höhenniveau des Empfängers erreichen, wurden ausgewertet. Die unterschiedlichen Laufzeitdifferenzen für verschiedene Sender-Empfänger-Entfernungen ergeben sich, wie im vorangegangenen Abschnitt bereits erwähnt, aus der Schallstrahlensimulation mit unterschiedlichen Emissionswinkeln von der Schallquelle.

## 5. Ergebnisse der Schallstrahlensimulation

Eine Auswahl an Ergebnissen der Schallstrahlensimulationen wird in der Abbildung 3 und im Anhang (Abb. A1) dargestellt.

In der Abbildung 3 werden die Laufzeit- und Laufwegdifferenzen für eine Schallausbreitung auf einem entsprechend der Temperatur- und Windgradienten refraktierten und einem geradlinigen Schallstrahl zwischen einem Sender in einer Höhe von 1,6 m und einem Empfänger in einer Höhe von 2,1 m verglichen. Die verwendeten Eingangsprofile entsprechen den idealisierten Bedingungen eines Strahlungstages, an welchem Messungen mit der akustischen Tomographie vorgenommen worden sind (24.09.1999, DWD Lindenberg, siehe auch Ziemann et al., 2001a).

Generell sind die Laufwege bei einer Schallausbreitung auf gekrümmten Bahnen größer als auf der geradlinigen Verbindungsstrecke zwischen Sender und Empfänger (positive Differenzen). Entsprechend des Fermatschen Prinzips der Laufzeitminimierung sind die Laufzeiten auf den gebrochenen Schallwegen kleiner als auf den geradlinigen Wegen (negative Differenzen).

Die Ergebnisse in der Abbildung 3 zeigen die Abhängigkeit der Laufweg- und Laufzeitdifferenzen von der horizontalen Sender-Empfänger-Entfernung und den vertikalen Windgradienten. Die Abbildungen im Anhang stellen den zusätzlichen Einfluss des vertikalen Temperaturgradienten und der Empfängerhöhe auf die Laufzeitunterschiede dar.

Je größer die Sender-Empfänger-Entfernung und je größer der Unterschied zwischen Sender- und Empfängerhöhe sind, desto größer sind im Allgemeinen auch die Beträge der Laufzeitdifferenzen.

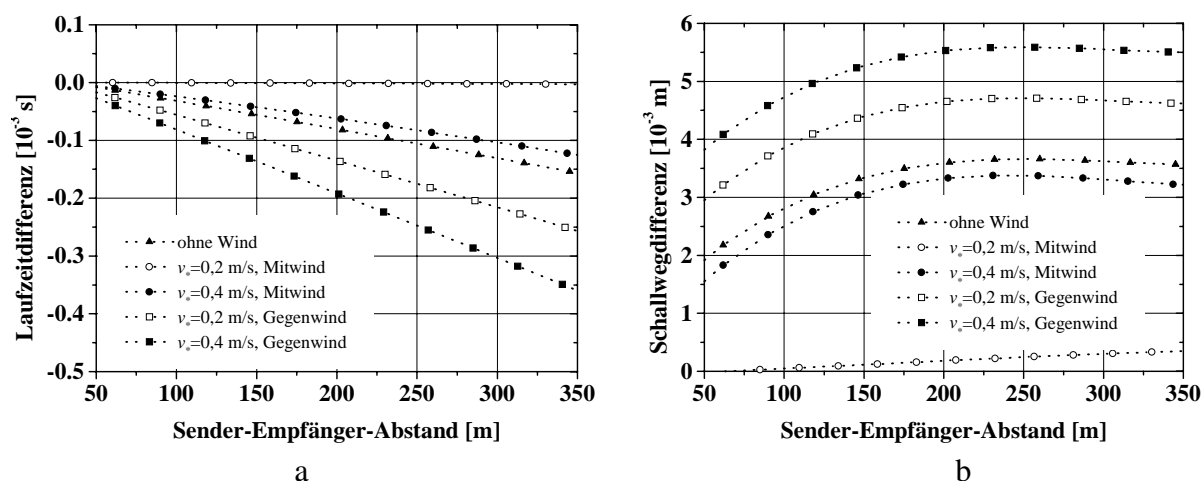


Abb. 3: Laufzeitdifferenz (a) und Schallwegdifferenz (b) zwischen dem gekrümmten und dem geradlinigen Schallstrahl bei einer linearen Temperaturabnahme von 0,5 K/m und verschiedenen logarithmischen Windprofilen. Die Höhendifferenz zwischen Sender und Empfänger beträgt 0,5 m.

Die Abbildung 3a illustriert den zunehmenden Betrag der Laufzeitdifferenz mit zunehmender Sender-Empfänger-Entfernung. Die kleinsten Differenzen sind bei einem schwach ausgeprägten Windgeschwindigkeitsgradienten ( $v_* = 0,2$  m/s) und Mitwind zu erwarten. In diesem Fall führt der gekoppelte Einfluss von Temperatur- und Windprofil zu ungefähr geradlinigen

Schallstrahlen zwischen Sender und Empfänger. Die größten (absoluten) Differenzen kommen bei Gegenwind verbunden mit einem stärkeren Windgeschwindigkeitsgradienten ( $v_* = 0,4 \text{ m/s}$ ) vor. Hierbei wird die Wirkung des Temperaturprofils durch das Windprofil noch intensiviert, die Schallstrahlen werden verstärkt vom Erdboden weg gebrochen. Die scheinbar geringen Abweichungen von der Ausbreitung auf einem geraden Strahl liegen in diesem Fall bereits im Bereich der Genauigkeit der Laufzeitmessungen der akustischen Tomographie (0,3 Millisekunden). Eine Umrechnungsmöglichkeit dieser Laufzeitdifferenzen in Temperatur- oder Winddifferenzen wird bei Ziemann et al. (1999b) näher beschrieben.

Für die Laufwegdifferenzen (siehe Abb. 3b) ergeben sich ebenfalls nur sehr geringe Beträge. Maximale Unterschiede werden auch hier bei Gegenwind und größeren Windgradienten erreicht. Die maximale Laufwegdifferenz beträgt 6 mm und ist im Vergleich mit den zurückgelegten Schalllaufwegen bzw. den Sender-Empfänger-Abständen vernachlässigbar gering.

Im Abbildungsanhang sind Laufzeitdifferenzen für ein lineares Temperaturprofil mit relativ geringem Gradienten ( $\pm 0,1 \text{ K/m}$ ) und für die bekannten Windprofile dargestellt (Abb. A1).

Ähnlich den vorangegangenen Ergebnissen nehmen die absoluten Laufzeitunterschiede wieder mit zunehmender Sender-Empfänger-Entfernung und größeren Gradienten zu. Generell sind die Beträge für die Laufzeitdifferenzen etwas größer als für eine Temperaturabnahme von  $0,5 \text{ K/m}$  (Abb. 3a). Das lässt sich auf eine unzureichende gegenseitige „Kompensationswirkung“ von Temperatur- und Windprofil zurückführen. Eine Folge davon sind stärker gekrümmte Schallstrahlen und damit verbundene größere Laufzeitdifferenzen zwischen refraktiertem und geradlinigem Schallstrahl.

Neben den Auswirkungen eines veränderten Temperaturprofils wurde außerdem der Einfluss eines veränderten Höhenunterschiedes zwischen Sender (1,6 m Höhe) und Empfänger (2,1 m bzw. 12,3 m Höhe) betrachtet (Abb. A1 oben und unten).

Bei großen Windgradienten ist die Zunahme der Differenzbeträge für einen größeren Höhenunterschied zwischen Sender und Empfänger stärker ausgeprägt als bei den Ergebnissen mit einer geringen Höhendifferenz (0,5 m). Außerdem gewinnt bei einem größeren Höhenunterschied das Temperaturprofil an Bedeutung. Die geringsten Laufzeitdifferenzen entstehen bei Temperaturabnahme und Mitwind (siehe auch Abb. 3a) bzw. bei Temperaturzunahme und Gegenwind. Bei einem Höhenunterschied zwischen Sender und Empfänger von 0,5 m hat das Temperaturprofil mit einem geringen Gradienten ( $\pm 0,1 \text{ K/m}$ ) kaum Einfluss auf die Laufzeitdifferenzen (Abb. A1 oben).

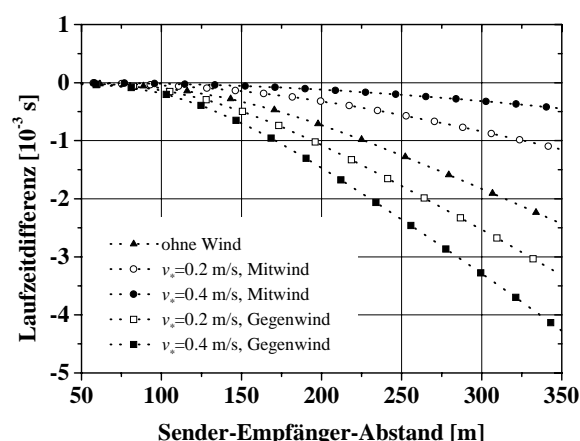


Abb. 4: Laufzeitdifferenz zwischen dem gekrümmten und dem geradlinigen Schallstrahl bei einer linearen Temperaturabnahme von  $0,5 \text{ K/m}$  und verschiedenen logarithmischen Windprofilen. Die Höhendifferenz zwischen Sender und Empfänger beträgt  $10,7 \text{ m}$ .

Für größere Temperaturgradienten, z.B. eine Temperaturabnahme von  $0,5 \text{ K/m}$ , sind die berechneten Laufzeitdifferenzen für den größeren Höhenunterschied zwischen Sender und Empfänger um eine Größenordnung größer als für eine sehr geringe Höhendifferenz zwischen Sender und Empfänger (siehe Abb. 4).

Die Laufzeitdifferenzen erreichen dann für alle Windprofile die Genauigkeitsgrenze für die Messungen mit der akustischen Tomographie ( $0,3 \text{ ms}$ ) innerhalb des untersuchten Entfernungsbereiches bis  $350 \text{ m}$ . Auch die Laufwegdifferenzen liegen bei einer größeren Höhendifferenz zwischen Sender und Empfänger um ca. zwei Größenordnungen über den zuvor erzielten Resultaten und betragen bei einer Temperaturabnahme von  $0,5 \text{ K/m}$  maximal  $0,5 \text{ m}$ .

## 6. Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Ziel dieser Studie war die Abschätzung des Einflusses einer Schallstrahlenrefraktion infolge von Temperatur- und Windgradienten auf die Laufzeit akustischer Signale zwischen Sendern und Empfängern. Eine solche Untersuchung des gekoppelten Einflusses von Vertikalgradienten meteorologischer Größen auf die Schallstrahlenausbreitung lag bisher nur für einzelne spezielle Profile vor (Spiesberger und Frstrup, 1990; Ziemann et al., 1999a, b). Mit dem hier vorgestellten Schallstrahlenmodell SMART ist es möglich, die Auswirkungen verschiedenster Temperatur- und Windprofile auf die Schallstrahlenrefraktion zu untersuchen.

Anhand ausgewählter Eingangsprofile wurden die Einflüsse von Temperatur- und Windgradienten auf die Schalllaufzeit und den Schallweg im Vergleich zu einer geradlinigen Schallausbreitung entlang der Verbindungslinie zwischen Sender und Empfänger erläutert.

Die Ergebnisse zeigen: Je größer die Sender-Empfänger-Entfernung und je größer der Unterschied zwischen Sender- und Empfängerhöhe sind, desto größer sind auch die Beträge der Laufzeit- und Laufwegunterschiede. Der gekoppelte Einfluss von Temperatur- und Windprofilen auf die Schallstrahlenrefraktion lässt jedoch keine pauschalen Abschätzungen der Laufzeitdifferenzen zu. So sind z.B. die Laufzeitunterschiede für eine Temperaturabnahme von 0,5 K/m kleiner als für einen Gradienten von 0,1 K/m. Das Temperaturprofil mit dem stärkeren Gradienten wirkt als eine Art Kompensator für den Einfluss des Windprofils. Die geringsten Laufzeitunterschiede treten hier nicht bei Windstille, sondern bei leichtem Mitwind auf. In diesem Fall kommt es also zu einer nahezu geradlinigen Schallausbreitung trotz der vorhandenen Temperatur- und Windgradienten.

Diese Untersuchungsergebnisse werden insbesondere für eine Einschätzung der Anwendbarkeit einer Schallstrahlapproximation (geradlinige Schallstrahlen) bei der akustischen Laufzeit-tomographie benötigt (siehe Ziemann et al., 2001a).

Solange die Beträge der Laufzeitdifferenzen kleiner als die Messgenauigkeit für die akustische Laufzeit sind, kann im tomographischen Invertierungsalgorithmus die Approximation geradliniger Schallstrahlen angewendet werden. Anderenfalls muss eine Schallstrahlenberechnung in den Algorithmus eingefügt werden. Für Messungen am Meteorologischen Observatorium Lindenberg 1999 konnte die Approximation z.B. angewendet werden, da die meteorologischen Bedingungen, Temperaturgradient von -0,5 K/m und Windprofil mit  $v_* = 0,2$  m/s in 2 m Höhe, ungefähr der Abbildung 3 entsprachen. Wenn mit der akustischen Tomographie gemessene Laufzeitwerte in Schallgeschwindigkeitswerte umgerechnet werden, kann im obigen Fall ebenfalls ohne signifikante Fehler mit der Approximation geradliniger Schallstrahlen für den Schallweg gerechnet werden. Nur bei größeren Höhenunterschieden zwischen Sender und Empfänger oder einer ungünstigen Kombination von Temperatur- und Windprofil nehmen auch die Schallwegunterschiede bis maximal 50 cm für eine Sender-Empfänger-Entfernung von 350 m zu. Hier sollte dann ebenfalls mit gekrümmten Schallwegen gerechnet werden.

### Danksagung

Hiermit danke ich A. Raabe für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Außerdem danke ich dem Bundesministerium für Verteidigung (Auftragsnummer: E/E91S/Z0520/X5114) und dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (Förderkennzeichen: PT-UKF 07ATF37) für die finanzielle Unterstützung dieser Studie.

## Literatur

- Arnold, K., Ziemann, A. und Raabe, A., 2002: Acoustic Tomography inside a small surface layer. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, **26**, 43-55.
- Barton, E.H., 1901: On the refraction of sound by wind. *Phil. Mag.*, **1**, 159-165.
- Boone, M.M. und Vermass, E.A., 1991: A new ray-tracing algorithm for arbitrary inhomogeneous and moving media, including caustics. *J. Acoust. Soc. Am.*, **90**, 2109-2117.
- Gutenberg, B., 1951: Sound propagation in the atmosphere. In: *Compendium of meteorology*. Am. Meteorol. Soc., Boston, 366-375.
- Hallberg, B., Larsson, C. und Israelsson, S., 1985: Measurements of meteorological effects on long-range sound propagation using a m-sequence correlation. *J. Acoust. Soc. Am.*, **78**, 1038-1044.
- Kornhauser, E.T., 1953: Ray theory for moving fluids. *J. Acoust. Soc. Am.* **25**, 945-949.
- Ostashev, V.E., 1997: *Acoustics in moving inhomogeneous media*. E & FN Spon, London, 259 S..
- 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.
- Pierce, A.D., 1989: *Acoustics. An Introduction to its physical principles and applications*. Acoustical Society of America, New York, 678 S..
- Piercy, J.E., Embleton, T.F.W. und Sutherland, L.C., 1977: Review of noise propagation in the atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.*, **61**, 1403-1418.
- Rayleigh, J.W.S., 1945: *The theory of sound*, Dover, New York.
- Spiesberger, J.L. und Fristrup, K.M., 1990: Passive localization of calling animals and sensing of their acoustic environment using acoustic tomography. *Am. Natural.*, **135**, 107-153.
- Thompson, R.J., 1972: Ray theory for an inhomogeneous moving medium. *J. Acoust. Soc. Am.*, **5**, 1675-1682.
- Wöhle, W., 1984: Wind- und Temperatureinflüsse auf die Schallausbreitung. In: Fasold, W., Kraak, W. und Schirmer, W. (Ed.): *Taschenbuch Akustik*. VEB Verlag Technik, Berlin, 83-95.
- Ziemann, A., Arnold, K. und Raabe, A., 1999a: Acoustic tomography in the atmospheric surface layer. *Ann. Geophysicae*, **17**, 139-148.
- Ziemann A., Arnold, K. und Raabe, A., 1999b: Acoustic travel time tomography. A method for remote sensing of the atmospheric surface layer. *Meteorol. Atmosph. Phys.*, **71**, 43-51.
- Ziemann, A., 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig u. Inst. f. Troposphärenforsch. Leipzig*, **19**, 141 S..
- Ziemann A., Arnold, K. und Raabe, A., 2001a: Acoustic tomography as a method to identify small-scale land surface characteristics. *Acustica*, im Druck.
- Ziemann A., Arnold, K. und Raabe, A., 2001b: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen beim Lärmschutz. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, **22**, 35-49.

## Adresse:

Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)  
Institut für Meteorologie  
Universität Leipzig  
Stephanstr. 3  
04103 Leipzig

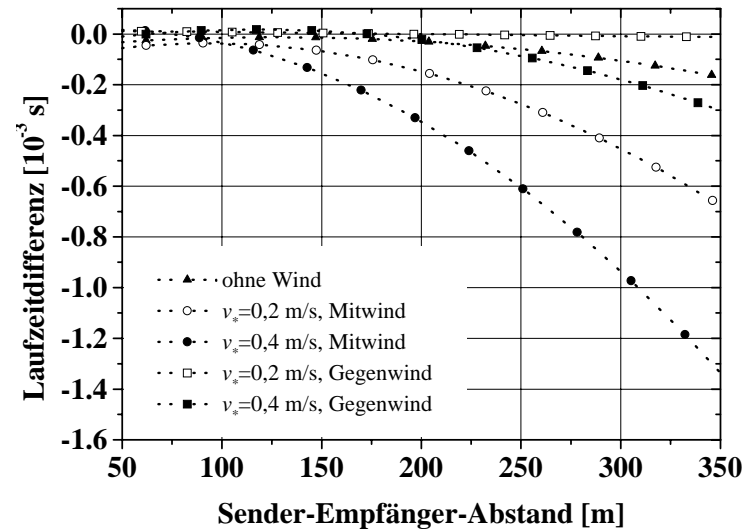
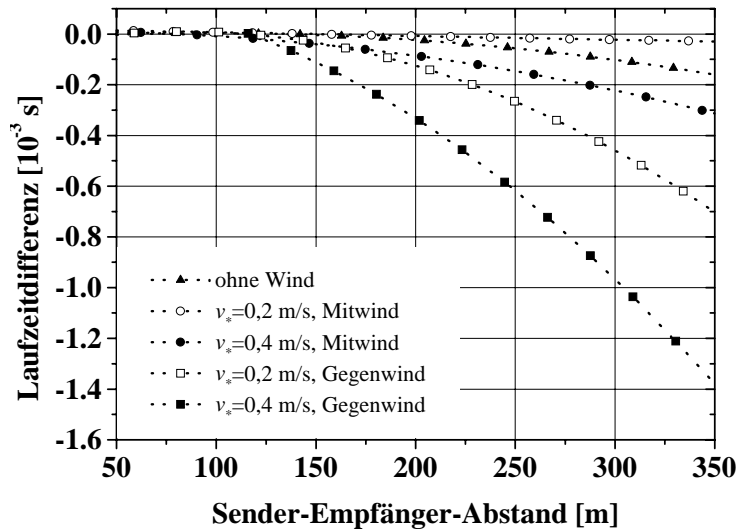
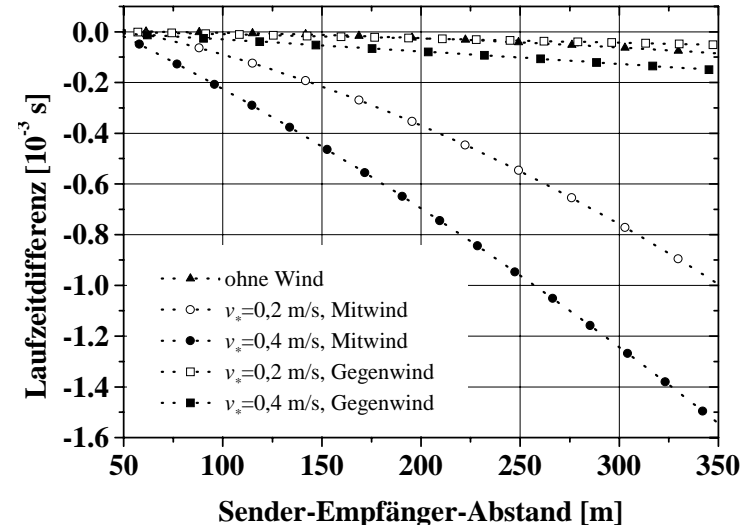
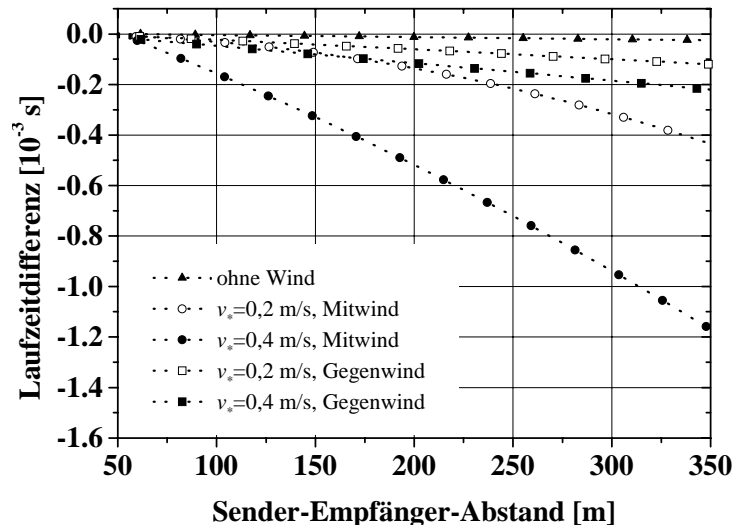


Abb. A1: Laufzeitdifferenz zwischen dem gekrümmten und dem geradlinigen Schallstrahl bei einer linearen Temperaturabnahme (links) bzw. Temperaturzunahme (rechts) von 0,1 K/m und verschiedenen logarithmischen Windprofilen (siehe Abb. 2). Die Höhendifferenz zwischen Sender und Empfänger beträgt 0,5 m (oben) bzw. 10,7 m (unten).

# Acoustic Tomography inside a small surface layer

K. Arnold, A. Ziemann and A. Raabe

## Summary:

Acoustic travel time tomography is presented as an experimental technique for remote monitoring of spatially averaged meteorological quantities, such as the virtual air temperature and the horizontal wind speed. This ground based remote sensing technique uses the nearly horizontal propagation of sound waves in the atmospheric surface layer. Here the acoustic travel time tomography was applied by measuring the travel time at defined propagation paths between several sound sources and receivers. The resulting sound speed was used to obtain estimates of the meteorological parameters.

Several measuring campaigns were carried out to compare the acoustically derived data with conventional systems. The results of a cross-validation during a field experiment in autumn 2000 are presented, where receivers at different heights above the ground were used.

## Zusammenfassung

Die Akustische Laufzeittomographie wird als ein Verfahren zur Fernerkundung räumlich gemittelter Größen, wie der virtuellen Temperatur und der horizontalen Windgeschwindigkeit, vorgestellt. Dieses bodengebundene Fernerkundungsverfahren beruht auf der annähernd horizontalen Schallausbreitung in der atmosphärischen Grenzschicht. Das hier angewendete Verfahren der Laufzeittomographie beruht auf der Bestimmung der Ausbreitungszeit von Schallwellen zwischen mehreren Schallsendern und -empfängern. Die daraus abgeleitete Schallgeschwindigkeit liefert eine Information über die interessierenden meteorologischen Parameter.

Eine Reihe von Feldexperimenten wurde durchgeführt mit dem Ziel, die akustisch bestimmten Größen mit denen konventioneller Verfahren zu vergleichen. Hier werden die Ergebnisse eines Vergleiches im Herbst 2000 präsentiert, bei dem die Schallempfänger in unterschiedlichen Höhen über dem Boden angebracht wurden.

## 1. Introduction

Spatially averaged data – which are consistent with the output data of numerical models – have been conventionally provided by point measurements and additional interpolation algorithms. A relatively new way to obtain such values directly and with a high spatial and temporal resolution is the application of tomographic methods in the atmospheric surface layer.

There are several advantages of tomographic measurements compared with conventional methods: first, the effect as a low-pass spatial filter, second, the remote monitoring (because the test medium is not influenced by devices), and third, a higher number of data per sensor in comparison to the traditional point measurements (WILSON & THOMSON, 1994).

Here we use a type of acoustic travel time tomography where the sound speed can be determined by measuring the travel time of a signal at a defined propagation path. Applying a suitable procedure, measurements of the speed of sound can be used to reconstruct variably temperature and wind velocity fields (ZIEMANN et al., 1999b; ARNOLD et al., 1999; RAABE, et al., 2001a).

## 2. Background of travel-time tomography

Acoustic tomography is defined in this study as a combined measurement and data analysis technique to reconstruct a slice through the atmosphere using the reaction of the considered atmospheric layer on the external sound energy.

In the presented study measured travel-time values of sound signals between different transmitters and receivers were used as initial line-integrated values to derivate spatially averaged meteorological quantities. The rays must touch all parts of the observational site, at best with a quite uniform distribution. As each measurement contains information on the properties of the atmospheric layer which the sound wave propagates through, a tomographic inverse algorithm provides a spatial mapping of meteorological quantities.

Under the assumption of small Mach numbers (ratio of wind speed to sound speed), the measured quantity, that means the acoustic travel time of a signal between a fixed transmitter and a receiver, can be expressed as

$$\tau = \int_{\text{ray}} \frac{dl}{c_{\text{eff}}}, \quad (1)$$

where  $dl$  is the element of the arc length along the propagation path and

$$c_{\text{eff}} = c_L(T_{\text{av}}) + \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}' \quad (2)$$

symbolizes the effective sound speed with the coupled influence of the virtual acoustic temperature  $T_{\text{av}}$  ( $c_L$  is Laplace sound speed) and the wind vector  $\mathbf{v}$  component in direction  $\mathbf{r}'$  of the sound propagation (cf. MUNK et al., 1995). Because of this connection between acoustic and meteorological quantities it is possible to derive, e.g., the air temperature by means of acoustic travel-time tomography.

In comparison to previous studies of horizontal-slice tomography by SPIESBERGER AND FRISTRUP (1990), as well as WILSON AND THOMSON (1994), a different tomographic algorithm will be applied here to detect absolute values of meteorological quantities without additional information (see ZIEMANN et al., 1999b; ZIEMANN, 2000). Here, for the first time, the acoustic tomography will be used to provide volume-averaged data inside a small layer.

## 3. Experimental Realisation

### 3.1 Site and design of the experiment

A field experiment was carried out at the test site of the Institute for Tropospheric Research (IfT, Leipzig) near Melpitz (SE - Germany) in September 2000. This test site is located at a



spaciously meadow which is crossed with several ditches. The experiment was realised directly after the last grass mowing.

Six sources and nine receivers were positioned at the borders of an array with horizontal dimensions of  $200 \times 240 \text{ m}^2$ . Figure 1 illustrates the layout of the tomographic array. The sources (compression drivers, example in fig. 2, right), were mounted on tripods at a height of 2 m. The receivers (fig. 2, left) were positioned at different heights: five microphones at a height of 2 m and four microphones at a mast at 12 m above the ground.

In order to compare the acoustically derived data with conventional in-situ measurements inside the array, four combined temperature/humidity sensors (at 2 m above ground) and a 12 m wind- and temperature mast were used. The temperature/humidity sensors (pt 100) are identical to fast response sensors which were put into ventilated shelters (SCHIENBEIN & ARNOLD, 2001).

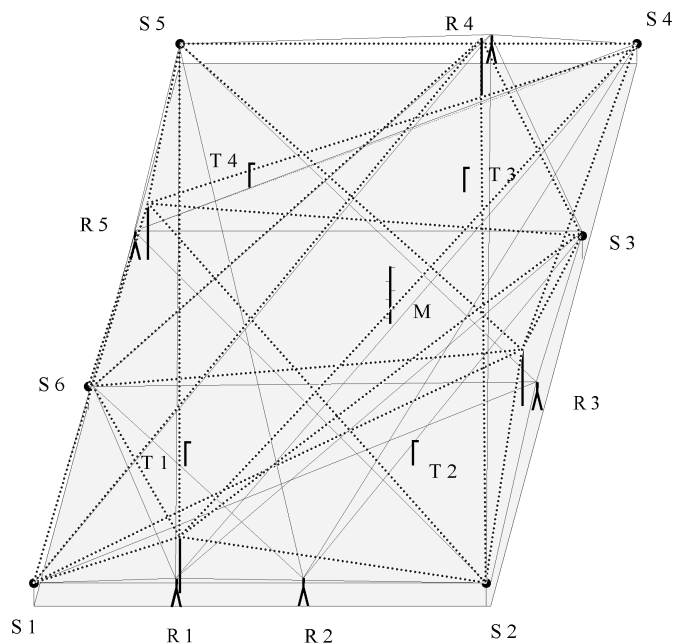


Fig. 1: Layout of the tomographic array with an horizontal extension of  $200 \times 240 \text{ m}^2$ . The sources are labelled S1 to S6, the receivers R1 to R6. T1 to T4 are the coupled temperature/humidity sensors and M is the 12 m profile mast. The lines represent the source-receiver connections inside the array and along the borders, whereby the dotted lines contact the microphones at 12 m height.

For the tomographic monitoring several sound sources and receivers were positioned at the border or inside the investigation area. The positions of the sources and receivers have to be located with a high degree of accuracy. For this purpose, trigonometric measurements (Infrared – theodolite) with an accuracy of 0.5 cm were used. However, due to the extension of the loudspeaker and microphone the positions of the devices can be determined with an accuracy of several centimetres. The positions of the acoustic devices were set in such a way, that the covering of the investigation area with sound paths is optimised and an overlap of signals, as a result of equidistant distributed sound sources, at one microphone can be precluded.

All sources simultaneously transmit a short burst with an individual signature which can be designed separately for the identification of each transmitter. Concurrently the assignment of each signal to the corresponding source is possible due to the tomographic array layout where each ray has a significantly different path length.

The travel time of each signal was calculated by a special correlation algorithm between the received and the transmitted signal. Each correlation maximum is associated with a separate ray path and corresponds directly to the travel time (ARNOLD, 2000).

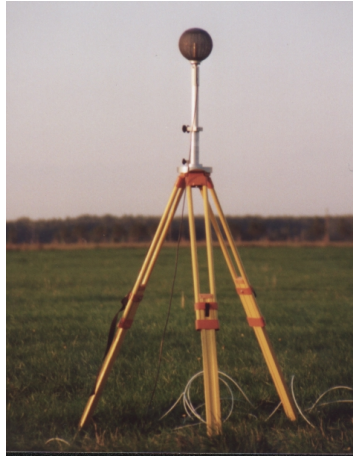


Fig. 2: The receiver set: a microphone with a windscreen on a mast at 12 m (left) or on a tripod at 2 m (right) above the ground.

The sound source: a loud-speaker on a tripod at 2 m above the ground.

### 3.2 Cycle of travel-time data analysis

#### 3.2.1 Direct derivation of temperature and wind data

If air is treated as an ideal gas under adiabatic conditions, the Laplace equation of sound speed can be used:

$$c_L = \sqrt{\gamma_a R_a T_{av}}, \quad (3)$$

where  $\gamma_a$  is the ratio of specific heats for dry air at constant pressure and at constant volume, respectively,  $R_a$  is the gas constant of dry air and  $T_{av}$  is the acoustic virtual temperature. The acoustic virtual temperature is defined as the temperature at which  $c_L$  in dry air has the same value as in moist air at the air temperature  $T$  (Ostashev, 1997). We point out that  $T_{av}$  differs somewhat from the virtual temperature  $T_v$  used by meteorologists. This difference amounts to about 0.1 K for typical values of the specific humidity in middle-latitudes. The difference between the air temperature  $T$  and virtual temperatures  $T_v$  is due to the different specific heats of water and dry air.

In addition to spatial and temporal alterations of  $c_L$  as a result of changes of air temperature, the influence due to the vectorial wind field appends to the sound velocity and leads to the

(horizontal) effective sound speed (see Eq. 2). So, the measured sound speed depends on the air temperature, the humidity and the wind vector.

Equation 2 points out that the coupled influence of the air temperature, humidity and the wind vector on the effective sound speed is the most important difficulty during the data analysis. To separate these influences, the humidity was initially assumed as horizontally uniform and determined by additional measurements with standard sensors at a height of 2 m. To distinguish between the temperature and wind influence, several methods are applicable, for instance the use of reciprocal sound propagation (analogous to a sonic anemometer) or the numerical solution of an equation's system (Ziemann et al. 1999b, Arnold et al., 2000).

In this study, an iteration algorithm for the separation of the influence of the temperature and the wind field on the sound speed was used, where either the wind speed and direction or the temperature were changed until the mean value deviation of the Laplace sound speed reaches a minimum:

$$\frac{1}{n} \sum (c_L - \bar{c}_L) \rightarrow \min \quad (4)$$

where  $c_L$  is the sound speed recalculated from the travel time along one path,  $\bar{c}_L$  is the mean sound speed over all sound paths, and  $n$  is the number of the considered sound paths. The selection of these parameters for the iteration cycle depends on the actual meteorological conditions as well as on the features of the measuring side. As a result, one parameter for each sound path could be estimated separately (e.g., temperature) and the other parameters for the different parts or the whole array (e.g., wind vector).

### 3.2.2 Tomographical calculation of temperature data

The analysis described above leads to travel-time data depending only on the air temperature or wind field. The temperature depending data are used as input for the tomographic inverse algorithm to derive spatially (area or volume) averaged temperature data.

This procedure describes the opposite situation in comparison to the traditional forward problem (e.g. calculation of the travel time using a measured sound speed corresponding to Eq. 1) Thereby, outgoing from values of measured quantities (travel time), one can use mathematical inverting techniques to derive an estimation of the values of system parameters (sound speed) that explain or reproduce the experimental observations.

A difficulty in the numerical application of the tomographic method is the dependence of the ray path itself on the unknown distribution of the effective sound speed and therefore the line integral (Eq. 1) becomes non-linear in this quantity. Straight lines connecting the sound source and the receiver are used to approximate the true ray path to avoid this difficulty.

The measurements of travel time are always discrete and finite in number. In the usually applied discrete-data/discrete-solution approach, the medium is divided into grid cells and the aim of the inversion is to estimate the associated parameter values (sound speed and thus temperature) inside the grid cells (cf. MUNK et al. 1995, WILSON AND THOMSON 1994). After this discretization the resulting system of equations can be worked out.

There are possible inverse algorithms to solve the linear equation system, for instance iterative algebraic reconstruction techniques. A survey to the features of different inverse methods for acoustic tomography was presented by ZIEMANN et al. (1999a).

In particular, the Simultaneous Iterative Reconstruction Technique (SIRT) is characterised by stable convergence during the application on data sets with measuring errors, by non-significant developments of artefacts as well as simple handling during online evaluation. A comprehensive survey of the mathematical background of SIRT and other iterative algebraic reconstruction techniques is given by VAN DER SLUIS and VAN DER VORST (1987).

All iterative reconstruction algorithms follow a similar scheme. An initial guess of the slowness values in the grid cells is derived from a simple back projection of the measured travel-time data into grid cells using the inverse of the Eq. 1. By means of the so estimated reciprocal sound speed per grid cell one can apply forward modelling (Eq.1) to get a modelled travel time. Now the difference between the experimentally obtained and the simulated travel-time values is calculated. After back projection of this difference, and adding a resulting correction term to the present model, an updated version of the simulated travel time follows. The iterative improvement of the modelled data is continued until a convergence criterion is reached. The process leads to spatially averaged values of the analysed meteorological parameter.

### 3.3 Accuracy of the method

The accuracy of the achieved data depends on several factors: the accuracy of travel time and the sound path length determination, the signal processing, the separation technique, the examined meteorological quantity, the environmental conditions as well as on the quality of the tomographic reconstruction (ARNOLD, 2000; ZIEMANN et al., 1999b).

The measuring accuracy itself depends on the travel time determination as well as on the ascertainment of the ray path length between sources and receivers. The actual travel time accuracy amounts to about  $\pm 0.3$  milliseconds and a sound path determination with an accuracy of  $\pm 10$  cm. The used ray-path approximation affects both the direct travel-time analysis and the tomographic data reconstruction. For an error estimation regarding the straight-ray-path approximation the meteorological conditions were considered using the vertical sound speed gradient. With increasing sound speed gradient (depending on the vertical temperature and wind profile), the ray paths are more strongly curved and the deviation from the linear path increases likewise (ARNOLD, 2000). The error made by this approximation was also quantitatively estimated using a sound-ray model including a generalized equation of refraction (cf. ZIEMANN et al., 2001). In summary, the straight-line approximation can be applied if we use path lengths of sound rays not more than some hundred meters over a relatively homogeneous surface, and if moderate vertical temperature and wind gradients are present.

The coupled influence of the measuring inaccuracy contains the sound path length and the travel time determination, which particularly impinge on short sound paths. To minimise these ascendancies, a source receiver distance of more than 150 m is necessary (ARNOLD, 2000). Thereby, an accuracy of the air temperature of  $\pm 0.5$  K and for the wind speed of  $\pm 0.5$   $\text{ms}^{-1}$  is reachable.

The attainable accuracy of the tomographic monitoring depends on the particular separation technique. If the iterative procedure proposed here for the separation of the different influences on the sound speed is used, the indefiniteness of the splitting is not absolutely quantifi-

able. A distinct improvement and a quantification of the uncertainty of the separation would be possible if the reciprocal sound propagation between pairs of sources and receivers are used (ARNOLD, 2000).

Furthermore, the quality of the tomographic reconstruction has to be checked for the special tomographic array (cf. ZIEMANN et al., 2001). To summarize, the SIRT algorithm allows the derivation of absolute temperature values without additional information or measurements of the initial values of the investigated meteorological quantity. Thereby, the error made by the tomographic reconstruction algorithm lies below the error caused by the travel-time and ray-path determination.

## 4. Results

### 4.1 Comparison with conventionally measurements

After separating the two prime effects on the effective sound speed, the temperature and wind speed can be calculated for each transmission path (see section 3.2.1). Then, the acoustically calculated data were compared with the conventionally obtained meteorological measurements, which were carried out inside the tomographic array. As a result, spatially averaged data were compared with different point measurements.

For the air temperature determination, based on the measured travel time and recalculated sound speed, additional information about the specific humidity was used under the assumption that these measurements are representative for the whole array. This approximation is possible because measurements (T1 ... T4) point out that the humidity modifications inside the area under investigation were very small.

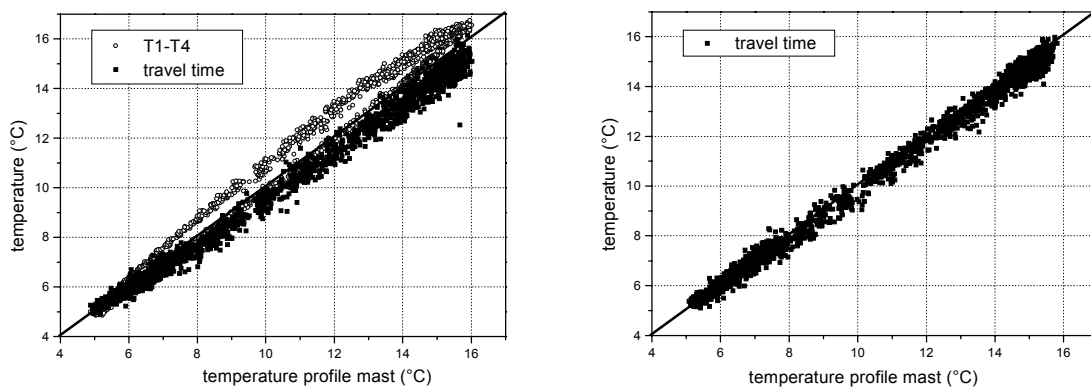


Fig. 3: Comparison between the conventional temperature (profile mast and pt 100) measurements and the acoustically derived temperature (arithmetic mean over all sound paths) on the 19 September 2000. The values were taken at the height of about 2 m (left side) and at the layer between 2 and 12 m.

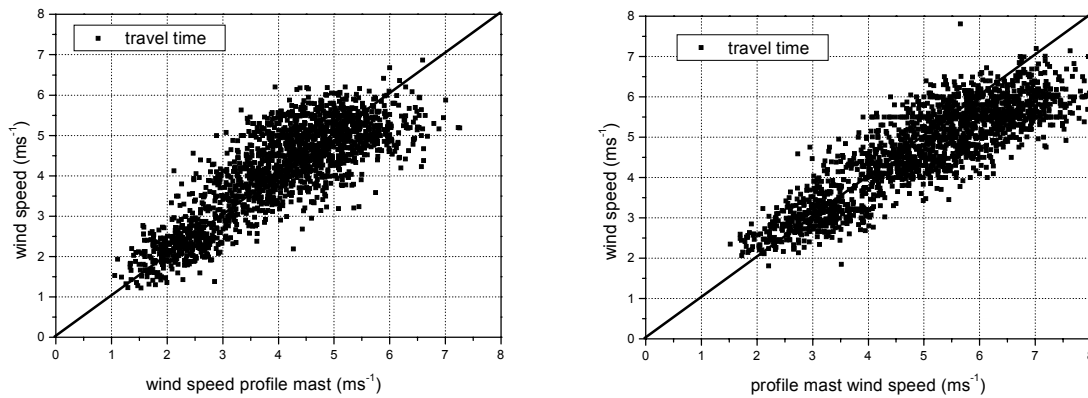


Fig. 4: Comparison between the conventional wind speed (cup anemometer at the profile mast) measurements and the acoustically derived values (arithmetic mean over the whole array) on the 19 September 2000. The values were taken at the height of about 2 m (left side) and at the layer between 2 and 12 m.

Figure 3 and 4 show the comparison between the acoustically derived (travel-time measurements) meteorological parameters (temperature and wind speed) with the conventionally cross-validation measurements (profile mast and pt 100 sensors). This comparison was carried out for one sunny day (19/09/2000) with moderate wind speed under nearly horizontal homogeneous conditions regarding the surface. On this day, the effect of short-wave solar radiation on the measured temperature was especially evident. For the comparison all available data without temporal averaging were used (one value each 30 seconds).

The sound speed data were averaged over the 30 sound paths at 2 m height and the 24 paths between 2 m and 12 m above the ground. Due to the spatial extent, the acoustic data are representative of a  $200 \times 240 \text{ m}^2$  area, whereas the temperature sensors and the profile mast represent point measurements.

In Figure 3 the temperature values between the different systems at various heights were compared. The left side of figure 3 shows the temperatures at the height of about 2 m and on the right side the height range between 2 m and 12 m was considered.

These plots demonstrate a rough agreement of the temperatures for the different cross-validation measurements. However, remarkable differences (more than 1 K) between the travel-time temperature estimations, the pt-100-sensors, as well as the profile mast are visible. This overestimation by the pt 100 sensors is visible over the whole temperature range between  $5^\circ\text{C}$  and  $16^\circ\text{C}$ . This result is primarily caused, in spite of a ventilated shelter, by the influence of short-wave insolation, which is especially remarkable at the pt-100 sensors. A secondary heat source is the ventilator motor by itself (SCHEINBEIN & ARNOLD, 2001). For the wind speed (Figure 4) at the height of 2 m (left side) and from 2 m to 12 m (right side) a high analogy at the regarded range is noticeable. However, a large fluctuation margin is observable. The temporarily observed deviations between the point measurements (cup anemometer) and the travel time observations are probably due to the influence of different wind speed and directions inside the array. One other reason for the insufficient specificity is the separation technique used by acoustic tomography, where a horizontally homogeneous wind field was assumed.

In figure 5 the daily course of differences of the temperature, measured by the different systems, is shown for the selected day in September 2000. By using the humidity information the travel time data were again converted to sound speed and subsequently to the air temperature.

This comparison demonstrates the influence of short-wave radiation heating on the temperature measurements (profile mast and pt 100). During the day, remarkable differences between the travel time measurements and the temperature sensors appears. With increasing temperature – due to the increase of the solar radiation – the differences between the various measuring systems increase. The averaged temperature sensor value (T1 - T4) is particularly overestimated due to the influence of the direct radiation and the inertia of the sensor. Here, the specifically manufactured shelter is – in spite of ventilation – insufficient for an uninfluenced temperature measurement.

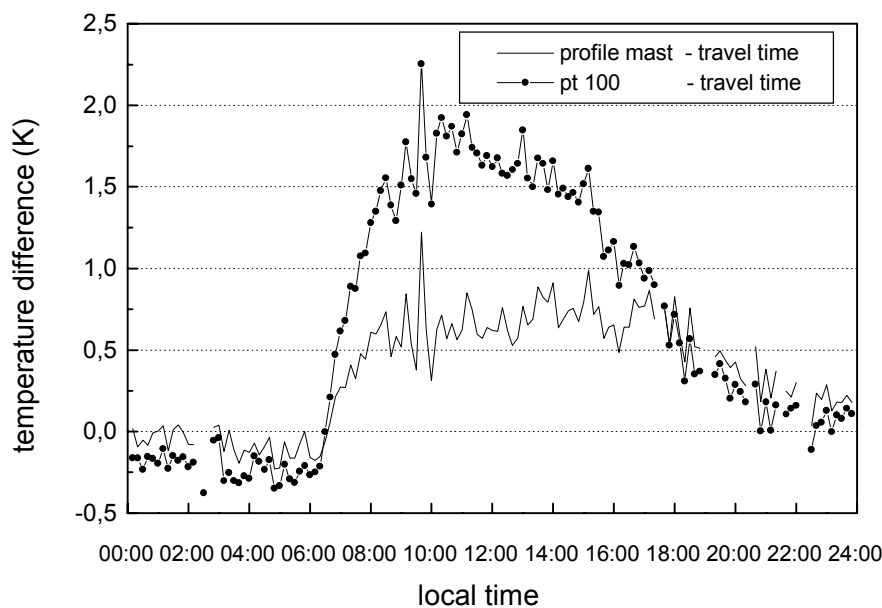


Fig. 5: Differences of the air temperature between the varying systems: 1) profile mast vs. travel time (arithmetic mean value over 30 sound paths) and 2) temperature sensors (arithmetic mean value over four pt 100 sensors) vs. travel time. All values (on the 19. September 2000) were measured at 2 m height and averaged over 10 min.

#### 4.2 Spatial temperature distribution

The data set of the temperature-depending travel times is the starting point for the tomographic inversion algorithm (see section 3.2.2). This algorithm (SIRT) creates a distribution of air temperatures within the tomographic array. If the sound sources and the receivers are at the same height above the ground, a horizontal slice through the temperature field follows (2-D version). If however a remarkable height difference between transmitters and microphones exist, then temperature data are representative for an air volume (3-D version).

For both versions, 2-D (30 sound paths) and 3-D (30+24=54 sound paths), the experimental area (200×240 m<sup>2</sup>) was subdivided into squared grid cells of 60×60 m<sup>2</sup>. Therewith, 20 (horizontal) grid cells with (3-D) or without (2-D) a designated vertical thickness result.

Using the results of the tomographic reconstruction one can describe the (horizontal) variability of the temperature. This variability and the cooling of the air during the night and morning hours is illustrated in figure 6. Small spatial temperature differences around  $\pm 0.5$  K are identifiable. This result demonstrates the horizontal homogeneity of the temperature field, an important presupposition for the applicability of known turbulence theories to investigate the energy balance of the surface.

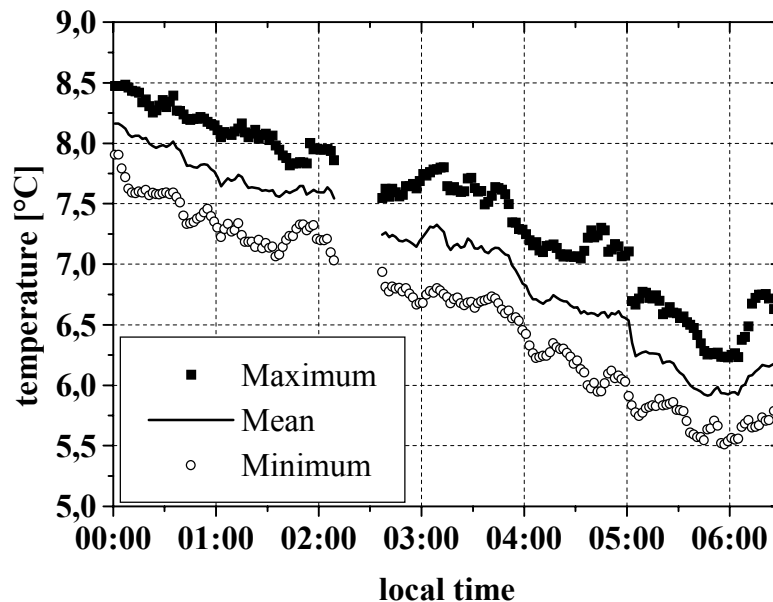


Fig. 6: Tomographically derived air temperature (spatial mean over 20 grid cells, maximum and minimum of the grid cells) adjacently averaged over 10 min on the 19 September 2000. The 2-D travel-time data resulting in a horizontal slice at a height of about 2 m were used.

The travel-time measurement by transmitters and receivers at different heights allows the calculation of vertical temperature gradients, if one assumes a horizontally homogeneous temperature field. For this purpose the results of the 3-D and of the 2-D tomography were simultaneously used. The mean height of the 3-D layer amounts to 4.1 m (arithmetic mean of all grid cell levels), the height of the 2-D slice is 1.9 m (loudspeaker and microphone level). The vertical gradient was calculated using the spatially, over all grid cells, averaged temperature values for the 3-D and the 2-D version, respectively. These results were compared with point measurements at a meteorological mast (fig. 7).

The qualitative agreement between the vertical temperature gradients is remarkable. Especially the temperature gradient measured at slightly greater heights at the mast agrees with the tomographic results. This behaviour could be caused by the filter effect for a great variability due to spatial averaging of the tomographic results.

As expected, a temperature inversion occurs during the night. Around the sun rise, the temperature gradient tends to zero and changes to negative values corresponding to the heating period in the morning hours.



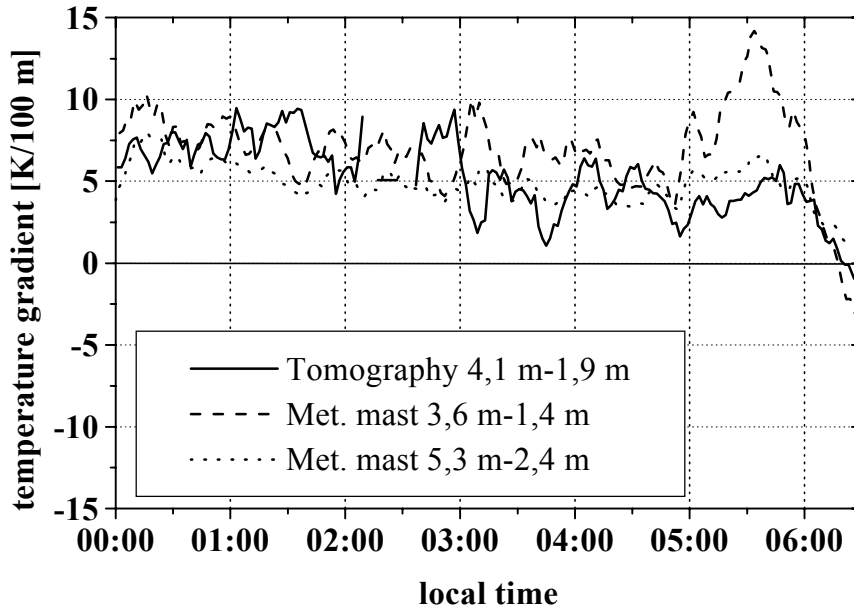


Fig. 7: Vertical temperature gradient measured by tomography (3-D version – 2-D version) and by conventional thermocouples at a meteorological mast, both adjacently averaged over 10 min, on the 19 September 2000.

## 5. Conclusions

This comparison demonstrates the applicability and the advantages of the tomographic monitoring of near-surface temperature fields as well as wind fields at different height levels close the ground. Temporal and spatial variances in the wind and temperature field are clearly verifiable. The accuracy of this ground based remote sensing system is sufficient to estimate meteorological parameters with adequate accuracy.

One problem is the separation of the various effects on the effective sound speed. Here the humidity is assumed to be horizontally homogeneous and the temperature and wind influence was separated by an iteration technique. Thereby for each propagation path one value of the temperature and for the whole tomographic array the wind velocity and its direction can be calculated.

Besides the presently applied iteration method for the separation of the wind and temperature influence, reciprocal transmission paths should be used for this separation in the future. With an arrangement similar to an ultra sonic anemometer (combined transmitter-receiver at all positions), for each path the wind component and the sound speed are independently determinable.

In general, the remote sensing and the in-situ measurements quantify nearly the same temperature at the analogous level. However, during the heating period the temperature was strongly overestimated by the profile mast. During the highest solar radiation the temperature measurements carried out by the mast system are up to 1 K higher as the acoustic tomographic measurements. The reasons for the discrepancy are many.: (1) the radiation warming

of the shelter, (2) the heat storage inside the shelter, and (3) the release of heat by the ventilation motor. Corresponding investigations were carried out by SCHIENBEIN & ARNOLD, 2001 for the pt 100 sensors (T1...T4). This fact is especially remarkable, because all standard temperature measurements were carried out inside similar ventilated sensor shelters.

The tomographic monitoring is applicable, e.g., for the validation of large eddy simulations (WEINBRECHT & RAASCH, 2001). Other uses are the determination of horizontal gradients of meteorological quantities or the detection of turbulent structures inside a convective boundary layer (RAABE et al., 2001b).

## Acknowledgements

We would like to thank F. Weiße and M. Engelhorn for their support in the development and manufacturing of the acoustic measuring system. Special thanks are going to Dr. S. Schienbein for the development and maintenance of the thermocouples. Furthermore, we acknowledge Dr. G. Spindler and the staff of the test site Melpitz (Institute for Tropospheric Research) for providing data and assisting during the field experiments.

## References

- Arnold, K., Ziemann, A. and Raabe, A., 1999: Acoustic tomography inside the atmospheric boundary layer. *Phys. Chem. Earth (B)*, **24**, 133-137.
- Arnold, K., 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **18**.
- Arnold, K., Ziemann, A. and Raabe, A., 2000: Acoustic tomography as a monitoring system for near surface temperature and wind fields. Proceedings, 10<sup>th</sup> International Symposium on Acoustic Remote Sensing, Auckland NZ, 59-63.
- Arnold, K., Ziemann, A. and Raabe, A., 2001: Acoustic tomography in comparison to in-situ temperature and wind measurements. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **22**. 61-69.
- Clay, C.S. and Medwin, H., 1977: *Acoustical Oceanography. Principles and applications*. J. Wiley & Sons Inc., New York, 544 p.
- Kaimal, J.C. and Gaynor, J.E., 1991: Another look at sonic thermometry. *Boundary-Layer Meteorol.*, **56**, 401-410.
- Munk, W. and Wunsch, C., 1978: Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring. *Deep-Sea Res.*, **26A**, 123-161.
- Munk, W., Worcester, R. and Wunsch, C., 1995: *Ocean acoustic tomography*. Cambridge University Press, 433 pp.
- Ostashev, V.E., 1997: *Acoustics in moving inhomogeneous media*. E & FN Spon, London, 259 p.

- Raabe, A., Ziemann, A., and Arnold, K. 2001a: Near surface averaged air temperature and wind speed determined by acoustic travel time tomography. *Meteorol. Z.*, **10**, 61-70.
- Raabe, A., Arnold, K. and Ziemann, A., 2001b: Räumliche Variabilität turbulenter Parameter von Luftströmungen abgeleitet über ein Verfahren der akustischen Laufzeittomographie. Proceedings DACH-MT 2001, Vienna.
- Schienenbein, S. and Arnold, K., 2001: Messung der Lufttemperatur und Luftfeuchte bei Minimierung des Strahlungsfehlers. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **22**, 70-78.
- van der Sluis, A. and van der Vorst, H.A., 1987: Numerical solution of large, sparse linear algebraic systems arising from tomographic problems. *Seismic tomography: With applications in global seismology and exploration geophysics*. G.D. Nolet, Ed., Reidel Publishing Company, 49-83.
- Spiesberger, J.L. and Fristrup, K.M., 1990: Passive localization of calling animals and sensing of their acoustic environment using acoustic tomography. *Am. Natural.*, **135**, 107-153.
- Weinbrecht, S. and Raasch, S., 2001: LES-Modellvalidierung mit dem Verfahren der Akustischen Laufzeittomographie. Proceedings DACH-MT 2001, Vienna.
- Wilson, D.K. and Thomson, D.W., 1994: Acoustic tomographic monitoring of the atmospheric surface layer. *J. Atm. Ocean. Techn.*, **11**, 751-768.
- Ziemann, A., Arnold, K. and Raabe, A., 1999a: Acoustic travel time tomography - a method for remote sensing of the atmospheric surface layer. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **71**, 43-51.
- Ziemann, A., Arnold, K. and Raabe, A., 1999b: Acoustic tomography in the atmospheric boundary layer. *Ann. Geophysicae*, **17**, 139-148.
- Ziemann, A., 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig u. Inst. f. Troposphärenforschung. Leipzig*, **19**, 141 pp.
- Ziemann A., K. Arnold, and A. Raabe, 2001: Acoustic tomography as a method to identify small-scale land surface characteristics. *Acustica*, in print.

# **Untersuchung des Orkans Ginger mit dem Lokal Modell**

**K. S. Radtke und G. Tetzlaff**

## **Zusammenfassung**

Mit dem mesoskaligen nichthydrostatischen Modell 'Lokal Modell' (LM) des Deutschen Wetterdienstes (DWD) werden die Vorgänge in einer Orkanzyklone simuliert. Als Beispiel wird das Tiefdruckgebiet Ginger aus dem Jahr 2000 dargestellt. Die meteorologischen Antriebsdaten wurden durch das globale Modell des DWD erzeugt. Die Auswirkungen von Veränderungen verschiedener Bedingungen auf die Entwicklung der Zyklone, und vor allem auf das Windfeld, sollen untersucht werden. Dazu werden die Antriebsdaten künstlich verändert. Im Beispiel wird der horizontale Temperaturgradient geändert, und die Folge auf Druckverteilung und Windgeschwindigkeit betrachtet. Da das LM nur einen Ausschnitt aus der Atmosphäre simuliert, kommt es durch die Eingriffe in die Antriebsdaten zu Problemen am Rand. Ein Verfahren wird getestet, um diese zu vermeiden.

## **Summary**

The development of a cyclone is simulated with the nonhydrostatic limited area model 'Lokal Modell' (LM) of the German Weather Service (DWD). The cyclone Ginger which occurred in 2000 serves as an example. The forcing data were generated by the global model of the DWD. The effects of various conditions were considered contributing to the evolution of Ginger and mainly to its velocity field. For this purpose, the forcing data were artificially varied. As an example the horizontal temperature gradient was changed. The effects on the pressure field and its corresponding velocity field are discussed. As the LM simulates only a limited area, the lateral bounds become problematic because of the manipulated forcing data. A procedure is tested, in order to prevent this problems.

## **Einleitung**

Orkanzyklonen mit teilweise katastrophalen Auswirkungen traten in der Vergangenheit immer wieder auf, wie z.B.: der Niedersachsenorkan (1972), der Capella Orkan (1976), Daria, Herta, Vivian, Wiebke (alle 1990) Martin, Anatol oder Lothar (1999). Mit ihnen waren rekordverdächtige meteorologische Situationen verbunden. Lothar erreichte im Flachland, in Karlsruhe, Böen von bis zu 151 km/h, auf dem Wendelstein wurden 259 km/h gemessen (DWD, 2000). In Rouen (Normandie) fiel der Druck in drei Stunden um 26 hPa (Ulbrich, 2001). Bei seinem Weg über Europa richtete Lothar einen Schaden von 9,1 Milliarden US Dollar an (MüRü, 2000).

Solche intensiven Zyklonen zeichnen sich durch zwei großskalige charakteristische Merkmale aus: einerseits ein Gebiet starker Baroklinität entlang ihres Pfades und andererseits eine Luftmasse mit hoher äquivalentpotentieller Temperatur, welche durch Freisetzen von latenter Wärme die Aufwärtsbewegung im Tief intensivieren kann (Ulbrich, 2001; Emmerich, 1977). Mit dem nichthydrostatischen mesoskaligen Modell „Lokal Modell“ (LM) (Doms und Schättler, 1999) (verwendet wurde die Version 1.35) des Deutschen Wetterdienstes sollen Mechanismen in solchen Tiefdruckgebieten untersucht werden. Das Modellgebiet erstreckt

sich ca. von 39° n.B. und 5,5° w.L. bis 59,5° n.B. und 15° ö.L.. Bei einer Gitterweite von jeweils 0,125° ergibt das ein Modellgebiet von 163 x 163 Gitterpunkten. In der Vertikalen besteht es aus 20 Schichten in terrainfolgenden Koordinaten. Zum Antrieb des Modells werden Daten realer Stürme benutzt. Im unten beschriebenen Beispiel wird ein Datensatz verwendet, welcher mit dem globalen Modell des Deutschen Wetterdienstes GME erzeugt wurde. Bei der Zyklone handelt es sich um den Orkan Ginger vom Mai 2000. Um die Auswirkungen auf die Entwicklung des Sturmes zu untersuchen, werden an diesen Antriebsdaten künstlich Veränderungen durchgeführt. Durch Eingriffe soll versucht werden, die grundlegende Struktur einer Zyklone, mit Hebung, damit verbundener Konvergenz am Boden und Divergenz im Jetstreamniveau, zu intensivieren.

## Randbehandlung

Modelle, deren Simulationsgebiet nur einen Ausschnitt der Atmosphäre umfaßt, haben das Problem der künstlichen Seitenränder. Deshalb müssen je nach Anwendungszweck, passende Randbedingungen formuliert werden. Das hier genutzte Modell LM wurde vom Deutschen Wetterdienst für die Verwendung in der operationellen numerischen Wettervorhersage entwickelt. Deshalb wurde eine sogenannte Relaxations – Rand – Bedingung gewählt. Das Modell erhält dabei Informationen über den Wert der prognostischen Variablen zum Startzeitpunkt und über ihre zeitliche Entwicklung in Form dreidimensionaler Felder von einem globalem Modell, dem GME. Dabei werden in einer Relaxationszone am äußeren Rand des Modellgebietes in den prognostischen Gleichungen zusätzliche Terme dazu addiert:

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{RW}} = -\mu (\psi - \psi_{\text{RW}}) \quad (1)$$

$\psi$  bezeichnet dabei eine prognostische Variable,  $\psi_{\text{RW}}$  ihren Randwert und  $\mu$  den Relaxationskoeffizienten. Die Randwerte werden in regelmäßigen Abständen, in der unten beschriebenen Anwendung stündlich, vom globalen Modell vorgeben. In jedem Zeitschritt wird der jeweilige Randwert aus den übergebenen Werten davor und danach linear interpoliert. Der Relaxationsparameter wird nach Kallberg (siehe Doms und Schättler, 1999 und Zitate dort) berechnet, so daß er die Reflektion von Gravitationswellen minimiert. Er ist am Rand groß, so daß dort die Variablen am Randwert gehalten werden. Vom Rand weg nimmt er ab, damit sich im inneren Modellgebiet die Variablen frei entwickeln können. Damit hat der Antrieb durch die Relaxation einen merklichen Einfluß auf eine ca. 8 Gitterpunkte breite Zone am Rand (Doms und Schättler, 1999).

Bei der hier angestrebten Anwendung des Modells, Änderungen in den meteorologischen Bedingungen zu studieren, erweist sich diese Randbehandlung jedoch nicht als günstig. Zum einen können sich abhängige meteorologische Variablen am Rand nicht an die Situation anpassen, wenn ein Parameter, wie im Beispiel unten die Temperatur manipuliert wird. Zum anderen soll die Entwicklung im Modell auf die Randzone einen Einfluß ausüben dürfen, da hier nicht, wie in der operationellen Wettervorhersage, die Entwicklung am Rand als bereits bekannt vorgegeben werden soll. Abb. 1a zeigt den auf Meeressniveau reduzierten Druck nach acht Stunde Simulationszeit, wobei in den Antriebsdaten, wie unten beschrieben, der horizontale Temperaturgradient um 5 K erhöht wurde. Im inneren Modellgebiet hat sich der Druck an die veränderten Temperaturen angepaßt, im Nordwesten ist die künstlich kälter gemachte Luft dichter als in den Originaldaten und der Druck ist hier gestiegen, im Südosten umgekehrt. Am äußeren Rand aber wurde der Druck durch die Relaxation an der vorgegebenen Entwicklung festgehalten, und es entsteht ein Streifen, welcher nicht zum

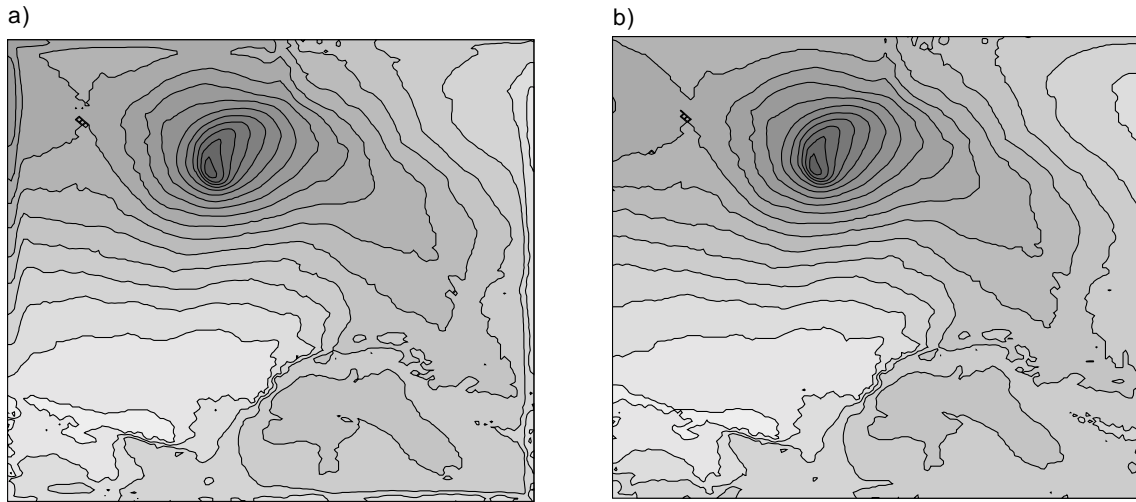


Abb. 1: Auf NN reduzierter Druck [von 980 hPa bis 1030 hPa, der Isolinienabstand beträgt 2,5 hPa]. Zum Antrieb wurden die Daten mit verändertem Temperaturgradient verwendet. Abb. a) zeigt den Modellauf mit herkömmlicher Randbehandlung, Abb. b) den Modellauf mit neuer Randbehandlung. Die enge Drängung der Isobaren im mittleren unteren Teil ist eine Folge der Interpolation im Bereich der Alpen und Pyrenäen.

restlichen Simulationsgebiet paßt. Um dies zu verhindern, und da keine Veränderungen in der Numerik des LM vorgenommen werden sollen, müßten die Randwerte, welche vom äußeren Modell geliefert worden sind, während der Simulation an die Entwicklung im Modell angepaßt werden. Dazu wird zu jeder ungeraden Stunde ein Differenzwert für jeden Randwert ermittelt, welcher die Modellentwicklung repräsentiert. Im inneren Modellgebiet, wo kein relevanter Einfluß der Relaxation besteht, wird einfach die Differenz zwischen aktuellem Wert in der Simulation und Randwert berechnet. Für den Randstreifen, wurde die Differenz vom nächsten Punkt außerhalb, einer zu definierenden, Zone übernommen:

$$\Delta\psi_{RW}^i = \begin{cases} \text{innen :} & \psi^i - \psi_{RW}^i \\ \text{Randzone :} & \psi^{i'} - \psi_{RW}^{i'} \end{cases} \quad (2)$$

Wobei der Index  $i$  über alle Gitterpunkte läuft. Der Index  $i'$  bezeichnet den Gitterpunkt im inneren Modellgebiet, welcher als nächster zu einem Punkt  $i$  im Randgebiet liegt.  $\Delta\psi_{RW}^i$  ist der Differenzwert welcher im Folgenden immer zum Randwert dazu addiert wird:

$$\hat{\psi}_{RW} = \psi_{RW} + \Delta\psi_{RW} \quad ; \quad \forall i$$

Dieser neue Randwert ersetzt dann  $\psi_{RW}$  in Gleichung (1). Praktisch bedeutet das, daß die Änderung relativ zum Randwert vom nahen inneren Bereich auf die Zone am Rand übertragen wird. Eine Breite von vier Gitterpunkten für diese Zone erscheint, bei genauerer Betrachtung des Effektes, für das hier gerechnete Beispiel als ausreichend. Abb. 2 zeigt die Unterschiede einer Simulation mit der herkömmlichen Randbehandlung (grau) und einer Simulation unter Verwendung des beschriebenen Anpassungsmechanismus (schwarz), wieder am Beispiel des auf Meeresniveau reduzierten Druckes, an einer aufschlußreichen Stelle im Modellgebiet. Als Antrieb wurde wieder der Datensatz mit um 5 K erhöhtem Temperaturgradienten verwendet. Dargestellt ist der Druck im Zeitschritt, welcher einer Stunde entspricht, sowohl vor als auch nach Durchführung der Relaxation. Im Modellauf mit dem neuen Verfahren wurde zu Beginn dieses Zeitschrittes zusätzlich die Anpassung der Randwerte durchgeführt. Die Position entspricht dem klar zu sehenden Randeffect in der

Mitte des westlichen Randes in Abb. 1a. Zu sehen ist, daß der Druck um ca. 4 hPa im inneren Modellgebiet gegenüber den dazugehörigen Randwert gestiegen ist. Im Randbereich, wo die Relaxation ihre Wirkung entfaltet, werden die Werte zum Randwert hin manipuliert. Der endgültige Druckwert weist damit den oben erwähnten störenden Effekt auf. Der mit dem Anpassungsmechanismus generierte neue Randwert ist im inneren Modellgebiet gleich dem Modellwert. Im Gegensatz zum ursprünglichen Verfahren setzt der nach der Relaxation entstandene endgültige Druckwert die Entwicklung aus dem inneren Bereich nach außen zum Rand hin fort. Die beiden äußeren Gitterpunkte gehören nicht zum Rechengebiet, hier wird der Randwert übernommen.

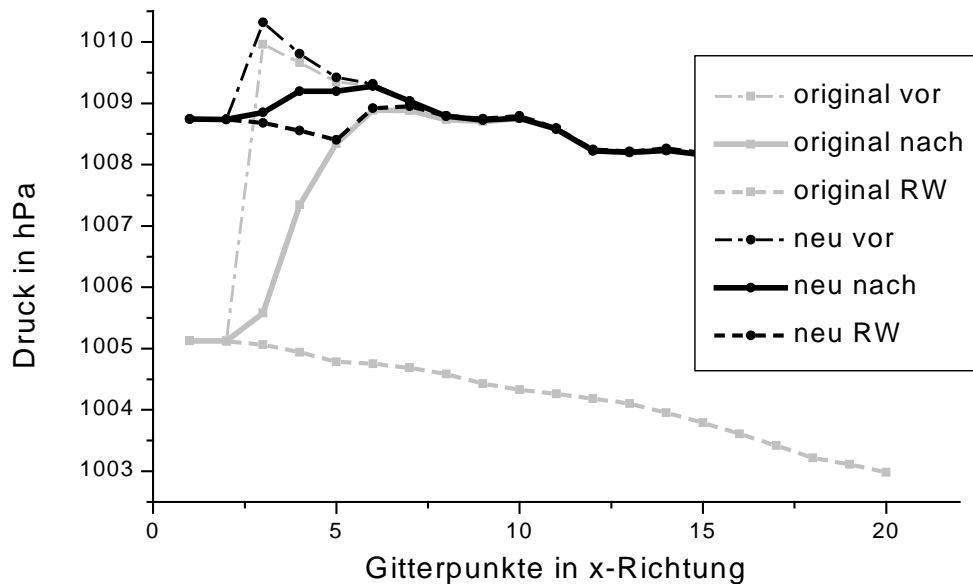


Abb. 2: Der Druck für den Gitterbereich  $y=96$ , in Abb. 1 am westlichen Rand oberhalb der Mitte, in Abhängigkeit vom Gitterpunkt in WO-Richtung aufgetragen. Dargestellt ist der Druck in der untersten Schicht direkt vor (Strich-Punkt) und direkt nach (durchgezogen) der Relaxation, sowie der Randwert (gestrichelt) dazu. Grau gezeichnet ist der Lauf mit der originalen Randbehandlung, schwarz der Lauf mit Anpassung der Randwerte.

Abb. 1b zeigt den reduzierten Druck nach einer Simulationsdauer von 8 Stunden, mittlerweile wurde der Mechanismus 4 mal eingesetzt und seit dem letzten Aufruf ist eine Simulationsstunde vergangen. Randeffekte vergleichbar zu Abb. 1a treten hier nicht auf. Zur Validierung wurden Rechnungen mit dem unveränderten GME Datensatz mit und ohne dem neuen Mechanismus verglichen. Es zeigt sich, daß im inneren Modellgebiet nur minimale Unterschiede zwischen beiden auftreten. Die Ergebnisse für den reduzierten Druck sind in Abb. 3 dargestellt. Abb. 3b zeigt die Differenzen zwischen beiden Feldern. Im inneren Bereich betragen die Unterschiede  $\pm 0,1$  hPa. Hier wirkt die Relaxation direkt nicht ein. Nur am Rand sind merkliche Differenzen vorhanden. Auch dort übersteigen sie nur sehr selten  $\pm 1$  hPa. Das neue Verfahren wirkt auf einige Bereiche, wie im Süden des West- und Ostrand es ein wenig glättend. Die Gesamtstruktur ist praktisch unverändert. Obwohl der reduzierte Druck recht repräsentativ für den Zustand der Atmosphäre ist, soll nun aber versucht werden die Abweichungen in der gesamten Atmosphäre zu quantifizieren. Dazu wurde der Root Mean Square Error (RMSE) für die gesamten dreidimensionalen Felder des Drucks (0,11 hPa), der Temperatur (0,10 K), der zonalen Windkomponente (0,33 m/s) und der meridionalen Windkomponente (0,36 m/s) berechnet. Die Betrachtung einiger Niveaus dieser Variablen zeigte keine größeren Differenzen im inneren Modellgebiet oder störende Effekte am Rand. Nun sollen analog die Unterschiede der Modellläufe mit dem unbequemen Datensatz, mit erhöhtem Temperaturgradienten, untersucht werden. Betrachtet wird der

RMSE für die Felder ohne einen äußeren Rand von 8 Gitterpunkten, da am Rand Abweichungen zu erwarten sind und das Interesse der Anwendung im inneren Bereich liegt. Die Abweichungen von Druck (0,07 hPa) und Temperatur (0,10 K) sind minimal, die für die Windkomponenten auch nicht groß (u-Komponente: 0,31 und v-Komponente: 0,30). Ein Blick in diverse Niveaus verschiedener Variablen bestätigt, daß die Unterschiede im inneren Modellgebiet, wo das Interesse der Anwendung liegt, sehr gering sind, wie auch für den reduzierten Druck in Abb. 3b zu sehen ist. Damit kann man dieses Verfahren nutzen, um den Randeffect zu beseitigen, ohne damit die Simulationsergebnisse zu entstellen.

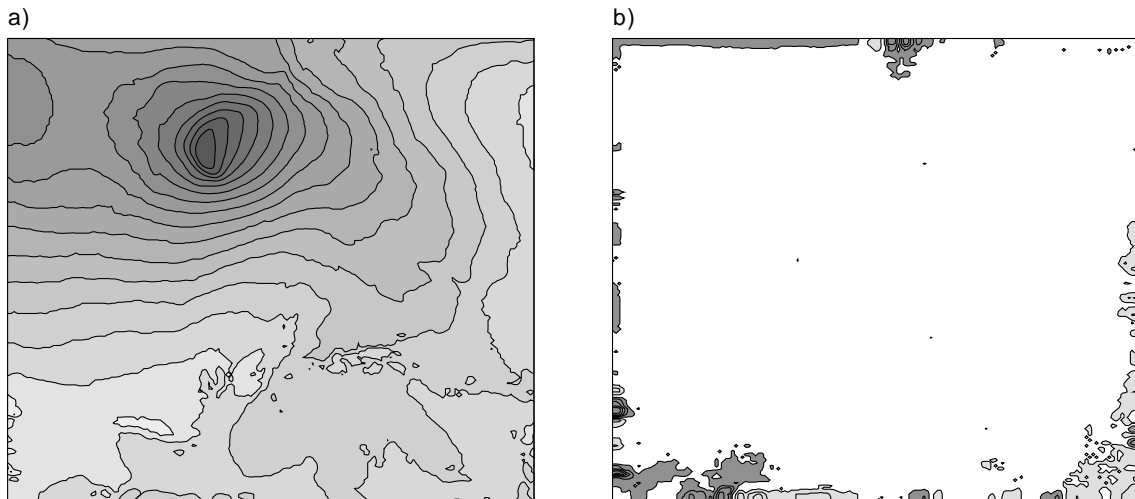


Abb. 3: Links ist der auf NN reduzierte Druck nach 8 h Simulationsdauer, aus dem Modelllauf unter Verwendung des herkömmlichen Verfahrens, dargestellt [980 hPa bis 1030 hPa, Isolinienabstand: 2,5], die rechte Abb. zeigt den Unterschied des Ergebnisses bei Nutzung der neuen Methode dazu [ -3,25 hPa bis 1,25 hPa, Isolinienabstand: 0,5 hPa]. Weiß ist der Bereich von -0,25 hPa bis 0,25 hPa dargestellt.

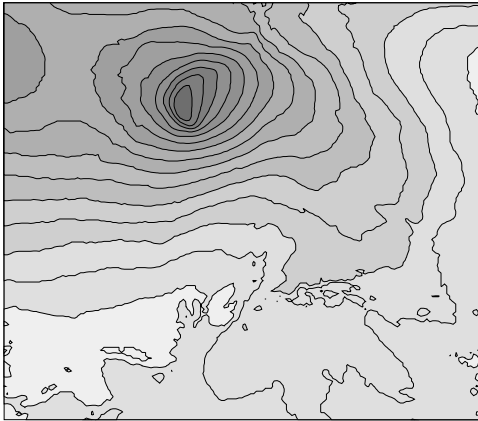
### Simulation des Orkans Ginger mit erhöhtem horizontalen Temperaturgradienten

Bei den im folgenden beschriebenen Simulationen wurde der neue Mechanismus zur Anpassung der Randwerte verwendet. Für den ersten Lauf, im weiteren mit G1 bezeichnet, wurde das LM mit den Original - GME - Daten des Orkans Ginger betrieben. Er soll als Referenz dienen. Abb. 4 zeigt die Situation nach 8 Stunden. Man kann die Hebung (Abb. 4f) vor und über dem Bodentief (Abb. 4a) erkennen, passend dazu der Divergenzbereich im 300 hPa Niveau (Abb. 4g). Im Trog (Abb. 4c) herrscht Konvergenz und überwiegend Absinken (Abb. 4f). Südlich, westlich und nördlich um das Tiefzentrum erstreckt sich das Starkwindband (Abb. 4e). Über der Frontalzone, mit starkem isobarem Temperaturgradient (Abb. 4b), befindet sich der Jetstream (Abb. 4d).

Für den zweiten Lauf (G2) wurde der horizontale Temperaturgradient in den Antriebsdaten um 5 K verstärkt. Die Temperatur der Kaltluft wurde dabei um 2,5 K verringert, die der Warmluft um 2,5 K erhöht. Innerhalb der Frontalzone wurde der Gradient vergrößert um die veränderte Differenz auszugleichen. Die Frontalzone wurde definiert als ein Bereich dessen Temperatur zwischen zwei höhenabhängigen Grenzwerten liegt. Hier in 1000 m Höhe zwischen 276 K und 290 K und in 5000 m Höhe zwischen 246 K und 260 K, sonst wird linear interpoliert bzw. extrapoliert. Dieser Aufbau der Atmosphäre an der Frontalzone mit Kaltluft im Norden und Warmluft im Süden setzt sich so bis zur Tropopause fort. Darüber kehrt sich die Struktur um. Die Veränderung des Temperaturfeldes wurde in den unteren Schichten bis ca. 430 hPa (6500 m) Höhe durchgeführt. In der obersten modifizierten Schicht wurde die Differenz halbiert um den Übergang zu glätten.



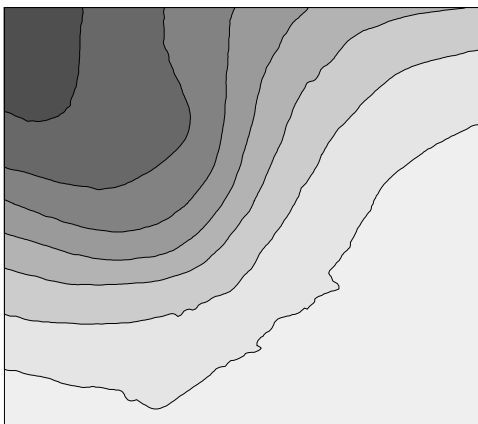
a) auf NN reduzierter Druck



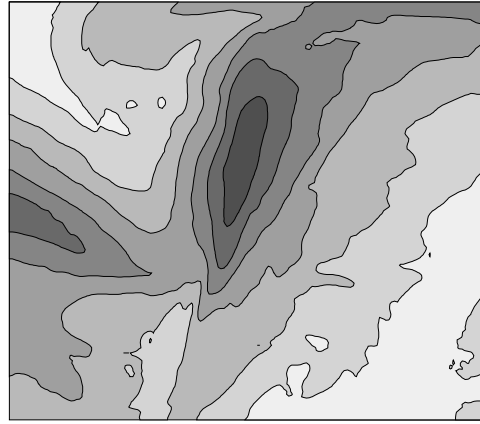
b) absolute Temperatur (1000 hPa)



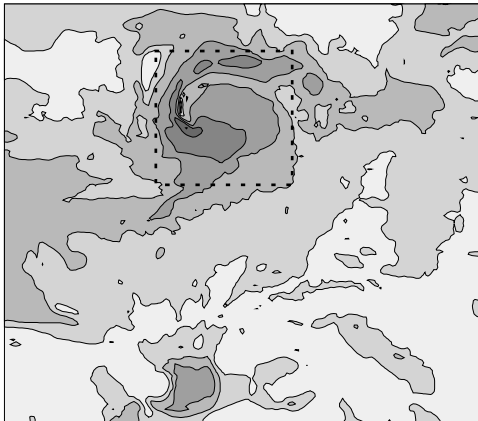
c) Geopotential (300 hPa)



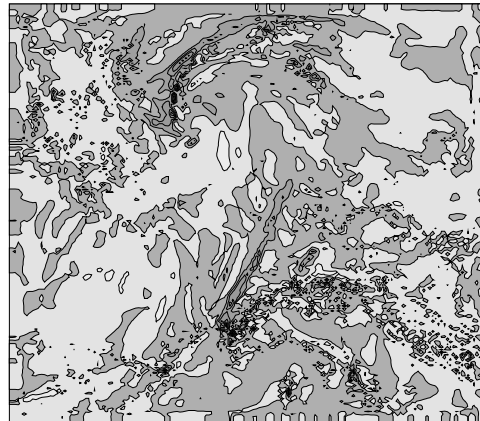
d) Windgeschwindigkeit (300 hPa)



e) Windgeschwindigkeit (1000 hPa)



f) Vertikalgeschwindigkeit (500 hPa)



g) Divergenz (300 hPa)

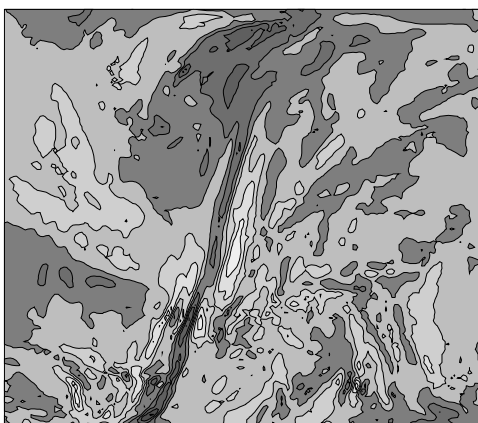
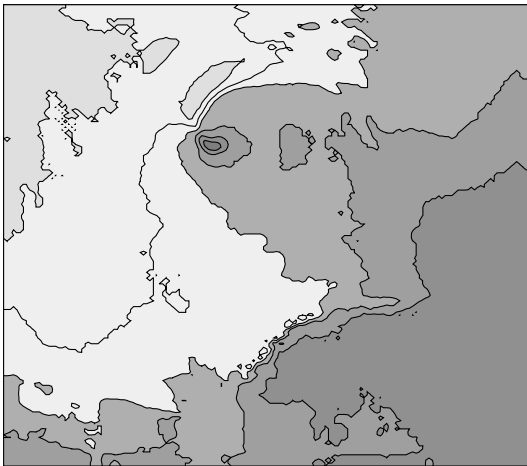


Abb. 4: Verschiedene meteorologische Felder des G1 Laufes, nach 8 Stunden Simulationsdauer. a) Auf NN reduzierter Druck [980 hPa bis 1030 hPa, Isolinienabstand: 2,5 hPa], b) absolute Temperatur [270 K bis 300 K, Isolinienabstand: 2,5 K], c) Geopotential [ $8,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$  bis  $9,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$ , Isolinienabstand:  $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ ], d) Windgeschwindigkeit in 300 hPa [0 m/s bis 70 m/s, Isolinienabstand: 10 m/s], e) Windgeschwindigkeit in 1000 hPa [0 m/s bis 35 m/s, Isolinienabstand: 5 m/s] Vertikalgeschwindigkeit in 500 hPa [ $-7 \text{ Pa/s}$  bis  $3 \text{ Pa/s}$ , Isolinienabstand  $1 \text{ Pa/s}$ ], Aufwindbereiche sind dunkel dargestellt, Abwindbereiche hell, g) Geschwindigkeits-divergenz [ $-4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  bis  $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , Isolinienabstand:  $1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ], Divergenzbereiche sind dunkel markiert, Konvergenzbereiche hell.

Ziel dieses Experimentes ist es, die Auswirkungen der veränderten Temperaturverteilung auf das Starkwindband und damit auf die Druckverteilung zu untersuchen. Abb. 5a zeigt die Differenz des reduzierten Druckes zum Referenzlauf G1, nach 8 h Simulation. Die Differenz wird hier und im Folgenden immer als positiv definiert, falls sich der betrachtete Wert relativ zum G1 Lauf erhöht hat. Man kann sehen, daß im NW der Druck angestiegen ist und im SO gefallen ist. Dies ist ein thermischer Effekt, da die Temperatur verändert wurde ohne die anderen Variablen zu ändern. Der Druck im NW ist in der Anfangsphase des Modellaufes gestiegen, da die im Vergleich zu den ursprünglichen Daten jetzt kältere Luft schwerer ist. Im SO auf der warmen Seite der Frontalzone ist der entgegengesetzte Effekt zu sehen. Das Interessante dieser Abbildung ist aber die starke lokale Verringerung des Druckes im Bereich des Bodentiefs. Der minimale Druck im Zentrum ist von 982,9 hPa auf 981,5 hPa gefallen. Dieser Effekt ist nicht durch eine Anpassung des Modells an die modifizierte Temperaturverteilung zu erklären, da hier die Temperatur nicht erhöht wurde. Hier müssen demzufolge zyklonenetische Mechanismen gewirkt haben. Mit der Vertiefung einher geht auch ein kleiner Positionsunterschied des Tiefzentrums relativ zum Referenzlauf Richtung SSO. Daher rührt das leichte Druckerhöhungsmaximum nördlich des Tiefs. Da das Interesse auf den Auswirkungen für den Sturm liegt, muß die Entwicklung des Druckgradienten betrachtet werden. Der stärkste Unterschied des reduzierten Druckes zwischen Tiefzentrum und einem Punkt im Abstand zwischen 50 und 80 km davon liefert einen Gradienten von 9,0 Pa/km. Im G2 Lauf beträgt der maximale Gradient im gleichen Bereich 12,4 Pa/km. Da sich nicht nur das Tief verstärkt hat, sondern auch der Druckgradient, muß vermutet werden, daß sich auch die Windgeschwindigkeit im Sturmbereich der Zyklone erhöht hat. Abb. 5b zeigt die Differenz der Windgeschwindigkeit im 1000 hPa Niveau zwischen den beiden Modellläufen. Dargestellt ist eine Vergrößerung des in Abb. 4e markierten Abschnittes. Analog zum verschobenen Bodentief hat sich auch die Position des Starkwindbandes leicht nach SSO verschoben. Die starke Abnahme der Geschwindigkeit im zentralen Bereich entspricht dem relativ zum G1 Lauf verlagerten Maximum. Das neue Maximum befindet sich im Verstärkungsbereich südlich. Überlagert mit dieser Verschiebung ist eine Erhöhung der

a) Differenz des reduz. Druckes



b) Differenz der Windgeschwindigkeit



Abb. 5: links ist die Differenz des auf NN reduzierten Druckes zwischen den Läufen G2 und G1 dargestellt [-8 hPa bis 6 hPa, Isolinienabstand: 2 hPa]; die rechte Abb. zeigt die Differenz der Windgeschwindigkeit in 1000 hPa [-20 m/s bis 25 m/s, Isolinienabstand: 5 m/s], vergrößert für einen Ausschnitt (siehe Abb. 4e) welcher nur das Starkwindgebiet umfaßt. Zu sehen sind Effekte der Verlagerung bei gleichzeitiger Verstärkung, die maximale Windgeschwindigkeit ist im G2 Lauf um 3,3 m/s erhöht.

Windgeschwindigkeiten. In besagtem südlich gelegenen Maximum betrug der höchste gemessene Wert im G1 Lauf 30,3 m/s, im G2 Lauf wurden Geschwindigkeit bis zu 33,6 m/s erreicht. Hier befinden sich auch die oben beschriebenen stärksten Druckgradienten. Auch westlich und nördlich wurde der Sturm Bereich deutlich verstärkt.

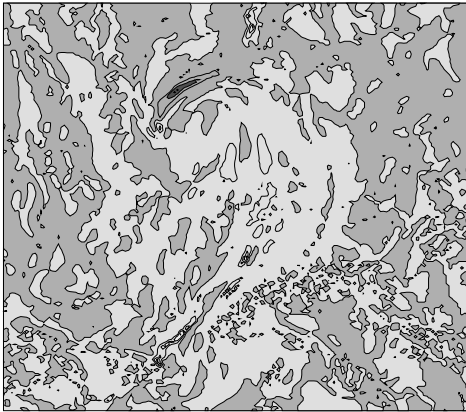
Eine Verringerung des Druckes am Boden wird vor allem durch zwei Mechanismen verursacht: Dichteadvektion über dem betreffenden Ort oder horizontale (bzw. isobare) Divergenz in der Luftsäule über dem Punkt am Boden. Dichteadvektion bedeutet hier, daß wärmere Luft durch Luftbewegung herangeführt wird und kältere Luft ersetzt. Da wärmere Luft eine geringere Dichte aufweist wird das Gewicht des Luftvolumens geringer und der Druck am Boden fällt. Hierbei erzielt aber nur der Transport mit der ageostrophischen Windkomponente eine Wirkung, deshalb ist der Effekt aufgrund der Divergenz um eine Größenordnung stärker (Kurz, 1990). Horizontale Divergenz läßt sich durch Hebung unterhalb des betreffenden Niveaus erzeugen. Aus Kontinuitätsgründen muß die Luft dann in der Höhe auseinander strömen, dabei wird Masse aus dem Luftvolumen abgeführt und der Luftdruck am Boden fällt. Dies führt wiederum zu Konvergenz am Boden. Dadurch wird die zyklonale Rotation des Tiefs verursacht, wie die Vorticitygleichung zeigt. Damit die Zyklone intensiviert wird, muß der Effekt der Divergenz in der Höhe den Effekt der Konvergenz am Boden vom Betrag überwiegen.

Im Folgenden sollen Mechanismen der Zyklogenese in der Simulation gesucht werden. Ein Vergleich mit dem Referenzlauf untersucht, ob solche Prozesse im G2 Lauf noch verstärkt wurden. Da Vertikalbewegungen offensichtlich eng mit der Entwicklung einer Zyklone verbunden sind, sollen diese nun näher betrachtet werden. Im Referenzlauf ist der gesamte Bereich über und nördlich des Bodentiefs von einem ausgedehnten Hebungsgebiet mit  $-1$  Pa/s bis  $-3$  Pa/s überdeckt (Abb. 4f). In ihm befindet sich eine bandförmige Zone besonders starker Hebung, mit einer Vertikalgeschwindigkeit bis zu  $-6,7$  Pa/s. Diese Struktur ist im G2 Lauf verstärkt ausgeprägt. Ein Vergleich der Vertikalgeschwindigkeit, gemittelt über ein Gebiet über dem Tiefzentrum und nördlich davon zeigt eine Intensivierung von  $-0,46$  Pa/s auf  $-0,55$  Pa/s. Das Band besonders intensiver Aufwinde hat sich nach SO ausgedehnt und verstärkt. Im G2 Lauf beträgt der maximale Wert hier  $-8,7$  Pa/s. Südlich der Zyklone befindet sich ein Gebiet absinkender Luft. Auch dieser Vorgang wurde im G2 Lauf verstärkt, allerdings nicht mit einem deutlich sichtbarem lokalen Maximum wie im Hebungsgebiet. Eine Mittelung über einen Bereich südlich des Tiefzentrums bringt eine Intensivierung des Absinkens von  $0,13$  Pa/s auf  $0,23$  Pa/s. Diese Struktur, mit Hebung über und vor dem Bodentief und Absinken dahinter, entspricht den elementaren Modellvorstellungen der Zyklogenese (siehe u.a. Kurz, 1990).

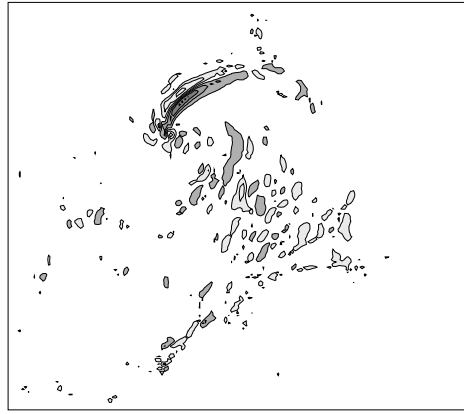
Um letztendlich eine Verringerung des Druckes am Boden zu erzeugen, muß die Verstärkung der Hebungsvorgänge mit einem Divergenzbereich in der Höhe korrespondieren. Über dem Aufwindmaximum ist eine starke Verstärkung der Divergenz deutlich zu erkennen. Eine Mittelung über den selben Bereich wie beim Aufwind zeigt eine Intensivierung von  $3,12 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  zu  $3,9 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  im 400 hPa Niveau. Eine analoge Mittelung über das Konvergenzgebiet liefert auch hier die, zur Entwicklung des Vertikalwindes passende, Änderung von  $-7,9 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  zu  $-9,8 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ .

Vertikal unterschiedliche Temperaturadvektion steht, der Omega-Gleichung zufolge, in Verbindung mit Vertikalbewegung. Modellvorstellungen der Zyklogenese besagen, daß vor und über dem Tief nach oben hin abnehmende Warmluftadvektion (WLA) stattfindet, dies ist mit Aufsteigen verbunden. Hinter dem Bodentief, unterhalb des Höhentropes nimmt die Kaltluftadvektion (KLA) nach unten ab und es herrschen absinkende Bewegungen vor. Das Tief Ginger in der Simulation bewegt sich im weiteren Verlauf nach Ostnordosten. Abb. 6 zeigt die Situation 2 Stunden früher. Dargestellt ist die Temperaturadvektion  $-(\mathbf{v} \cdot \nabla)T$  in drei unterschiedlichen Niveaus: 850 hPa, 700 hPa und 500 hPa. Die Abbildungen vom Zustand im G1 Lauf (Abb. 6 a,b,c) zeigen WLA nördlich des Tiefkerns. Sie ist in 850 hPa Höhe am

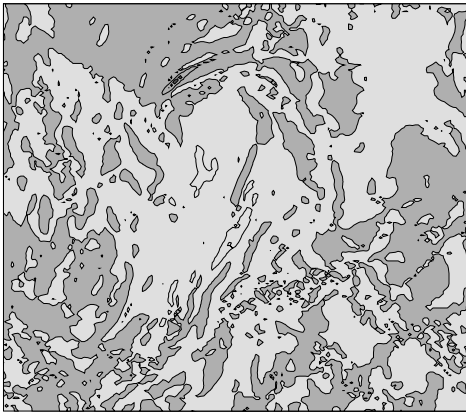
a) 850 hPa



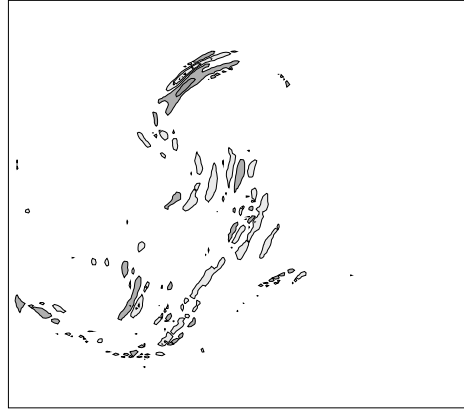
d) 850 hPa



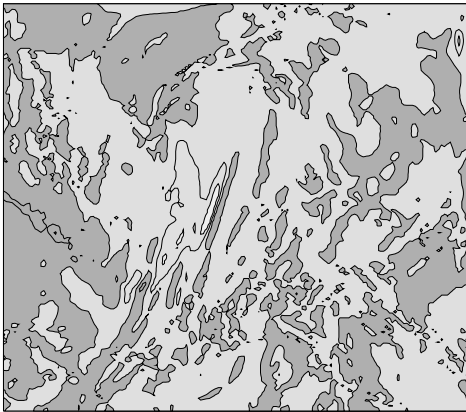
b) 700 hPa



e) 700 hPa



c) 500 hPa



f) 500 hPa

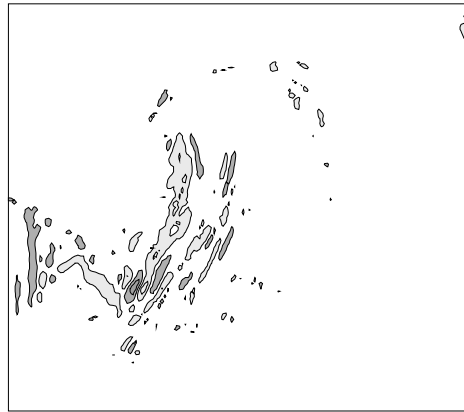


Abb. 6: Temperaturadvektion in drei Niveaus: 850 hPa, 700 hPa und 500 hPa. a), b) und c) zeigen die Ergebnisse des G1 Laufes [-0,004 K/s bis 0,004 K/s, Isolinienabstand: 0,001 K/s]. d), e) und f) zeigen die Differenzen des G2 Laufes zum Referenzlauf [-0,0035 K/s bis 0,0045 K/s, Isolinienabstand: 0,001 K/s]. Weiß ist der Bereich von -0,005 K/s bis +0,005 K/s dargestellt, hell markiert ist eine negative Differenz (eine Verstärkung der Kaltluftadvektion) und dunkel eine positive Differenz (eine Verstärkung der Warmluftadvektion).

stärksten ausgeprägt und nimmt nach oben ab. Die KLA südlich der Zyklone ist am intensivsten im 500 hPa Niveau, und wird nach unten schwächer. Die Abbildungen 6d bis f zeigen die Differenzen der Temperaturadvektion zwischen G2 und G1 Lauf. Die KLA hinter dem Tief in 500 hPa Höhe ist im G2 Lauf stärker ausgeprägt (Abb. 6f), ihr maximaler Wert betrug  $-2,9 \cdot 10^{-3}$  K/s, jetzt beträgt er  $-3,5 \cdot 10^{-3}$  K/s. Abb. 6d zeigt eine leichte Südverlagerung

bei gleichzeitiger Verstärkung des WLA Bereiches auf der Vorderseite, sein Maximum hat von  $3,2 \cdot 10^{-3}$  K/s im G1 Lauf auf  $3,7 \cdot 10^{-3}$  K/s im G2 Lauf zugenommen.

Eine weitere Möglichkeit Vertikalbewegungen zu beeinflussen ist nach oben zunehmende positive Vorticityadvektion (PVA). Die Position des Bodentiefs relativ zur Vorticityverteilung und damit verbundene Advektion im Jetniveau kann für die Vertiefung einer Zyklone von fundamentaler Bedeutung sein, wie z.B. beim Orkan Lothar (Kurz, 2000). Im G1 Lauf liegt über dem Bodentief und dahinter ein PVA Gebiet. Ein Vergleich mit dem 850 hPa Niveau zeigt, daß im Bereich des schmalen Aufwindbandes die PVA nach oben zunimmt. Im G2 Lauf ist über dem Aufwindmaximum verstärkt PVA zu beobachten. Diese Prozesse sind allerdings teilweise sehr kompliziert strukturiert. Da Hebung und die daraus folgende Divergenz in der Höhe negative Vorticity erzeugt und damit den isobaren Vorticitygradienten und die Vorticityadvektion beeinflusst, kann man im Hebungsgebiet die PVA nicht vom WLA Prozeß getrennt betrachten.

Die Omega - Gleichung bietet noch eine dritte Möglichkeit auf Vertikalbewegungen einzuwirken. Diabatische Wärmezufuhr bzw. Wärmeentzug erzeugen Hebung bzw. Absinken. Das Freisetzen von latenter Wärme bei der Hebung kann einen großen Anteil an der Intensivierung eines Tiefdruckgebietes haben, wie z.B. beim Capella Orkan (Emmerich, 1977). Auf diesen Aspekt soll hier aber nicht weiter eingegangen werden.

## **Schluß**

Um recht grobe Eingriffe in die Antriebsdaten vornehmen zu können, war es notwendig die Randwerte, welche zur Relaxation genutzt werden während des Modellaufes anzupassen, um unerwünschte Randeffekte zu vermeiden. Das scheint gelungen, zumindest in dem hier dargestellten Beispiel konnte das Problem gelöst werden, ohne negative Nebenwirkungen hervorzurufen. Das Verfahren wird mit anderen Wetterlagen weiter entwickelt werden.

Durch Verstärkung des horizontalen Druckgradienten wurde die Baroklinität erhöht. Temperaturadvektion als entscheidender Antrieb der Zyklonenentwicklung ist eng mit der Baroklinität gekoppelt. Folgerichtig konnten Verstärkungen der zyklogenetischen Vorgänge im Modell beobachtet werden. Deren Folge waren eine Vertiefung des Tiefdruckgebietes, eine Erhöhung des Druckgradienten mit einer resultierenden Intensivierung des Sturmbandes. Der erwähnte Einfluß aufgrund des Freiwerdens von latenter Wärme wurde hier noch nicht betrachtet. Dies soll in Zukunft Beachtung finden.

## **Danksagung**

Diese Arbeit wird vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) gefördert (Förderkennzeichen 01SF9976/8). Für die Bereitstellung von Daten und des Lokal Modells danken wir dem Deutschen Wetterdienst.

## **Literatur**

**Doms, G. und U. Schättler**, 1999: "The Nonhydrostatic Limited-Area Model LM (Lokal-Modell) of DWD", Deutscher Wetterdienst, Offenbach.

**DWD**, 2000: "Klimastatusbericht 1999", Deutscher Wetterdienst, Offenbach.

**Emmerich**, P., 1977: “Der latent-labil geschichtete Warmsektor – ein wichtiger Faktor bei der Entstehung des Nordsee – Orkans vom 3.1.1976“, Meteorol. Rundschau 30, S.129-137.

**Kurz**, M., 1990: “Synoptische Meteorologie“, Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst 8, Offenbach.

**Kurz**, M., 2000: “Die Dezemberstürme 1999“, unveröffentlichtes Manuskript.

**MüRü**, 2000: “Topics – Jahresrückblick Naturkatastrophen 1999“, Münchner Rückversicherung, München.

**Ulbrich**, U., A. H. Fink, M. Klawe und J. G. Pinto, 2001: “Three extreme storms over Europe in December 1999“, Weather, Vol. 56.

**Adresse der Autoren:**

Universität Leipzig  
Institut für Meteorologie  
Stephanstraße 3  
04103 Leipzig

# **Verbesserung des Strahlungsschutzes an einer ventilierten Hütte zum Nachweis von kleinräumigen und kurzzeitigen Veränderungen von Temperatur und relativer Feuchtigkeit**

**S. Schienbein und K. Arnold**

## **Zusammenfassung:**

Der Einfluss der direkten Sonnenstrahlung kann trotz Strahlungsschutz und Ventilation zu deutlichen Fehlern bei der Bestimmung der Lufttemperatur führen. Zur Verringerung des Strahlungsfehlers in einer ventilierten Hütte wurde um die Temperatur- und Feuchtesensoren doppelte Strahlungsschutzrohre angebracht. Vergleichsexperimente haben gezeigt, dass damit ein wesentlich besserer Schutz vor der direkten Sonnenstrahlung erreicht wurde.

## **Summary:**

The influence of direct solar radiation and – despite a radiation shelter and sufficient ventilation – may cause an overestimation of the air temperature. To reduce the influence of the direct radiation, a double radiation protection tube was mounted around the temperature sensor. A cross validation has demonstrated, that consequently a much better radiation protection was realized.

## **1. Einleitung**

Die Bestimmung der Lufttemperatur wird häufig durch den Einfluss der direkten Sonnenstrahlung sowie durch Trägheitseigenschaften des Sensors beeinflusst. Eine Reihe von Vergleichsexperimenten hat gezeigt, dass bei intensiver Sonneneinstrahlung trotz Strahlungsschutz und ausreichender Ventilation zwischen den unterschiedlichen Temperaturmesssystemen Abweichungen der Lufttemperatur von über 2 K beobachtet wurden (SCHEINBEIN & ARNOLD, 2001, ARNOLD et al., 2001, ZIEMANN et al., 2002).

Zur Verringerung des beobachteten Strahlungsfehlers wurden die im Eigenbau entwickelten ventilierten Strahlungsschutzhütten um einen doppelten Strahlungsschutz ergänzt. Ein Vergleichsexperiment mit konventionellen Temperatursensoren hat gezeigt, dass der Einbau eines doppelten Strahlungsschutzes die gewünschte Verringerung des Strahlungsfehlers brachte. Gleichzeitig konnte demonstriert werden, dass man mit diesen Temperatursensoren in der Lage ist, kleinskalige Temperaturunterschiede nachzuweisen.

## **2. Veränderung an der Konstruktion**

In der ursprünglichen Anordnung wurde ein HUMITTER 50Y-Messfühler (VAISALA) in ein Rohr aus Edelstahl mit 40 mm Durchmesser als Strahlungsschutz eingebaut (SCHEINBEIN & ARNOLD, 2001). Da die Oberfläche dieses Rohres nicht spiegelblank poliert werden konnte, traten noch merkliche Strahlungsfehler auf. Schon Assmann hatte für das Psychrometer einen doppelten Strahlungsschutz gewählt (ASSMANN, 1892). Deshalb wurde ein solcher auch in der beschriebenen Hütte realisiert.

Eine Ansicht der ventilierten Hütte – nun mit doppeltem Edelstahlrohr – vermittelt die Abb. 1.

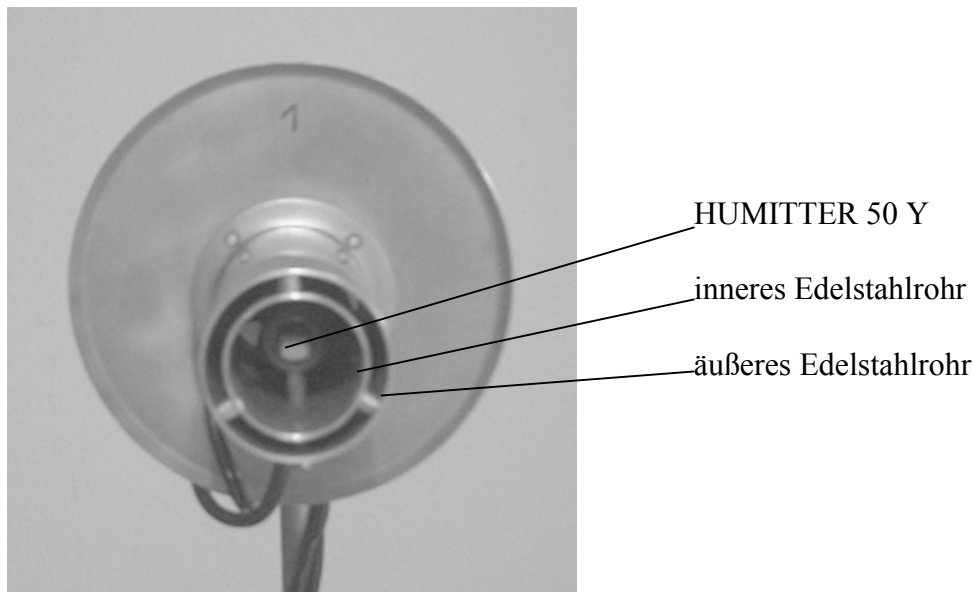


Abb. 1: Ansicht von unten der ventilierten Strahlungsschutzhütte mit Temperatur- Feuchtesensor.

Beide Hüllen um den Temperatur- und Feuchtemessfühler werden damit ventilert. Die Ventilationsgeschwindigkeit beträgt über  $3 \text{ ms}^{-1}$ . Eine mögliche Übererwärmung des äußeren Rohres kann sich damit nicht auf die Temperatur- und Feuchtemessfühler übertragen.

### 3. Vergleich der Temperaturaufzeichnung mit der neuen Hütte und Standardsensoren

Zur Verdeutlichung des Einflusses des doppelten Strahlungsschutzes auf die Lufttemperaturbestimmung werden hier die Ergebnisse von Vergleichen mit Standardtemperatursensoren genutzt. Ein Unterschied ist in Abb. 2 kaum noch zu erkennen.

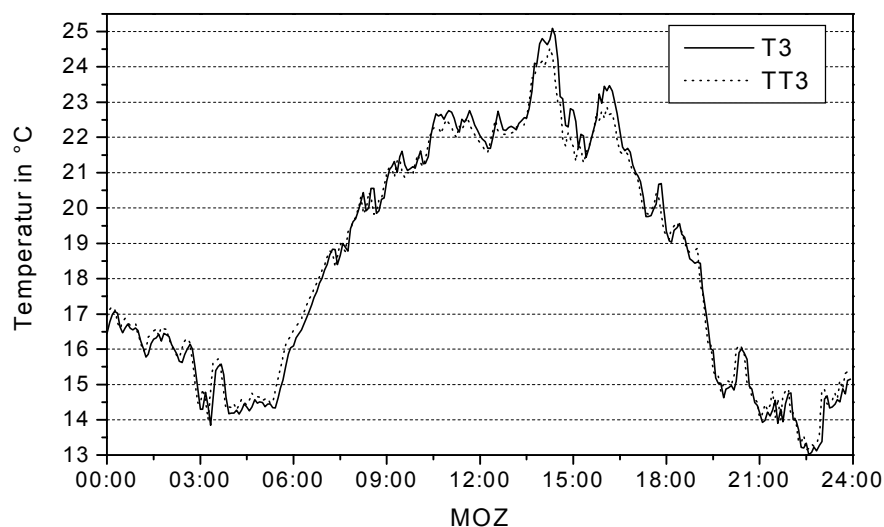


Abb. 2: Vergleich von Temperaturaufzeichnungen eines Humitters (T3) mit Standardtemperatursensoren (TT3) in einer Messhöhe von 1,43 m am 09.08.2001 in Melpitz.



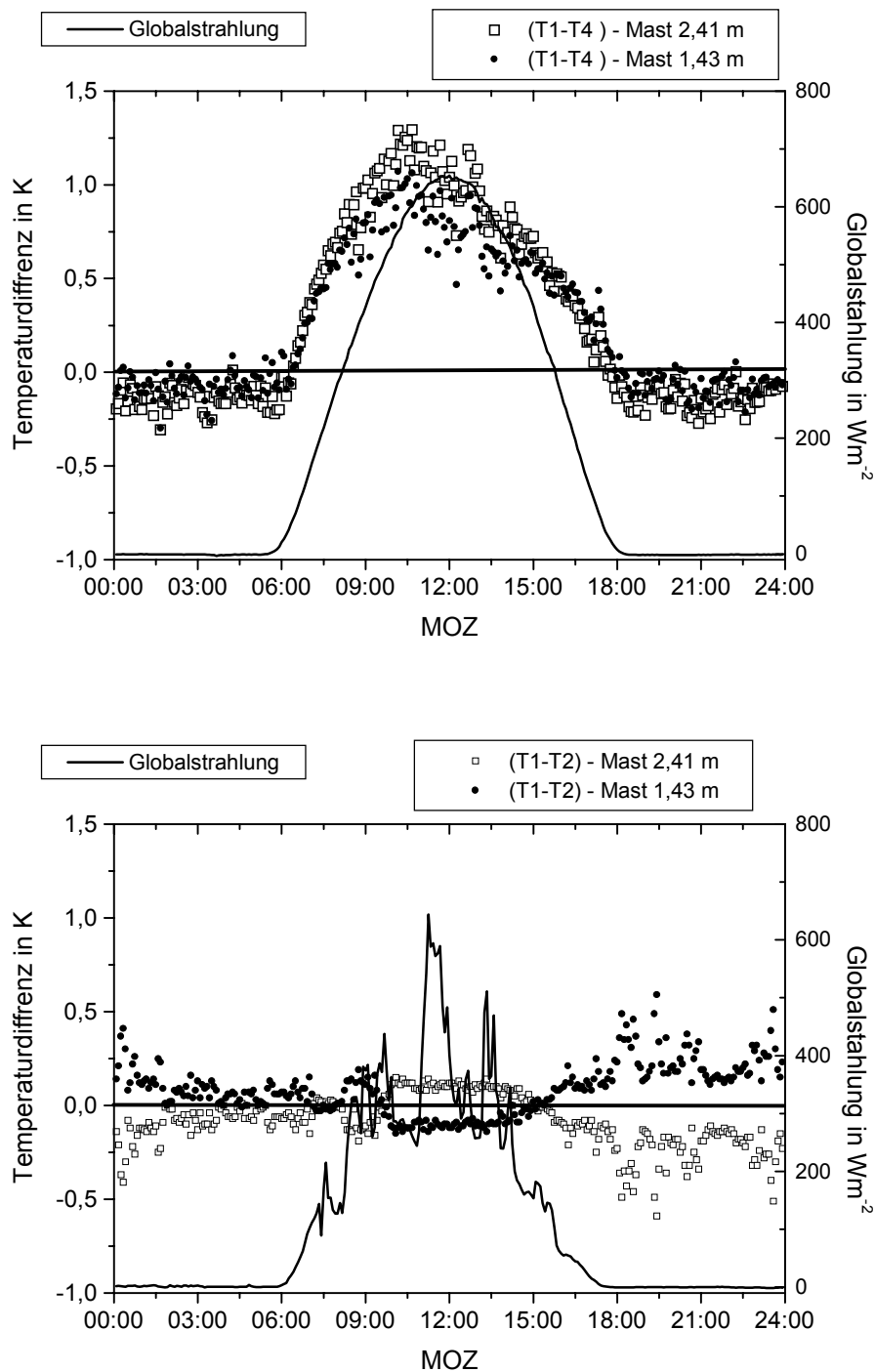


Abb. 3: Vergleich der Lufttemperatur mit konventionellen Standardtemperatursensoren. Die obere Abbildung zeigt den Tagesgang der Lufttemperatur ohne doppelten Strahlungsschutz (19.09.2000), die untere Abbildung (06.10.2001) nach Einbau des doppelten Strahlungsschutzrohres.

In Abb. 3 werden die Temperaturmessungen mit und ohne doppelten Strahlungsschutz mit den an der Forschungsstation Melpitz des Institutes für Troposphärenforschung e.V. Leipzig routinemäßig erfassten Daten verglichen. Dort wird an einem Profilmast in verschiedenen

Höhen über dem Erdboden mit Psychrometern (Fa. Thies) die Lufttemperatur kontinuierlich registriert.

Zur Veranschaulichung des Einflusses der Strahlung auf die Temperaturmessung wurden zwei sonnige Tage während zweier Feldexperimente an der Forschungsstation Melpitz ausgewählt. Um den Einfluss der Strahlung auf die Lufttemperaturbestimmung zu verdeutlichen, wurde gleichzeitig die registrierte Globalstrahlung dargestellt.

Die obere Graphik in der Abbildung 3 zeigt den Vergleich der Lufttemperatur mit einfachem Strahlungsschutz. Hier wurde der Mittelwert der vier Temperatursensoren (T1 ...T4) in 2 m über dem Erdboden (ARNOLD et al., 2001) mit den Werten des Profilmastes in den entsprechenden Höhen verglichen. Es zeigt sich, dass bei Zunahme der Globalstrahlung analog die Unterschiede zwischen den Strahlungsschutzhütten zunehmen. Beim Maximum der Globalstrahlung in den Mittagstunden erreichen die Unterschiede dann Werte deutlich über 1 K. Hingegen werden in den Nachtstunden ohne Strahlungseinfluss nahezu die gleichen Werte der Lufttemperatur beobachtet.

Im unteren Teil der Abbildung 3 ist der gleiche Vergleich (jetzt mit zwei Temperaturfühlern T1 und T2) in der unmittelbaren Nähe des Profilmastes, aber mit doppeltem Strahlungsschutz dargestellt. Im Gegensatz zu dem Experiment im Vorjahr (ohne zusätzliches Strahlungsschutzrohr) werden nun in beiden ventilierten Hützensystemen nahezu die gleichen Werte beobachtet. Unterschiede der Lufttemperatur ergeben sich jetzt nur noch infolge der unterschiedlichen Höhe über dem Boden: aufgrund stabiler Schichtung liegen nachts die Werte in 1,43 m ü.G. unterhalb des Mittelwertes T1-T2 und tagsüber werden in dieser Höhe etwas höhere ( $\approx 0,1$  K) Temperaturen beobachtet. Analoges – jedoch mit umgekehrten Vorzeichen – wird in der Messhöhe 2,41 m am Profilmast beobachtet.

Um die Leistungsfähigkeit und die Einsatzfelder der kombinierten Temperatur- und Feuchte-sensoren zu demonstrieren, werden in der Abbildung 4 die Unterschiede zwischen den einzelnen Sensoren dargestellt.

Laborexperimente haben gezeigt, dass mit den HUMITTER 50 Y Sensoren in den beschriebenen ventilierten Hütten eine Messgenauigkeit von 0,05 K erreicht werden kann (SCHEINBEIN & ARNOLD, 2001). Damit ist es möglich, auch sehr geringe Temperaturunterschiede beispielsweise über einer augenscheinlich homogenen Unterlage nachzuweisen.

Im oberen Teil der Abbildung 4 wurden die vier Sensoren über einer Wiese in 2 m über dem Erdboden in einem Abstand von jeweils ca. 100 m untereinander angebracht (ARNOLD et al., 2001). Es zeigt sich, dass auch über einer scheinbar homogenen Unterlage, über längere Zeiträume (5 min Mittelwerte) deutlich nachweisbare Unterschiede in der Lufttemperatur existieren.

Besonders eindrucksvoll sind die Unterschiede der Lufttemperatur über verschiedenartigen Unterlagen. Im unteren Teil der Abb. 4 wurden die Sensoren T1 und T2 wie im Jahr zuvor auf der Wiese, die Temperaturfühler T3 und T4 jedoch auf dem benachbarten Acker (in der gleichen Höhe) installiert. Es zeigt sich, dass bei geringen Windgeschwindigkeiten in der Nacht Abweichungen um bis zu 1,5 K vom Mittelwert auftreten, tagsüber bei etwas höheren Windgeschwindigkeiten jedoch diese Unterschiede aufgrund der besseren Durchmischung nahezu auflösen. Dabei wurden die höheren Temperaturen an diesem Tag stets über der Ackerfläche beobachtet.

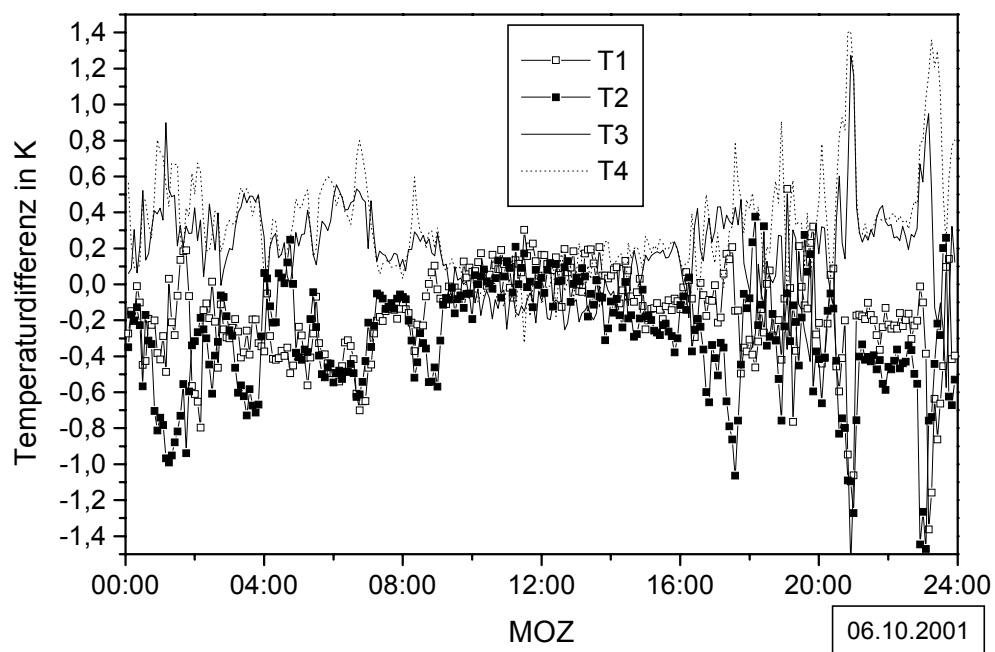
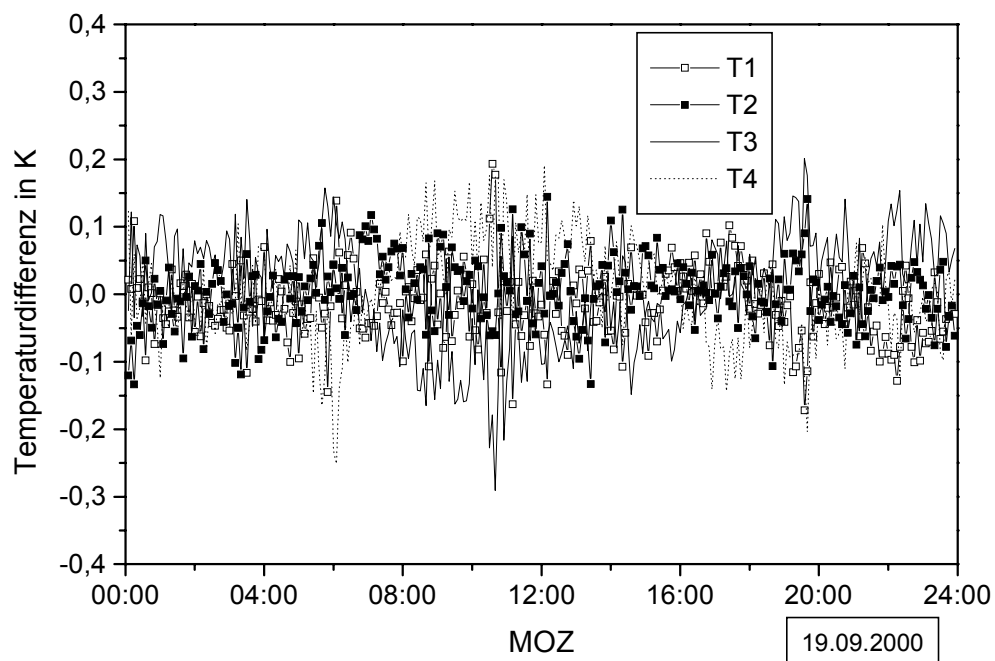


Abb. 4: Räumliche Unterschiede der Lufttemperatur auf dem Untersuchungs Gelände der Forschungsstation Melpitz (analog zu den in Abb. 3 dargestellten Tagen). Im oberen Teil der Abbildung (19.09.2000) wurden alle Sensoren (T1 ... T4) auf der Wiese angebracht, im unteren Teil (06.10.2001) wurden die Sensoren T1 und T2 auf der Wiese der Station Melpitz, T3 und T4 auf dem benachbarten Acker installiert. Dargestellt sind jeweils die 5 min Mittelwerte der Abweichungen der einzelnen Sensoren vom arithmetischen Mittelwert.

#### **4. Diskussion und Schlussfolgerungen**

Die Verwendung von HUMITTER 50 Y – Sensoren mit exakter Kalibrierung eignen sich besonders für Feldversuche, wenn sie doppelt strahlungsgeschützt und ausreichend ventiliert sind. In diesem Falle kann zeitweilig der Papierfilter um die Sensoren entfallen und die Trägheit des Systems damit zusätzlich herabgesetzt werden. Zeitliche und räumliche Unterschiede in der Temperatur- und Feuchteverteilung sind damit gut nachzuweisen.

#### **Danksagung**

Für die Bereitstellung der Daten der Forschungsstation Melpitz sowie die freundliche Unterstützung während der Feldexperimente möchten wir uns bei den Mitarbeitern des IfT, insbesondere Herrn Dr. G. Spindler bedanken.

#### **Literatur**

- Assmann, R. 1892: Das Aspirations-Psychrometer. *Abh. Königl. Preuß. Meteorol. Inst.*, **1**, Nr. 5, S.114.
- Arnold, K., Ziemann, A. und Raabe, A., 2001: Acoustic tomography in comparison to in-situ temperature and wind measurements. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **22**, 61-69.
- Schienbein, S. und Arnold, K., 2001: Messung der Lufttemperatur und Luftfeuchte bei Minimierung des Strahlungsfehlers. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **22**, 70-78.
- Ziemann, A., Arnold, K., and Raabe, A., 2002: Acoustic tomography as a method to investigate the lower atmospheric boundary layer in comparison with conventional in-situ measurements. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, submitted.

# **Zu den Niederschlags- und Abflussverhältnissen in Europa im Jahr 1816, dem „Jahr ohne Sommer“**

**M. Börngen, G. Tetzlaff u. M. Mudelsee**

## **Zusammenfassung**

Das Jahr 1816 ist in die Klimatologie als das „Jahr ohne Sommer“ eingegangen. Der 1815 erfolgte Ausbruch des Vulkans Tambora auf der indonesischen Insel Sumbawa führte im darauffolgenden Jahr in vielen Teilen der Welt zu katastrophalen Missernten. Während in Nordamerika daran besonders die außerordentlich tiefen Sommertemperaturen Schuld waren, scheinen in Europa dafür sowohl die unter dem Durchschnitt liegenden Temperaturen wie auch die überdurchschnittlichen Regenmengen verantwortlich zu sein. Zeitgenössische Berichte wie auch Niederschlags- und Pegelaufzeichnungen aus verschiedenen Teilen Europas belegen eine besonders hohe Niederschlagstätigkeit im „Erntemonat“ Juli des Jahres 1816 und eine hohe Wasserführung der großen europäischen Ströme in den Jahren 1816 und 1817.

## **Summary**

The year 1816 is known in climatology as the “Year without Summer”. The eruption of the Tambora volcano on the Indonesian island Sumbawa in 1815 led to catastrophic crop failures over many parts of the world in the following year. Whereas in North America those failures originated from extraordinarily low summer temperatures, causes in Europe seem to have been below-normal temperatures as well as above-normal rainfall. Contemporary reports and also precipitation and river gauge measurements from different parts of Europe document enhanced precipitation in July 1816 (“Erntemonat”) and high discharges of large European rivers in years 1816 and 1817.

## **Einleitung**

„Leider wirst Du ... diesmal keine Teltower Rübchen erhalten. ... Sie sollen ... dieses Jahr so wenig geraten sein, daß man Bedenken trägt, sie zu versenden“ (Zelter, Goethe 1987, S. 181), schrieb am 2. Dezember 1816 der Komponist Karl Friedrich Zelter aus Berlin an seinen Duzfreund Johann Wolfgang von Goethe in Weimar. Tatsächlich waren, um mit Goethes Worten aus seinem Antwortschreiben vom 10. Dezember zu sprechen, die „Rübchen, wie so vieles andere, dieses Jahr mißraten“ (Zelter, Goethe 1987, S. 182). Aber Goethe und Zelter wussten vielleicht nicht, dass im Jahr 1816 in vielen Teilen der Welt Misswuchs beobachtet wurde. Vielerorts lagen die Temperaturen weit unter dem langjährigen Durchschnitt. Aus Nordamerika liegen Berichte über mehrere Frostwellen in den Sommermonaten vor. In Westeuropa gab es ebenfalls einen Temperaturrückgang, der allerdings nicht so markant war, da das Jahr 1816 in eine schon 1812 beginnende Folge kalter Sommer fiel (Stommel, H., Stommel, E. 1990).

Diese ungewöhnliche Witterung, wegen der man später das Jahr 1816 als das „Jahr ohne Sommer“ bezeichnete, hatte dramatische Folgen; sie führte verbreitet zu katastrophalen Ernteaufschlägen, Preisanstiegen und Hungersnöten in den Jahren 1816 und 1817. In Europa kam verschlimmernd hinzu, dass die wirtschaftliche Situation nach den Napoleonischen Kriegen ohnehin angespannt war.

Die extremen Witterungsverhältnisse im Sommer 1816 werden auf den Ausbruch des Vulkans Tambora (8,3°S, 118,0°E) auf der indonesischen Insel Sumbawa zurückgeführt. Der vom 5.

April 1815 bis zum 15. Juli 1816 dauernde Vulkanausbruch, wobei sich die heftigsten Explosionen am 10. und 11. April 1815 ereigneten, gilt als die bisher größte Eruption in historisch überlieferter Zeit. Der Volcanic Explosivity Index (VEI) betrug 7; im Vergleich dazu wird der von den Ausbrüchen des Krakatau 1883 und des Mount Pinatubo 1991 mit 6 angegeben (Robock 2000). Erdbeben und Flutwellen begleiteten den Ausbruch. Die Zahl der Opfer soll zwischen 66000 und 92000 betragen haben (Rast 1980). Die weit in die Stratosphäre geschleuderten Ascheteilchen und Schwefelsäureaerosole verteilten sich in der gesamten Erdatmosphäre. Während man früher die klimatischen Auswirkungen von Vulkanen auf ihre Aschenwolken zurückführte, gilt heute als gesichert, dass das in die Stratosphäre eingebrachte Schwefeldioxid zur globalen Abkühlung führt (Penner et al. 2001). Im Gegensatz zu den Ascheteilchen bleiben die aus dieser Verbindung gebildeten Sulfate monate- bis jahrelang in der Stratosphäre und führen dort zu einer erhöhten Reflexion der Sonnenstrahlung. Die nordhemisphärische Temperaturanomale des Tambora-Vulkanausbruchs wird mit -0,4 bis -0,7 K angegeben (Heyer 1998).

Der bereits vor 1816 einsetzende Temperaturrückgang (s. z. B. Hupfer, Schönwiese 1998) macht jedoch wahrscheinlich, dass der Ausbruch des Vulkans nur ein verstärkendes Element darstellt und weitere Ursachen in Frage kommen. In erster Linie dürften dies langfristige solare Fluktuationen sein (Berner, Streif 2000). So ist gerade um 1800 eine sehr geringe Zahl von Sonnenflecken zu beobachten (Dalton-Minimum), was eine reduzierte Sonnenaktivität anzeigt (Wilson, Hudson 1988).

Das Jahr 1816 wird vor allem durch seine niedrigen Sommertemperaturen gekennzeichnet. Doch das „Jahr ohne Sommer“ wird auch, zumindest in Europa, durch eine sehr nasse Witterung bestimmt. Anliegen dieser Mitteilung soll sein, dies durch zeitgenössische Berichte und vor allem mittels Zahlenmaterials zu illustrieren. Damit wird die Datengrundlage zur meteorologisch-klimatologischen Beschreibung des betrachteten Zeitraums verbessert. Es ist dagegen nicht Zweck der Arbeit, zu entscheiden, ob die feuchte Witterung ebenfalls eine Folge des Vulkanausbruchs war (z. B. durch Zunahme der Anzahl von Kondensationskernen) oder mit den Veränderungen der Sonne zusammenhängt.

### **Zeitgenössische Berichte zu den Niederschlags- und Abflussverhältnissen des Jahres 1816**

Weikinns Quellentexte zur Witterungsgeschichte Europas (Weikinn 2002) berichten ausführlich über das hydrologische Geschehen im „Jahr ohne Sommer“ in Mitteleuropa. Bereits die hohe Zahl der Texte für 1816 (120 gegenüber durchschnittlich ca. 80 im Vergleichszeitraum 1810–22) weist auf ein außergewöhnliches Jahr hin.

In Thüringen gab es 1816 „Lange anhaltende Regengüsse. Die Bäche und Flüsse treten zum großen Teil weit über ihre Ufer und setzten viel Land unter Wasser. Die [Weiße] Elster wurde fast so breit, wie das Tal“ (Hahn 1855, S. 1283). Sächsische Quellen berichten: „Im Mai mehrtheils anhaltendes Regenwetter, so bis in die Mitte Juli abwechselnd fortfuhr, die Zschopau dadurch sehr answoll, ohne einigen Schaden anzurichten“ (Simon 1821, S. 63). In Weißenburg im Nordgau (Bayern) gab es von Mitte Mai bis August „Wenige Tage ohne Regen, vielfach in anderen Gegenden Wolkenbrüche. Außerordentliche Überschwemmungen“ (Voltz 1835, S. 235). Auch in Württemberg beobachtete man im Sommer 1816 „Fast täglich Regen; die Gewässer waren außerordentlich angeschwollen mit großem Schaden“ (Thierer 1916, S. 184).

Nach den Weikinn'schen Meldungen scheint der Höhepunkt der Niederschlagsperiode in der zweiten Junihälfte gewesen zu sein. Am 30. Juni wird aus Halle/Saale berichtet: „Durch den

seit 14 Tagen anhaltenden Regen war die Saale sehr groß, so daß alle Auen und Wiesen überschwemmt waren und offenen Seen glichen“ (Runde 1933, S. 27). Ende Juni stand der Rhein bei Boppard „auf dem Ufer und drang in sämtliche Rheingassen, so daß der Verkehr am Rhein unterbrochen war“ (Klein 1909, S. 128/129). Aus der Gegend von Karlsruhe wird berichtet: „Der Rhein tritt aus infolge anhaltendem Regen und überschwemmte die niedrig liegenden Dammfelder und Wiesen der angrenzenden Gemeinden. Das Wasser bleibt wochenlang 5 – 6 Schuh hoch auf Wiesen und Feldern stehen“ (v. Weech 1895, S. 363).

Im Osten von Deutschland verzeichnet die Warthe, wichtigster Nebenfluss der Oder, eine große Überschwemmung (Engelien, Henning 1857, S. 296).

In der Schweiz und in Österreich bewirkte „Das Schmelzen der großen Schneemassen mit fortwährendem Regen ... allenthalben das Austreten der Flüsse und Bäche (Müller 1878, S. 155). „Der [Bieler] See steigt ungewöhnlich hoch an und erstreckte sich bis nahe an die Stadt [Biel]. Die untere Stadt stand häufiger unter Wasser. ... Auch die Aare trat überall über ihre Ufer, von Schwadernau bis gegen Solothurn hinab war alles ein See“ (Blösch 1875, S. 174/75).

Die französischen Flüsse zeigen ebenfalls Hochwasser, z. B. die Rhone, die Marne oder die Gewässer um Grenoble: „..., dans les derniers jours de juillet, des pluies abondantes étaient venues faire grossir l’Isère et le Drac. Dans la plaine de Grenoble, l’Isère couvrit les terres sur les deux rives à une certaine hauteur; ...“ (Champion 1862, S. 87). Schließlich gibt es auch in Belgien fortwährenden Regen: „Pluies continuelles, ..., ce qui a fait grossir les eaux considérablement“ (Vanderlinden 1924, S. 305).

### **Messwerte des Niederschlags und des Abflusses**

Anfang des 19. Jahrhunderts werden an einigen Orten Europas bereits regelmäßig Niederschlagsmessungen durchgeführt, so dass die qualitativen Angaben quantitativ untermauert werden können. Die zehn in die Untersuchung einbezogenen Reihen charakterisieren weite Teile Europas nördlich der Alpen. Die Jahressummen des Niederschlags sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1 zeigt, dass das Jahr 1816 und das Folgejahr viele der Höchstwerte des Zeitraums 1810–1822 enthält. Daneben sind aber auch die Jahre 1811 und 1821 durch Maxima ausgezeichnet. Damit ist durch bloßen Augenschein schwer erkennbar, ob sich die Jahre 1816/17 durch überdurchschnittliche Niederschlagshöhen auszeichnen. Deshalb wird ein statistischer Hypothesetest mit  $H_0$  („Keines der Jahre 1810 bis 1822 zeigt eine Dominanz hoher Niederschläge“) gegen  $H_1$  („Die Jahre 1816/17 zeigen dominierend hohe Niederschläge“) durchgeführt. Die Testgröße  $T$  (Anzahl der 1. bzw. 2. Plätze für die Jahre 1816/17 für die 10 Stationen) beträgt 8. Die Verteilung von  $T$  unter  $H_0$  wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt: zufällig verteilte Rangfolgen für jede Station, Bestimmung der simulierten Testgröße  $T_{sim}$  je Simulation, Bestimmung der empirischen Häufigkeit (Anzahl der Simulationen: 10 000 000) für das Ereignis  $T_{sim} \geq T$ . Im Ergebnis erhält man für die empirische Häufigkeit einen Wert von ungefähr 0,0057, d. h.  $H_0$  kann gegen  $H_1$  mit einer Signifikanz von weniger als 1% verworfen werden. In den Niederschlagswerten dominieren also die Jahre 1816/17.

Zusätzlich seien die monatlichen Niederschlagssummen der zehn europäischen Stationen betrachtet. Um die regional bedingten Unterschiede im Jahresgang des Niederschlags auszu-schließen, wurden die Reihen standardisiert (Abzug des Mittelwerts 1810–1822, Division durch Standardabweichung 1810–1822). Zur besseren Übersicht sind in Abb. 1 nicht die Reihen aller Stationen dargestellt, sondern nur der Mittelwert und — durch eine vertikale Linie

verbunden — der jeweils kleinste und größte Monatswert der zehn standardisierten Reihen. Der Mittelwert dieser Reihen zeigt ein Maximum im Juli 1816. Gleichzeitig ist in diesem Monat das Minimum am geringsten ausgeprägt, so dass eine geringe Schwankungsbreite auf hohem Niveau vorliegt. Das bedeutet: es hat mehr oder weniger in ganz Europa geregnet. (Dass es durchaus lokale Unterschiede gibt, zeigen einige der im vorigen Kapitel zitierten Berichte, wonach man das Maximum einen Monat früher erwartet hätte.)

Tab. 1. Jahressummen des Niederschlags (in mm) zehn europäischer Stationen (in West-Ost-Richtung angeordnet) im Zeitraum 1810–22. Der Maximalwert jeder Reihe ist fett gedruckt, der zweithöchste Wert unterstrichen. Quellen: <sup>1)</sup> Hellmann 1906, <sup>2)</sup> <http://www.wetterzentrale.de/klima/index.html> (27. 4. 2001)

Jahr	Edin- burgh <sup>2)</sup>	Oxford <sup>2)</sup>	Kew <sup>2)</sup>	Paris <sup>2)</sup>	Trier <sup>1)</sup>	Stras- bourg <sup>1)</sup>	Karls- ruhe <sup>1)</sup>	Prag <sup>1)</sup>	Breslau (Wroc- law) <sup>1)</sup>	War- schau <sup>1)</sup>
1810	684	<u>708</u>	711	504	656	689	704	440	300	
1811	<b>829</b>	696	647	<b>719</b>	<u>668</u>	671	578	504	161	
1812	688	689	670	576	619	646	568	<b>585</b>	368	
1813	512	526	554	573	627	705	680	437	275	574
1814	566	572	636	444	419	593	519	500	262	422
1815	555	540	464	520	644	652	458	553	304	497
1816	641	706	<u>774</u>	627	640	<b>793</b>	<u>795</u>	485	331	<b>729</b>
1817	<u>749</u>	556	603	648	<b>708</b>	<u>787</u>	715	<u>559</u>	305	584
1818	548	673	545	502	567	553	586	428	183	497
1819	687	614	631	<u>706</u>	623	751	<b>797</b>	513	<u>381</u>	656
1820	576	535	572	438	588	585	629	392		570
1821	602	<b>752</b>	<b>839</b>	673	654	742	758	513	<b>453</b>	<u>662</u>
1822	664	560	618	483	496	675	578	412	274	372

Die Niederschlagsverhältnisse finden ihre Widerspiegelung in den Abflussverhältnissen, hier charakterisiert durch Pegelstände einiger großer europäischer Flüsse: der Elbe bei Magdeburg, der Memel (Njemen) bei Tilsit (Sowjetsk), der Oder bei Küstrin (Kostrzyn), des Rhein bei Emmerich und der Weichsel (Wisla) bei Thorn (Torun).

Die Daten wurden antiquarisch erworbenen Tafeln mit hydrologischen Darstellungen des Zeitbereiches 18./19. Jahrhundert entnommen. Die Tafeln sind aus einem Buch herausgetrennt worden, so dass die — auf jeden Fall nach 1840 erschienene — Quelle bisher nicht ermittelt werden konnte.

Die Pegelstände der fünf Ströme sind in Abb. 2 grafisch dargestellt. Um auch hier regional bedingte Unterschiede auszuschließen, wurden die Reihen standardisiert.

Bei allen Flüssen ist deutlich ein lokales Maximum, teilweise sogar als absolutes Maximum, im Jahr 1816 zu erkennen. Besonders ausgeprägt ist dies beim Rhein; auch die entsprechenden Zahlen in Tab. 2 belegen die hohe Differenz zwischen dem Einzeljahr und dem langjährigen Durchschnitt 1810–22.

Genauer muss man eigentlich von einem Maximum 1816/17 sprechen. Dies entspricht auch den Jahressummen des Niederschlags (vgl. Tab. 1). Ebenso korrespondiert das im Jahr 1821



liegende Maximum im Abfluss mit dem entsprechenden Niederschlagsmaximum. Keine Entsprechung gibt es dagegen für das Jahr 1811.

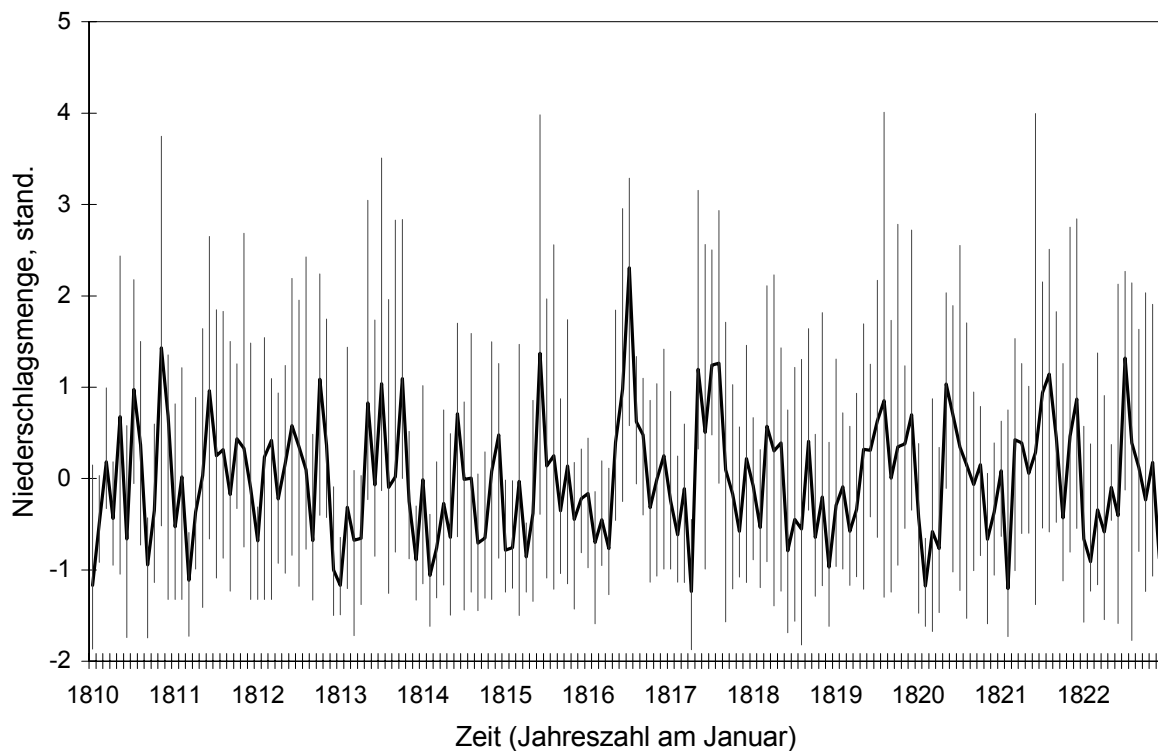


Abb. 1. Standardisierte Monatssummen des Niederschlags mehrerer europäischer Stationen im Zeitraum 1810–22 (Quellen: s. Tab. 1). Die durchgezogene schwarze Linie gibt den Mittelwert aller Stationen an, der senkrechte graue Strich die Spannweite zwischen dem kleinsten und größten Monatswert.

Wie die zeitgenössischen Berichte belegen auch die Messwerte, dass sich das Jahr 1816 in weiten Teilen Europas durch eine erhöhte Niederschlagstätigkeit ausgezeichnet hat, die zu einem deutlichen Anschwellen der großen europäischen Ströme geführt hat. Es wäre jedoch übertrieben, wollte man dieses Hochwasser in die Reihe der großen Überschwemmungen stellen, die sich europaweit beispielsweise Juli 1342 (Weikinn 1958), Februar/März 1784 (Weikinn 2000) oder März/April 1845 (Weikinn 2002) ereignet haben.

Tab. 2. Wasserstände fünf europäischer Flüsse im Zeitraum 1810–22.

Fluss	Pegelstation	Pegelstand 1810–22 [Preuß. Fuß]	Pegelstand 1816 [Preuß. Fuß]	Differenz [cm]
Elbe	Magdeburg	6,3	7,2	28
Memel (Njemen)	Tilsit (Sowjetsk)	7,4	9,0	51
Oder	Küstrin (Kostrzyn)	3,9	4,8	27
Rhein	Emmerich	8,7	12,3	114
Weichsel (Wisla)	Thorn (Torun)	4,9	7,2	73

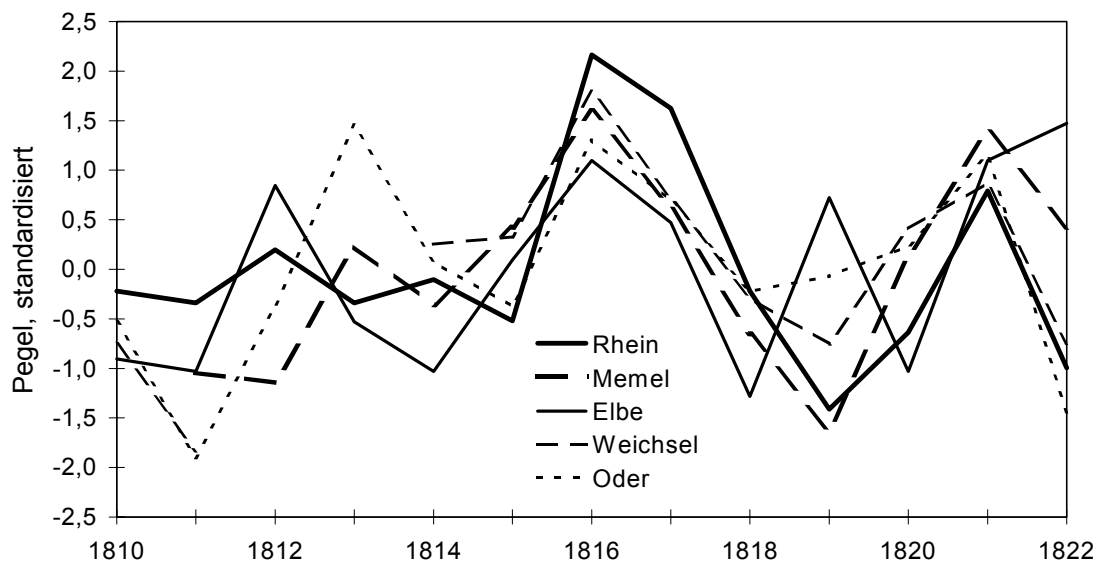


Abb. 2. Wasserstände fünf europäischer Flüsse im Zeitraum 1810–22.

### Zur Nachwirkung des „Jahres ohne Sommer“

Das „Jahr ohne Sommer“ ist auch für die Literatur und das Brauchtum nicht ohne Folgen geblieben. Die Grundidee des Gruselromans „Frankenstein“ von Mary Shelley ist in der kalten, verregneten Schweiz des Jahres 1816 entstanden. Eines der größten Volksfeste Deutschlands, das Volksfest auf dem Cannstatter Wasen, hat seinen Ursprung in einer 1818 erstmals veranstalteten Agrarausstellung, die der Wiederbelebung der zerrütteten Württemberger Landwirtschaft diente (<http://www.stgt.com/stuttgart/volkfstd.htm>, 1. 2. 2002). Fraglich ist dagegen die Behauptung von Schmincke (2000), dass der englische Maler William S. Turner unter dem Eindruck der außergewöhnlich farbenfreudigen Sonnenuntergängen seinen Malstil radikal geändert haben soll (und damit gewissermaßen den Impressionismus vorweg genommen hätte).

Sicher ist aber, dass die Idee synoptischer Wetterkarten im Jahr ohne Sommer geboren wurde. Am 1. Dezember 1816 — einen Tag bevor Zelter den eingangs erwähnten Brief an Goethe verfasste — schrieb Heinrich Wilhelm Brandes aus Breslau an Gilbert in Leipzig "Wenn man etwas genauere Nachrichten von der Witterung auch nur für ganz Europa zusammenbringen könnte, so müsste sich unstreitig viel lehrreiches ergeben. Könnte man Charten von Europa für alle 365 Tage des Jahres nach der Witterung illuminiren, so würde sich doch wohl ergeben, wo zum Beispiel die Grenze der großen Regenwolke lag, die im Juli ganz Deutschland und Frankreich bedeckte ..." (Brandes 1817).

### Literatur

Berner, Ulrich, Streif, Hansjörg (Hrsg.) (2000): Klimafakten. Der Rückblick – Ein Schlüssel für die Zukunft. - Stuttgart: E. Schweizerbart.

Blösch, Gustav (1875): Chronik von Biel von den älteren Zeiten bis zu Ende 1873. - Biel [zitiert nach Weikinn (2002)].

- Brandes, H. W. (1817): Aus einem Schreiben des Professor Brandes, meteorologischen Inhalts. - *Ann. Phys.* 55, 112–114.
- Champion, Maurice (1862): Les inondations en France depuis le VI<sup>e</sup> siècle jusqu'à nos jours. Tome IV. - Paris [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Engelien, A., Henning, Fr. (1857): Geschichte der Stadt Landsberg an der Warthe von den ältesten Zeiten bis auf die Gegenwart ... - Landsberg a. d. W. [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Hahn, Ferdinand (1855): Geschichte von Gera und dessen nächster Umgebung. 2. Teil. - Gera [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Hellmann, G. (1906): Die Niederschläge in den Norddeutschen Stromgebieten. 3 Bände. - Berlin: D. Reimer.
- Heyer, Ernst (1998): Witterung und Klima; Eine Einführung in die Klimatologie. Hrsg. v. P. Hupfer u. W. Kuttler. - Stuttgart, Leipzig: Teubner.
- Hupfer, P., Schönwiese, C.-D. (1998): Zur beobachteten Klimaentwicklung im 19. und 20. Jahrhundert: Gefahr im Verzug? - In: Lozán, J. L., Graßl, H, Hupfer, P.: Warnsignal Klima. Hamburg: Wissenschaftliche Auswertungen, 99–113.
- Klein, J. (1909): Geschichte von Boppard. - Boppard [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Müller, C. K. (1878): Johann Heinrich Waser, der Zürcherische Volkswirtschaftler des 18. Jahrhunderts. Mit: Landwirtschaftliche Chronik nach Waser über außergewöhnliche Witterung, Mißwachs und Fruchtbarkeit [1501–1877]. - In: Züricher Jahrbuch für Gemeinnützigkeit 1877, S. 86–166. - Zürich [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Penner, J. E., Andreae, M., Annegarn, H., Barrie, L., Feichter, J., Hegg, D., Jayaraman, A., Leaitch, R., Murphy, D., Nganga, J., Pitari, G. (2001): Aerosols, their direct and indirect effects. - In: Houghton, J. T., Ding, Y., Griggs, D. J., Noguer, M., van der Linden, P. J., Dai, X., Maskell, K., Johnson, C. A. (eds.): *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change.* - Cambridge, New York: Cambridge University Press, 289–349.
- Rast, Horst (1980): *Vulkane und Vulkanismus.* - Leipzig: Teubner.
- Robock, Alan (2000): Volcanic Eruptions and Climate. - *Reviews of Geophysics* 38: 191–219.
- Runde, Christian Gottlieb August (1933): *Chronik der Stadt Halle 1750–1835 (Nachträge u. Forts. d. Dreyhauptschen Chronick, d. Stadt Halle betr.).* Hrsg. vom Thüring.-Sächs. Geschichtsverein, bearbeitet v. Bernhard Weißenborn. - Halle [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Schmincke, Hans-Ulrich (2000): *Vulkanismus.* - Darmstadt: Wissenschaftliche Buchgesellschaft (2. Aufl.).
- Simon, Ernst Friedrich Wilhelm (1821): *Kurze historisch-geographisch-topographische Nachrichten von den vornehmsten Denkwürdigkeiten bis zum Schluß des Jahres 1819 der Bergstadt Zschopau im erzgebürgischen Kreise.* - Dresden [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Stommel, H., Stommel, E. (1990): 1816: Das Jahr ohne Sommer. - In: *Atmosphäre, Klima, Umwelt.* S. 98–105. - Heidelberg: Spektrum-der-Wissenschaft-Verlagsgesellschaft.
- Thierer, Georg (1916): *Ortsgeschichte von Gussenstadt auf der Schwäbischen Alb.* 2. Bd. - Stuttgart [zitiert nach Weikinn (2002)].

- Vanderlinden, Emile (1924): Chronique des événements météorologiques en Belgique jusqu'en 1834. - Brüssel (Mémoires publ. par l'Acad. roy. de Belgique. Tome V.) [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Voltz, Georg (1835): Chronik der Stadt Weißenburg im Nordgau und des Klosters Wülzburg. - Weißenburg [zitiert nach Weikinn (2002)].
- v. Weech, Friedrich (1895): Karlsruhe. 1. Bd. (1715–1830). - Karlsruhe [zitiert nach Weikinn (2002)].
- Weikinn, Curt (1958): Quellentexte zur Witterungsgeschichte Europas von der Zeitwende bis zum Jahre 1850, Hydrographie Teil 1 (Zeitwende–1500). - Berlin: Akademie-Verlag.
- Weikinn, Curt (2000): Quellentexte zur Witterungsgeschichte Europas von der Zeitwende bis zum Jahr 1850, Hydrographie Teil 5 (1751–1800). Hrsg. u. bearb. von Michael Börngen u. Gerd Tetzlaff. - Berlin, Stuttgart: Borntraeger-Verlag.
- Weikinn, Curt (2002): Quellentexte zur Witterungsgeschichte Europas von der Zeitwende bis zum Jahr 1850, Hydrographie Teil 6 (1801–1850). Hrsg. u. bearb. von Michael Börngen u. Gerd Tetzlaff. - Berlin, Stuttgart: Borntraeger-Verlag [im Druck].
- Wilson, R. C., Hudson, H. S. (1988): Solar luminosity variations in solar cycle 21. - Nature 332: 810-812.
- Zelter, Karl Friedrich, Johann Wolfgang Goethe (1987): Briefwechsel. Eine Auswahl. - Leipzig: Reclam (Reclams Universal-Bibliothek; 1188).

Die Arbeit ist im Rahmen des DFG-Projekts Te 51/15-2 („Säkulare Änderungen im Hochwassergeschehen Mitteleuropas“) entstanden.

Anschrift der Verfasser:

Dr. M. Börngen, Prof. Dr. G. Tetzlaff, Dr. M. Mudelsee, Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Stephanstr. 3, D-04103 Leipzig.

# Ionospheric tomography and first interpretations of including space-based GPS

C. Stolle, S. Schlüter, Ch. Jacobi, N. Jakowski

## Summary:

When L-band radio waves of space-based radio navigation systems such as Global Positioning System (GPS) travel through the atmosphere and ionosphere, their ray paths are bent and their travel time are increased as a result of refractive-index gradients. As the ionosphere is a dispersive medium the two GPS frequencies are subject to different delays in time and modifications in amplitude, phase and polarisation which is an effect of free electrons. By using these two radio frequencies one can derive information about the Total Electron Content integrated along the ray path. After calibration, these data are included into the tomographic reconstruction. The tomographic method presented in this paper works on algebraic iterative methods like SART and MART. Calculations are based on International GPS Service (IGS) ground received data. Space-based GPS is provided by LEO (Low Earth Orbiter) satellites like CHAMP. By means of incorporating such occultation data into tomography an improvement of reconstruction of the vertical structure of the electron density is expected. First confirming interpretations of a selected occultation event are presented in this paper. It is shown, that space-based GPS data can improve tomographic results mainly in middle to lower altitudes of the ionosphere.

## Zusammenfassung:

Wenn sich Radiowellen eines Navigationssystems, wie das des Global Positioning Systems (GPS), in der Atmosphäre und Ionosphäre ausbreiten, erfahren sie eine Beugung des Strahlweges und eine Erhöhung der Laufzeit aufgrund der Gradienten des atmosphärischen Refraktionsindex. Da die Ionosphäre ein dispersives Medium darstellt, unterliegen beide GPS-Frequenzen dort unterschiedlichen Störungen in Laufzeit und Veränderungen in Amplitude, Phase und Polarisation, was auf die Effekt der freien Elektronen zurückzuführen ist. Unter der Verwendung der beiden Radiofrequenzen kann man Informationen über die Anzahl der über den Strahlweg integrierten Elektronen erhalten. Nach der Kalibrierung dieser Daten, können sie zur tomographischen Rekonstruktion verwendet werden. Die hier vorgestellte Tomographie verwendet algebraisch iterative Methoden, wie SART und MART. Die tomographischen Berechnungen bauen auf bodengestützte GPS-Daten des International GPS Services (IGS) und satellitengestützten GPS-Daten von LEO (Low earth orbiter) Satelliten wie CHAMP auf. Durch die Intergration von Okkultationsdaten in die Tomographie wird eine Verbesserung der Rekonstruktion der vertikalen Struktur der Elektronendichte erwartet. Erste bestätigende Interpretationen eines ausgewählten Okkultationsereignisses werden in diesem Artikel vorgeführt. Es wird gezeigt, dass satellitengestützte GPS-Daten die tomographischen Ergebnisse vor allem in der mittleren und unteren Ionosphäre verbessern können.

## 1. Introduction

When radio waves traverse the atmosphere they are subject to different disturbances along their ray paths. The rays are bent due to gradients of atmospheric

parameters. Radiooccultations can be used to derive pressure and temperature profiles of the neutral atmosphere (*Kursinski et al., 1997*). The refractive index profile used for this task is deduced from the angle of deflection by the Abel inversion. For these calculations and also for the well known application on navigation of GPS it is crucial to know the positions of the satellites very precisely. These information also carried by radio waves are disturbed by free electrons in the ionosphere and plasmasphere. Therefore it is important to perform ionospheric corrections to GPS measurements. Three-dimensional electron density maps could be very useful for it. The dispersivity of plasma induced disturbances on radio waves plays a crucial role for GPS based ionospheric research. From bifrequent measurements of GPS the integrated Total Electron Content (TEC) along the ray path can be derived. After calibration TEC can be used for tomographic reconstructions of the electron density pattern.

Radio tomography with ionospheric applications has been investigated and tested by several scientists, e.g., by *Pryse and Kersley, 1995*, *Raymund et al., 1993*, *Walker et al., 1996* and *Nygrén et al., 1996*. Because of the sporadic and sparse distribution of the GPS links an algebraic iterativ method of tomography has been used for this work. An operating tomography working on ground-based GPS from IGS (International GPS Service) is developed by introducing space-based GPS received by LEO-satellites such as CHAMP. Typical constellations of an occultation event are schematically shown in Fig.1. By including these data we expect better insight the reconstruction of the vertical electron density pattern. It is shown that this can be successful mainly at altitudes below 500 km.

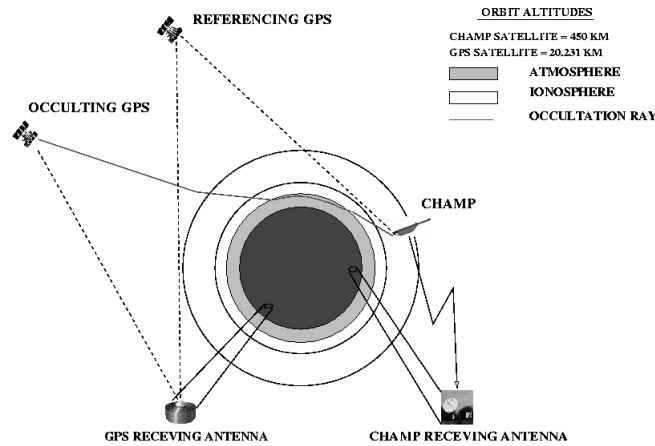


Figure 1: Typical constellation for an occultation event. When CHAMP sets below the horizon referred to the GPS satellite, it samples data scanning vertically though the atmosphere. The radiowaves are disturbed while entering the atmosphere. Referencing GPS are necessary for synchronisation clock errors on the satellites.

## 2. GPS Observation equation and calibration of the measurements

The observation of GPS radio waves can be expressed in terms of pseudo ranges. That means travel time of the signal between transmitter and receiver is described as the

way which light propagates during that periode. It is composed of the real distance from transmitter to receiver (propagation at light velocity  $c$ , that means without disturbances) plus the error components. Measurements are taken of the carrier phase  $L$  and the code phase  $P$ , see also *RAKO, 1996* :

$$L_i = R_{GEO} + c * [dt - dT] + dtrop - dion(f_i) - \lambda_i * N_i - E_{-}L_i \quad (1)$$

$$P_i = R_{GEO} + c * [dt - dT] + dtrop + dion(f_i) + E_{-}P_i \quad (2)$$

Since GPS is a bifrequent measurement with frequencies  $f_1=1575.45$  MHz and  $f_2=1227.6$  MHz ( $i=1,2$  in Equ.1 and 2) we draw attention to dispersive and non-dispersive terms. The dispersive effects are:

*dion*: ionospheric path error,  
*E<sub>-</sub>L<sub>i</sub>, E<sub>-</sub>P<sub>i</sub>*: multipath, noise, instrumental biases,  
 $\lambda_i$ : wave length of the carrier phase ( $\lambda_1=0.1903$ cm,  $\lambda_2=0.2442$  cm),  
 $N_i$ : ambiguity of the carrier phase,

and the non-dispersive effects are described by:

$R_{GEO}$ : real distance between transmitter and receiver,  
 $c * [dt - dT]$ : clock synchronisation error of transmitter and receiver,  
*dtrop*: neutral atmospheric path error.

Two measurements different in frequency can be substracted, once for the carrier, once for the code phase. By doing this, the frequency-independent terms are eliminated and we obtain following formulations:

$$\frac{L_1 - L_2}{cst} = TEC + \frac{\lambda_i * N_i - E_{-}L_i}{cst}, \quad \frac{P_2 - P_1}{cst} = TEC + \frac{E_{-}P_i}{cst},$$

$$\text{with} \quad dion = 40.3 * \frac{TEC}{f^2} \quad \text{and} \quad cst = 40.3 * \frac{f_1^2 - f_2^2}{f_1^2 * f_2^2}.$$

The resulting terms are displayed in Fig.2. Here the CHAMP occultation data for 2001, April 28<sup>th</sup> at 22.15 UTC are shown. The upper curve shows the code phase. It is very noisy, multipath effects are important, but except for the instrumental bias the relative TEC is non-ambiguous. The lower curve represents the carrier phase readings. Here, noise is low, but the signal is ambiguous. That means cycle slips can occur after losses of lock.

To apply absolute TEC it is necessary to calibrate the data. The low noise carrier phase is at topical intrest. But since this parameter tends to ambiguities we profit from the non-ambiguous code phase for correction. The calibration is mainly computed according to *Blewitt, 1996*. This method has been developed for ground-based GPS and adapted for occultation application.

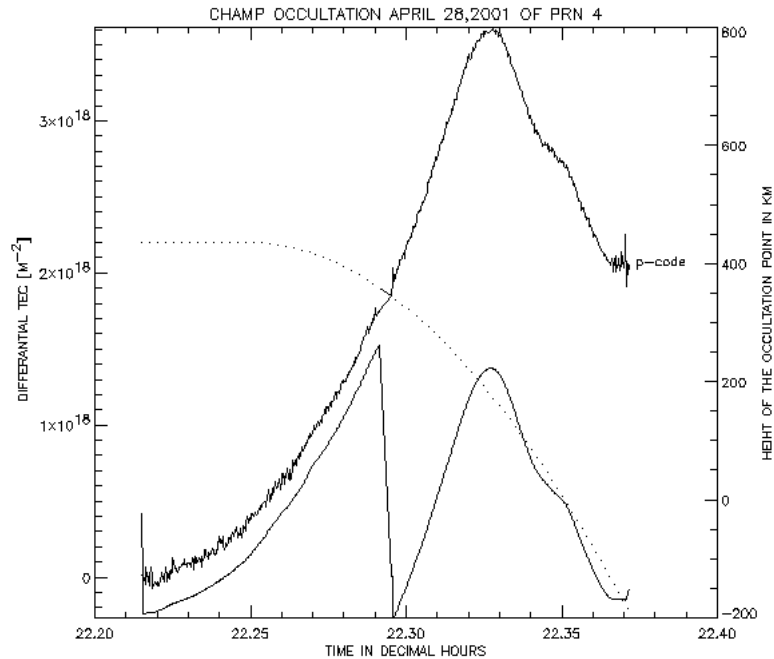


Figure 2: CHAMP occultation for 2001, April 28<sup>th</sup> at 22.15 UTC before calibration. The lower curve represents the low noise, ambiguous carrier phase and the upper curve the noisy code phase measurements

The calibration procedure can mainly be described as follows:

- Search for cycle slips. So called connected arcs without detected cycle slips are built. Arcs with less than 8 data points are rejected because trends can only be rebuilt with more data,
- If the cycle slip is defined as rectifiable, the following arc is leveled to the trend of the precedent one,
- In the frame of the finally obtained connected arcs the median values of the carrier and code phase measurements are calculated and the carrier phase series are shifted into the mean trend of the code phase series. We only left with the shifted, low noise carrier phase measurement,
- Finally the TEC values are corrected for the instrumental bias which is determined by a separate procedure.

The absolut TEC values can now be included in tomographic reconstructions.

### 3. Tomography and its application for ionospheric research

The integrated TEC measured by GPS along the ray path of the radio wave can be used to reconstruct electron density structures of the ionosphere by tomographic inversion. Thereby attention is drawn to the intersections of the line integrals through



the observed medium. Fits of physical parameters of the medium are done in comparison with the inverted values of the integrals at the intersection points.

Different methods of tomography have been applied for ionospheric reconstruction such as algebraic iterative methods like SART, SIRT or MART (*Austen et al., 1988, Raymund et al., 1990*), the maximum entropy method (*Pakula et al., 1995*) and stochastic inversion (*Nygrén et al., 1997*).

Since in our case the GPS ray distribution is sporadic and therefore an underdetermined problem is posed algebraic iterative methods are used in this work. Primary values of the electron density are calculated by the ionospheric model IRI 2001 (*Bilitza, 1990*). During iteration correction terms are calculated on the density values until a satisfactory stop criterion is met.

In short, the algorithm can be described as follows:

The line integral TEC of the measurements characterises the tomographic equation:

$$TEC = \int_{ray} N_e dl \quad (3)$$

where  $N_e$  is the electron density and  $l$  the length of the ray. The discrete equation following the  $i$  rays and the  $j$  three-dimensional voxels, in which the tomographic area is divided, can be expressed by

$$TEC_i = \sum_j N_{ej} * l_{ij}. \quad (4)$$

The iterative process begins with a modeled start condition for the electron density:

$$N_{ej}^0 = N_e^{model}. \quad (5)$$

A first TEC value is estimated by using model densities and the difference between the measurements, and the simulated value is calculated:

$$\Delta TEC_i^n = TEC_i^{mess} - TEC_i^n. \quad (6)$$

The difference is applied to determine a correction term for the electron densities of each voxel. Afterwards, corrections are summed (SART) or multiplied (MART) ray-by-ray and finally weighted over all rays in one voxel:

$$\text{SART: } N_{ej}^{n+1} = N_{ej}^n + \Delta N_{ej}^n(\Delta TEC_i^n) \quad \text{MART: } N_{ej}^{n+1} = N_{ej}^n * \Delta N_{ej}^n(\Delta TEC_i^n),$$

with  $\Delta N_{ej}^n$  the additive or respectively the multiplicative correction term for the voxel's electron density value. Both algorithm can be used in our version of tomography. For this paper we decided for MART.

The iteration is stopped after a certain user defined value of  $\Delta TEC_i^n$  is reached or until a certain number of steps has been done. Furthermore a smoothing algorithm is applied in intervalls during the iteration.

In our work we make use of the TEC sampled by IGS ground receivers. Advantages are found in continuous measurements and in the widespread distribution of receivers over Europe (see Fig.3). However, a disadvantage is the relatively sparse number of ground receivers compared to the three-dimensional volume that has to be treated by inversion. Therefore additional data of TEC maps (*Jakowski, 1996*) have been included. Maps

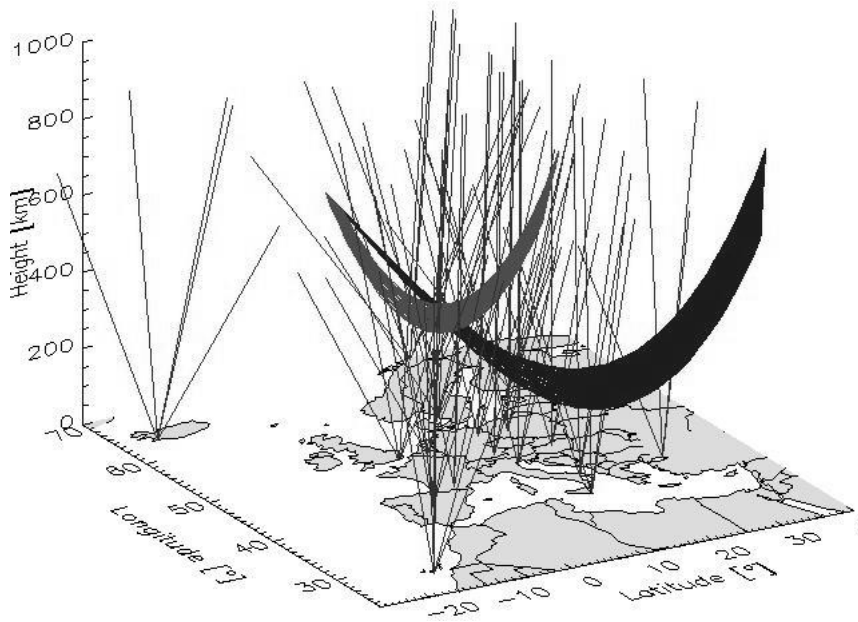


Figure 3: Ray density for July 29<sup>th</sup>, 2000, at 13.10 UT. Data from IGS network ground receivers and CHAMP within the tomographic region are shown. Tomography is possible because of the intersections of rays.

are produced at the DLR Neustrelitz with IGS received GPS as input data and provide calculated values of vertical TEC over Europe. From these analyses virtual vertical rays through the investigated region are drawn. TEC maps are available every hour and are used whenever processing time allows to. Another tool is now available by space-based GPS data from the CHAMP LEO-Satellite which is governed by the GFZ Potsdam. Atmospheric sounding possibilities onboard CHAMP are described by *Jakowski et al., 1998*. Usefull information that can be derived from CHAMP data are described in Section 4.

Fig.3 gives an impression of the data situation on July 29th, 2000, at 13.10 UT. Our tomographic region is situated over Europe (-20°E-40°W/32.5°S-70°N/80-1000km height). We chose this region because of the relatively high density of IGS-GPS receivers. Therefore the resolution can be taken sufficiently high to allow investigations of medium scale ionospheric events, too. All ground-based IGS data available at this time are shown. Here CHAMP presently situated in the nothern part of Europe received signals from two satellites at this moment.

#### 4. First results of including space-based GPS to tomography

For ground-based tomography ionospheric scenarios have been simulated by using IGS receiver data and vertical TEC from TEC maps (see also *Stolle et al, 2001*). Detailed results will soon be published in the thesis of S. Schlüter.

Developing the tomographic program, IRI 2001 as electron density starting condition

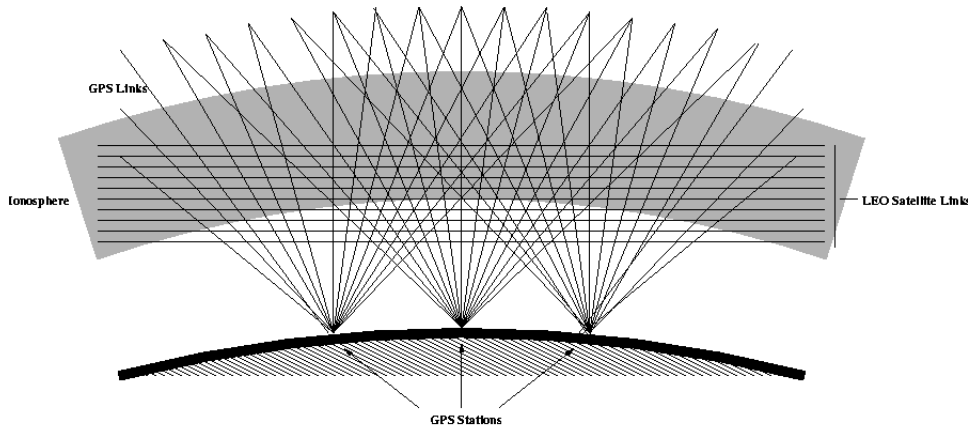


Figure 4: Schematic view of the tomographic ray situation. By combining ground and space-based GPS, information on the horizontal and vertical distribution of electrons in the ionosphere are gathered.

for iteration has been combined with the plasmaspheric model of *Gallagher (2000)*. Hereby the electron density of the upper ionosphere can be initialized more realistically. Since the GPS transmitter are located at heights of about 20000 km, the measured TEC values are also affected by the plasmaspheric electron content above 1000 km. Plasmasphere/ionosphere ratio of the TEC measurements can differ from 0% to 60% depending on latitude and time. So measurements are corrected by the combined IRI/Gallagher model for the plasmaspheric portion.

By including satellite received GPS-data we expect better insight into the reconstruction of the vertical electron density structure. The geometric situation is schematically shown in Fig.4, where ground-based data are combined with space-based GPS. Since the ground receivers are well distributed over the tomographic region they can provide adequate information about the horizontal electron density distribution over this area. However it has to be noted that the elevation angle is cut off at about  $20^\circ$  because the signal-to-noise ratio becomes too bad below this angle. Therefore vertical information get lost in most part since the received data are integrated along the quasi-vertical ray paths. This gap can be filled by space-based GPS. Here the data are even though integrated horizontally, which scans vertically through the ionosphere during an occultation event. The occultation time for CHAMP takes about 5-10 minutes and can be fully integrated in tomographic runs. Since the orbital height of CHAMP is about 450 km we can receive data at and below this altitude.

A preliminary test of including CHAMP data has been done for April 27<sup>th</sup>, 2001, at 12.37 UT. The location of interesting rays of the used occultation event are displayed in Fig.5. The occultation is directed nearly from north to south and the mean occultation point is  $4.39^\circ\text{W} / 54.6^\circ\text{N}$ . Here ray paths from CHAMP are considered up to a height of 1000 km. Plasmaspheric influences on TEC are corrected as mentioned above. CHAMP has been used additionally to the ground received GPS available at this time. To include all rays of this event the tomographic area has been extended in latitude from  $32^\circ - 70^\circ\text{N}$  to  $25^\circ - 80^\circ\text{N}$ . For the processed time a profile of the Juliusruh ( $13.4^\circ\text{E}, 54.6^\circ\text{N}$ ) ionosonde is available and is taken as independent validating data. Electron density determination

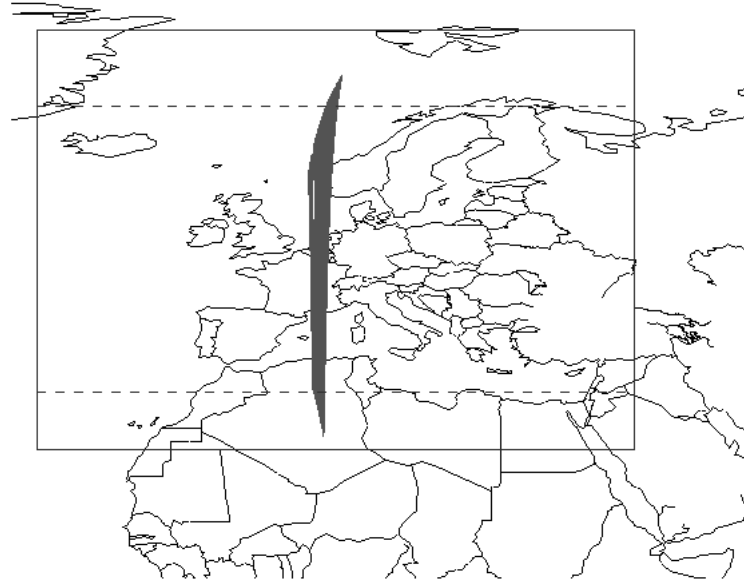


Figure 5: Occultation event for April, 27<sup>th</sup> 2001 at 12.37 UT. Solide lines represent the boundaries of the tomographic region.

derived from sended and received frequencies by the ionosonde is very precise. Electron density layer heights can here be determined within an accuracy of 5 km. At the nearest grid point of tomography from Juliusruh (12.5°E,53.75°N) profiles have been drawn in Fig.6 without and with included CHAMP data. The algorithm used here is MART. The iteration has been optimized to 200 steps and smoothing has been performed after every 40<sup>th</sup> step. The solid line represents the tomographic result, the dashed line the ionosonde's profile and the dashed-dotted line the combined IRI/Gallagher initial model. This test of including CHAMP data allows some first interpretation of how space-based GPS can affect tomography. The electron density maximum has been measured by the ionosonde at a height of 306.6 km with  $N_e=1.31*10^{12}m^{-3}$ . The starting model underestimated this peak with  $N_e= 9.9*10^{11}m^{-3}$  at 315 km altitude. This value has been corrected during tomographic iteration to  $N_e=1.24*10^{12}m^{-3}$  without including LEO GPS and to  $N_e=1.29*10^{12}m^{-3}$  by including CHAMP data. An improvement of about  $5*10^{11}m^{-3}$ , so about 70% regarding the peak, had been reached by including space-based data. The resulting peak altitude is about 315 km for both calculations. That shows that algebraic iterative tomography is strongly dependent on the input model. For this underestimated prpbem, test runs up to 1000 iteration steps (not shown here) have been done where the resulting peak height varies only slightly. Furthermore it can be seen in both plots that tomography produces a profile what is slightly shifted to higher altitudes. For further comparisons the difference of the tomographic reconstruction and the ionosonde profile is shown in Fig.7. As before, it can be seen that the profile including CHAMP is closer to the ionosonde peak than the one without CHAMP. An improvement at the ionospheric bottom side is also visible.

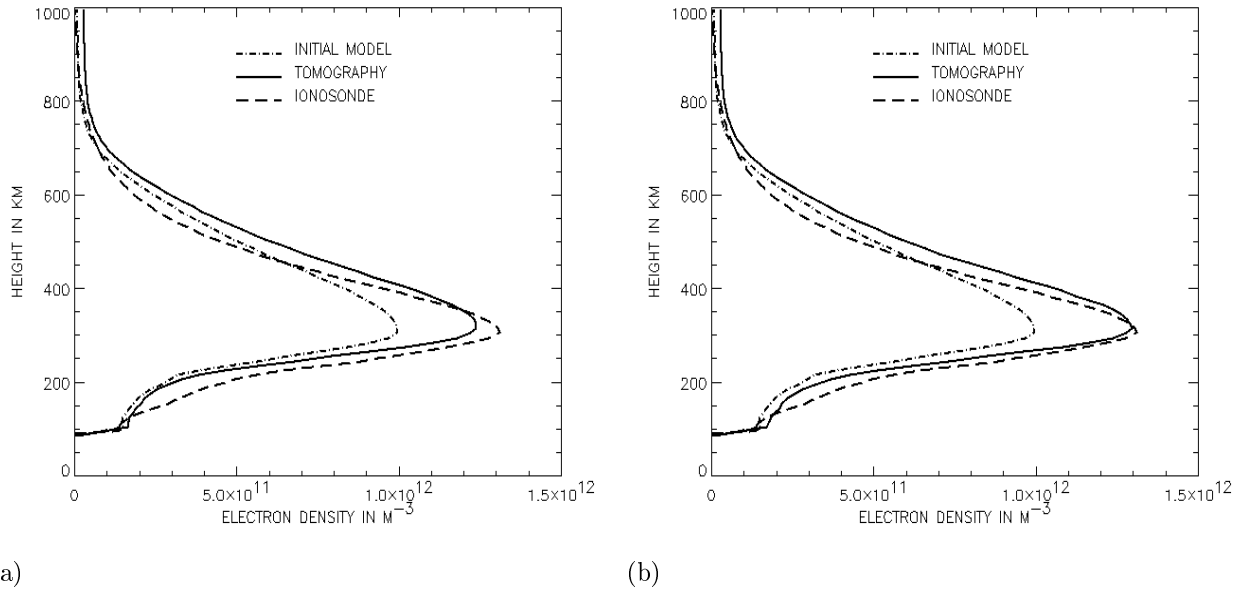


Figure 6: Electron density profiles of the Juliusruh ionosonde, of tomographic reconstruction and the input model. (a) without included CHAMP data and (b) with included CHAMP data in tomographic reconstructions for April, 27<sup>th</sup> 2001 at 12.37 UT.

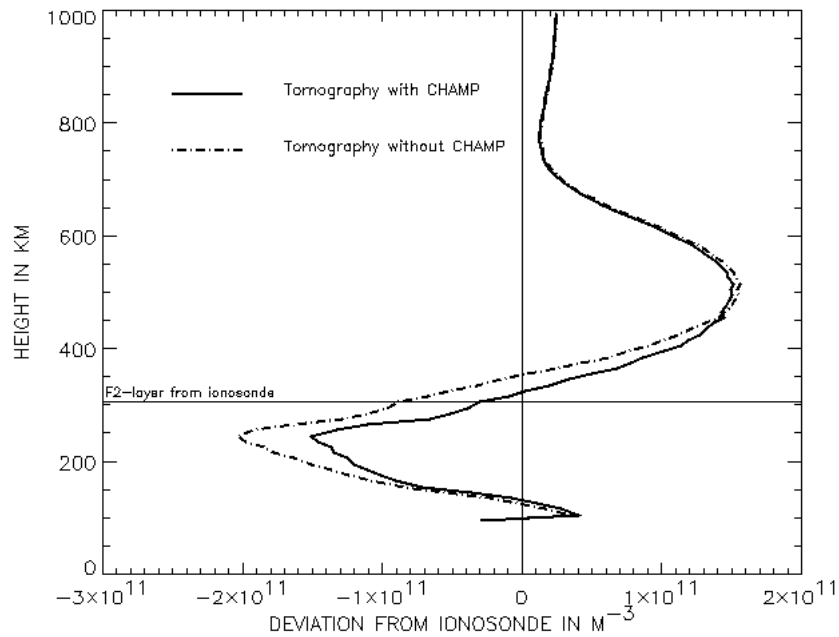


Figure 7: Tomographic electron density values has been subtracted from the ionosonde profile. The plot shows deviations between them.

Just beneath the F2 peak and about 200 km above it important deviations from the ionosonde data occur. These are found at the altitudes where the electron density gradient is rather flat and therefore only slight vertical displacements of the profile result in important electron density differences in relation to a certain height. This error is much better corrected with  $N_e=5*10^{11}m^{-3}$  at altitudes of 250 km than with  $N_e=0.5*10^{11}m^{-3}$  at higher altitudes of 500 km. This can be explained by the orbital height of CHAMP of about 400 km. So only the voxel electron density below that altitude can be directly affected by these GPS. Corrections by CHAMP data above the orbital height are realised by smoothing within neighbouring voxels. This behaviour also explains why the two curves join rapidly in heights above 500 km. Note also that ionosonde profiles above the electron density peak are rough estimations. So we can use ionosondes as a good validation for bottom side profiles only.

In E-layer heights of about 100 km another small deviation of about  $0.4*10^{11}m^{-3}$  of electron density appear. Referring to Fig.6 we can see that tomography rebuilds a small E-layer maximum while it is not found in the ionosonde reference. Even if the input model does not predict an E-layer, iteration corrects it to a local maximum. Comparing to the CHAMP profiling at the occultation point (not shown here), where only CHAMP data is taken as input an E-layer maximum is also calculated. But this difference to the ionosonde doesn't seem to be connected to the supplementary space-based GPS since it is also developed by pure ground-based tomography.

These are observations derived from the comparison of one tomographic scenario including an occultation event. Of course in future more events have to be calculated to obtain more reliable results for statistics and detailed information how space-based GPS data can improve tomography.

## 5. Conclusions and outlook

In this paper it has been shortly discribed how ground and space-based GPS can be used to investigate the ionosphere. Tomography and its application to ionospheric research has also been presented. There are several tomographic methods that have been applied by different scientists. In this work we decided in favour for algebraic iterative methods such as MART since our tomographic problem is underdetermined. Problems with a limited computer memory caused by large matix inversions can be solved by the ray-by-ray iterations, applied by MART, too. Furthermore, parallel processing is possible using these algorithm. It has been noted that algebraic iterative tomography depends on the input model.

A test of including space-based GPS data from the CHAMP satellite has been presented for April 27<sup>th</sup>, 2001. Here we used the MART algorithm for the three-dimensional reconstruction. To validate tomographic results we used data of the Juliusruh ionosonde and therefore a profile has been drawn from tomography near the ionosonde. It could be shown that data from LEO satellites improve tomography most notably in the bottom side of the ionosphere. Improvements of 75% in relation to the pure ground-based calculations can be obtained for this tomographic run. These effects are mainly limited to the height of flight of the LEO satellite because occultation data are only available below that altitude. Notable improvement has been gained in reconstructing the electron density peak at the F2-layer. The electron density value agrees well well with the ionosonde measurement by including CHAMP data.

Nevertheless, it has to be mentioned that for statistics about space-based tomography and statements about the effect of including LEO satellite data in GPS tomography more events have to be reconstructed. Therefore, the aim of future work will be to include selected occultation events into tomography and to validate the tomographic results with independent measurements.

An interesting application of three-dimensional tomography could be the reconstruction of ionospheric events such as travelling ionospheric disturbances or magnetospheric storms. Since the ratio of the neutral and charged particles is lower than 1%, the neutral gas governs in an important way the movement of the electrons and ions. Therefore it is also of interest to use the tomographic results to investigate ionospheric signals of atmospheric waves and so help to better understand the connection of the lower and upper atmosphere.

Acknowledgements:

The CHAMP project is governed by the GFZ Potsdam under the direction of Ch. Reigber. The ionosonde data have kindly been provided by the IAP Kühlungsborn. This work is supported by the DFG under grant RA 569/5-1 and INTAS under grant 991-1186.

## References

- Austen, J.R., Franke, S.J. and Lui, C.H., 1988. Ionospheric imaging using computerized tomography. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 199-202
- Bilitza, D., 1990. International Reference Ionosphere 1990. NSSDC/WDC-A-R&S 90-20 NASA, National Space Science Data Center, Greenbelt, Maryland
- Blewitt, G., 1990. An automatic editing algorithm for GPS Data. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 3, 199-202
- Gallagher, D. and Craven, P.D., 2000. Global core plasma model. *J. Geophys. Res.*, **105**, A8, 18819-18833
- Jakowski, N., 1996. TEC Monitoring by Using Satellite Positioning Systems, Modern Ionospheric Science. Eds. H. Kohl, R. Rüster, K. Schlegel, EGS, Katlenburg-Lindau, ProduServ GmbH Verlagsservice, Berlin, 371-390
- Jakowski, N., Wickert, J., Wehrenpfennig, A., Reigber, Ch., Förste, Ch. and König, R., 1998. Atmosphere/Ionosphere sounding using GPS radio occultation measurements onboard CHAMP. Paper presented at EGS XXIII General Assembly, Session G 9, *Annales Geophysicae*, Part I, Society Symp., Solid Earth, Geophysics & Geodesy, Suppl.I to Volume **16**, C377
- Kursinski, E.R., Hajj, G.A., Schofield, J.T., Linfield, R.P., Hardy, K.R., 1997. Observing Earth's atmosphere with radio occultation measurements using the Global Positioning System. *J. Geophys. Res.*, **102**, D19, 429-465
- Nygén, T., Markkanen, M., Lehtinen, M., Tereshchenko, E.D. and Khudukon, B.Z., 1997. Stochastic inversion in ionospheric radiotomography. *Radio Sci.*, **32**, 6, 2359-2372
- Nygén, T., Markkanen, M., Lehtinen, M., Tereshchenko, E.D., Khudukon, B.Z., Evstafiev, O.V. and Pollari, P., 1996. Comparison of F-region electron density observations by satellite radio tomography and incoherent scatter methods, *Ann. Geophysicae*, **14**, 1422-1428
- Pakula, W.A., Fourgere, P.F., Klobuchar, J.A., Kuenzler, H.J., 1995. Tomographic reconstruction of the ionosphere over North America with comparisons to ground-based

- radar. *Radio Sci.*, **30**, 1, 89-103
- Pryse, S.E. and Kersley, L.A., 1995. A preliminary test of ionospheric tomography. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 7/8, 89-103
- RAKO Projektbericht, Projectleader: Engler, E., 1996. DLR Neustrelitz
- Raymund, T.D., Austen, J.R., Franke, S.J., Lui, C.H., Klobuchar, J.A. and Stalker, J., 1990. Application of computerized tomography to the investigation of ionospheric structures. *Radio Sci.*, **25**, 771-789
- Raymund, T.D., Pryse, S.E., Kersley, L.A. and Heaton, J.A.T., 1993. Tomographic reconstruction of ionospheric electron density with European incoherent scatter radar verification. *Radio Sci.*, **28**, 5, 811-817
- Stolle, C., Schlüter, S., Jacobi, Ch., Jakowski, N. and Raabe, A., 2001. Tomographie in der Ionosphäre unter Einbindung von GPS-Okkultationen, *Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik*, **27**, CD-Rom
- Walker, I.K., Heaton, J.A.T., Kersley, L.A., Mitchell, C.N., Pryse, S.E. and Williams, M.J., 1996. EISCAT verification in the development of ionospheric tomography. *Ann. Geophysicae*, **14**, 1413-1421

Contact:

C. Stolle<sup>1</sup>, [stolle@uni-leipzig.de](mailto:stolle@uni-leipzig.de) ; S. Schlüter<sup>2</sup>, [stefan.schlueter@dlr.de](mailto:stefan.schlueter@dlr.de) ; Ch. Jacobi<sup>1</sup>, [jacobi@uni-leipzig.de](mailto:jacobi@uni-leipzig.de) ; N. Jakowski<sup>2</sup>, [nobert.jakowski@dlr.de](mailto:nobert.jakowski@dlr.de)

<sup>1</sup> Institute for Meteorology, University of Leipzig

<sup>2</sup> DLR, Institute for Communication and Navigation, Neustrelitz



# **Validation of atmospheric temperature profiles and electron densities derived from CHAMP radio occultation measurements during measurement campaigns at Andøya (69.28°N, 16.02°E)**

**C. Stolle, M. Lange und Ch. Jacobi**

## **Summary**

Several measurement campaigns took place at the ALOMAR observatory at Andøya, Northern Norway during July-November 2001 to validate ionospheric electron density and dry temperature profiles in the troposphere and lower stratosphere derived from radio occultation measurements of the low earth orbiter satellite CHAMP.

For temperature sounding, three balloons are released around GPS satellite occultation events that occurred inbetween a distance of 200 km around Andøya. At altitudes of 7–20 km the CHAMP profile shows a positive mean deviation increasing with height by about 1.5-2 Kelvin/10 km overlaid with variations of  $\pm 1$  K when compared to the radiosonde. Taking into account the previous and following radiosonde ascents the mean deviation seems to be of systematic nature due to the occultation principle or the retrieval algorithm and the variations are related to geographical variations of temperature and to the horizontal averaging by the radio occultation technique.

During the period from mid July to mid August, four occultations for ionospheric soundings occurred. The values of the F2 layer calculated from the CHAMP derived electron density profiles are compared to the readings of the Alomar and Tromsø ionosondes for these times. Comparison shows that using the radio occultation technique electron densities of the maximum value layer are calculated inbetween the same order of magnitude as the ionosondes measurements, however, they overestimate it in the cases discussed here.

## **Zusammenfassung**

Zur Validierung von Elektronendichte- und Temperaturprofilen, abgeleitet aus Radiookkultationsmessungen von CHAMP wurden im Juli-November 2001 mehrere Messkampagnen am ALOMAR Institut auf Andøya, Nordnorwegen durchgeführt. Zur Temperatursondierung wurden drei aufeinanderfolgende Radiosonden um den Zeitpunkt von Okkultationsereignissen im Umkreis von weniger als 200 km gestartet. Das hier diskutierte Temperaturprofil von CHAMP zeigt im Höhenbereich 7-20 km eine mit der Höhe zunehmende positive Abweichung von ca. 1,5-2 K/10 km mit Variationen um  $\pm 1$  K verglichen mit dem Temperaturprofil der zum Okkultationszeitpunkt fliegenden Radiosonde. Der Vergleich mit den vorhergehenden und nachfolgenden Sondierungen lässt darauf schließen, dass die mittlere Abweichung durch systematische Fehler des Okkultationsverfahrens oder den Retrieval-Algorithmus bedingt sind, die Variationen jedoch durch die örtliche Abweichung und die horizontale Mittelung des Messverfahrens.

Während des Zeitraumes von Mitte Juli bis Mitte August ereigneten sich vier Okkultationen zur Sondierung der Ionosphäre. Von den abgeleiteten Elektronendichteprofilen werden jeweils die Werte der F2-Schicht mit den zur gleichen Zeit gemessenen Elektronendichten der Ionosonden auf Andøya und bei Tromsø verglichen. Der Vergleich zeigt, dass mit Hilfe der

Radiokultaktionstechnik die Elektronendichtewerte der F2-Schicht in der gleichen Größenordnung berechnet, in diesen konkreten Fällen jedoch überschätzt werden.

## 1. Introduction

When GPS signals received by Low Earth Orbiter Satellites (LEO's) encounter atmospheric neutral gas density gradients or free electrons in the ionosphere this leads to a refractive index gradient. Therefore, the radio wave undergoes ray bending and delays in phase, travel time and polarisation. Assuming spherical symmetry the excess phase delay or bending angle profile of the ray may be used to derive dry temperature as other neutral gas parameters with additional information by inversion techniques (Fjeldbo and Eshleman, 1965) and electron density profiles (Hajj and Romans, 1998, Schreiner et al., 1999).

Temperature profiles derived by radio occultation techniques are of increasing interest for investigation of the upper troposphere and lower stratosphere. Compared to conventional measurement techniques like radiosondes this technique provides global coverage and mean values integrated over about 200 km (Rocken et al., 1997). It is suitable for long-term trend investigations of temperatures (Kursinski et al., 1997) and also for gravity wave activity in altitudes of about 5–30 km (Tsuda et al., 2000). Since the application of the method for this purpose is relatively new, the long term potential of such measurements is still subject of scientific interest. Quality and yield of the data are important criteria. First results from the GPS-MET experiment (Kursinski et al., 1997; Rocken et al., 1997), the CHAMP mission (Wickert et al., 2001), and from theoretical studies (Foelsche et al., 2001) reveal that errors below 1 Kelvin at the above mentioned altitudes are expected to be reached in the next future.

Ionospheric profiles can be derived by solving a system of linear equations of the link related total electron content (TEC) provided by CHAMP (Jakowski, 1999). Again, advantages of this technique are found in the global and continuous coverage. So an inexpensive tool can be provided for ionospheric profiling. Because Abel inversion technique is fundamentally based on the assumption of spherical symmetry of the refractive index, horizontal gradients or small-scale structures in the electron density distribution cannot be detected by applying this technique. Under conditions of high ionospheric activity, when strong spatial plasma density gradients occur, the retrieval is not recommended.

During four ionospheric occultation events during the measuring campaign from mid July to mid August data of the Andøya ionosonde and also of the Tromsø Dynasonde are available for comparison with CHAMP derived electron density. Therefore, the electron density at the height of its maximum value, NmF2 (electron density of the F2-layer peak) are considered for the CHAMP data validation here. It may be noted that the ionograms during the four events did not indicate disturbed ionospheric conditions and therefore comparisons are reliable considering also geographical variations in electron density.

## 2. Results

### 2.1 Atmospheric sounding: Validation of tropospheric and stratospheric dry temperatures

Three balloons were launched consecutively around the occultation event of November, 11, 2001 near Andøya (69.28° N, 16.02° E). The balloon ascent one is centered at about 16 km during the occultation event. The mean tangent point of the occultation appeared at 70.2° N,

12.0° E, with a distance of about 182 km. In Figure 1a the temperature profile from the second balloon is shown together with the temperature profile derived from CHAMP for the altitude range 0-30 km and the results of the first and third balloon flights are shown in Figure 2a, respectively. The first balloon was the only one that reached up to nearly 30 km. The second and the third one boosted at about 20 km. Therefore the direct comparison between CHAMP and the second sounding is restricted to altitudes below that height.

Inspecting Figure 1a it is obvious that temperatures below 5 km are not comparable since the deviation becomes larger than 5 K. This is in correspondence with first results from CHAMP reported by Wickert et al. (2001), and is due to the increasing influence of water vapour below this altitude that is not taken into account in the retrieval of the dry temperature. Figure 1b shows the temperature difference between CHAMP and the radiosonde. The radiosonde temperatures are interpolated on the equidistant vertical grid of the CHAMP data that are equally spaced by 200 m. The solid curve shows the linear interpolation between the radiosonde values at these altitudes and the dotted curve shows the average value of the adjacent 5 measurements extending over a distance of about  $\pm 100$  m. It is found that the differences between these different interpolation methods are small. Therefore only the average value is considered in the following.

At 7-8 km, the height where the tropopause is located, the differences between the temperatures measured by the radiosonde and CHAMP become smaller than 2 K. Water vapour becomes negligible small for the retrieval of dry temperature there. Above 8 km the balloon sounding shows positive temperature deviation in the whole measuring range. The linear interpolated mean deviation increases by 1.5-2 K/10 km. This increase seems to be a systematic bias.

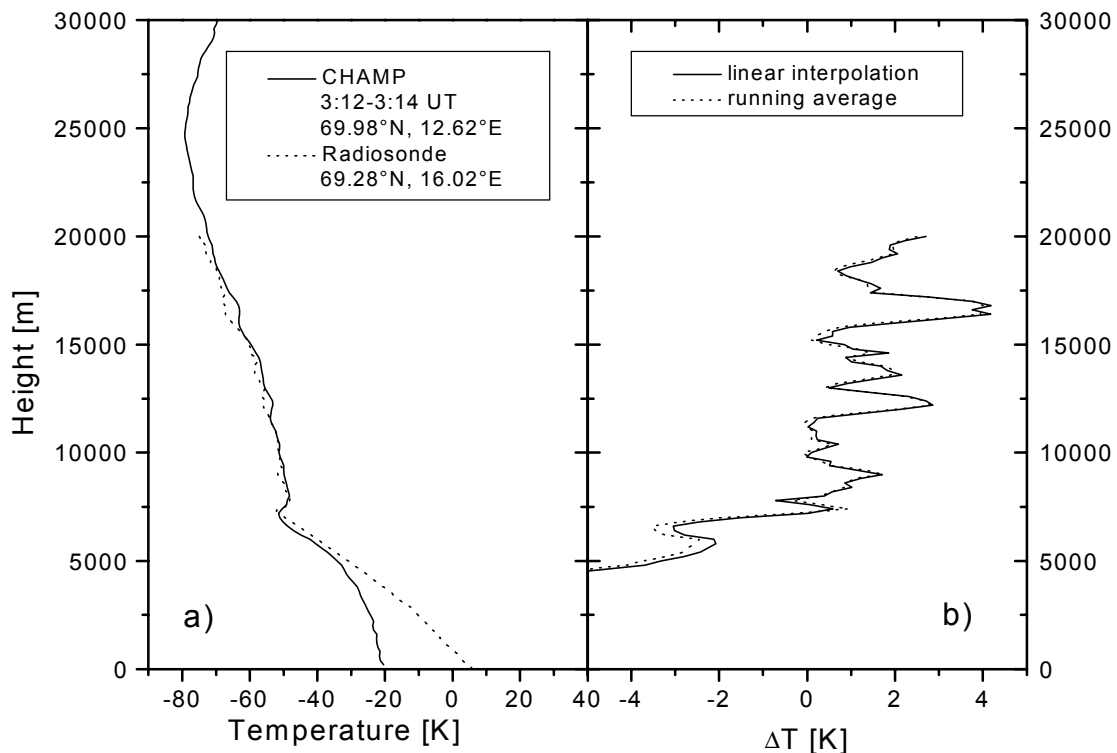


Figure 1: Temperature profiles derived from radiosonde and CHAMP occultation measurement (a) and difference between this two profiles (b).

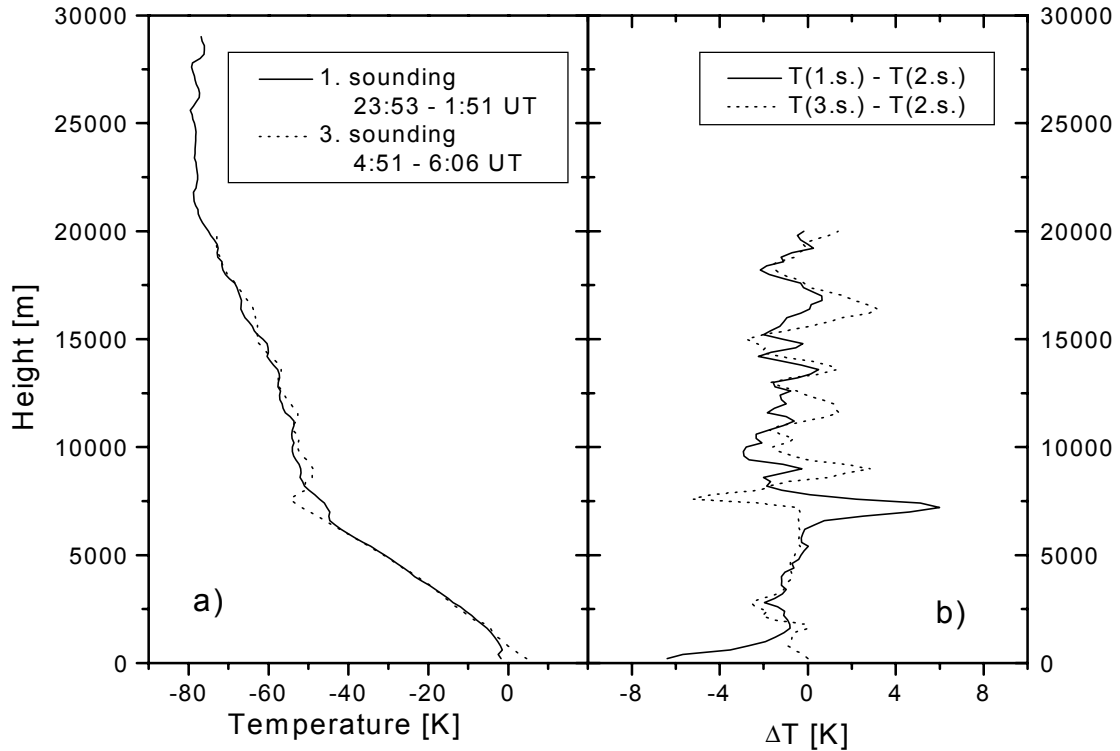


Figure 2: Temperature profiles from the first and third balloon soundings (a) and differences when compared to the second one (b).

The variation of the temperature deviation is in the order of about 1 K around the mean value. This is equivalent to the variations when compared with the precedent and subsequent sounding as shown in Figure 2b.

The deviations of the first sounding and the third sounding are strongest at the tropopause heights, being more than about +6 K for the first balloon and about  $-5$  K for the third balloon. At altitudes between 8 km and 20 km the deviation is in most of the region in the range of  $\pm 1$  K.

The first balloon is launched about  $2\frac{1}{2}$  hours before the second one and the third one another  $2\frac{1}{2}$  hours later. During one time interval the air mass moves by a similar distance as the horizontal distance of the occultation point. The temperature difference between the different balloon soundings is either due to advection of air mass or to local temperature variations, e.g., from gravity waves. The soundings are all performed during November at night or early morning so no daily variability appears. Since the occultation measurement averages over the horizontal inhomogeneities the deviations from the balloon sounding in the CHAMP temperature profile could be explained thereby. The variability found in the CHAMP temperature profile therefore is not increased by noise from the measurement system.

## 2.2. Ionospheric sounding: Validation of F-region peak electron density

Ionosondes are independent measuring instruments that provide, besides ionospheric basic research data, also good opportunities for validating new systems. Frequencies between about 1 - 20 MHz are emitted by the ionosonde transmitter. The time interval from transmission to

reception of a single frequency gives information about the virtual height of the corresponding electron density layer where the frequency is reflected. The radio wave traverses regions of low electron densities and is absorbed by higher electron densities. Results are given in so-called ionograms. In any case, except for strongly disturbed ionospheric conditions with very high absorption of radio waves, ionograms shows a critical frequency for the F2-layer (FoF2), which gives information about the peak electron density of the ionosphere.

The corresponding electron density (NmF2) is related to the critical frequency through Eccles refraction law:

$$NmF2 = 1.24 * 10^{-2} (FoF2)^2,$$

where the frequency is given in Hz and the electron density in electrons/m<sup>3</sup>.

During the campaign in August, 2001 four passes of the CHAMP satellite occurred in between a cycle distance of 8° around Andøya where a CADI ionosonde is situated. For that time ionograms of the Tromsø Dynasonde at 69.58°N and 19.22°E are also available for comparison.

In Figure 3 the location of occultations and ionosondes are shown. For comparison we chose occultations that did not necessarily lie directly near the ionosondes because occultation events are spread all over the globe and so only low chance is given that events occur at a certain location in a certain interval of time.

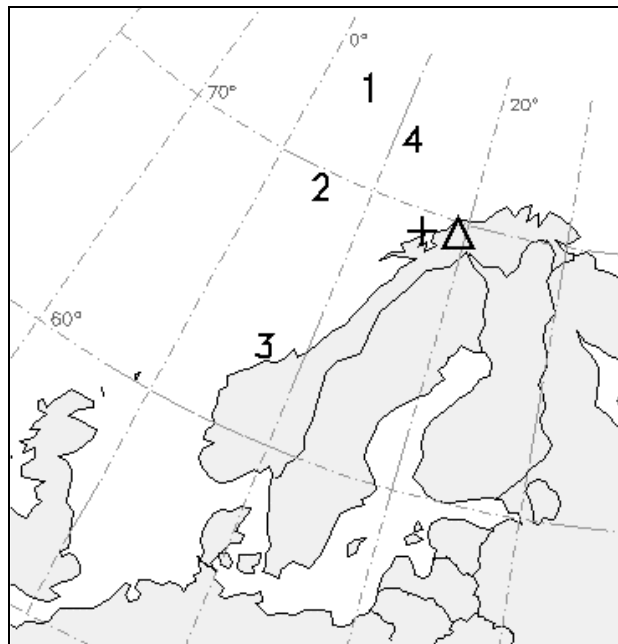


Figure 3: Locations of Andøya (plus) and Tromsø (triangle) ionosondes and occultation events.

In Figure 4, times of the events are given, together with the NmF2 measured by the Andøya and the Tromsø ionosondes as well as derived from the respective CHAMP sounding are displayed. A first inspection of the Figure shows that for all four events CHAMP estimates the NmF2 in the same order of magnitude, but slightly higher than they have been measured by the ionosondes. The values of electron densities of about  $4 - 5 * 10^{11}$  electrons/m<sup>3</sup> do not indi-

cate high ionospheric activity. For all events both ionosondes measured rather similar NmF2 so that the ionosonde values seem to be reliable and very strong horizontal gradients as it is usual for high ionospheric activity can be ruled out. By taking into account typical geographical differences in electron density one can compare the ionosondes and CHAMP NmF2 for these events.

For event 1 and 4 CHAMP measured similar densities compared to the ionosondes. Referring to Figure 3 these two occultations are situated in the north of Andøya and Tromsø. Considering that electron density normally decreases polwards these two values seems to be overestimated. Event 2, which occurred in a similar latitude as the ionosondes display a too high NmF2 value, too. The more southerly lying occultation 3 shows also a too high NmF2, but it has to be taken into account here that electron density increases equatorwards.

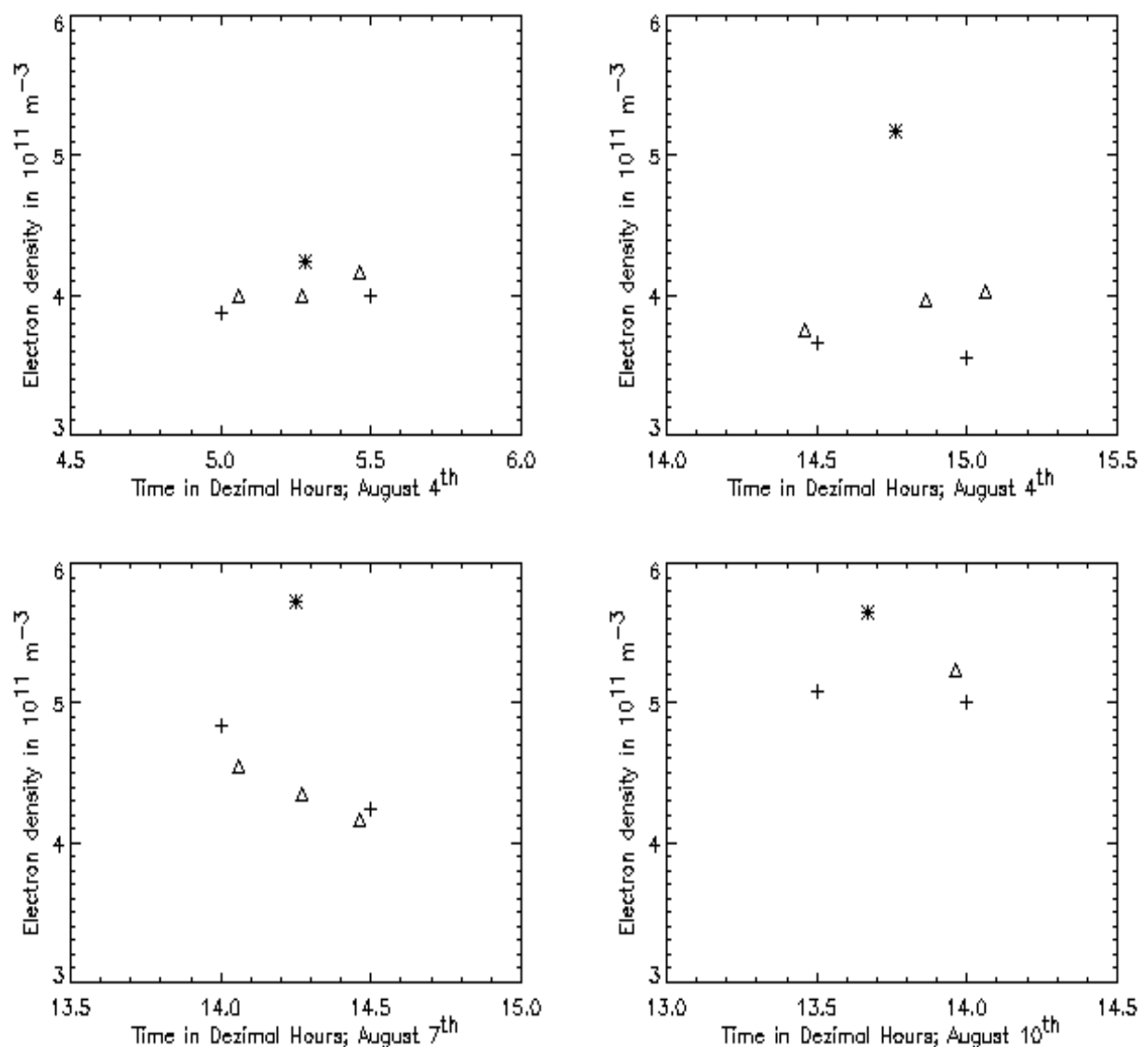


Figure 4: NmF2 measured by the Andøya (plus), the Tromsø (triangles) ionosonde and derived from CHAMP sounding (stars). The upper left panel presents event 1, the upper right one event 2, the lower left panel event 3 and the lower right one event 4.

The overestimation can be explained by the fact that all the ray path between GPS and CHAMP enters into the calculation of electron density profiling. Since CHAMP flies in a near polar orbit the occulting rays are south-north directed and therefore the crest region in equatorial latitudes with high electron densities influences the profiling.

Of course, in this study only a small number of selected occultations have been compared to ionograms. For reliable validation and statistics more events have to be considered.

Ionosondes in principle provide the possibility to derive electron density profiles from the bottom side of the ionosphere to the F2 maximum layer peak, which could also serve for comparison with CHAMP profiles. This, however, requires the reduction of virtual heights to real heights using the entire electron density profile, and for this in turn measurements to frequencies down to 1 MHz are necessary. At the time of the events, the Andøya ionosonde received frequencies of 4 MHz and higher only, so that we could not correct for the virtual heights and thus did not obtain the real profile, but only the peak electron density.

### **3. Conclusions**

Temperature and electron density profiles derived from radio occultation measurements by the CHAMP satellite are compared with independent measurements at Andøya, Northern Norway. Three radiosondes have been released consecutive to validate a temperature profile from a radio occultation event of CHAMP at November 11, 2001. The occultation event occurred in a distance of 180 km during the time of the second balloon sounding. The direct comparison of the temperature profiles shows differences of  $-2$  to  $+4$  Kelvin in the height range 7-20 km. Above 8 km the CHAMP temperatures are in the whole range higher than the temperatures derived from the balloon sounding. The deviation of the vertical linear interpolation of the CHAMP profile increases with height by about 1.5-2 K/10 km. This seems to be due to a systematic bias of the mean value. The variation is in most of the region in the range of  $\pm 1$  Kelvin around the mean deviation. This is smaller than the variability found by the precedent and subsequent balloon soundings. Since all measurements are performed during night conditions the daily variation does not account therefore. It may be stated that the variations of the CHAMP temperature lie within the range of local variations that are present during the occultation event. To reach the subkelvin range for the absolute temperatures with radio occultation measurements further improvement of the retrieval algorithm is necessary.

Comparing the NmF2 of CHAMP with the ionosonde measurements we may conclude that the values are in the same order of magnitude. However, a slight overestimation of the NmF2 has been found for the CHAMP results. This may be caused by including electron density structures over a large horizontal scale by the profiling technique. Taking into account some assumptions, as spherical symmetry that have been done for profiling with CHAMP data, the comparison shows fair results. Of course, more than one temperature profile and more electron density data derived from radio limb sounding should be compared with independent measurements for reliable validation and statistics. However the cases discussed here give good outlook for further investigation.

### **Acknowledgments**

The measurement campaigns are founded by the European Union within the ARI-Program of the Alomar observatory. The balloons were supplied by the German Research Foundation (DFG) under contract DFG – JA 836/6-1. The validation of CHAMP temperature and electron

density profiles is supported by the DFG under grant JA 836/4-1 and RA 569/5-1. The balloon measurements were performed by the Alomar observatory. The CHAMP project is governed by the GFZ Potsdam. Level 3 data of atmospheric temperatures retrieved from the satellite are also provided by the GFZ Potsdam. Ionospheric data are provided by N. Jakowski, DLR Neustrelitz. Tromsø Dynasonde data are kindly provided by M. Rietveld, MPAE Kaltenburg-Lindau.

## References

- Fjeldbo, G., and V.R. Eshleman, 1965: The bistatic radar-occultation method for the study of planetary atmospheres. *J. Geophys. Res.*, **70**, 3217-3225.
- Foelsche, U., G. Kirchengast, A.K. Steiner, L. Kornblueh, E. Manzini, and L. Bengtsson 2001: Klimawandel-Monitoring mit satellitengelegenen GNSS Okkultationssensoren. *Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik* **27**, Publ. Nr. 399, available at [www.zamg.ac.at/~DACH2001/dachneu/Session1/b/Poster/foelsche.pdf](http://www.zamg.ac.at/~DACH2001/dachneu/Session1/b/Poster/foelsche.pdf).
- Hajj, G.A., and L.J. Romans, 1998: Ionospheric electron density profiles obtained with the Global Positioning System: Results from the GPS/MET experiment. *Radio Sci.* **33**, 175-190.
- Jakowski, N., 1999: Capabilities of radio occultation measurements onboard LEO satellites for ionospheric monitoring and research. *Proc. 4th COST 251 Workshop 'The Impact of the Upper Atmosphere on Terrestrial and Earth-Space Communications'* (Ed. A. Vernon), 22-25 March, Funchal, Madeira, Portugal, 116-121.
- Kursinski, E.R., G.A. Hajj, J.T. Schofield, R.P. Linfield, and K.R. Hardy, 1997: Observing earth's atmosphere with radio occultation measurements using the global positioning system. *J. Geophys. Res.* **102**, 23,429-23,465.
- Rocken, C., R. Anthes, M. Exner, D. Hunt, S. Sokolovskiy, R. Ware, M. Gorbunov, W. Schreiner, D. Feng, B. Herman, Y.-H. Kuo, X. Zou, 1997: Analysis and validation of GPS/MET data in the neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.* **102**, 29,849-29,866.
- Schreiner, W.S., S.V. Sokolovskiy, C. Rocken, and D.C. Hunt, 1999: Analysis and validation of GPS/MET radio occultation data in the ionosphere. *Radio Sci.* **34**, 949-966.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken, and H. Ware 2000: A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET). *J. Geophys. Res.* **105**, 7257-7274.
- Wickert, J., Ch. Reigber, G. Beyerle, R. König, Ch. Marquardt, T. Schmidt, L. Grunwaldt, R. Galas, T.K. Meehan, W.G. Melbourne, and K. Hocke, 2001: Atmosphere sounding by GPS radio occultation: First results from CHAMP. *Geophys. Res. Lett.*, accepted.

## Address of authors:

C. Stolle, Martin Lange, Ch. Jacobi  
Institut für Meteorologie Stephanstrasse 3, 04103 Leipzig.  
[stolle@uni-leipzig.de](mailto:stolle@uni-leipzig.de), [mlange@uni-leipzig.de](mailto:mlange@uni-leipzig.de), [jacobi@uni-leipzig.de](mailto:jacobi@uni-leipzig.de)



# Analysis of gravity waves from radio occultation measurements

**M. Lange und Ch. Jacobi**

## **Abstract**

In the height range 10–30 km atmospheric gravity waves lead to periodic perturbations of the background temperature field in the order of 2-3 K, that are resolved in temperature profiles derived from radio occultation measurements. Due to the spherical symmetry assumption in the retrieval algorithm and the low horizontal resolution of the measurement damping in the amplitude and phase shift of the waves occurs leading to remarkable errors in the retrieved temperatures. The influence of the geometric wave parameters and the measurement geometry on plane gravity waves in the range 100-1000 km horizontal and 1-10 km vertical wavelength is investigated with a 2D model ranging  $\pm 1000$  km around the tangent point and 10-50 km in height. The investigation shows, that with radio occultation measurements more than 90 % of the simulated waves can be resolved and more than 50% with amplitudes above 90%. But the geometrical parameters cannot be identified, since one signal can be attributed to different combinations of wave parameters and view angle. Even short waves with horizontal wavelengths below 200 km can be derived correctly in amplitude and phase if the vertical tilt is small or the view angle of the receiver satellite is in direction of the wave crests.

## **Zusammenfassung**

Atmosphärische Schwerewellen führen im Höhenbereich 10-30 km zu periodischen Störungen des Hintergrundtemperaturfeldes in der Größenordnung von 2-3 K, die in Temperaturprofilen aus Radiookkultationsmessungen aufgelöst werden. Aufgrund der sphärischen Symmetrieannahme im Retrievalverfahren und durch die niedrige horizontale Auflösung des Messverfahrens werden Phasenverschiebungen und Dämpfung der Amplitude verursacht, die zu beachtlichen Fehlern bei den abgeleiteten Temperaturen führen. Der Einfluss der geometrischen Wellenparameter und der Messgeometrie auf ebene Schwerewellen im Bereich 100-1000 km horizontale und 1-10 km vertikale Wellenlänge wird untersucht mit einem 2D-Modell, das sich auf ein Gebiet von  $\pm 1000$  km um den Tangentenpunkt und von 10-50 km in der Höhe erstreckt. Die Untersuchung zeigt, dass mit Radiookkultationsmessungen mehr als 90% der simulierten Wellen aufgelöst werden und mehr als 50% mit Amplituden oberhalb von 90% der ursprünglichen. Die geometrischen Parameter können jedoch nicht aus Einzelmessungen abgeleitet werden, da ein Signal zu verschiedenen Kombinationen von Wellenparametern und Sichtwinkel zugeordnet werden kann. Auch relativ kurze Wellen mit horizontalen Wellenlängen unterhalb von 200 km können korrekt in der Amplitude und Phase aufgelöst werden, falls die Neigung des Wellenvektors gegen die vertikale gering ist oder der Sichtwinkel des Empfängersatelliten in Richtung der Wellenberge ist.

## **Introduction:**

Gravity waves play a main role in the circulation of the middle atmosphere. GPS radio occultation (RO) measurements provide a new tool to estimate gravity wave activity on a global data base (Tsuda et al., 2000). Unfortunately, due to the low horizontal resolution of about 200-400 km (Kursinski et al., 1997) and the spherical symmetry assumption in the retrieval algorithm for atmospheric parameters, damping of the amplitude and phase shift in the derived temperature profiles occur depending on the gravity wave parameters. Short scale waves with horizontal wavelengths below 50-100 km are filtered out due to the averaging over positive and negative phase variations of the GPS Signal, whereas large-scale waves with horizontal wavelengths above 1000 km fit to the spherical symmetry assumption (Belloul and

Hauchecorne, 1997). Therefore the vertical profiles of small gravity waves cannot be derived directly, and the potential energy derived from the temperature variance used to describe climatologies of gravity wave activity is estimated too low.

The task of this study is to investigate what kind of plane gravity waves can be derived from temperature profiles of radio occultations. The question what is seen by the GPS receiver of the low earth orbiter (LEO) satellite is investigated by applying the inversion technique on excess path delays introduced by simulated gravity wave fields in an isothermal atmosphere in dependence from the geometric parameters of the waves and the view angle of the satellite through the wave. Following the approach of Preusse et al. (2001), who derived gravity waves from simulations of the LIMB sounding technique of optical thin layer radiation with the CRISTA instrument, a two dimensional model is used to describe the wave structures scanned during occultation. The model domain ranges  $\pm 1000$  km around the tangent point and covers the height range of 10-50 km. Ionospheric effects are not considered here and the influence of the upper part of the atmosphere is neglected due to the low density. This is in correspondence with usual temperature retrievals, that use upper boundary temperatures from external analysis at about 60 km (Hocke, 1997). The considered gravity wave spectra are characterized by  $\lambda_x = 100-1000$  km and  $\lambda_z = 1-10$  km.

### Retrieval of temperature variations from gravity waves

To derive temperature profiles of the gravity wave from excess path delay measurements perturbation equations are calculated. Therefore the atmospheric delay  $\phi_1$  is divided in a mean atmospheric part and the wave part  $\Delta\phi_1$ . Following the approach of Fjeldbo and Eshleman (1965) the corresponding perturbation of the refractive index  $\Delta n$  may be written:

$$\Delta n(r) = -\lambda / \pi \sqrt{\Delta r / 2r} d\Delta\Phi_1 / dr + \lambda / \pi \int_{r+\Delta r}^{\infty} (\Delta\Phi_1(r) - \Delta\Phi_1(\xi)) (\xi^2 - r^2)^{-3/2} \xi d\xi$$

Here  $\lambda$  denotes the wavelength of the GPS signal,  $r$  the distance of the tangent point from earths center and  $\xi$  the integration variable. Assuming small perturbations compared to the mean values, the ideal gas law and a dry atmosphere, the perturbation equations for the atmospheric parameters are expressed as follows:

$$\Delta N = 10^6 \Delta n = k_1 * R * \Delta p$$

$$\Delta r = -p_0 / (RT_0) * \Delta T / T_0 + \Delta p / (RT_0).$$

$R$  is the gas constant,  $k_1 = 77.6$  K/hPa is a proportionality factor,  $T_0$  and  $p_0$  represent the temperature and pressure of the undisturbed atmosphere and  $\Delta N$  denotes the refractivity. Assuming adiabatic conditions the pressure variation may be expressed by the temperature disturbance and the temperature signal becomes directly related to the refractivity

$$\Delta p = 7/2 p_0 \Delta T / T_0$$

$$\Delta T = 1/k_1 2/5 \Delta N T_0^2 / p_0.$$

## Model setup

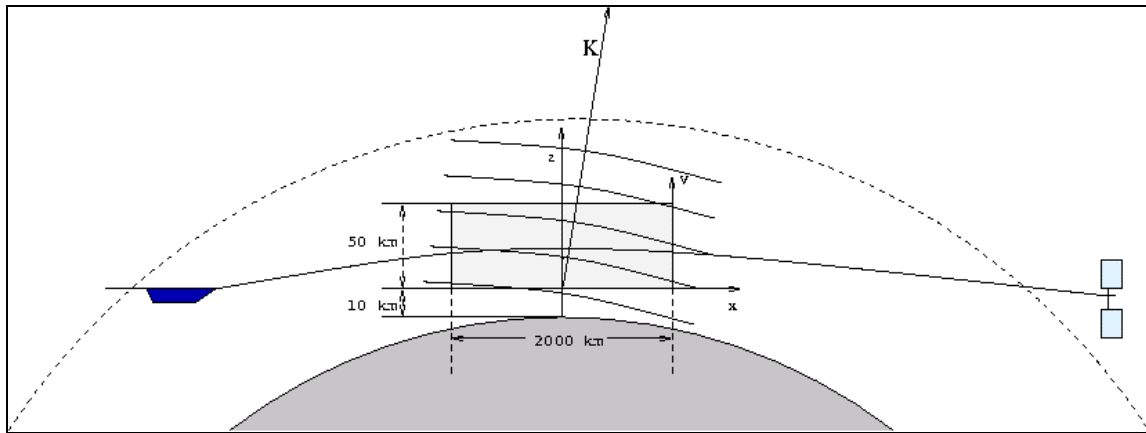


Figure 1: Measurement geometry of the occultation. The model domain covers a horizontal range of 2000 km and extends from 10 to 50 km in the vertical. For a better view the vertical scale is exaggerated.

## Model description

2D Model:	2000 km $\times$ 40 km
Range:	$x = -1000 - 1000$ km around the tangent point, $y=10-50$ km
Grid:	1000 $\times$ 500 grid points
Grid resolution:	2000 m $\times$ 80 m
Wave Perturbation:	$\Delta T = \Delta T_0^* \cos(kx + m(z-z_0))$ , $z_0=10$ km
Gravity wave spectrum:	$\lambda_x = 100-1000$ km, $\lambda_z = 1-10$ km

The measurement geometry is depicted in Fig. 1. It shows a typical wave pattern propagating through the atmosphere. The lines of constant phase are tilted against the horizontal. During the occultation of the GPS satellite the ray path intersects the phase lines of the gravity wave and the receiver scans the vertical profile of the periodic temperature disturbance top down. The model domain where the temperature disturbance is calculated from the path delay of the GPS signal introduced by the simulated wave is indicated as the grey rectangle. Since a dry atmosphere is assumed, the lower boundary of the model is set to 10 km. This satisfies also the condition that gravity waves are often generated at height ranges between 5 km and 10 km e.g. from the flow over high mountain ridges.

## The problem of detecting gravity waves by RO measurements

Figure 2 illustrates the problem of the measurement geometry. When the GPS signal propagates perpendicular to the wave crests (arrow line from left to the right) the positive and negative phase variations cancel out the resulting path delay. In direction parallel to the wave crests (arrow line from bottom to the top of the panel) the detected signal shows maximum amplitude. The ratio of the detected temperature variation at the GPS receiver and the maximum of the wave vary between 0 and 1 depending on the horizontal view angle  $\alpha$ . Short scale waves can be “seen” in the derived temperature profiles or not. The retrieved temperature amplitude increases with  $\sin \alpha$ .

### Viewing geometry

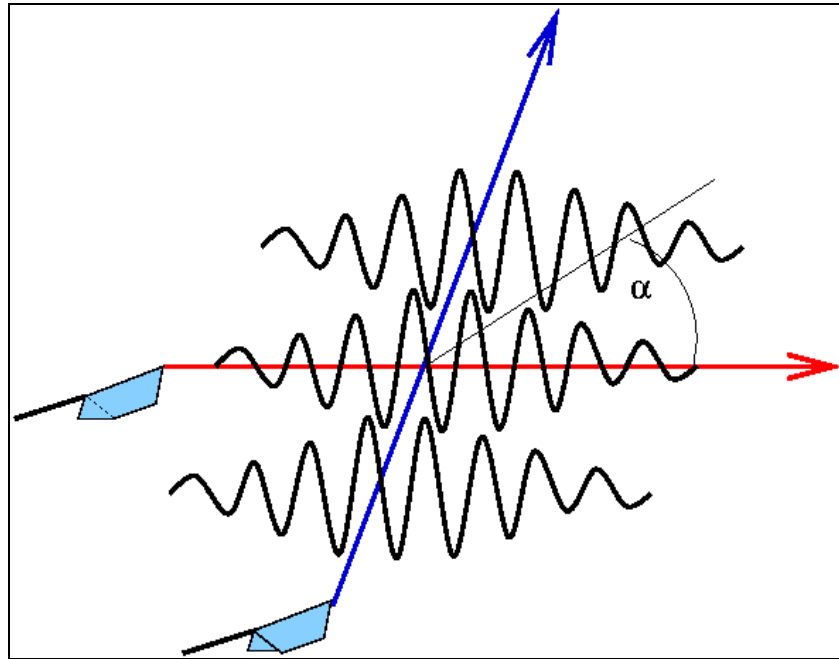


Figure 2: Viewing geometry of the LEO satellite through a plane gravity wave pattern.

### Gravity wave perturbation

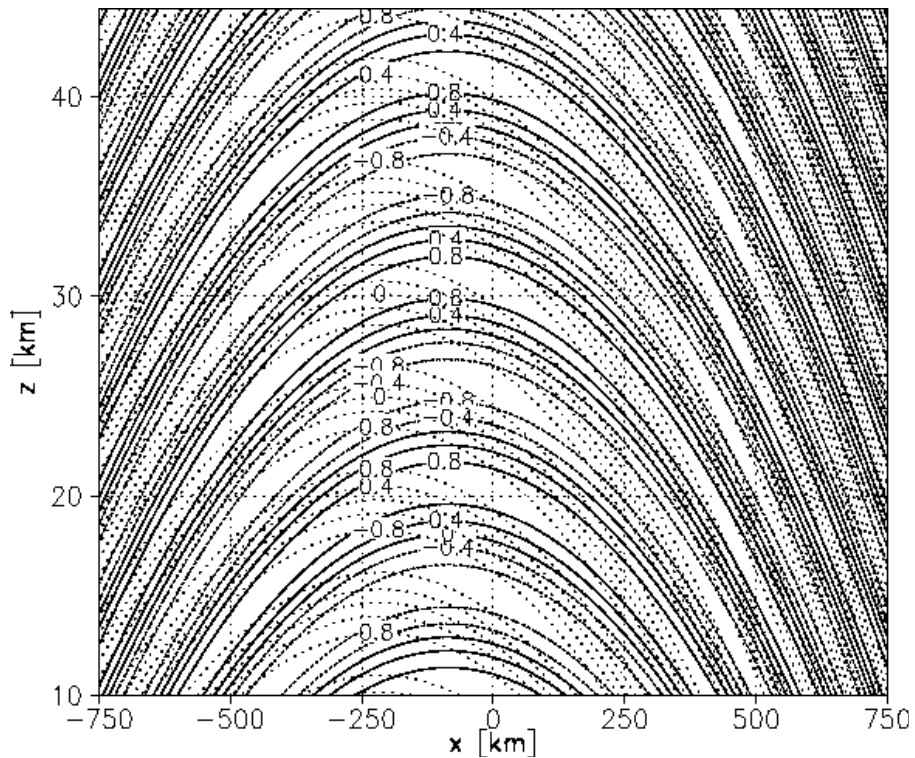


Figure 3: Lines of constant phase for gravity waves with a vertical wavelength of 10 km and horizontal wavelength of 1000 km (solid) and 400 km (dotted lines). The  $z$ -axis represents the geometric height at  $x=0$ .

Fig. 3 shows an example of two simulated plane gravity waves of the type mentioned in the model description with a normalized constant amplitude  $T_0=1$ . The vertical wavelength is in both cases 10 km and the horizontal wavelength 1000 km (solid lines) respectively 400 km (dotted lines). The shorter horizontal wavelength  $\lambda_x$  is equivalent to a stronger tilt of the wave vector against the z-axis. This leads to a horizontal shift of the lines of constant phase with respect to  $x=0$ . Ray bending and phase delay of the GPS signal are strongest at the maximum vertical gradient of the atmospheric refractive index at lines  $dn/dr=0$  (Belloul and Hauchecorne, 1997). At this point the constant phase lines of the wave are tangent to the occultation ray that crosses the model domain horizontally. Therefore the shift of the phase lines in x direction that corresponds to shorter  $\lambda_x$  leads to a horizontal shift of the detected temperature profile.

## Results

### *Simulated and derived temperature disturbances.*

To illustrate the influence of the horizontal and vertical wavelength, Figure 4 shows the normalized temperature perturbations of two gravity waves with different vertical wavelength of 1 km and 7 km. The agreement of the derived (dashed line) and original temperature profile (solid line) shows, that even gravity waves with relative short horizontal wavelength of 200 km may be resolved correctly in amplitude and phase if the vertical tilt of the wave vector against the vertical is small, what is satisfied in case of the short vertical wavelength. In the case of the stronger vertical tilt (right panel) the derived temperature for the wave with a horizontal wavelength of 200 km (dashed line) undergoes a phase change by about 180 degrees and the amplitude decreases by 50%. Good agreement of the retrieved gravity wave signal occurs for horizontal wavelength above 600 km (dotted line) where the retrieved amplitude is about 90 % of the original and the phase shift is in the range of 10-20 degrees.

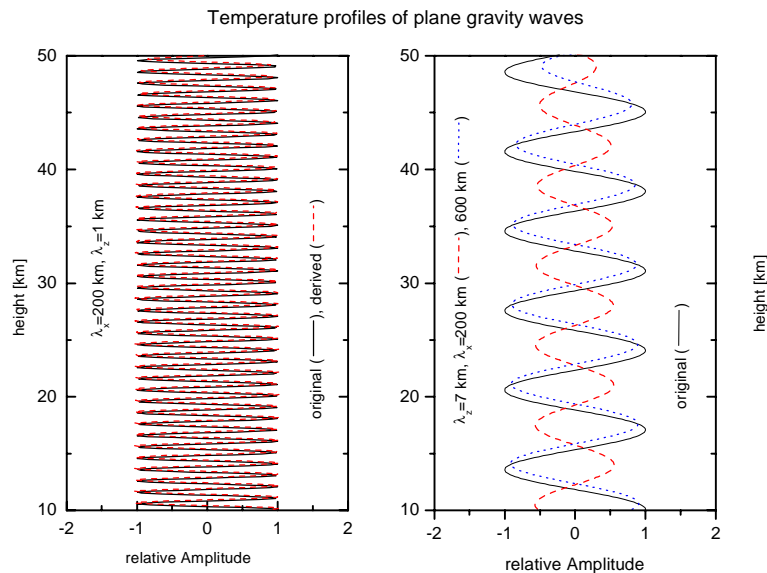


Figure 4: Original (solid line) and derived normalised temperature profiles (dashed line) for gravity waves with vertical wavelength of 1km (left panel) and 7 km (right). The horizontal wavelength is 200 km. The dotted line in the right panel indicates a horizontal wavelength of 600 km for the second case.

## Visibility of plane gravity waves

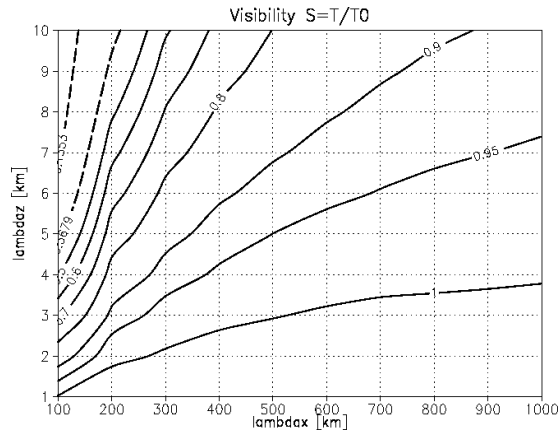


Figure 5: Visibility of plane gravity waves defined as Amplitude ratio between the retrieved and the original gravity wave temperature perturbation. The horizontal and vertical wavelength are in the range  $\lambda_x=100-1000$  km and  $\lambda_z=1-10$  km.

Figure 5 shows a more general picture of the visibility of gravity waves in dependence from the horizontal and vertical wavelength than described for the single profiles above. Visibility is defined here as the ratio between the derived temperature amplitude and the original amplitude. The dashed lines indicate the range, where the visibility decreases to  $1/e$  and  $1/e^2$ . The 90% level is approximately given by the linear connection of the points ( $\lambda_x=100$  km,  $\lambda_z=2$  km) and ( $\lambda_x=1000$  km,  $\lambda_z=10$  km). Comparing the areas on the right and the left more than 50% of the waves of the spectrum are retrieved with a higher amplitude. The isolines show, that below the 90% level the visibility is nearly directly represented by the aspect ratio, which determines the ratio of the horizontal to the vertical wavelength. It is found, that waves with an aspect ratio above  $200 \text{ km}/5 \text{ km}$  are visible in the  $1/e$  sense and more than 90% of the retrieved temperature amplitudes are above the 60% level.

All the results hitherto described assume, that the satellite views perpendicular to the wave crests. The same derived temperature amplitudes may be obtained for even shorter horizontal wavelength, if the view angle between the line of sight and the horizontal  $k$  vector of the wave labelled  $\alpha$  in Fig. 2 is larger. Therefore the badest case of geometry has been considered for plane gravity waves. To estimate this effect, the visibility in dependency on the vertical wavelength and the view angle is considered for a relative short and a more large scale horizontal wavelength.

Figure 6 shows the visibility (left panels) and the phase difference (right panels) between the derived and the original gravity wave perturbation subject to the horizontal angle between the line of sight and the horizontal  $k$ -vector of the wave for horizontal wavelengths of 200 km and 500 km respectively. As already mentioned in the discussion of the measurement geometry (vis. Fig. 2) the derived temperature signal increases to the amplitude of the original wave perturbation while turning the occultation ray via the infinitely expanded lines of constant phase following the sinus law. Also the phase lag changes with increasing view angle. For short horizontal wavelengths as shown for 200 km in the upper right panel and vertical wavelengths above 7 km the phase shift cycles through a maximum and becomes smaller than 10 degrees at view angles above 80 degrees. At the phase jump the contour lines are slightly inhomogenous.

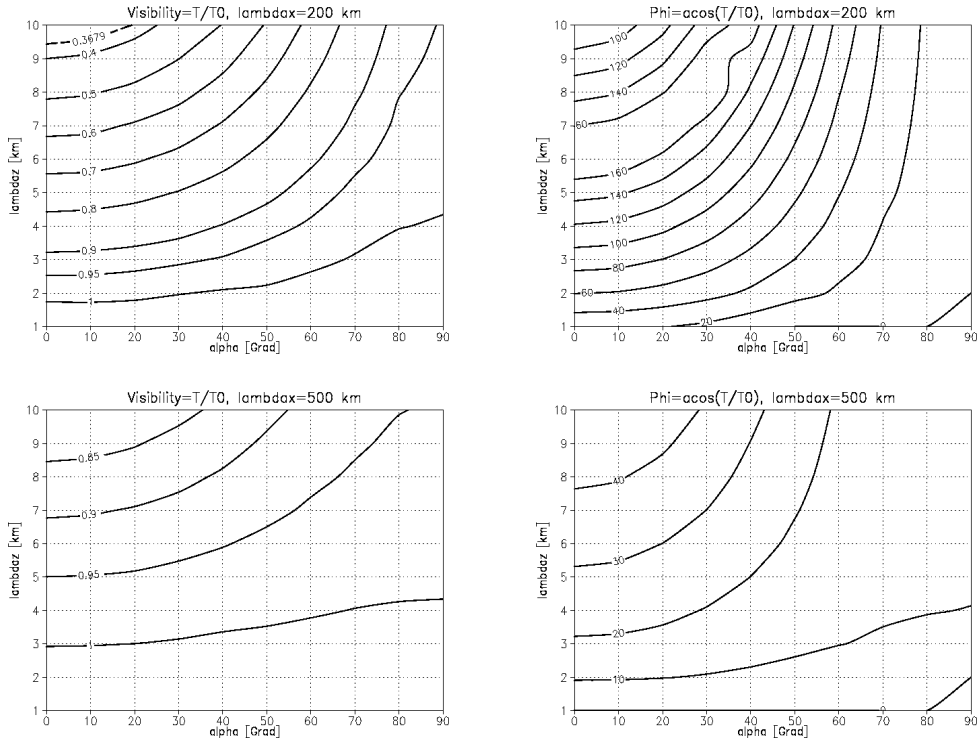


Figure 6: Visibility of plane gravity waves (left panels) and phase difference (right panels) between the derived and the original wave subject to the horizontal view angle between the line of sight and the horizontal  $k$ -vector of wave. The respective horizontal wavelengths are 200 km and 500 km.

For a horizontal wavelength of 500 km (lower right panel) the phase shift is about 45 degrees in the worst case, when the view is perpendicular through the wave crests and the vertical wavelength is 10 km. Since the phase shift vanishes with increasing view angle, waves with horizontal wavelength above 500 km are resolved with a vertical phase shift below  $\lambda/8$ .

Summarising the effect it must be stated that it is difficult to attribute gravity wave patterns obtained from single radio occultation measurements to the original disturbance since multiple combinations of the geometrical parameters lead to a similar result. Neglecting the problems that arise from the idealisation of the atmospheric conditions and the specific wave properties in the case described here additional information is necessary to specify the orientation of the wave. An interesting case would occur if multiple satellites measure near the same tangent point. Then their different view geometry can be used to specify the orientation of idealised wave types.

## Conclusions

Periodic perturbations of the atmospheric density, derived from radio occultation measurements, depend on the geometrical wave parameters and the horizontal view angle between the occultation ray and the wave. The tilt of the lines of constant phase increasing with larger vertical wavelength lead to a reduction of the amplitude and shift in the phase in the retrieved temperature profile. For the simulated gravity wave spectrum more than 90% of the retrieved temperatures are above the 60% Amplitude level and more than the half of the derived amplitudes are above 90%. It turns out that gravity waves with an aspect ratio above 200 km/5 km can be resolved by radio occultations. The future task is to find correction methods to improve the retrieved temperatures. Notwithstanding the idealisation of atmospheric conditions and the

specific wave properties the exact amplitude and phase of gravity waves can not be derived from single occultation measurements. Since one signal can be attributed to multiple combinations of wave amplitude and phase lag additional informations are necessary to identify the geometric parameters. Nevertheless, as reported earlier in Belloul and Hauchecorne (1997), increasing phase lag between the derived and original wave perturbation and the decrease of the observed wave amplitude occurs simultaneously. Therefore, the part of the spectrum, that is difficult to identify appears only weak and is small compared to the rest. Since the number of LEO satellites are supposed to increase significantly in the next decades additional information can be provided by multiple occultations near the same tangent point at time scales shorter than one wave period. Besides the interest at gravity waves itself errors of the retrieved temperatures make correction methods for gravity waves desirable.

### **Acknowledgements**

This study was supported by the Deutsche Forschungsgesellschaft under grant JA 836-4/1 and by INTAS under grant 991-1186. The project is imbedded in the CHAMP mission led by the GFZ Potsdam.

### **References**

- Fjeldbo, G. and V.R. Eshleman, 1965: The bistatic radar occultation method for the study of planetary atmospheres. *J. Geophys. Res.* **13**, 3217-3225.
- Belloul, M.B., and A. Hauchecorne, 1997: Effect of periodic horizontal gradients on the retrieval of atmospheric profiles from occultation measurements. *Radio Sci.*, **32**, 469-478.
- Hocke, K., 1997: Inversion of GPS meteorology data. *Ann. Geophys.* **15**, 443-450.
- Kursinski, E.R., G.A. Hajj, J.T. Schofield, R.P. Linfield, and K.R. Hardy, 1997: Observing earth's atmosphere with radio occultation measurements using the global positioning system. *J. Geophys. Res.* **102**, 23,429-23,465.
- Preusse, P., A. Dörnbrack, S.D. Eckermann, M. Riese, B. Schaeler, J.T. Bacmeister, D. Broutman, and K.U. Grossmann, 2001: Space based measurements of stratospheric mountain waves by CRISTA. 1. Sensitivity, analysis method and a case study. *J. Geophys. Res.*, accepted.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken, and R.H. Ware, 2000: A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET). *J. Geophys. Res.*, **105**, 7257-7273.

### **Address of the authors**

Martin Lange, Ch. Jacobi  
Institut für Meteorologie Stephanstrasse 3, 04103 Leipzig.  
email: mlange@uni-leipzig.de, jacobi@uni-leipzig.



# Mesopause region winds over Central Europe during the January/February 2001 major stratwarm event

Christoph Jacobi und Dierk Kürschner

## Summary

Mesopause region horizontal winds have been measured over Collm during winter 2000/2001 to investigate the response of the mesosphere/lower thermosphere region to a major stratwarm. The stratospheric warming resulted in a reversal of both the zonal and meridional wind. In the zonal component, this reversal was due to a planetary oscillation with period 10 days, which was even more pronounced in the vertical gradients, so that the stratwarm effect on the mesopause was owing to the superposition of an intensifying planetary wave (PW) and a slow overall decrease of the zonal prevailing winds. An effect of the stratospheric warming on the semidiurnal tide is also visible, namely by a decrease of the tidal amplitudes and rapid phase shifts in the order of 2 – 3 hours to later values.

## Zusammenfassung

Um die Auswirkungen von raschen Stratosphärenenerwärmungen (Stratwarm) auf das Windfeld der Mesopausenregion zu untersuchen, wurden Messdaten des Horizontalwindes über Collm in den Monaten Januar und Februar 2001 untersucht, in denen eine große Stratosphärenenerwärmung auftrat. Der Stratwarm zeigte sich im Windfeld in einer Höhe durch einen Rückgang des zonalen Grundwindes, sowie durch besonders starken Nordwind. Im Zonalwind zeigte sich eine deutliche Welle mit 10-tägiger Periode, die vermutlich den Stratwarm auslöste. Das hatte zur Folge, dass das Windfeld der Mesopausenregion während Stratwarm durch eine planetare Welle, sowie einen überlagerten Rückgang des Vertikalwindgradienten zusammengesetzt war. Ein Effekt des Stratwarm auf die halbtägigen Gezeiten war ebenfalls zu erkennen; die Gezeitenamplituden sind während der Stratosphärenenerwärmung reduziert und die Phase liegt in einem kurzen Zeitraum um 2 – 3 Stunden später.

## Introduction

Stratospheric warmings, in particular major warmings, which are defined by a reversal of the meridional temperature gradient between 60°N and the pole, and a reversal of the stratospheric westerlies to easterlies at 10 hPa or below, and thus by a complete breakdown of the stratospheric polar vortex, strongly affect the entire middle atmosphere up to the mesosphere/lower thermosphere (MLT) region. This has been found relatively early from MLT measurements of pressure and wind variations (e.g. Lysenko et al., 1975; Lauter and Schminder, 1976), and some authors called the mesopause region dynamics reaction on stratospheric warmings a breakdown of the winter circulation and a return to quasi-summer conditions in the mesopause region (Lauter and Entzian, 1982; von Cossart et al., 1982). In many papers the influence of stratospheric warmings on the MLT circulation has been presented, mostly in the form of case studies showing time series or selected profiles of mesopause region wind parameters measured during one or few winters. Most authors agree that frequently the warmings lead to a decrease of the westward zonal prevailing wind, or even to a wind reversal (Gregory and Manson, 1975; Schminder and Kürschner, 1981a,b, 1990; Greisiger et al., 1984, Muller et al., 1985; Lysenko et al., 1990; Kazimirovsky, 1994; Jacobi et al., 1997). In addition, in some cases a change of the meridional prevailing wind has been described (Schminder and Kürschner, 1981b; Muller et al., 1985). The influence of stratospheric warmings on the semidiurnal tide (SDT), however, appears less clear. Lauter and

Schminder (1976) reported increased semidiurnal tidal amplitudes during the periods of pressure variations in connection with stratospheric warmings. Schminder and Kürschner (1981b) presented examples when the semidiurnal tidal phase changes during stratospheric warmings, while in other years (Schminder and Kürschner, 1981a) the tide seemed to be not influenced by the warming.

Kazimirowsky (1994) reported measurements of winds over Siberia. He showed that as a rule a stratospheric warming is connected with a decrease in the zonal wind or even with a wind reversal, as well as with an increase of the semidiurnal tidal phase in some years. However, he also pointed out that the interaction between stratosphere and upper mesosphere during stratospheric warmings depends on the peculiarities of the specific warming event. This was also shown by Jacobi et al. (1997), who investigated the effect of major stratospheric warmings on the wind measurements at Collm using several case studies. They found from simultaneous presentation of stratospheric temperature and mesopause region wind time series that indeed the stratospheric warmings regularly are connected with a strongly disturbed zonal wind field in the MLT, but that the breakdown of the stratospheric polar vortex not necessarily is connected with easterly zonal winds in the upper mesosphere/lower thermosphere. More recently it was shown by Jacobi et al. (2001) that this compensation effect and the height variation of the stratwarm influence on the MLT is dependent on longitude.

On the contrary, during (and also after) warmings a compensation effect leads, in contrast to the normal stratospheric behaviour, to a warm stratosphere but particularly cold upper mesosphere at high latitudes during the stratospheric warming (Labitzke, 1972). Thus the easterly winds decrease with height, and particularly strong westerly winds in the mesopause region are observed in some cases. Thus, although in many cases the beginning of the stratospheric warming is marked by a decrease in the prevailing wind in the upper mesosphere, this can probably not be used for a foreshadowing of the further development of the warming event in the course of the following days or weeks.

Although the basic principles of stratwarm are well understood, the specific effects during individual warming events may strongly differ from case to case, and moreover, vary significantly with latitude and longitude. To summarize, the stratwarm effect on the MLT is still widely unclear, and requires further experimental results. Therefore, additional measurements and case studies on the MLT behaviour during stratwarm are necessary. Only recently, a comprehensive study using radar measurements over 12 years was performed by Hoffmann et al. (2001). In the following, we present MLT wind measurements over Collm (52°N, 15°E) during the February 2001 major stratwarm event.

### **Measurements and data evaluation**

At Collm, Germany, D1 radio wind measurements in the LF range are carried out, using the ionospherically reflected sky wave of three commercial radio transmitters on 177, 225 and 270 kHz. The measurements are carried out according to the closely-spaced receiver technique. An algorithmised form of the similar-fade method is used (Kürschner and Schminder, 1980). The procedure is based on the estimation of time differences between corresponding fading extremes of the reflected LF sky wave for three measuring points forming a triangle over the ground with small sides of 300 m in direction N and E, respectively.

The individual pairs of time differences allow the calculation of individual wind vectors, which are combined to half-hourly zonal and meridional mean wind values on each frequency, with a mean value being averaged over 30 - 60 data points per frequency. In order to

improve the statistical reliability of the results, mean values are calculated including the results of the individual measurements on each of the three frequencies, referring to a reflection point at 52°N, 15°E. Since during the daytime the absorption of the sky wave is large, the measuring density decreases strongly then and especially in summer at times no half-hourly means can be constructed during the daytime.

The virtual reflection heights are estimated using measured travel time differences between the ground wave and the reflected sky wave by means of phase comparisons in the modulation frequency range on 1.8 kHz of the amplitude modulated LF radio wave (Kürschner *et al.*, 1987). Estimates of the real heights are calculated assuming a mean electron density profile.

### ***Data analysis***

The hourly or half-hourly mean wind data, respectively, form the data base for further data processing. The dominant dynamical parameters in the MLT region are solar semidiurnal tides, so that the investigation of the mean dynamics requires the separation of the prevailing winds and the tidal components. At mid-to high latitudes, the main modes are the migrating semidiurnal and diurnal tides.

For separation of mean winds and tides, for the meteor radar measurements a regression analysis including the main periods is used for the hourly data in each height gate separately, which gives mean winds and tidal components at different heights. Generally, we use data from 4 days for each analysis and shift the data window by 12 hours, so that the resulting time series of wind parameters are partly overlapping. This is a common procedure in analysing MLT data. Since, however, LF radio waves are reflected at the lower boundary of the ionospheric E-region, in the course of each day we obtain, owing to the change of electron density in the E-region, horizontal winds at different heights at different times of the day (e.g. Kürschner *et al.*, 1987). Therefore, binning the data in height gates would result in a strongly uneven distribution of the local times for the different height gates. Therefore, a regression analysis with height-dependent coefficients (Kürschner and Schminder, 1986) is applied, which bases on the total of data during the respective 4-day data window. Due to the difference of reflection height in the course of each day the diurnal tide cannot be estimated with this kind of analysis. Therefore for the Collm winds only the mean winds and the SDT has been taken into account here. For improving the separation into mean winds and SDT of the Collm measurements, we assume circular polarised horizontal tidal components. This is justified for midlatitudes, as was tested using Castle Eaton, U.K., meteor radar data (Muller, 2001, pers. comm.) for 85, 93 and 98 km altitude. The difference of the zonal and the meridional tidal amplitudes amounts to  $3.30 \pm 0.68 \text{ ms}^{-1}$ , while the relative mean amplitude difference (the difference divided by the zonal amplitude) is 12%, so that the assumption of circular polarization appears to be justified.

### **The wind field during January and February 2001**

#### ***Evolution of the stratospheric warming***

The evolution of the February 2001 major stratwarm has been monitored by the Stratospheric Research Group of the Free University of Berlin. The stratospheric state during winter is continuously reported in the so-called stratalert reports, which are available through the internet on a daily time schedule (<http://strat-www.met.fu-berlin.de/cgi-bin/alert>), while the older reports are available from the NGDC, NOAA, US Department of Commerce by FTP access ([ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/STRATWARMS/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/STRATWARMS/)).

*Table 1: Evolution of the January/February 2001 stratospheric warming described by FU Berlin stratalert reports (taken from NGDC, NOAA, US Department of Commerce through [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/STRATWARMS/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/STRATWARMS/)).*

Date	Report
12/18/00	Strong stratospheric warming is in progress.
12/25/00	Return to normal winter conditions throughout the stratosphere within the next 2 days.
01/26/01	Minor warming over central Asia
01/30/01	Strong minor warming is in progress.
02/01/01	Strong minor warming continues. Temperature gradient reversed at 5 hPa and above.
02/03/01	Strong minor warming continues. Temperature gradient reversed at 50 hPa and above.
02/05/01	Strong minor warming continues. Temperature gradient reversed at 100 hPa and above to 5 hPa.
02/09/01	Major warming in progress. Wind reversal at 60N/10 hPa expected within the next 5 days.
02/13/01	The criterion of a major warming fulfilled at 10 and 5 hPa.
02/16/01	Major warming continues - both criteria fulfilled in mid to lower stratosphere.
02/23/01	Major warming decaying, disturbed circulation expected to continue.
03/01/01	Decaying major warming, further disturbed circulation in the lower stratosphere, but a re-established cold polar vortex in the upper stratosphere.

After in early winter a minor warming had occurred, in late December the stratosphere returned to normal, i.e. cold winter conditions. Then, during the second half of January, another warming occurred, which turned into a major warming in February. The evolution of the warming is summarized in Table 1. It can be seen from the reports that the evolution of the stratwarm occurred rather rapidly, so that the major warming took place between February 9<sup>th</sup> and February 22<sup>nd</sup>. After that date the stratosphere slowly returned to winter conditions, but the circulation remained disturbed.

### ***MLT wind profiles during February 2001***

The major period of the stratwarm occurred during mid-February. To show the reaction of the mesopause region on the warming, in Figure 1 profiles of the prevailing winds (zonal  $v_{oz}$ , meridional  $v_{om}$ ) and the semidiurnal tidal amplitudes ( $v_{2z}$ ) and phases ( $T_{2z}$ , defined here as time of maximum eastward winds) are shown for the time interval of the stratwarm and the rest of the month. It will be shown below that this period was also disturbed by the stratosphere.

The profiles are calculated by fitting mean winds and tidal harmonics to the half-hourly mean winds from the time interval indicated in the legend. The regression coefficients are taken as height-dependent. This procedure (instead of calculating mean winds and tidal parameters for each height level separately) is necessary because of the systematic diurnal change of the reflection height.

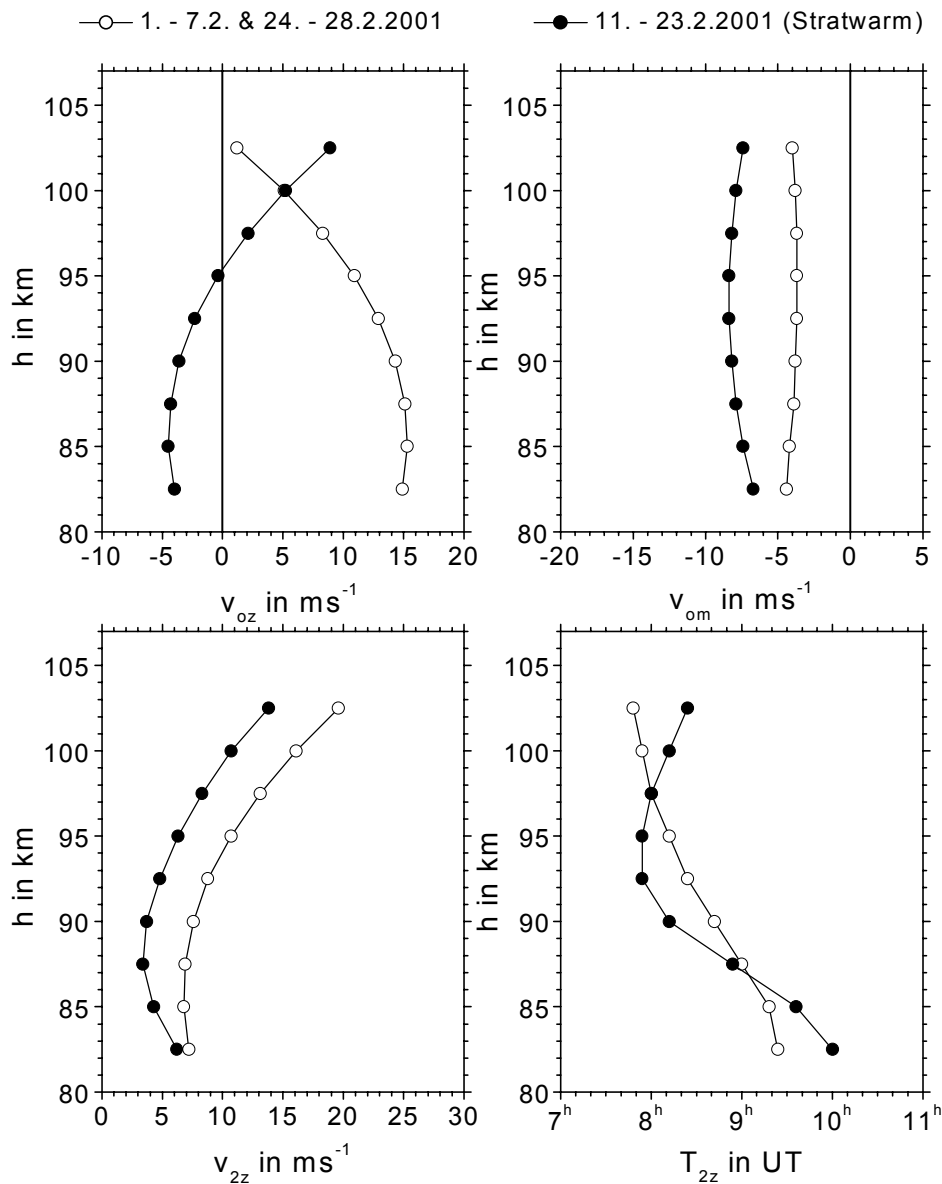


Figure 1: Profiles of zonal (upper left panel) and meridional (upper right panel) prevailing winds and the semidiurnal tidal amplitudes (lower left panel) and phases (lower right panel) over Collm in February 2001.

The stratwarm leads to a reversal of the zonal prevailing wind at altitudes to 95 km, which has frequently been described in literature. Moreover, a compensation effect at greater altitudes is also visible. The meridional prevailing wind was influenced also and turned to stronger southward directed winds. This can be explained by a possible residual circulation effect. As can be seen also, the tidal amplitudes strongly decrease, while, however, its vertical structure remains the same. There is also a stratwarm effect on the tidal phases. Sometimes in literature the effect of stratospheric warmings has been described as a sort of temporarily anticipation of spring conditions in the upper mesosphere, which describes the easterly winds in the stratosphere and the reversed vertical gradients. This is also seen in the tides: the amplitudes are smaller, and the phase gradients above 93 km are very small, but in the lower part of the height range seen here the effect of a different mode is visible.

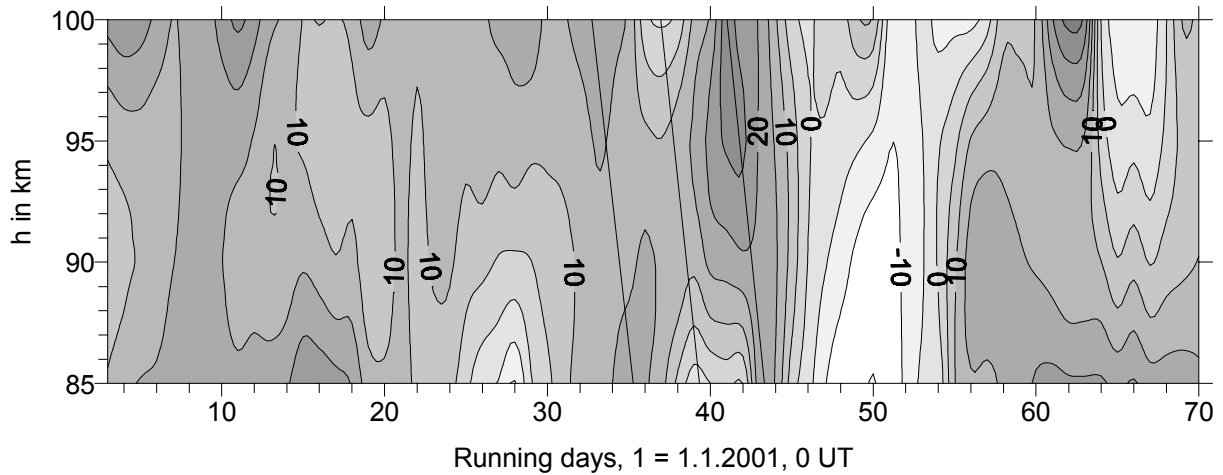


Figure 2: Height-time cross-section of the zonal prevailing wind over Collm.

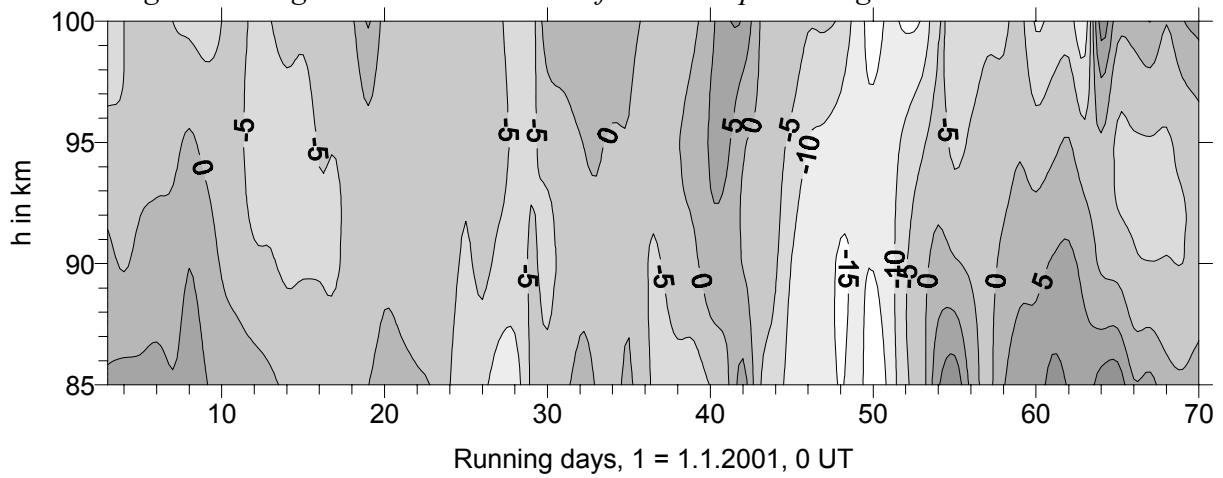


Figure 3: Height-time cross-section of the meridional prevailing wind over Collm.

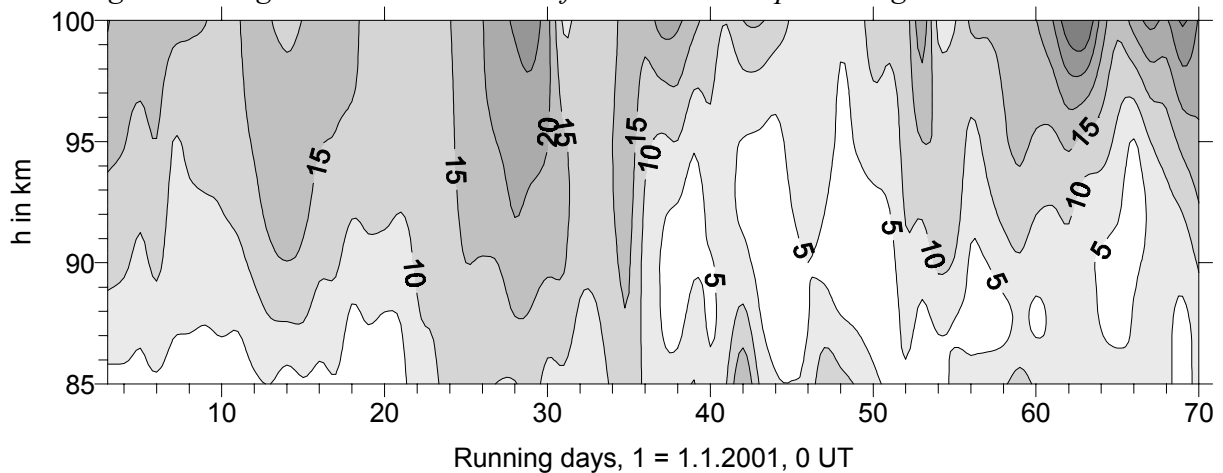


Figure 4: Height-time cross-section of the semidiurnal tidal amplitude over Collm.

The wind profiles in Figure 1 show the overall circulation during and around stratwärm. However, the circulation patterns are highly variable and therefore in the mean profiles in Figure 1 some features are possibly missing. Therefore in Figures 2 - 4 profiles are presented, each based on 4 days of data and calculated assuming quadratically height-dependent coefficients. The time interval of the major warming is indicated in Figure 2. When interpreting the figures it has to be taken into account that a database of 4 days only for a regression analysis is a rather small one, and that therefore particularly the uppermost and lowermost wind values

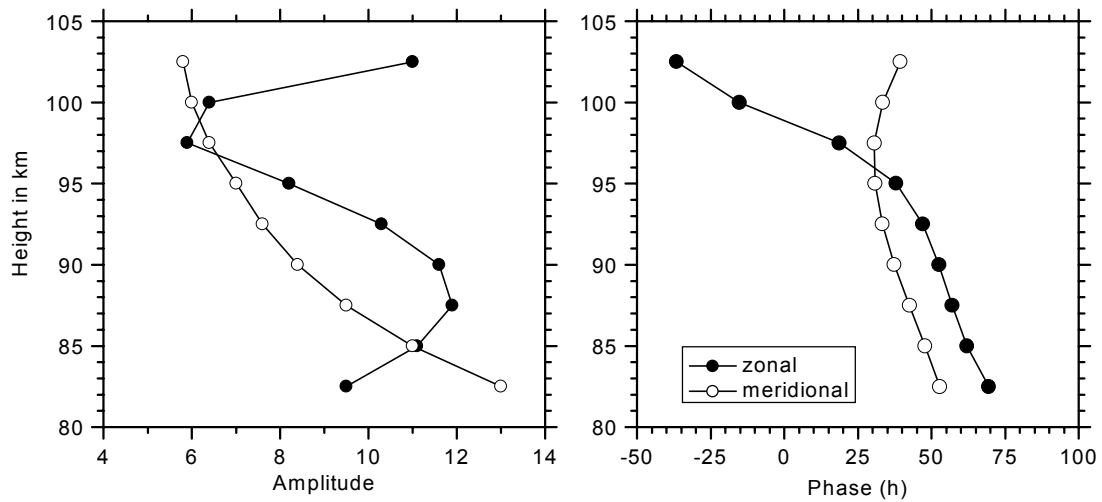


Figure 5: Profiles of the zonal and meridional amplitudes (left panel) and phases (right panels) of the 10-day oscillation, calculated from regression analysis using the database from 12.2. – 24.2.2001. The phase values refer to 1.1.2002, 0 UT.

may be affected by uncertainties due to a possible insufficient decomposition of the wind field into mean winds and the semidiurnal tide.

Nevertheless, some interesting features can be seen particularly from the zonal prevailing wind field in Figure 2. It is shown there that the wind field is already disturbed in mid January, and that wind reversals, especially at lower altitudes, are already seen before the major stratwarm was really established. As can be seen from the straight lines, however, a wave with a period of about 10 days was present, which leads to easterly (negative) winds also before the strong stratwarm event. After the end of the major warming the stratospheric circulation remains disturbed, but the mesopause region zonal westerlies appear to recover.

The more tentative vertical slope of these lines, which indicate the vertical phase shift of the 10-day oscillation, can be calculated by applying a regression analysis with including the 10-day period into the analysis, so obtaining amplitudes and phases of the 10-day wave directly. The results of such an analysis are shown in Figure 5. In the left panel the amplitudes are presented, which are stronger than 10 m/s in the lower part of the region considered. The phases are shown in the left panel. From the lower part, a vertical phase gradient of 2 h/s/km is found. From this gradient a long vertical wavelength of about 100 km can be estimated.

The meridional winds in Figure 3 show the strong southerlies during the major stratwarm. The pattern looks somewhat similar to the one of the zonal prevailing wind, but there are substantial weaker waves to be identified from the contour plots. The semidiurnal amplitudes (Figure 4) during stratwarm are very weak, but show a modulation, which is connected with the zonal wind variability.

### ***Time series of Collm MLT winds***

Some key features of the circulation can be seen easier from time series than from contour plots. Therefore in Figure 6 time series of the wind parameters are shown for two heights (98 and 93 km). The data are taken from the contour plots in Figures 2 – 4 (data base 4 days). It

can be seen from Figure 6 that the zonal prevailing wind, starting late January, is very variable. The "stratwarm period" with strong easterlies was preceded by a period of extraordinarily strong westerlies, peaking to about 20 m/s compared to the "regular" 10 m/s. From the vertical gradients, visualized in Figure 6 by different shading of the space between the  $v_{oz}$ -curves for the two altitudes, it can be seen that this is part of an oscillation with a period of about 10 days, indicating the presence of a planetary wave. It should also be noted that the zonal prevailing wind gradient between 98 and 93 km, which under undisturbed conditions is negative in winter, is mostly positive during January, so that obviously the stratwarm effect was visible even during a comparatively early stage of the warming event.

The meridional wind, considering absolute values, shows a similar run of its curve. However, the strong positive values and the following turn towards negative (northerly) winds around day number 40 are not accompanied by a change in the vertical gradient. The vertical meridional wind gradients change not before the decay of the major warming (after day number 50).

The tidal amplitude gradient is positive during the entire time interval. This is the common feature during winter. During stratwarm the amplitudes are smaller than during the rest of the winter, when undisturbed conditions were prevailing. It can be seen, however, that the amplitudes are affected from late January on, which indicates that the stratwarm influences the upper mesosphere during a longer time interval than the one marked by the stratospheric wind reversal. The tidal phase changes during stratwarm to somewhat earlier values after the end of January. This is more typical for summer conditions, and shows the obvious dependence of the semidiurnal tide propagation on the mean stratospheric and mesospheric circulation. Around day number 45, however, the "winter" conditions with later phases re-establish in a sudden burst. This is in close connection with the strong zonal mean winds during that period. Probably during this time interval a different tidal mode is dominant. During March the phase changes again, already indicating the change to spring conditions.

The zonal prevailing winds exhibits a wavelike pattern, while the meridional wind does not obviously show such an effect. This becomes clear, because the zonal wind variations are directly due to the planetary wave effect, which causes the stratwarm, while the meridional wind is part of the residual wind system which occurs due to the effect of the waves on the mean flow, so that the meridional structure should naturally be more smooth. In the following the mean wind variability will be investigated further.

### ***Long period oscillations as indicators for planetary waves***

In Figure 7 the vertical wind gradients are shown, calculated from the time series in Figure 6. To both the zonal and meridional wind gradients a 7-day averaging was applied and added as solid lines. It can be seen that during the warming period the meridional wind gradient was reversed; this, however, appears not before the major stratwarm was nearly finished. After the mean zonal wind field has been recovered in late February, the meridional wind gradient turns back to small values again.



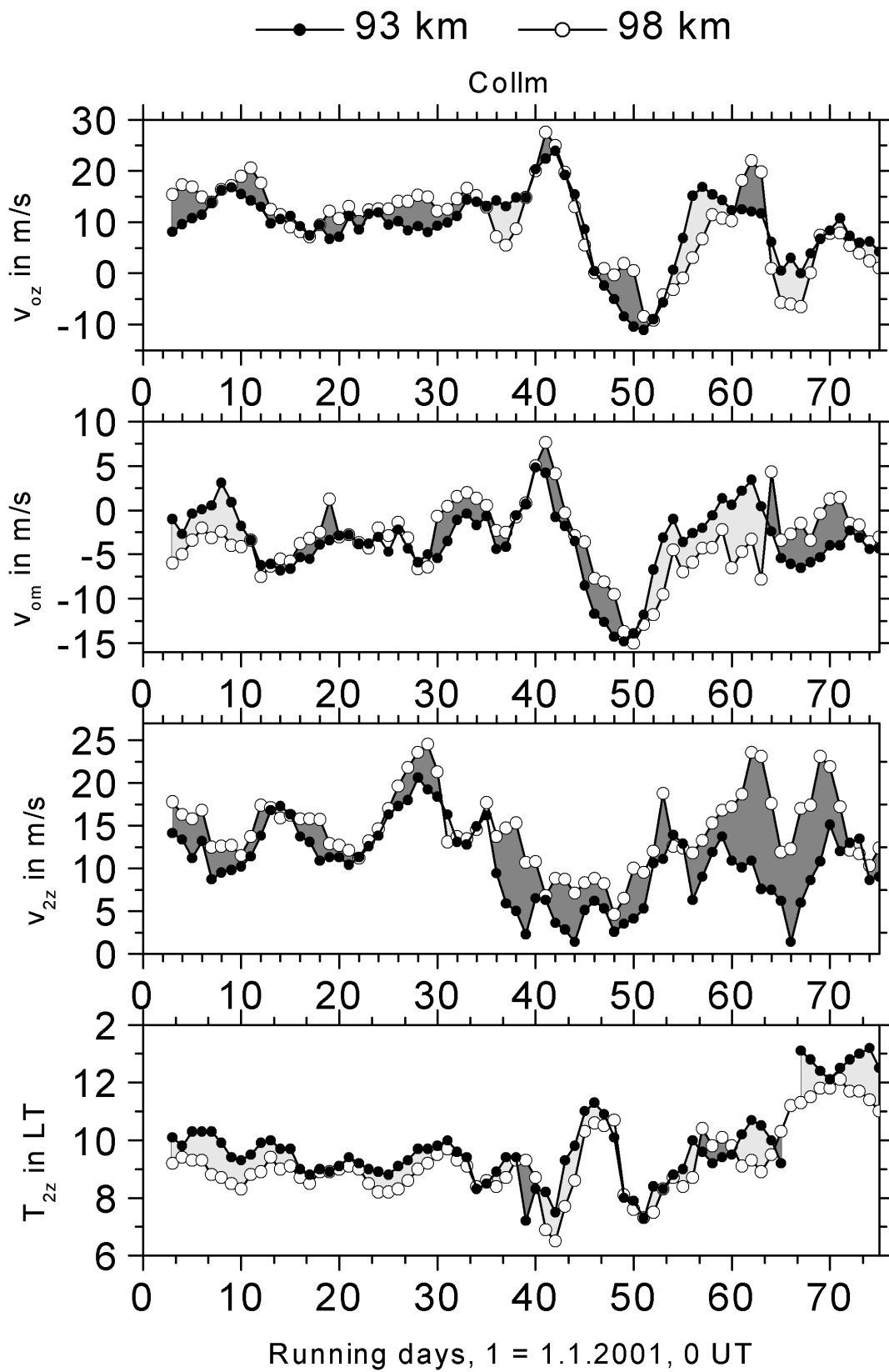


Figure 6: Time series of prevailing winds and semidiurnal tidal amplitudes and phases during January and February 2001 at two different heights. Positive and negative vertical gradients are indicated by different grey scales of the interspacing between the curves.

On the contrary, the zonal prevailing wind gradient exhibits a distinct 10-day oscillation. In addition, an indication for a 20-day oscillation is also seen in Figure 7. Therefore, we analysed the wind field, again including the planetary wave period into the regression analysis, but this time adding both the 10 and 20-day oscillation. The results for 93 and 98 km are presented in Figure 8. The values for each day are calculated from a 15-day data base and attributed to the centre of the interval.

It can be seen that both the 10-day and the 20-day wave have strong zonal amplitudes, while the meridional amplitudes are weak. The 20-day oscillation appears later than the 10-day wave. The most striking point is that the zonal prevailing wind variations during the entire stratwarm now consists of a nearly continuous and regular decrease of about 1.2 m/s/week, and during stratwarm the prevailing wind at 93 and 98 km altitude are never negative during stratwarm. Only in March, connected with the regular transition to spring conditions, easterly prevailing winds are found.

Inspecting the trend of the zonal prevailing wind gradient in Figure 7, and in particular in Figure 8 it can be seen that the major stratwarm influence on the mesopause region consists of two effects: a planetary wave, which is overlaid by a continuous decrease of the wind as well as its gradient. The superposition of these two effects leads to the strong turn in zonal prevailing winds visible after day number 40 in Figures 2 and 5, but in fact the stratwarm mean effect is a more smooth and continuous zonal wind change that started in late January, long before the stratwarm definitely turns to a major stratwarm and the stratospheric wind reversal was found.

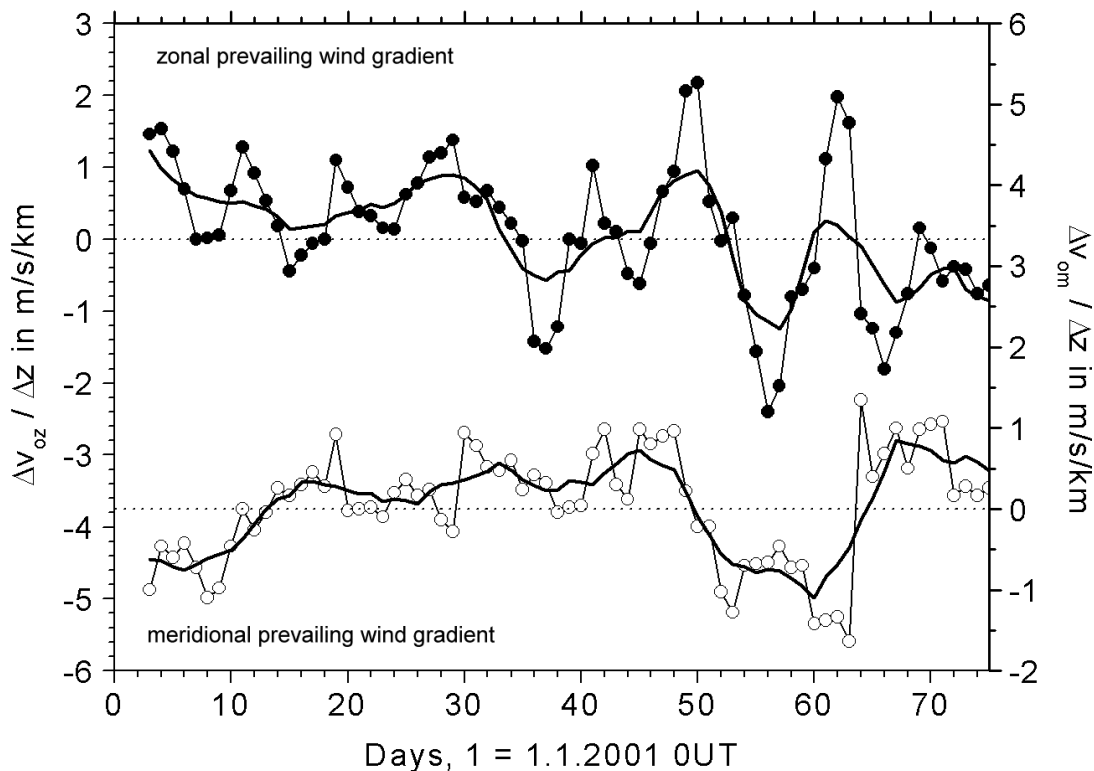


Figure 7: Time series of zonal (upper curves) and meridional (lower curves) prevailing wind vertical gradients between 93 and 98 km. The values were calculated from the differences of the values from Figure 6. The solid lines are 7-day averages of the wind gradient values.

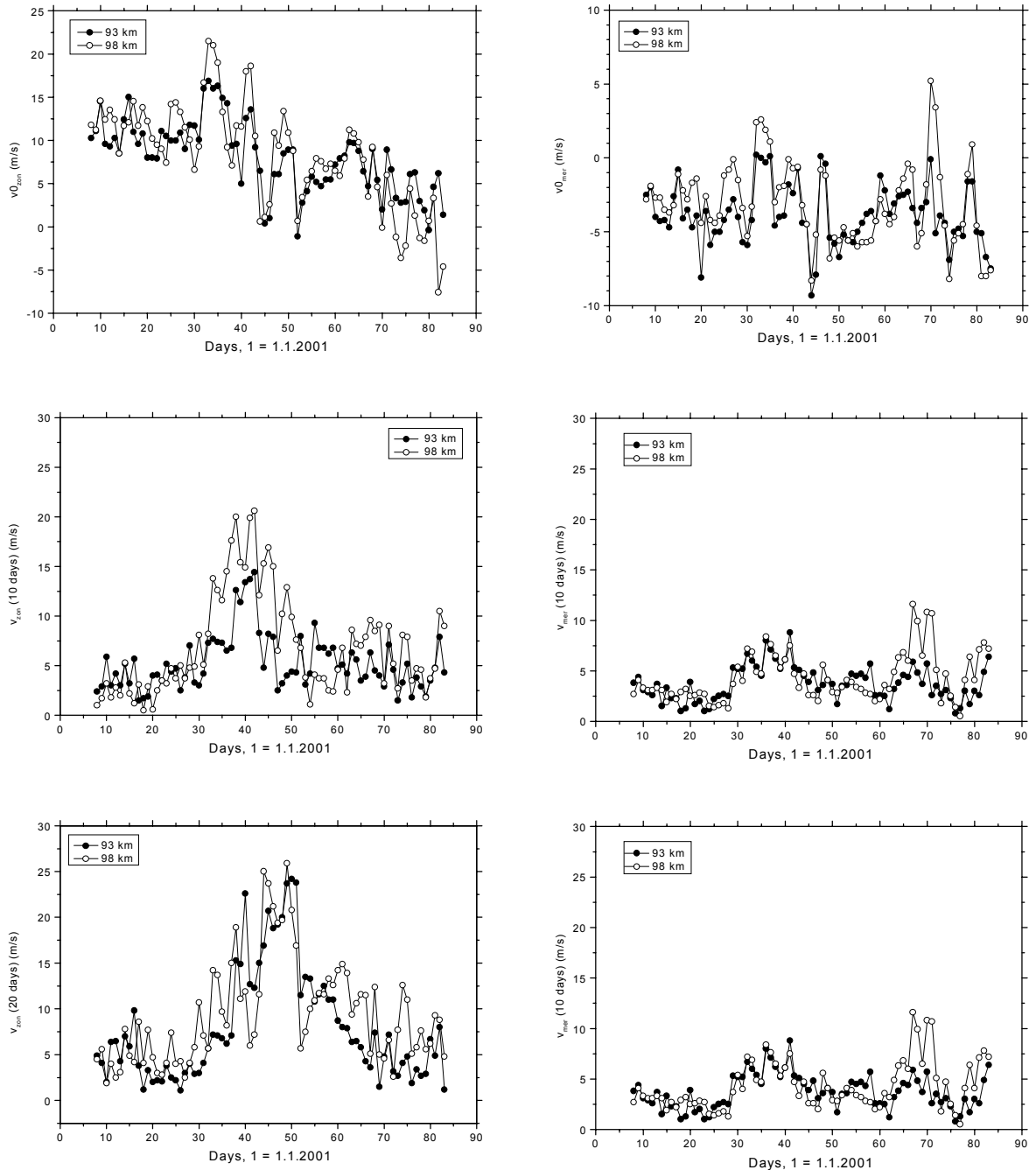


Figure 8: Time series of wind parameters calculated from 15-day window databases: zonal prevailing wind (upper left), meridional prevailing wind (upper right), zonal (middle left) and meridional (middle right) 10-day amplitude and zonal (lower left) and meridional (lower right) 20-day amplitude, each parameter for 93 and 98 km altitude, respectively.

## Conclusions

During February 2001 the mesopause region winds showed a strong reaction - also in comparison with the effect during previous stratwarm winters - on the major stratospheric warming. During the main phase of the warming in mid February the zonal as well as the meridional prevailing winds showed strong negative values. This was, however, of different origin: the zonal wind reversal was owing to a combination of planetary wave activity and a gradual

decrease of the prevailing wind, while the meridional wind change probably was due to the residual circulation forced by planetary wave-mean flow interaction at lower altitudes.

The semidiurnal tidal amplitudes were markedly reduced during the warming. However, particularly the phases show a distinct tendency of interaction with the mean zonal winds, indicating a dependence either of the tidal forcing in the stratosphere or of tidal propagation in the mesosphere on the mean circulation.

### Acknowledgements

This research has been partly supported by the German Ministry of Education and Science under 07ATF10 within the AFO2000 programme. Stratalert reports were compiled by the Stratospheric Research Group of the FU Berlin and provided by the NGDC through FTP access on [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/STRATWARMS/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/STRATWARMS/), on 29 November 2001.

### References

- Gregory, J.B., and A.H. Manson, 1975: Winds and wave motions to 110 km at mid-latitudes. III. Response of mesospheric and thermospheric winds to major stratospheric warmings. *J. Atmos. Sci.* **32**, 1676 - 1681.
- Greisiger, K.M., Yu.I. Portnyagin, and I.A. Lysenko, 1984: Large-scale winter-time disturbances in meteor winds over Central and Eastern Europe and their connection with processes in the stratosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **46**, 389 - 394.
- Hoffmann, P., W. Singer, and D. Keuer, 2001: Variability of the mesospheric wind field at middle and Arctic latitudes in winter and its relation to stratospheric circulation disturbances, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, accepted.
- Jacobi, Ch., R. Schminder, and D. Kürschner, 1997: The winter mesopause wind field over Central Europe and its response to stratospheric warmings as measured by D1 LF wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.* **20**, 1223 - 1226.
- Jacobi, Ch., M. Lange, D. Kürschner, A.H. Manson, and C.E. Meek, 2001: A long-term comparison of Saskatoon MF radar and Collm LF D1 mesosphere-lower thermosphere wind measurements. *Phys. Chem. Earth* **26**, 419 - 424.
- Kazimirowsky, E.S., 1994: The peculiarities of wind field in the upper middle atmosphere in the East Siberian region. *Adv. Space. Res.* **14(9)**, 89 - 96.
- Kürschner, D., and R. Schminder, 1980: Fortschritte bei der Algorithmierung und Standardisierung der automatischen Auswertung von Ionosphären-driftmessungen im Langwellenbereich und ihr Bedeutung für den Aufbau von Meßnetzen zur synoptischen Analyse hoch-atmosphärischer Windfelder. *Geophys. Veröff. Univ. Leipzig* **2**, 219 - 227.
- Kürschner, D., and R. Schminder, 1986: High-atmosphere wind profiles for altitudes between 90 and 110 km obtained from D1 FL wind measurements over Central Europe in 1983/1984. *J. Atmos. Terr. Phys.* **48**, 447 - 453.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer, and J. Bremer, 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion. *Z. Meteorol.* **37**, 322 - 332.

- Labitzke, K., 1972: The interaction between stratosphere and mesosphere in winter. *J. Atmos. Sci.* **29**, 1395 - 1399.
- Lauter, E.A., and R. Schminder, 1976: Pressure and wind variations in the mesopause region, resulting from stratospheric warmings. *Phys. Solariterr.* **1**, 111 - 119.
- Lauter, E.A., and G. Entzian, 1982: Winter anomaly 1980/81 as an example of strato-mesospheric coupling. *Phys. Solariterr.* **18**, 83 - 90.
- Lysenko, I.A., Yu.I. Portnyagin, K.M. Greisiger, and K. Sprenger, 1975: Some peculiarities of the atmospheric circulation at the altitude of 90 - 100 km over Europe in winter 1972 - 73. *Z. Meteorol.* **25**, 213 - 217.
- Lysenko, I.A., Yu.I. Portnyagin, and K.M. Greisiger, 1990: On the interdiurnal variability of the prevailing wind in the mesopause region at medium latitudes in winter. *Z. Meteorol.* **40**, 128 - 131.
- Muller, H.G., G.A. Whitehurst, and A. O'Neill, 1985: Stratospheric warmings and their effect on the winds in the upper atmosphere during the winter of MAP/WINE 1983 - 1984. *J. Atmos. Terr. Phys.* **47**, 1143 - 1147.
- Schminder, R., and D. Kürschner, 1981a: Wind field anomalies in the upper mesopause region over Central Europe and the major stratospheric warming in February 1981. *J. Atmos. Terr. Phys.* **43**, 735 - 736.
- Schminder, R., and D. Kürschner, 1981b: Seasonal variations of the wind field of the upper mesopause region in 1979. *Gerl. Beitr. Geophys.* **90**, 22 - 32.
- Schminder, R., and D. Kürschner, 1990: Variability of tides especially during stratwarm. *Adv. Space Res.* **10(12)**, 141 - 151.
- Von Cossart, G., K.M. Greisiger, and K. Sprenger, 1982: The winter 1980/81 in the middle atmosphere over Central and Eastern Europe as seen by ground-based measurements. *Phys. Solariterr.* **18**, 77 - 82.

### **Addresses of Authors**

Christoph Jacobi, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de

Dierk Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Observatorium Collm, 04779 Wermsdorf, kuersch@uni-leipzig.de

# The Quasi Two-Day Wave - The Results of Numerical Simulation with the COMMA - LIM Model

K. Fröhlich, C. Jacobi, M. Lange and A. Pogoreltsev

## Summary

The quasi two-day wave (QTDW), a prominent feature of the mesosphere mainly around solstices, is simulated with the COMMA-LIM Model (Cologne Model of the Middle Atmosphere - Leipzig Institute for Meteorology). The calculations are made approximately one month after the summer solstice in the Northern Hemisphere when the QTDW reaches its maximum in the mesosphere and lower thermosphere. The results show that the QTDW produces a moderate westward forcing of the zonally averaged flow and a poleward driving of the residual mean meridional circulation.

## Zusammenfassung

Die Quasi Zwei-Tage Welle (QTDW), eine deutliche Erscheinung in der Mesosphäre kurz nach dem Sommer Solstitium, wird mit dem COMMA-LIM Modell (Cologne Model of the Middle Atmosphere - Leipzig Institute for Meteorology) simuliert. Die Zwei-Tage Welle wurde unter Juli-Bedingungen an der unteren Modellgrenze angeregt, zu der Zeit, zu der sie ihr Maximum in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre erreicht. Die Ergebnisse zeigen eine sich westwärts ausbreitende Welle, die auf den Grundstrom eine moderate Beschleunigung nach Westen ausübt. Die residuelle mittlere Meridional Zirkulation erfährt dadurch eine zum Pol gerichtete Triebkraft.

## 1 Introduction

The quasi two-day wave (QTDW) has been observed in the upper stratosphere and mesosphere from the ground and from space over the past 25 years (e.g., *Muller and Nelson, 1978; Kalchenko, 1987; Plumb, 1987; Jacobi et al., 1997; Liebermann, 1998; Gurubaran et al., 2001*). The wave occurs with greatest amplitudes after summer solstice in both hemispheres and lasts for a few weeks. It propagates westward with a zonal wavenumber 3, also observed is wavenumber 4 (*Rodgers and Prata, 1981; Meek et al., 1996*) and periods close to 48 hours in the Southern Hemisphere (e.g., *Plumb, 1987*) and 50-52 hours in the Northern Hemisphere (e.g., *Muller, 1972*). As a characteristic feature, partially in the Southern Hemisphere and at low latitudes the meridional wind disturbance appears 2 to 3 times larger than the zonal wind (*Gurubaran et al., 2001*) whereas Jacobi (1997) reports that a ratio of the zonal to meridional wind amplitude is of about unity at 52° N. Typical amplitudes of the meridional wind disturbance  $v'$  are shown with 20 -30 m/s (*Gurubaran et al., 2001*). There is also a signal in the temperature field from satellite measurements with disturbances between 0.4 and 0.6 K (*Rodgers and Prata, 1981*). The latitudinal structure of the QTDW in the temperature oscillations shows maximized amplitudes near 20° (*Randel, 1994*) in each hemisphere.

Two mechanisms of excitation are in discussion: Salby (1981) proposes the QTDW as a manifestation of the Rossby-gravity normal mode with wave number 3 which corresponds to an eigenfunction of Laplace’s tidal equation. Another suggested forcing of the QTDW is a development of the baroclinic instability near the summer stratospheric wind jet (Plumb, 1987; Pfister, 1985), whereas Randel (1994) proposes the QTDW-appearance as a combination of resonant and unstable modes.

The spontaneous excitation of the QTDW succeeded only with some GCM’s (e.g., Hunt, 1981; Norton and Thuburn, 1996, 1997). It is possible that the lack of small scale perturbations at the model boundary of mechanistic models may hinder the excitation of an instability (Palo *et al.*, 1999). But independently from its origin, the study of propagation and interaction of the wave with the mean flow, tides and solar variability is possible with mechanistic models through external forcing. This is the main task of this paper.

In the second section a short description of the model setup used for the simulation is given. In the third section the influence of the QTDW on zonally averaged circulation is discussed using time-space analysis and the Eliassen-Palm (EP) flux diagnostics. The residual mean meridional circulation will be also estimated. In the conclusion the main results are summarized.

## 2 Model Setup

The *Cologne Model of the Middle Atmosphere* (COMMA) is a three-dimensional global mechanistic model of the Earth’s atmosphere from approximately 3 km to 135 km in logarithmic pressure heights with 24 layers (at this time in the Leipzig version) and a horizontal resolution of 64 gridpoints in longitude and 36 in latitude.

The model contains a full description of radiative processes. It simulates the circulation in the middle atmosphere and enables investigations of tides, planetary waves and change of radiative forcing through atmospheric constituent changes. For more information the reader is referred to Lange (2001) and references therein.

To force the QTDW the Hough function for the (3,0) normal atmospheric mode is calculated (Swarztrauber and Kasahara, 1985). The latitudinal structure of the wave number 3 Rossby mode  $F(\phi)$  at the lower boundary in the geopotential field was included in the forcing equation

$$h(\lambda, \phi, t) = (1 - \exp(-\frac{t}{\tau})) F(\phi) \cos(3\lambda - \omega t). \quad (1)$$

Here,  $\lambda$  refers as longitude,  $\phi$  as latitude and  $\omega$  as the periode. With  $\tau = 259200$  s (3 days) the forcing reaches 95% of its amplitude in approximately 9 days. The period of the forcing remains constant with 51.5 hours during the simulation. This period was found as the one with the strongest model response. The maximum of the amplitude at the lower boundary was set to 30 geopotential meters.

After 40 days of settling time for the general circulation with the QTDW a period of 17 days was recorded to investigate the phenomenon. To estimate the influence of the QTDW on the zonally averaged circulation a reference run was performed without the QTDW forcing.

### 3 Results

The characteristic properties of the middle atmosphere in zonal wind during summer are the mesospheric easterlies which extend up to the mesopause where the wind reverses and becomes westerly. This is shown in Figure 1 (top and middle). There are two peaks in the easterlies, one at the equator and one at  $40^\circ$  N at 45 km. In the winter hemisphere westerlies dominate up to approximately 95 km and the maximum peaks at 55 km at roughly  $70^\circ$  S.

Considering the time averaged zonal mean wind field from the reference run (Fig.1, bottom) and the run with QTDW-forcing (Fig.1, top) the greatest differences occur at the stratopause southward of the equator. This is due to an easterly maximum at this height at the equator with velocities of approximately 35 m/s. Note that the circulation in the tropical stratosphere is not well expressed in COMMA-LIM, for example it contains no Quasi-Biennial Oscillation.

Another significant change is recognized as a tongue-shaped negative difference - an increase in absolute velocity - from  $10^\circ$  N at 60 km up to 100 km at approximately  $60^\circ$  N. It will be shown below that this tongue coincides with a westward momentum forcing due to the divergence of the Eliassen-Palm flux. In addition, below this tongue exists a similar structure of positive differences which means a negative acceleration of the zonal flow. Changes in the environment are possibly induced from the changed wind field, but they may also arise from filtering conditions for gravity waves.

#### Fourier Analysis

The structure of the QTDW is analyzed from the raw model results by using spatial and time Fast Fourier Transformation. The geopotential structure of the wave is shown in Figure 2. The structure extends from the mesosphere into the the lower thermosphere. The maximum of the geopotential field disturbance is found at midlatitudes of the Northern Hemisphere (NH) in the mesopause region where the zonal wind reverses.

Figure 3 shows the vertical and latitudinal structure of the QTDW in the zonal and meridional wind amplitude and temperature amplitude, respectively. As can be seen, the meridional wind component dominates the wind distortion in the mesosphere at midlatitudes. In high latitudes the magnitude of the two wind components becomes comparable. Although the wave is primarily a summer hemisphere phenomenon, the magnified values of the meridional wind extend into the winter hemisphere. The region of strongest amplitude values reaches from the equator at 65 km to the midlatitudes of NH at 85 km.

In accordance with Salby (2001) comparison of the geopotential field (Fig.2) with the temperature field (Fig.3, bottom) reveals that the temperature maxima of the QTDW occur at locations of sharp vertical changes in the geopotential height amplitude.

The lowest temperature maximum is found at  $25^\circ$  N in 55 km with 6.5 K while two maxima of similar magnitude at midlatitudes exist in 88 km and 115 km. These structures resemble to results of Palo (1999) who has found in calculations with GCM's and comparisons with satellite data; although they were carried out for the southern hemisphere.

These structures were then found as westward propagating fields (see Figure 4) by



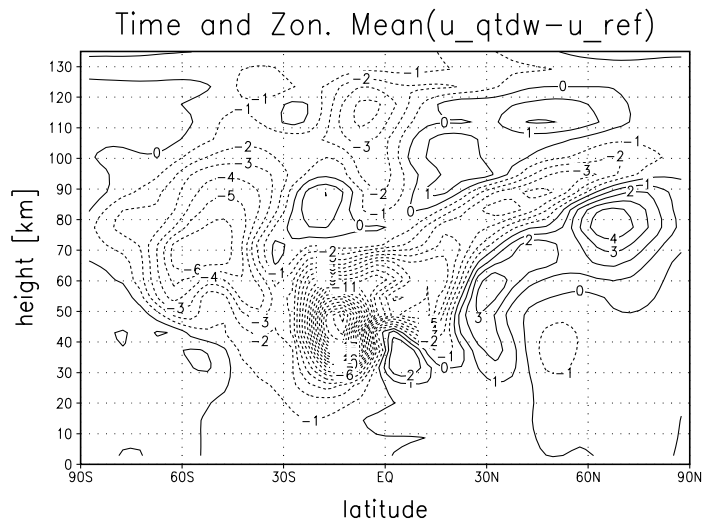
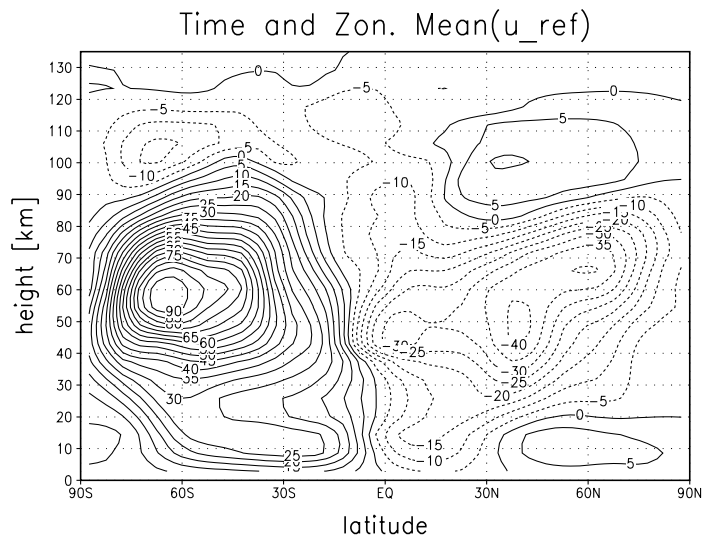
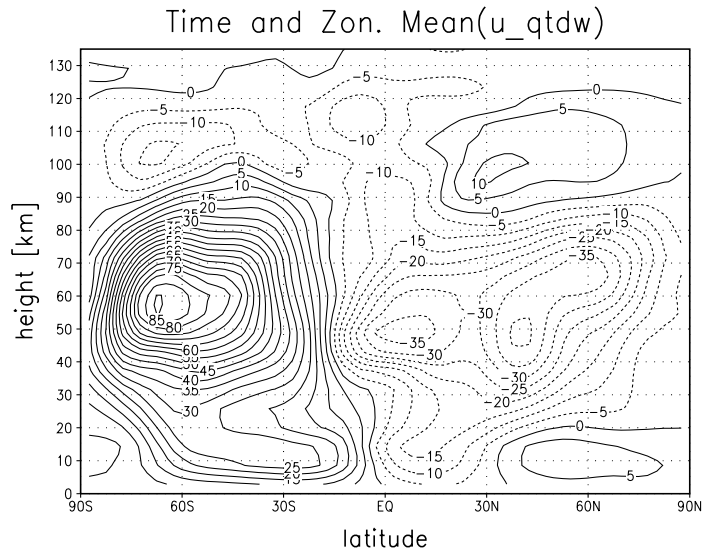


Figure 1: Zonal mean zonal velocity  $u$ . Top:  $u$  of the QTDW, middle:  $u$  of the reference run, bottom: difference between QTDW run and reference run; Mid-July conditions.

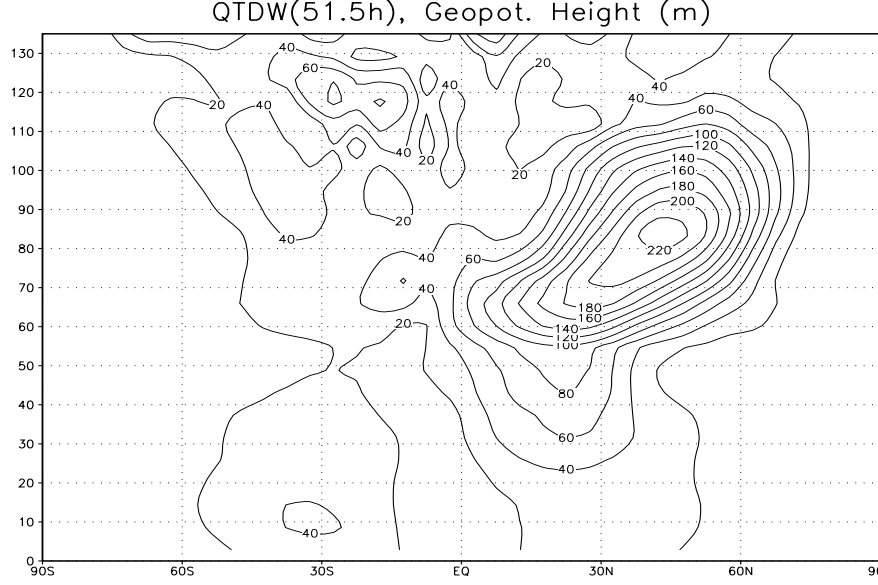


Figure 2: Amplitude of the Geopotential Height Perturbation of the QTDW (m) for Mid-July conditions.

using the formulas given in Hayashi (1971). His formulation allows to distinguish between amplitudes and phases of progressive and retrogressive waves applying cross-spectra analysis between the time dependent space-Fourier coefficients. Note that the eastward parts of the QTDW are negligible.

Horizontal motion of the QTDW at 90 km is mapped in Figure 5. The horizontal wind disturbance components  $u'$  and  $v'$  compose global-scale gyres that are centered near the equator. The strongest motion exists at northern midlatitudes but extend also into the southern hemisphere as far as  $40^\circ$  S. Salby (2001) shows a similar picture and determined a consistent pattern with observations.

### Wave-Mean Flow Interaction

To understand the wave-mean flow interaction of the QTDW it is useful to evaluate the wave Eliassen-Palm (EP) fluxes and their influences through the Transformed Eulerian-Mean (TEM) equations. The zonal TEM momentum equation in spherical coordinates can be written as follows (Andrews *et al.*, 1987):

$$\overline{u}_t + \overline{v}^* \left[ \frac{(\overline{u} \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} - f \right] + \overline{w}^* \overline{u}_z = \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot F, \quad (2)$$

with meridional and vertical EP flux components

$$F^\phi = \rho_0 a \cos \phi \left( \overline{u}_z \frac{\overline{v' \theta'}}{\overline{\theta}_z} - \overline{v' u'} \right) \quad (3)$$

and

$$F^z = \rho_0 a \cos \phi \left\{ [f - \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} (\overline{u} \cos \phi)_\phi] \frac{\overline{v' \theta'}}{\overline{\theta}_z} - \overline{w' u'} \right\}. \quad (4)$$

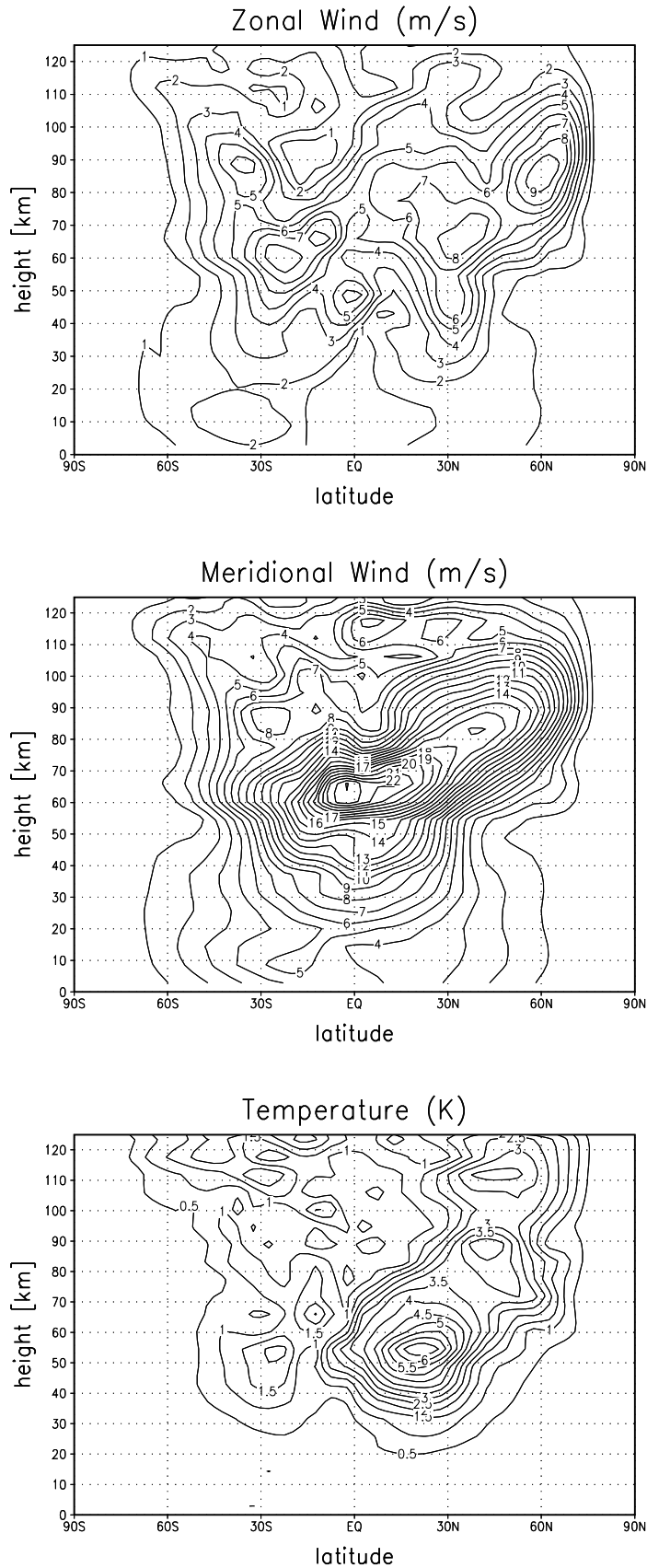


Figure 3: Amplitudes of the QTDW. Top: zonal wind  $u$  (m/s), middle: meridional wind  $v$  (m/s). Contour intervall is 1 m/s. Bottom: Temperature  $T$  (K), contour intervall is 0.5 K. Conditions like in Fig. 1.

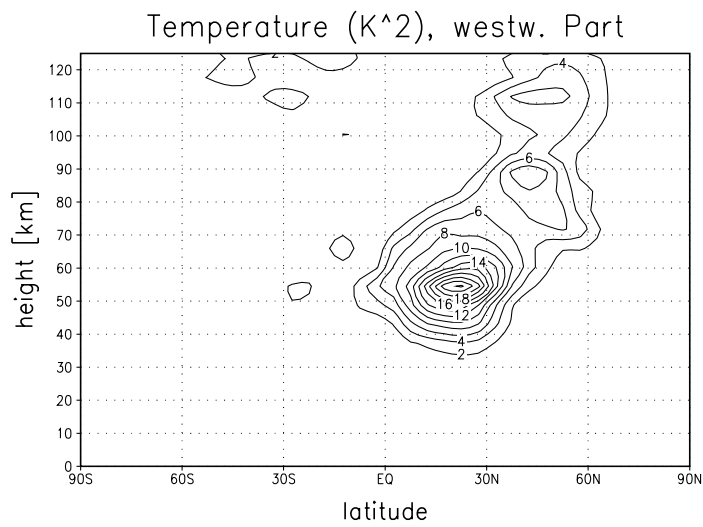
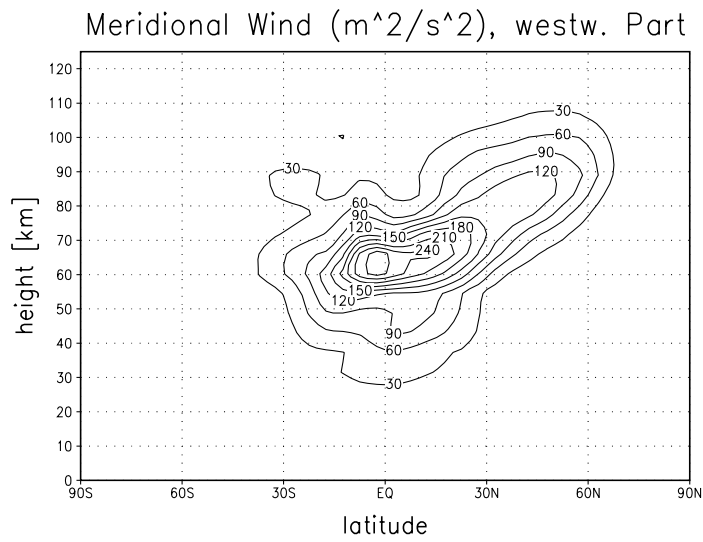
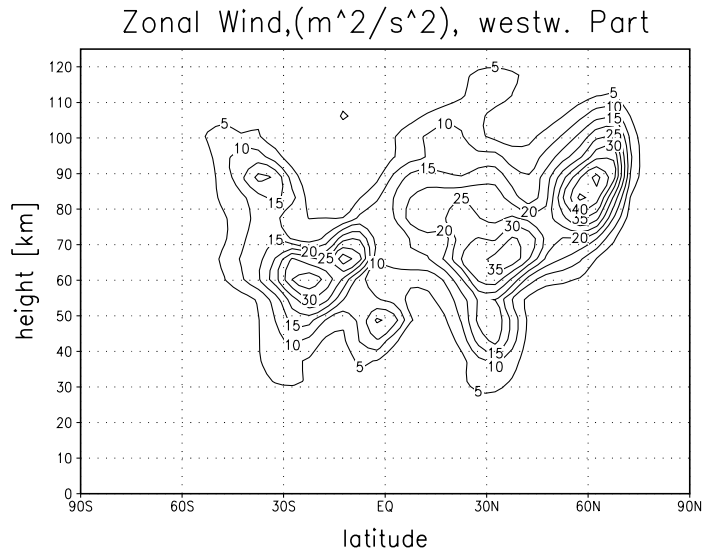


Figure 4: Westward propagating parts of the QTDW. Top: zonal wind  $u$ , middle: meridional wind  $v$ , bottom: temperature  $T$ .

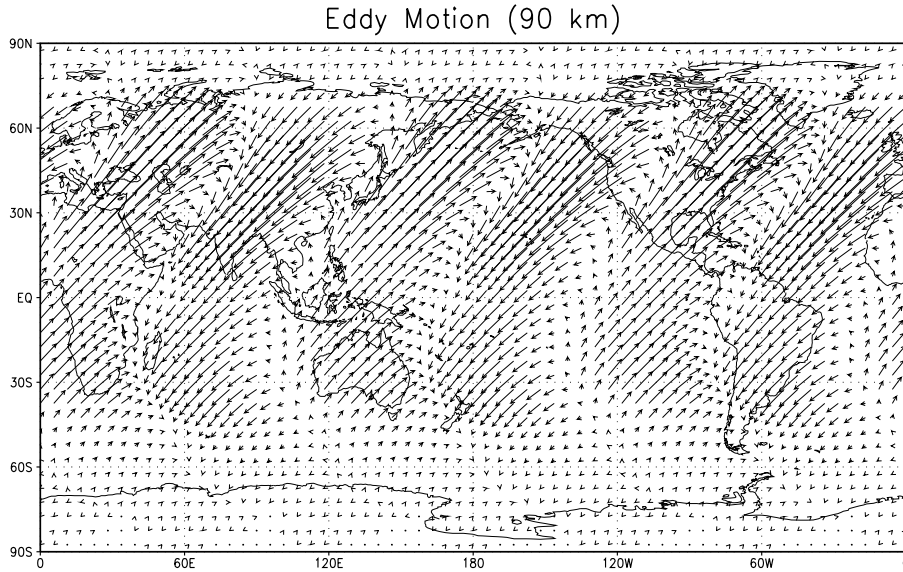


Figure 5: Eddy motions of the QTDW at 90 km.

Overbars and primes denote zonally averaged and perturbation quantities,  $a$  is the Earth's radius,  $\phi$  is latitude,  $f$  is the Coriolis parameter,  $\rho_0$  the density,  $\theta$  means the potential temperature and subscripts denote the corresponding derivatives. The residual mean meridional circulation ( $0, \bar{v}^*, \bar{w}^*$ ) has the components

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho_0 \frac{\overline{v' \theta'}}{\partial z} \right) \quad (5)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\overline{v' \theta'}}{\partial z} \right). \quad (6)$$

Figure 6 shows the calculated force per unit mass due to the divergence of the Eliassen-Palm flux (EPFD), the vertical convergence of eddy heat transport  $(F^z)_z$  and the meridional convergence of eddy momentum flux  $(F^\phi)_\phi$ . The QTDW induces moderate westward forcing at the midlatitudes of the Northern Hemisphere in the mesosphere and lower thermosphere (MLT) region which can be seen in the top and middle of Fig.6. The separation reveals that this is due to the dominant vertical convergence of meridional heat flux  $(F^z)_z$ .

The eddy momentum flux divergence  $(F^\phi)_\phi$  exhibits an almost symmetric structure in the MLT region. In the NH between  $10^\circ$  and  $50^\circ$   $(F^\phi)_\phi$  accounts for weak eastward driving which is superposed by  $(F^z)_z$ , while particularly south of the equator westward acceleration appears in the winter hemisphere. The latter seems to be the reason for an increasing stratopause easterly jet above the equator (see also Fig.1).

The residual mean meridional wind  $\bar{v}^*$  in midlatitudes (Fig.7) is directed poleward because of the offset by Coriolis acceleration associated with downward residual motion  $\bar{w}^*$ .

At the high latitudes a weak cell of poleward transport exists above 95 km, implying downward motion at the pole and south- and upward transport below 90 km (Figure

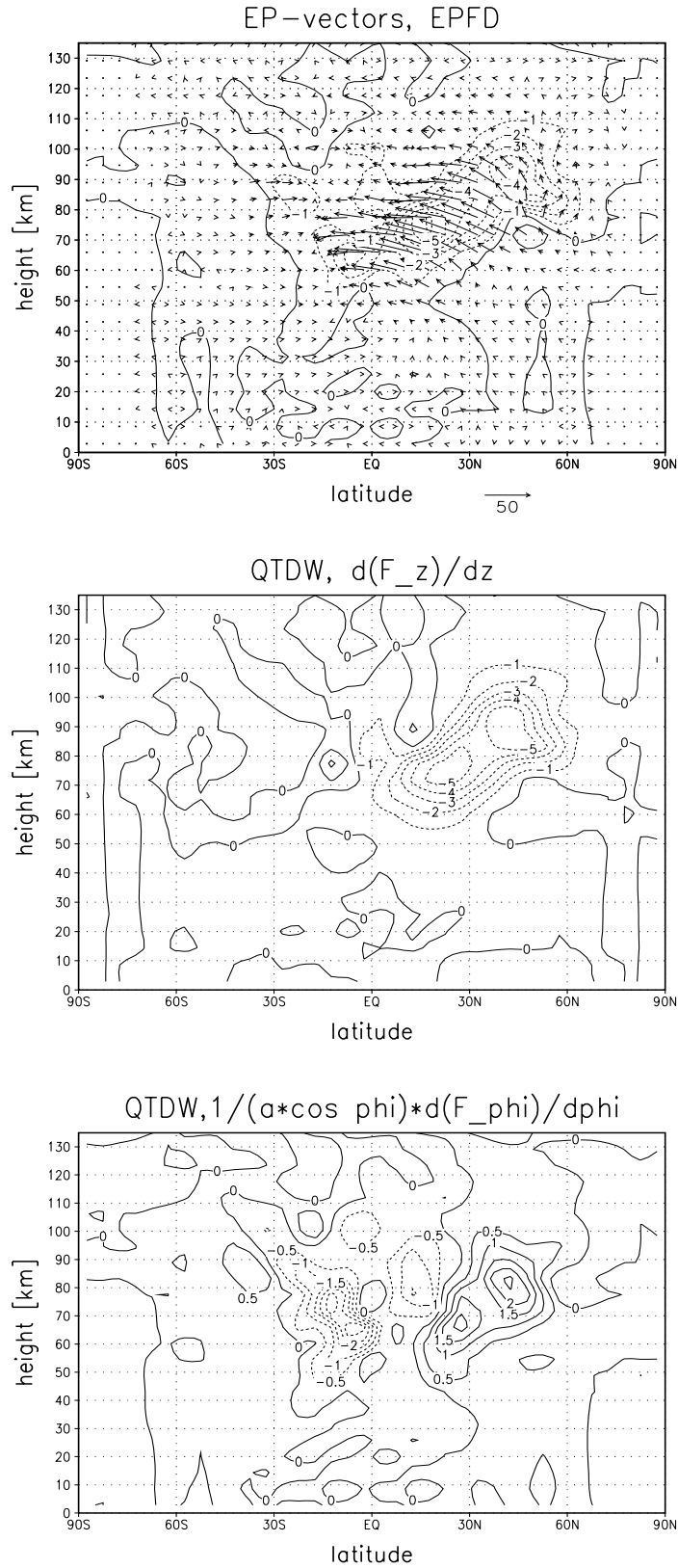


Figure 6: Top: the force per unit mass (contour lines  $1 \text{ ms}^{-1} \text{ day}^{-1}$ ) and EP-flux vector (arrows, the vertical component is scaled by factor 50), middle: vertical convergence of meridional heat flux per unit mass and day  $(F^z)_z$ , bottom: meridional convergence of momentum flux per unit mass and day  $(F^\phi)_\phi$ .

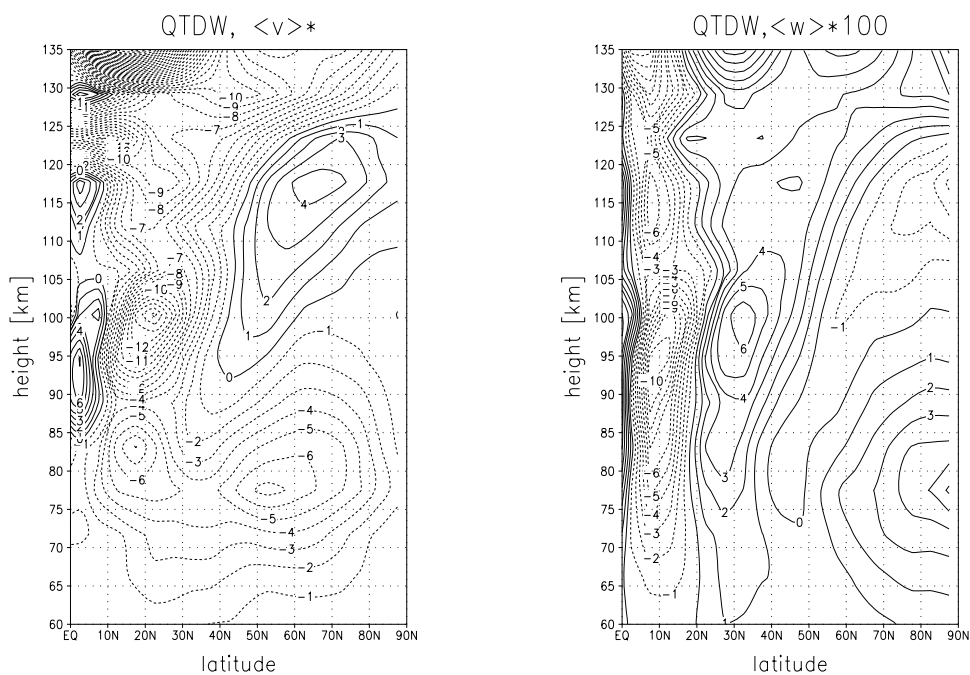


Figure 7: Residual mean meridional circulation of the mesosphere and lower thermosphere in Northern Hemisphere. left: meridional velocity  $\bar{v}^*$ ; right: vertical velocity  $\bar{w}^*$ , scaled with factor 100.

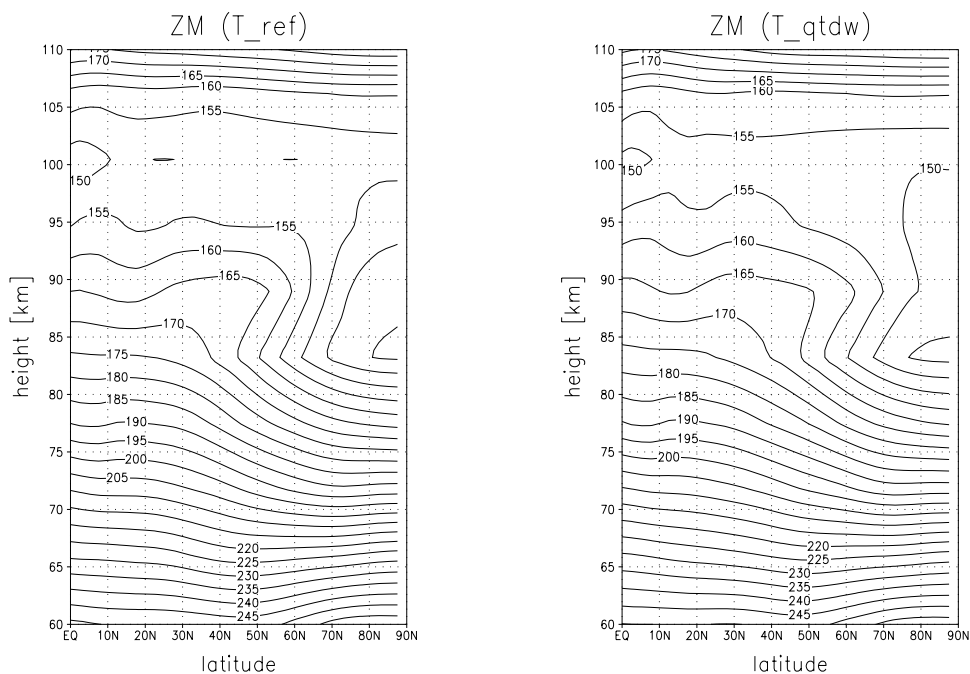


Figure 8: Time and zonally averaged Temperature of the mesosphere and lower thermosphere at Northern Hemisphere in July. left: reference run; right: run with QTDW-forcing.

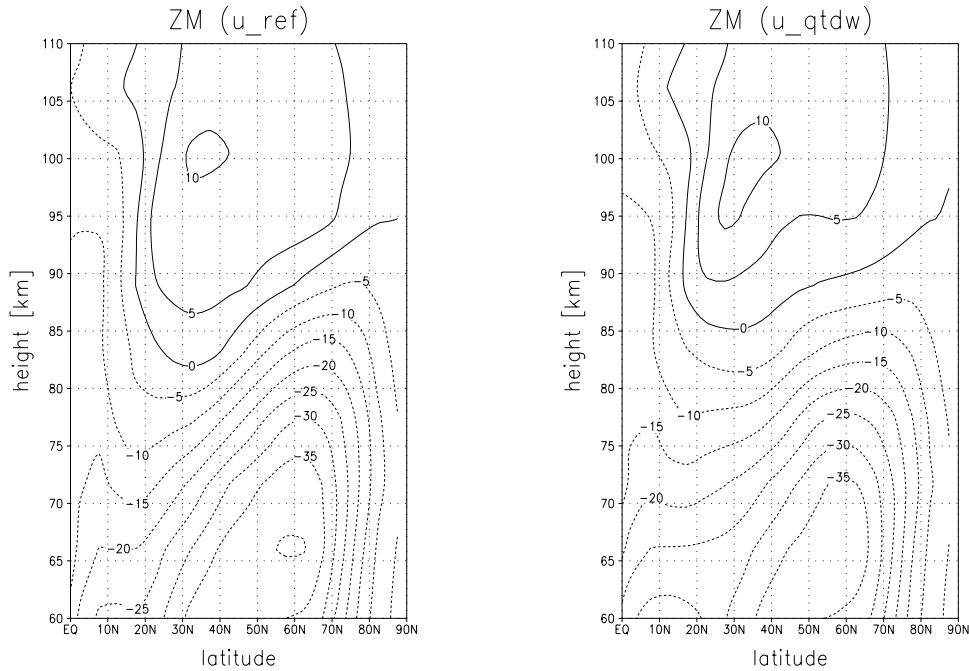


Figure 9: Time and zonally averaged Zonal Wind with the same localisation as in Fig. 8.

7). Lieberman (1999) reported a residual vertical mean circulation which results through upward/downward motion in a cool/warm pair of cells tilted across the middle and high Southern Hemisphere latitudes during summer conditions. It acts to reduce the meridional gradient of  $\bar{T}$  which in turn must lead, due to the thermal wind balance, to a decreasing vertical shear of the zonal wind. This feature appears also in the COMMA-LIM calculations (see Figure 8 and 9) for the NH summer.

## 4 Conclusions

The QTDW is simulated within the COMMA-LIM using external forcing at the lower boundary. The shape of the geopotential and meridional wind field are in a good agreement with other investigations of the QTDW. The wave is identified as a westward propagating phenomenon with the aid of cross spectrum analysis. The EP flux divergence per unit mass shows an westward acceleration of the mean flow in a broad region of the summer MLT up to  $5 \text{ m s}^{-1} \text{ day}^{-1}$ . This driving is due to the vertical convergence of the meridional heat flux. The residual mean meridional circulation indicates at mid and high latitudes an poleward residual  $\bar{v}^*$ .

The residual meridional mean circulation acts to reduce the pole-equator gradient of the mean Temperature at 90 km and so the vertical shear of the zonal mean wind decreases.

## References

- Fritts, D. C., Isler, J. R., Mean Motions and Tidal And Two-Day Structure and Variability in the Mesosphere and Lower Thermosphere over Hawaii. J. Atmos. Sci., 1994, pp.2145–2164



- Fritts, D. C., Isler, J. R., Lieberman, R. S., Burrage, M. D., Marsh, D. R., Nakamura, T., Toshihaka, T., Vincent, R. A. and Reid, I.M.,  
Two-day wave structure and mean flow interactions observed by radar and High Resolution Doppler Imager. *J. Geophys. Res.*, 1999, D4, pp. 2953-3969
- Gurubaran, S., Sridharan, S., Ramkumar, T. K. and Rajaram, R.  
The mesospheric quasi-2-day wave over Tirunelveli 8.7° N. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, 2001, No. 63, pp. 975-985
- Hagan M. E., Forbes, J. M. and Vial, F. Numerical Investigation of the propagation of the Quasi-Two-Day Wave Into the Lower Thermosphere,  
*J. Geophys. Res.*, 1993, D12, pp. 23193-23205
- Jacobi, C., Schminder, R., and Kürschner, D., The quasi 2-day wave as seen from D1 LF wind measurements over Central Europe (52° N, 15° E) at Collm. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 59, 1997, pp. 1277-1286
- Kalchenko, B.V., Characteristics of atmospheric disturbances with a quasi 2-day period. *Handbook for MAP 25*, pp. 112-118
- Lange, M., Modellstudien zum  $CO_2$ -Anstieg und  $O_3$ -Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einflußs des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion. *Wiss. Mitt. d. Instituts f. Meteorologie Leipzig*, 2001, Bd 25
- Liebermann, R., Eliassen-Palm Fluxes of the 2-day Wave, *J. Atmos. Sci.*, 1999, pp. 2846-2861
- Meek, C. E., Manson, A. H., Franke, S. J., Singer, W., Hoffmann, P., Clark, R. R., Tsuda, T., Nakamura, T., Tsutsumi, M., Hagan, M., Fritts, D. C., Isler J. and Portnyagin, Yu I., Global study of northern hemisphere quasi-2-day wave events in recent summers near altitude. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 58, 1996, pp. 1401-1411
- Muller, H. G., Long period wind oscillations. *Phil. Trans. Roy. Soc.* A727, pp. 585 - 598
- Muller, H. G. and Nelson, L., A travelling quasi 2-day wave in the meteor region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 40, 1978, pp. 1851 - 1861
- Norton, W. A. and Thuburn, J., The two-day wave in a middle atmosphere GCM. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, No.23, pp. 2113-2116
- Norton, W. A. and Thuburn, J., Sensitivity of mesospheric flow, planetary waves, and tides to strength of gravity wave drag, *J. Geophys. Res.*, 1999, D24, pp. 30897-30911
- Palo S. E., Roble, R. G. and Hagan, M. E., TIME-GCM Results for the Quasi-Two-Day Wave, *Geophys. Res. Lett.*, 1998, pp. 3783-3786
- Palo S. E., Roble, R. G. and Hagan, M. E., Middle atmosphere effects of the Quasi-two-day wave determined from a General Circulation Model, *Earth Planets Space*, 1999, pp. 629-647
- Pfister, L., Baroclinic Instability Jets with Applications to the Summer Mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, 1985, pp. 313-330
- Plumb, A., Baroclinic Instability of the Summer Mesosphere: A Mechanism for the Quasi-Two-Day wave?. *J. Atmos. Sci.*, 1983, pp. 262-270
- Plumb, A., Vincent, R. A. and Craig, R. L., The Quasi-Two-Day Wave Event of January 1984 and its Impact on the Mean Mesospheric Circulation, *J. Atmos.*

- Sci., 1987, pp. 3030-3036  
Randel, W. J., Observations of the 2-day Wave in NMC  
Stratospheric Analyses, J.  
Atmos. Sci., 1994, pp. 306-313
- Rodger, C. D. and Prata, A. J., Evidence for a Traveling Two-day Wave in the  
Middle Atmosphere, J. Geophys. Res., 1981, pp. 9661-9664
- Salby, M.L., The 2-Day Wave in the Middle Atmosphere: Observations and Theorie.  
J. Geophys. Res., 1981, pp. 9654-9660
- Salby, M.L., Callaghan, P.F., Seasonal Amplification of the 2-Day Wave: Relationship  
between Normal Mode and Instability. J. Atmos. Sci., 2001, Vol. 58, pp. 1858-  
1868
- Swartztrauber, P. N. and Kasahara, A., The vector harmonic analysis of Laplace's  
tidal equations. SIAM, J. Sci. Stat. Comput. 6, 1985, pp. 464 - 491
- Walterscheid, R. L. and Vincent, R. A., Tidal generation of the phase-locked 2-day  
wave in the southern hemisphere summer by wave-wave interactions, J. Geophys.  
Res., 1996, pp. 26567-26576

# Nichtlinearer Antrieb stratosphärischer planetarer Wellen

Harald Heinrich, Uwe Harlander und Werner Metz

## Zusammenfassung

Die Anregung von planetarer Wellenaktivität in der Südwinter-Stratosphäre wird anhand von Beobachtungsdaten untersucht. Die statistischen Untersuchungen zeigen, dass dem nichtlinearen Antrieb, erzeugt durch Wechselwirkungen zwischen den transienten baroklinen Eddies, eine entscheidende Rolle zu kommt. Aus täglichen Stromfunktionsfeldern der Südhemisphäre ist dazu die Berechnung des nichtlinearen tiefpass gefilterten Antriebes für Wellen mit zonalen Wellenzahlen eins und zwei erfolgt. Eine CEOF Analyse mit anschließender MSSA liefert dominante Strukturen, die die Wechselwirkungen zwischen Tropo- und Stratosphäre sehr gut beschreiben. Die aus der MSSA abgeleiteten vertikalen Ausbreitungszeiten stimmen mit denen aus der Literatur bekannten überein.

## Summary

Using observational data the forcing of planetary wave variability in the southern winter hemisphere is examined. The statistical analyses point out clearly the important role of the nonlinear eddy forcing. We calculate the low pass filtered nonlinear eddy forcing for waves with wavenumbers one and two from daily streamfunction fields. Our approach combines a complex empirical function analysis with a multichannel singular spectrum analysis. The resulting eigenstructures can be used to explain the interaction between the Troposphere and Stratosphere. We compare the dominant vertical propagation time scales obtained from our analysis with results existing in literature and find good agreement.

## 1 Einleitung

Die planetare Wellenaktivität in der Stratosphäre wird in der Nordhemisphäre vor allem durch Topographie oder großräumige Land-See-Kontraste angeregt; daher sind hier stationäre Wellen dominant. Auf der Süd-Hemisphäre herrschen andererseits westwärts wandernde Wellen vor. Die stationären Anregungsmechanismen spielen eine relativ unbedeutende Rolle. Weitgehend unverstanden ist die zeitliche Variabilität der stratosphärischen Reaktion auf diese troposphärischen Anregungen. Manche Wellenstörungen in der Stratosphäre mit großer Amplitude scheinen zeitgleich mit troposphärischer

Wellenaktivität aufzutreten. Andererseits gibt es Episoden, wo kein klarer Zusammenhang zwischen troposphärischer und stratosphärischer Wellenaktivität besteht oder sogar Situationen mit einer hochgradig gestörten troposphärischen Zirkulation aber einer ungestörten Stratosphäre (siehe z.B. Randel et al. 1987; Manney et al. 1991).

In der Literatur werden die verschiedensten Anregungsmechanismen für die Variabilität stratosphärischer Wellen diskutiert. Zum Einen können sich in der Stratosphäre, gemäß der Charney-Drazin-Theorie (Charney und Drazin 1961), kurze Wellen nicht vertikal ausbreiten. Diese Eigenschaft ist jeweils von dem zugrundeliegenden Grundstrom und seiner Stabilität abhängig. Kommt es zu einer Anregung von Wellen in der Troposphäre, so finden sich in der Stratosphäre demnach nur die langwelligen Anteile wieder. Da der Grundstrom der unteren Stratosphäre nicht konstant ist, können diese stratosphärischen "Filtereigenschaften" zeitlich variabel sein. Chen und Robinson (1992) schlagen vor, dass die Variabilität der statischen Stabilität des Grundstroms und der vertikalen Grundstromscherung selektiv auf die vertikale Ausbreitung langer Wellen wirkt und es somit Episoden gibt, die besonders günstig bzw. ungünstig für eine vertikale Wellenausbreitung sind.

Betrachtet man Zeit-Höhen-Schnitte des meridional gemittelten Eliassen Palm Flusses (EP Fluss) vom Boden bis 50km Höhe, so lassen sich sowohl in Beobachtungen (Manney et al. 1991) wie auch in Modellsimulationen (Scinocca und Haynes 1998) einzelne Episoden mit Durchbrüchen langer Wellen in die Stratosphäre erkennen. Manney et al. vermuten, dass interne Instabilitäten der stratosphärischen Strömung für diese alle 10-50 Tage auftretenden "Bursts" verantwortlich sind. Die Instabilität von Strömungen wird klassischerweise durch sogenannte instabile Normalmoden charakterisiert. Je nach Beschaffenheit des jeweiligen Grundstromes, können sie ein exponentielles Wachstum in der Zeit erfahren. In Scherströmungen sind allerdings auch Instabilitäten beobachtbar, obwohl keine instabilen Moden existieren. Resonanzen zwischen einzelnen Eigenwerten können ebenso für ein schnelles Störungswachstum verantwortlich sein (Mack 1976; Butler und Farrell 1992), wie auch besondere Anfangsstörungen, sog. optimale Störungen (Farrell 1988; Buizza und Palmer 1995).

Dagegen sehen Scinocca und Haynes (1998) die Ursache der Variabilität in der stratosphärischen Süd-Winterzirkulation in nichtlinearen Wechselwirkungen synoptischskaliger Wellen. D.h.: sie wird hauptsächlich durch Variationen des Antriebs in der Troposphäre erzeugt und nicht durch Grundstromvariationen. Die Analysen von Scinocca und Haynes zeigen, dass sich der Antrieb durch nichtlineare Wechselwirkungen synoptisch-skaliger Eddies als kompakte Quelle in der Nähe des Tropopausenniveaus darstellen lässt. Dabei spielen die Verhältnisse im Tropopausenniveau selbst keine wesentliche Rolle. Weiterhin stellten sie die Vermutung auf, dass der Eigenschaft barokliner Eddies sich in Form von Wellenpaketen, mit Amplitudenvariationen im Bereich der zonalen Wellenzahlen 1 und 2 (siehe Robertson und Metz 1990; Lee und Held 1993), zu organisieren, eine große Bedeutung zukommt. Gerade die Anordnung der einzelnen Eddies im Wellenzug (symmetrisch oder asymmetrisch, die Variabilität in ihrer zeitlichen Entwicklung) sollen einen starken Einfluss auf die Stärke des nichtlinearen Antriebs, für beide Wellen 1 und 2, besitzen. Durch Modellstudien konnten sie feststellen, dass eine

signifikante Verstärkung der niederfrequenten Variationen in der Stratosphäre durch eine eher asymmetrische Anordnung realisierbar ist.

Ziel des Projektes ist die Untersuchung der Anregungsmechanismen für die Variabilität von Welle 1 bzw. 2 in der Stratosphäre der Südhalbkugel. Insbesondere sollen dabei die von Scinocca und Haynes (1998) vorgeschlagenen nichtlinearen Wechselwirkungen Beachtung finden. Zuerst sollen die relevanten Prozesse in Beobachtungsdaten (ECMWF Reanalysedaten) mittels statistischer Methoden aufzufindig gemacht werden. Als Hilfsmittel kommt die Multi-Kanal-Version des singulären Spektrums (multichannel singular spectrum analysis, MSSA) zum Einsatz. Mit ihr sollen, im Rahmen der Möglichkeiten einer statistischen Analyse, die Anregungen bzw. Entstehungsmechanismen der Variabilität von Welle 1 und 2 nachvollzogen werden.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert. In Abschnitt 2 werden die verwendeten Daten vorgestellt. Abschnitt 3 geht auf das verwendete Modell ein und gibt die Ableitung der Größen, deren numerische Berechnung in Abschnitt 4 erfolgt. Abschnitt 4 stellt die erzielten Ergebnisse vor, die schließlich in Abschnitt 5 diskutiert werden.

## 2 Daten und Beobachtungen

Für alle Berechnungen kommen ECMWF Reanalysedaten zum Einsatz. Sie sind vom Deutschen Klimarechenzentrum (DKRZ) in Hamburg abrufbar. Dort liegen sie als Gitterpunktsdaten mit einer horizontalen Auflösung von ca.  $1.125 \text{ Grad} \times 1.125 \text{ Grad}$  auf einem Gaußgitter vor. Diese Auflösung ist für das zur Untersuchung stehende Problem, bei weitem zu fein. Eine Transformation der Gitterpunktsdaten in den Kugelfunktionsraum, wobei eine Dreiecksabhackung bei einer Gesamtwellenzahl von  $N=42$  (T42 Abhackung) erfolgte, lieferte eine neue Auflösung von ca.  $2.81 \text{ Grad} \times 2.81 \text{ Grad}$ . In dem spektralen Raum wird jeder globale Datensatz als  $l = 946$  -dimensionaler komplexer Vektor dargestellt, dessen Komponenten sich aus Kugelfunktionskoeffizienten zusammensetzen. Da Wechselwirkungen zwischen Troposphäre und Stratosphäre von Interesse sind, wurden die Felder aus den Druckniveaus 300, 200, 100, 50 und 10 hPa verwendet. Für diese fünf Höhenflächen erfolgte die Transformation der Stromfunktionsfelder zu spektralen T42 Daten, nach dem gerade skizzierten Verfahren. In 200 hPa fand dies zusätzlich für die Temperaturfelder statt. Die Daten umfassen den Bereich 1979 bis 1993 (15 Jahre). Die zeitliche Auflösung beträgt einen Tag. Die Untersuchungen beschränken sich auf die Wintersaison der Südhemisphäre. Dazu erfolgt die Analyse der atmosphärischen Felder vom 01. Juni bis 31. Oktober (153 Tage) für jedes der 15 Jahre.

Als Maß für die Wellenaktivität sollen die Amplituden der Wellen mit den zonalen Wellenzahlen eins und zwei (Randel 1987) dienen. Diese Wellen werden im folgenden mit Welle 1 bzw. 2 bezeichnet. Für deren Berechnung erfolgte eine zonale Fourierzerlegung der ursprünglichen Daten pro Breitenkreis. Da sich nach Manney et. al (1991) die größte stratosphärische Wellenaktivität in dem Bereich 50 bis 60 Grad Süd befindet (in diesem Bereich liegt auch im Mittel der 300 hPa Grundstrom auf dem mögliche Wellen-

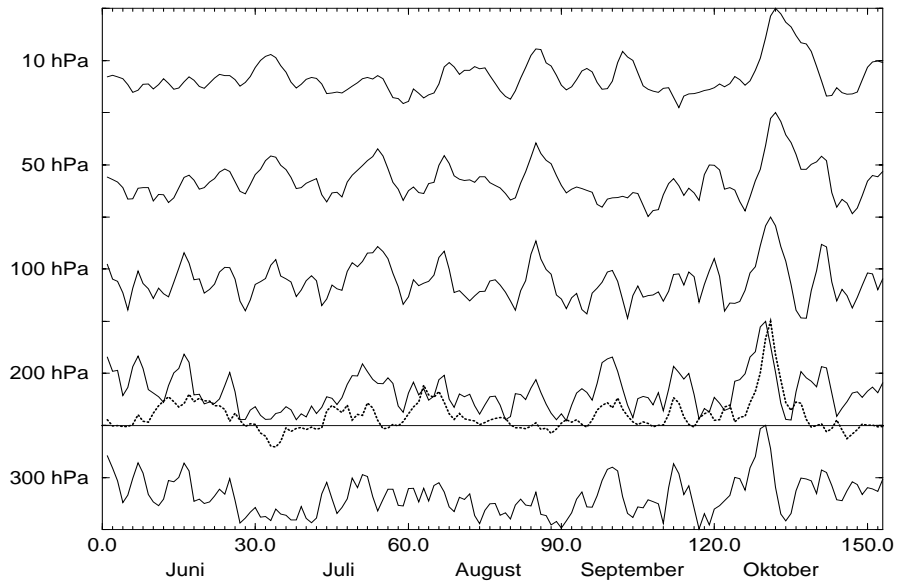


Abbildung 1: Zwischen 50-60 Grad Süd gemittelte, normierte Welle 1 Amplituden in den fünf Druckniveaus 300, 200, 100, 50 und 10 hPa (durchgezogene Linien). Z-Komponente des EP-Flusses in 200 hPa (gepunktete Linie). Dargestellt sind die Verhältnisse für das Südwinterhalbjahr 1987.

ausbreitung stattfindet), kam dieses Gebiet auch für die Berechnung der Amplituden von Welle 1 bzw. 2 zur Anwendung. Nach Abzug der zeitlichen Mittelwerte konnten Zeitreihen der Fluktuationen von Welle 1 bzw. 2 für die zur Untersuchung stehenden Druckniveaus ermittelt werden.

Exemplarisch soll zunächst einmal ein Überblick über die Verhältnisse in den einzelnen Druckniveaus des Süd winters 1987 (01.06. - 31.10) erfolgen. In Abbildung 1 sind die Amplituden der Welle 1 zwischen 50 bis 60 Grad Süd in 5 Druckniveaus von der oberen Troposphäre bis in die mittlere Stratosphäre dargestellt. Zusätzlich sind, die meridionalen Temperaturtransporte (z-Komponente des EP Flusses) durch die Welle 1 im 200 hPa Niveau eingezeichnet. Die gezeigten Amplituden sowie die Wärmeflüsse sind bezüglich ihres Maximalwertes in der jeweiligen Höhe normiert. Wie man dieser Abbildung entnehmen kann, existiert ein globales Maximum im 10 hPa Niveau (Anfang Oktober), das offenbar mit Tagen erhöhter Wellenaktivität im troposphärischen Niveau (300 hPa) zusammenfällt. Weiterhin ist es sogar möglich dieses Maximum, durch die einzelnen Höhenschichten zu verfolgen. Die Zeit, die für die Ausbreitung benötigt wird, beträgt ca. vier Tage. Dieser Wellendurchbruch geht mit einem ebenfalls globalen Maximum des polwärtigen Wärmetransportes einher. Wie von Randel (1987) gezeigt, beträgt die typische Zeit für vertikale Wellenausbreitung der Welle 1 vier Tage und entspricht somit dem hier gefundenen Verhalten. Für Welle 2 zeigt sich ein ähnliches Bild (nicht gezeigt). Die charakteristische Zeitspanne für vertikale Wellenausbreitung

beträgt in diesem Fall ein bis zwei Tage (siehe ebenfalls Randel 1987).

### 3 Modell und Methode

#### 3.1 Modell

Atmosphärische Prozesse mit Rossbyzahlen sehr viel kleiner eins gehorchen in guter Näherung der quasi-geostrophischen Theorie. Da es sich bei dem hier zur Untersuchung stehenden Problem um Wellenstörungen mit horizontalen Wellenlängen in der Größenordnung des Erdradius  $r_0$  handelt, ist diese Approximation durchaus legitim. Die Rossbyzahl  $R_0 = U/(f_0 L)$  beträgt ca.  $10^{-1}$ ,  $U$ ,  $f_0$  und  $L$  sind die charakteristische Geschwindigkeit, der Coriolisparameter für eine Breite von 45 Grad und der charakteristische Längenmaßstab in x-Richtung.

Die quasi-geostrophische (q.g.) Vorticitygleichung für eine reibungsfreie adiabatische Atmosphäre besitzt folgende Gestalt (Andrews et al. 1987):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + f_0 D_a = 0. \quad (1)$$

Hier bedeuten  $\zeta = \nabla^2 \psi + f_0 + \beta y$  die Vorticity,  $\psi$  die geostrophische Stromfunktion,  $\mathbf{v} = (u, v)$  der geostrophische Geschwindigkeitsvektor und  $D_a$  die ageostrophische Divergenz.

Die Zerlegung der Variablen  $\psi, u, v$  in ein zonales Mittel und in Abweichungen davon liefert:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \bar{\psi} + \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi' + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' + v' \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \bar{\psi} + v' \beta + f_0 D_a = N(\mathbf{v}', \psi'). \quad (2)$$

$N$  symbolisiert den nichtlinearen Antrieb, welcher wie folgt definiert ist:

$$N = N(\mathbf{v}', \psi') = -u' \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' - v' \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi'. \quad (3)$$

Eine Entwicklung von (2) nach Kugelflächenfunktionen liefert eine Gleichung, die die zeitliche Entwicklung des Koeffizienten  $\psi'_{m,n}$  nach der Zeit beschreibt. Für  $m \neq 0$  (die Entwicklung des Grundstromes wird ausgeklammert) entsteht somit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi'_{m,n} + \left\{ \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' \right\}_{m,n} + \left\{ v' \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \bar{\psi} \right\}_{m,n} + v'_{m,n} \beta + f_0 D_{a m,n} = N(\mathbf{v}', \psi')_{m,n} \quad (4)$$

Für den Fall  $m = k$  stellt diese Gleichung eine Entwicklungsgleichung für die Störungsstromfunktion mit der zonalen Wellenzahl  $k$  dar. Die Quantifizierung des nichtlinearen Antriebes erfolgt durch den Beitrag der  $k$ -ten zonalen Komponente von  $N(\mathbf{v}', \psi')$ , d.h. durch  $N_{k,n} = N(\mathbf{v}', \psi')_{k,n}$ .

### 3.2 CEOF Analyse des nichtlinearen Antriebes

Gesucht sind die Strukturen (CEOF's), die besonders häufig in der Zeitreihe von  $N(t)_{m,n}$  auftreten. Dafür werden die einzelnen  $N(t)_{m,n}$  (für festes  $t$ ) als Komponenten des  $l$ -dimensionalen komplexen Vektors  $\mathbf{N}(t)$  aufgefasst, d.h.:

$$\mathbf{N}(t) = (\dots, N(t)_{m,n}, \dots). \quad (5)$$

Der erste CEOF  $\mathbf{x}$  ist so definiert, dass er die quadratische Projektion auf den nichtlinearen Vektor  $\mathbf{N}(t)$  maximiert, unter der Nebenbedingung, dass sein Betrag eins ist. Für ihn muss gelten:

$$\frac{\sum_{t=1}^T [\mathbf{N}(t)^\dagger \mathbf{x}]^2}{\mathbf{x}^\dagger \mathbf{x}} = \frac{\mathbf{x}^\dagger \mathbf{S} \mathbf{x}}{\mathbf{x}^\dagger \mathbf{x}} = \text{Max!}, \quad (6)$$

mit der komplexen  $l \times l$  Matrix  $\mathbf{S}$ , sie ist folgendermaßen definiert:

$$\mathbf{S} = \sum_{t=1}^T \mathbf{N}(t) \mathbf{N}(t)^\dagger. \quad (7)$$

Das  $\dagger$  steht fuer konjugiert komplex transponiert.

Wie bei Extremwertaufgaben üblich, liefert die erste Ableitung von Gleichung (6) nach dem Vektor  $\mathbf{x}$  die Lösung. Man gelangt auf diese Art und Weise zu folgendem Eigenwertproblem:

$$\mathbf{S} \mathbf{x}_i - \lambda_i \mathbf{x}_i = 0. \quad (8)$$

Da die  $l \times l$  Matrix  $\mathbf{S}$  hermitisch ist, existieren  $l$  reelle Eigenwerte  $\lambda_i$ , die ihrer Größe nach angeordnet werden können. Die zugehörigen Eigenvektoren  $\mathbf{x}_i$  sind orthogonal und stellen die CEOF's dar. Der zum größten Eigenwert gehörige Eigenvektor maximiert die Gleichung (6), er ist der erste CEOF.

Das Resultat der Projektion der Eigenvektoren auf die nichtlinearen Vektoren  $\mathbf{N}$  sind die zeitlichen Entwicklungskoeffizienten (PC's). Ihre Berechnung erfolgt zu:

$$a_i(t) = \mathbf{x}_i^\dagger \mathbf{N}(t). \quad (9)$$

Das skizzierte Verfahren ist völlig analog zu einer komplexen EOF (CEOF) Analyse, wenn man die nichtlinearen Vektoren durch Geopotential- bzw. Stromfunktionsfelder ersetzt. Wie bei der CEOF Analyse soll es sich bei  $\mathbf{N}(t)$  um eine zentrierte Zeitreihe handeln, d.h der Mittelwert ist abgezogen. Damit kann die Matrix  $\mathbf{S}$  ebenfalls als Kovarianzmatrix interpretiert werden.

### 3.3 MSSA Analyse

Die MSSA wurde erstmalig von Plaut and Vautard (1994) auf meteorologisch relevante Probleme angewendet. Sie haben niederfrequente Oszillationen in der Atmosphäre



analysiert. Robertson (1996) wendete sie auf die Ergebnisse einer Langzeitintegration eines GCM's (General Circulation Model) an. Klingspohn (1999) konnte unter Verwendung der MSSA nachweisen, dass Varianzmaxima in den Spektren verschiedener meteorologischer Felder mit einer Oszillation in den Daten verknüpft sind.

Die MSSA ist eine Erweiterung der univariaten Analyse des singulären Spektrums (SSA) auf mehrere räumliche Freiheitsgrade. Vom mathematischen Standpunkt aus, ist die MSSA der von Weare and Nasstrom (1982) eingeführten erweiterten Analyse der empirischen Orthogonalfunktionen (E-EOF Analyse) äquivalent. Sie verfolgt das Ziel, mit einigen Zeitverschiebungen in den Zustandsvektoren, zusätzliche Informationen bezüglich der zeitlichen Entwicklung der EOF's zu erhalten. Bei der MSSA dagegen, berechnet man die Strukturen, die die größte (quadratische) Projektion auf einen Zustandsvektor besitzen. Der Zustandsvektor setzt sich aus unterschiedlichen Variablen an mehreren Gitterpunkten zusammen. Durch Einführung von Zeitverschiebungen in den einzelnen Variablen erhält man zusätzlich eine zeitliche Abhängigkeit (Klingspohn 1999). Wenn also in den zur Untersuchung stehenden Feldern signifikante Oszillationen oder Phasenverschiebungen enthalten sind, kann man sie mit Hilfe der MSSA aufspüren.

Kernstück dieser Methode ist die Lösung des Eigenwertproblems einer, im reellen Fall, symmetrischen Matrix, welche die Kreuzkovarianzkoeffizienten an den verschiedenen Gitterpunkten (Kanälen) zu den Zeitverschiebungen 0 bis M enthält. Die Kanäle können Zeitreihen an verschiedenen Raumpunkten aber auch Zeitreihen verschiedener physikalischer Größen sein. Die resultierenden Eigenvektoren sind die Raum-Zeit-EOF's (ST-EOF's) und die nichtnegativen Eigenwerte lassen Rückschlüsse über die, durch die zugehörigen ST-EOF's, erklärte Varianz zu. Die Raum- Zeit- Hauptkomponenten (ST-PC's) spiegeln die zeitliche Entwicklung wieder und ergeben sich aus der Projektion der ursprünglichen Daten auf die ST-EOF's.

## 4 Ergebnisse

Wie von Manney et al. 1991 gezeigt, dominieren in den stratosphärischen Amplitudenzeitreihen schnelle Fluktuationen mit Perioden zwischen 5-12 Tagen, aber auch langsame mit Perioden zwischen 20-30 Tagen. Das Hauptaugenmerk soll im folgenden auf den langsamen Fluktuationen liegen. Scinocca und Haynes 1998 vermuten, dass es zu einer Anregung der langsamen Fluktuationen, durch nichtlineare Wechselwirkungen der synoptisch skaligen Eddies in der Troposphäre kommt. Auf diese Art und Weise kann ein Antrieb für Wellen mit den verschiedensten zonalen Wellenzahlen entstehen. Unter günstigen Rahmenbedingungen kann vertikale Wellenausbreitung stattfinden. Kurze Wellen können sich gemäß der Charney und Drazin Theorie (Charney und Drazin 1961) nicht vertikal in die Stratosphäre ausbreiten. Dort finden sich demnach nur die langwelligen Anteile wieder. Die Variabilität der stratosphärischen planetaren Wellenaktivität läßt sich somit auf die Variabilität des nichtlinearen Antriebes in der Troposphäre zurückführen. Im folgenden soll diese Vermutung anhand

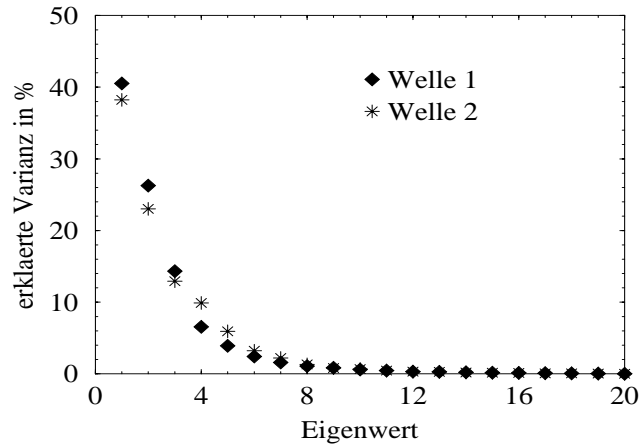


Abbildung 2: Eigenwertspektrum der CEOF-Analyse tiefpassgefilterter 300 hPa Antriebsfelder. Dargestellt sind die Eigenwerte des Welle 1 (Diamanten) und Welle 2 (Sterne) Antriebes.

von Beobachtungsdaten überprüft werden.

#### 4.1 CEOF Analyse

Die CEOF Analyse des nichtlinearen Antriebes erfolgt mit tiefpassgefilterten Zeitreihen im 300 hPa Druckniveau. Zum Einsatz kommt der von Blackmon (1976) bzw. Blackmon and Lau (1980) vorgeschlagene Tiefpass-Filter. Er läßt Fluktuationen mit Perioden zwischen 10 und 90 Tagen passieren. Für die CEOF Analyse werden die Antriebsfelder für Wellen mit zonalen Wellenzahlen 1 und 2 berücksichtigt; d.h.  $k = 1$  bzw. 2 in Gleichung (4). Das resultierende Eigenwertspektrum ist in Abbildung 2 dargestellt. Die Analyse liefert für beide Fälle einen sehr großen ersten Eigenwert, welcher sich deutlich aus dem restlichen Spektrum heraushebt. Die zugehörigen CEOF's erklären bereits ca. 40 % der gesamten Tiefpassvarianz für Welle 1 bzw. ca. 38 % für Welle 2. Sie stellen die dominanten Antriebsmuster für die Welle 1 bzw. Welle 2 in der Troposphäre (300 hPa) dar. Auf ihre graphische Darstellung wird an dieser Stelle verzichtet.

#### 4.2 MSSA Analyse

Ziel ist es zu Untersuchen, ob zwischen Welle 1 bzw. 2 Aktivität in der Stratosphäre und dem Auftreten bestimmter Antriebsmuster, hervorgerufen durch die baroklinen Eddies in der Troposphäre, Zusammenhänge bestehen. Oder anders, treten vor oder während hoher Wellenaktivität Ereignisse auf, die ebenfalls zu erhöhten Antrieb führen. Wenn ja, welche Zeitverschiebungen lassen sich zwischen diesen beiden Ereignissen beobachten und sind diese mit gängigen Ergebnissen (z.B. Randel 1987 oder Manney et al. 1991) konform.

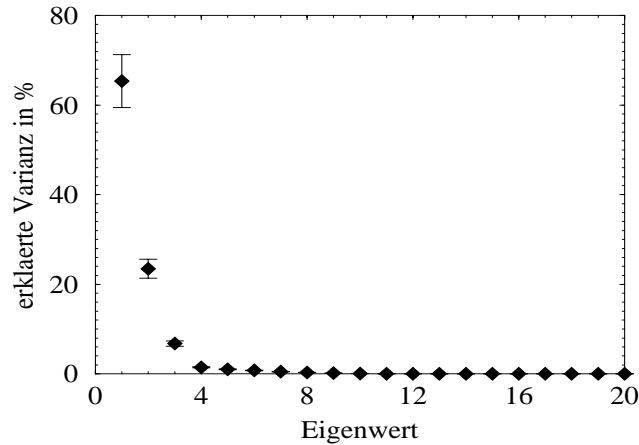


Abbildung 3: Eigenwertspektrum der MSSA-Analyse. Dargestellt sind die Eigenwerte mit ihren zugehörigen Fehlerbalken.

Die Charakterisierung des Auftretens der CEOF's in den Beobachtungsdaten erfolgt durch die zugehörigen PC's. Sie stellen komplexe Größen dar. Ihr Betrag gibt Auskunft ob der jeweilige CEOF in den Beobachtungen zu einem bestimmten Zeitpunkt auftaucht, die zugehörige Phase über seine räumliche Lage. Da zunächst einmal von Interesse ist, ob bestimmte Ereignisse in Troposphäre und Stratosphäre zusammenfallen, kommt für die MSSA als troposphärischer Eingabekanal der Betrag des führenden PC's, jeweils für den Welle 1 bzw. Welle 2 Antrieb, zur Anwendung. Für den stratosphärischen Kanal kommt die Zeitreihe der tiefpass gefilterten Amplitudenfluktuationen von Welle 1 bzw. 2 zum Einsatz. Ihre Berechnung findet nach dem in Abschnitt 2 skizzierten Verfahren statt. Im weiteren erfolgt, wenn nicht anders erwähnt, die Vorstellung der Ergebnisse für den Welle 1 Fall. D.h. Kanal 1 enthält die PC-Zeitreihe des nichtlinearen Welle 1 Antriebes in 300 hPa und Kanal 2 die 10 hPa Welle 1 Amplitudenfluktuationen.

In Abbildung 3 ist ein Ausschnitt des Eigenwertspektrums der MSSA dargestellt. Eingezeichnet sind die ersten 20 Eigenwerte mit ihren zugehörigen Fehlerbalken. Als maximale Zeitverschiebung kamen 10 Tage zum Einsatz. Die MSSA liefert einen sehr großen ersten Eigenwert, der zugehörige ST-EOF erklärt bereits ca. 65 % der Varianz. Zwischen ihm und dem zweiten Eigenwert tut sich eine relativ große Lücke auf. Ebenfalls zu beobachten ist, dass es kein Paar von Eigenwerten mit annähernd gleichen Beträgen gibt. Dies schließt das Vorhandensein von Oszillationen in den Eingabekanälen aus (Klingspohn 1999).

Um nun das Verhalten der einzelnen Felder untereinander zu studieren, ist in Abbildung 4 der erste ST-EOF dargestellt. Eingezeichnet sind die Amplituden der einzelnen Kanäle über den Zeitverschiebungen. Die Amplituden sind dabei bezüglich ihres jeweiligen Maximalwertes normiert. Dies gewährt eine bessere Vergleichbarkeit des Zeitverhaltens der Kanäle und damit der Eingabefelder. Wie man dieser Abbildung

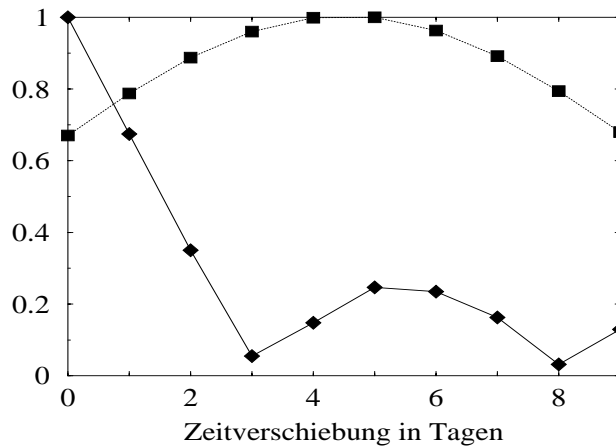


Abbildung 4: Kanäle des ersten ST-EOF über den Zeitverschiebungen. Die Stricharten sind wie folgt definiert: durchgezogen und gepunktet entsprechen dem ersten und zweiten Kanal.

entnehmen kann, besitzt der Kanal eins (durchgezogene Linie) sein Maximum zu der Zeitverschiebung Null. Seine Amplitude fällt dann bis zu einer Zeitverschiebung von drei Tagen kontinuierlich ab. Von da an besitzt er keine Amplitude die über dem Wert 0.3 liegt. Dieser Kanal entspricht der Betragszeitreihe des zum ersten tiefpass CEOF gehörigen PC's. Der zweite Kanal (gepunktete Linie) besitzt seinen Maximalwert bei der Zeitverschiebung vier bis fünf. Von dort fällt die Amplitude, fast gleichmäßig auf beiden Seiten, zu den Werten kleinerer und größerer Zeitverschiebungen hin ab. Der zweite Kanal entspricht der Zeitreihe der 10 hPa Welle 1 Fluktuationen.

Die Untersuchung des zum größten Eigenwert gehörigen ST-EOF's liefert eine Zeitverschiebung der Maxima in den Zeitreihen der 300 hPa tiefpass PC's und der Welle 1 Fluktuationen in 10 hPa von ca. vier bis fünf Tagen. Dies bedeutet, erhöhte stratosphärische Wellenaktivität tritt vier bis fünf Tage nach dem maximalem Vorhandensein des ersten 300 hPa tiefpass CEOF's auf.

Aufschluß wie gut oder wie schlecht die Ergebnisse der MSSA die Beobachtungen wiedergeben, erhält man aus einer Rekonstruktion der ursprünglichen Zeitreihen (siehe Klingspohn 1999). Das Resultat für die drei Südwinter 1983, 1987 und 1993 ist in Abbildung 5 gezeigt. Es sind die 10 hPa Welle 1 Amplituden aus Beobachtungen (durchgezogene Linien) und die Amplituden, welche aus der Rekonstruktion für diese Druckfläche folgen (gepunktete Linien), dargestellt. Zwischen den zueinander gehörenden Kurven zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Gerade die dominanten Maxima und auch Minima finden sich in den rekonstruierten Zeitreihen wieder. Die Zeitskala der Fluktuationen von 10 bis 20 Tagen wird ebenfalls sehr schön wiedergegeben. Für die restlichen 13 Jahre ergibt sich ein ganz ähnliches Bild (nicht gezeigt).

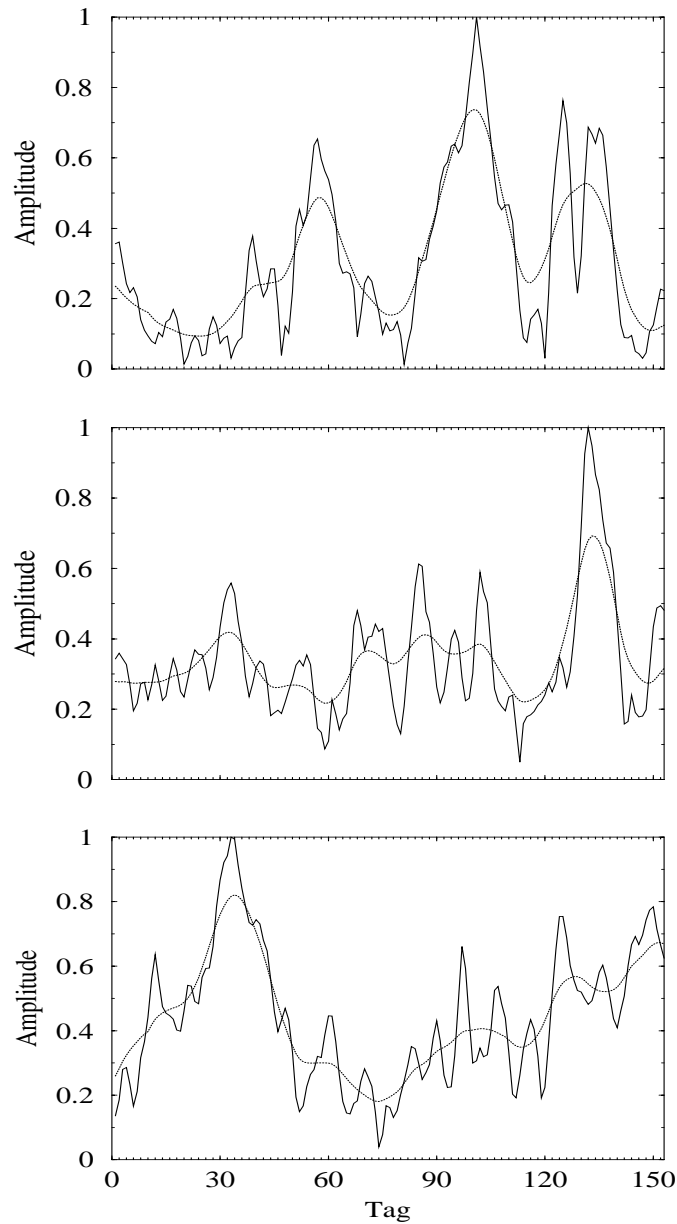


Abbildung 5: Vergleich zwischen Beobachtungen (durchgezogene Linien) und Rekonstruktionen (gepunktete Linien) für die Südsommer 1983 (oben), 1987 (mitte) und 1992 (unten) auf der 10 hPa Druckfläche.

## 5 Diskussion

Der erste ST-EOF erklärt einen enormen Anteil der Gesamtvarianz (ca. 65 Prozent). Mit ihm lässt sich das Verhalten im 300 bzw. 10 hPa Niveau gut widerspiegeln. Dies ist ebenfalls durch seine zeitliche Entwicklung, charakterisiert mittels ersten ST-PC,

verdeutlicht. Gleichfalls zeigen die aus dem ersten ST-EOF rekonstruierten Zeitreihen gute Übereinstimmung mit den beobachteten. Die charakteristische Ausbreitungszeit für Welle 1 von vier bis fünf Tagen ist über die Zeitverschiebung des ersten ST-EOF's erkennbar. Für Welle 2 ergeben sich ähnliche Ergebnisse. An dieser Stelle sollen nur die entscheidenden Unterschiede angeführt werden. Die mit der MSSA erhaltene charakteristische Ausbreitungszeit für die Welle 2 beträgt zwei Tage. Als maximale Zeitverschiebung kamen dabei fünf Tage zum Einsatz. Die erzielten Ergebnisse stimmen mit den Ausbreitungszeiten von Randel (1987) überein. Aus Kreuzkorrelationen mit Zeitverschiebungen konnte er ebenfalls die oben erwähnten Ausbreitungszeiten für Welle 1 bzw. 2 finden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen: Der zu dem größten Eigenwert gehörige ST-EOF enthält die dominanten Wechselwirkungen zwischen dem troposphärischen nichtlinearen Tiefpass-Antrieb durch die transienten Eddies und den Tiefpass-10 hPa Welle 1 Fluktuationen. Zu einem sehr großen Anteil läßt sich die Variabilität der stratosphärischen planetaren Wellenaktivität auf die Variabilität des nichtlinearen Antriebes in der Troposphäre und damit auf die Wechselwirkungen der einzelnen Eddies zurückführen. Durch die Hinzunahme weiterer ST-EOF's könnten immer feinere Welle 1 Fluktuationen rekonstruiert werden, eine physikalische Interpretation dieser ST-EOF's kann in diesem Zusammenhang aber nicht erfolgen.

In Zukunft sollte es möglich sein, neben dem nichtlinearen Vorticityantrieb ebenfalls den nichtlinearen Term des quasi-geostrophisch skalierten ersten Hauptsatzes der Thermodynamik, mit einzubeziehen. Weiterhin müsste der Zusammenhang zwischen dem Auftreten bestimmter Zirkulationsmuster in der Troposphäre und erhöhtem nichtlinearem Welle 1 bzw. 2 Antrieb analysiert werden. Existieren also vor oder während erhöhter stratosphärischer Wellenaktivität dominante Wellenpakete, bestehend aus baroklinen transienten Eddies, mit bestimmten Eigenschaften. Ebenfalls ist zu untersuchen, ob barokline transiente Eddies mit die Perioden zwischen 5-12 Tagen direkt Fluktuationen in der Stratosphäre mit ähnlichen Perioden (die durchaus beobachtet werden, siehe Manney et al. 1991) anregen. D.h., dass oben vorgestellte Konzept, ist mit bandpassgefilterten Zeitreihen zu wiederholen.

## Literatur

- [1] **Andrews, D.G., J.R. Holton and C.B. Levoy 1987.** *Middle atmosphere dynamics.* Academic Press, 1987.
- [2] **Blackmon, M.L. 1976.** A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.* 33, 1607-1623, 1976.
- [3] **Blackmon, M.L. and N.-C. Lau 1980.** Regional characteristics of the northern hemisphere wintertime circulation: A comparison of the simulation of a gfdl general circulation model with observations. *J. Atmos. Sci.* 37, 497-514, 1980.

- [4] **Buizza, R. and T.N. Palmer 1995.** The singular vector structure of the atmospheric global circulation. *J. Atmos. Sci.* 52, 1434-1456, 1995.
- [5] **Buttler, K.M. and B.F. Farrell 1992.** Three-dimensional optimal perturbations in viscous shear flow. *Phys. Fluids. A4*, 1637-1650, 1992.
- [6] **Charney, J.G. and P.G. Drazin 1961.** Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper stratosphere. *J. Geophys. Res.* 66, 83-110, 1961.
- [7] **Chen, P. and W. A. Robinson 1992.** Propagation of planetary waves between the troposphere and stratosphere. *J. Atmos. Sci.* 49, 2533-2545, 1992.
- [8] **Farrell, B.F. 1988.** Optimal excitation of neutral rossby waves. *J. Atmos. Sci.* 45, 163-172, 1988.
- [9] **Klingspohn, M. 1999.** Interdekadische klimavariabilitaet ueber dem nordatlantik statistische analysen und modellstudien. *Dissertation an der Universität Leipzig*, 1999.
- [10] **Lee, S. and I.M. Held 1993.** Baroclinic wave packets in models and observations. *J. Atmos. Sci.* 50, 1413-1428, 1993.
- [11] **Mack, L.M. 1976.** A numerical study of the temporal eigenvalue spectrum of the blasius boundary layer. *J. Fluid. Mech.* 73, 497-520, 1976.
- [12] **Manney, G.L., J.D. Farrara and C.R. Mechoso 1991.** The behaviour of wave 2 in the southern hemisphere stratosphere during late winter and early spring. *J. Atmos. Sci.* 48, 976-998, 1991.
- [13] **Plaut, G. and R. Vautard 1994.** Spells of low-frequency oscillations and weather regimes in the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.* 51, 210-236, 1994.
- [14] **Randel, W.R. 1987.** A study of planetray waves in the southern winter troposphere and stratosphere. part i: Wave structure and vertical propagation. *J. Atmos. Sci.* 44, 917-935, 1987.
- [15] **Robertson, A.W. 1996.** Interdecadal variability over the north pacific in a multicentury climate simulation. *Climate Dyn.* 12, 227-241, 1996.
- [16] **Robertson, A.W. and W. Metz 1990.** An investigation of the storm-track eddies in a low resolution climate model using linear theory. *Beitr. Phys. Atmos.* 63, 177-188, 1989.
- [17] **Scinocca, J.F. and P.H. Haynes 1998.** Dynamical forcing of stratospheric planetary waves by tropospheric baroclinic eddies. *J. Atmos. Sci.* 55, 2361-2392, 1998.

- [18] **Weare, B.C. and J.S. Nasstrom 1982.** Examples of extended empirical function analysis. *Mon. Wea. Rev.* 110, 481-485, 1982.

**Adresse der Autoren:**

Harald Heinrich, Werner Metz  
Universität Leipzig, Institut für Meteorologie  
Stephanstr. 3  
04103 Leipzig

Uwe Harlander  
The Netherlands Institute for Sea Research (NIOZ)  
PO Box 59, 1790 AB Den Burg, Texel  
Netherlands



## XTREND:

A computer program for estimating trends in  
the occurrence rate of extreme weather and  
climate events

Manfred Mudelsee  
LIM—Institute of Meteorology  
University of Leipzig  
Stephanstr. 3  
D-04103 Leipzig  
FRG

Email: [mudelsee@rz.uni-leipzig.de](mailto:mudelsee@rz.uni-leipzig.de)  
URL: <http://www.uni-leipzig.de/~meteo/MUDELSEE>

# Preface

In the years following the Contribution of Working Group I to the Second Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (Houghton *et al.* 1996) speculations grew that the occurrence rate of extreme weather and climate events such as, for example, landfalling hurricanes or floods, may have changed in the past decades, and that this change be related to a change of global climate (e. g., Olsen *et al.* 1998, Easterling *et al.* 2000). It is further currently being realized that the nonstationary character of a climate change has to be considered when analysing extreme events and their probability density functions (PDFs) in meteorology and climatology (Olsen *et al.* 1998). Finally, it seems that the understanding is growing that, in a world of limited climate data and coarse climate models, estimated quantities without error bars or confidence intervals have little use for assessing results and evaluating consequences (Allen *et al.* 2000).

This means that, in principle, we have to estimate time-dependent PDFs when analysing extreme-climate data. Whereas this is less problematic when using climate model output, it is formidably difficult for observed data since then we cannot repeat experiments (von Storch and Zwiers 1999). The computer program documented here, XTREND, estimates only the time-dependent *occurrence rate* of extreme events for observed time series  $(t, x)$ , treating the data as realizations of a non-homogeneous Poisson process. Whereas this recognizes the  $t$ -dependence, it is a simplified approach because the  $x$ -information is drastically reduced (magnitude classes for  $x$ ). However, as a positive aside, also qualitative  $x$ -data, as they are often found in written documents, can be analysed, and even data without  $x$ -information. That is, XTREND is a robust method as regards the distribution of data,  $x$ .

XTREND consists of the following methodical Parts. Time interval extraction (Part 1) to analyse different parts of a time series; extreme events detection (Part 2) with robust smoothing; magnitude classification (Part 3) by hand; occurrence rate estimation (Part 4) with kernel functions; bootstrap

simulations (Part 5) to estimate confidence bands around the occurrence rate. You work interactively with XTREND (parameter adjustment, calculation, graphics) to acquire more intuition for your data. Although, using “normal” data sizes (less than, say, 1000) and modern machines, the computing time seems to be acceptable (less than a few minutes), parameter adjustment should be done carefully to avoid spurious results or, on the other hand, too long computing times. This Report helps you to achieve that. Although it explains the statistical concepts used, this is generally done with less detail, and you should consult the given references (which include some textbooks) for a deeper understanding.

The structure of the Report follows closely that of XTREND. A Glossary which includes the used variable notation is supplied after the Table of Contents. One point is emphasized already: In statistics, the term “occurrence rate” is identical to “intensity” of a Poisson process whereas in other sciences the meaning of “intensity” varies. XTREND and this Report follow statistics in usage. The strength of an event (value  $x$ ) is denoted as “magnitude”.

Obviously, XTREND can also be used to analyse data from fields such as Econometrics or Actuarial Sciences etc. Welcome to readers from other fields!

It is a pleasure to thank Prof. Dr. G. Tetzlaff and Dr. M. Börngen (both at LIM) for their interest and the discussions on extreme flood events of European rivers. Dr. D. Wagenbach (IUP, Heidelberg) kindly supplied the ice core data of Example 2 which actually initiated development of XTREND. Those mentioned and the following people supplied, in varying degree, comments and suggestions on XTREND: Dr. D. Fleitmann (Geology, Berne), Dr. D. Gyalistras (Geography, Berne), Dr. J. Luterbacher (Geography, Berne), Prof. Dr. A. Mangini (IUP, Heidelberg), Prof. Dr. W. Metz (LIM), Dr. M. Schulz (Geology, Kiel), Dr. A. Timmermann (IfM, Kiel), Dr. Q. Yao (LSE, London). Financial support by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (Bonn, FRG) is acknowledged (Ref. Mu 1595/1-1 and /1-2). Thanks also to software developers of Gnuplot and Latex!

Comments by you on XTREND, reports about bugs etc. are welcome! If you wish to obtain a copy of XTREND please contact me via email, providing information about your machine and system.

Leipzig, December 2001, Manfred Mudelsee

# Contents

<b>Preface</b>	<b>150</b>
<b>Glossary and notation</b>	<b>155</b>
<b>Part 0: Starting XTREND</b>	<b>157</b>
0.1 System requirements . . . . .	157
0.2 Installation . . . . .	157
0.3 Configuration file . . . . .	158
0.4 Running . . . . .	158
0.5 Datatype . . . . .	158
0.5.1 Ordinary . . . . .	159
0.5.2 Segmented . . . . .	159
0.5.3 Extreme . . . . .	159
0.5.4 Times . . . . .	160
0.6 Number of points . . . . .	160
0.7 Observation interval . . . . .	160
0.8 Numerical values of input data . . . . .	160
0.9 Interactive working . . . . .	161
0.10 Notes . . . . .	161
0.10.1 Gaps . . . . .	161
0.10.2 Transformation . . . . .	161
0.11 Examples . . . . .	162
<b>Part 1: Time interval extraction</b>	<b>164</b>
1.1 Access . . . . .	164
1.2 Structure . . . . .	164
1.2.1 Ordinary, extreme . . . . .	164
1.2.2 Segmented . . . . .	165
1.2.3 Times . . . . .	165

1.3	Information field 1 . . . . .	165
1.4	Purpose . . . . .	166
1.5	Notes . . . . .	166
1.5.1	Minimum number of points . . . . .	166
1.5.2	You and XTREND . . . . .	166
1.5.3	Original time interval . . . . .	166
<b>Part 2: Exteme events detection</b>		<b>167</b>
2.1	Access . . . . .	167
2.2	Structure . . . . .	167
2.2.1	Ordinary . . . . .	167
2.2.2	Segmented . . . . .	168
2.3	Information field 2 . . . . .	169
2.4	Plot setting . . . . .	169
2.5	Purpose . . . . .	169
2.6	Notes . . . . .	170
2.6.1	Transformation for <b>segmented</b> data . . . . .	170
2.6.2	Double heap . . . . .	171
2.6.3	Median smoothing parameter selection . . . . .	171
2.6.4	Threshold . . . . .	171
2.7	Examples . . . . .	172
<b>Part 3: Magnitude classification</b>		<b>174</b>
3.1	Access . . . . .	174
3.2	Structure . . . . .	174
3.2.1	Ordinary, segmented . . . . .	174
3.2.2	Extreme . . . . .	175
3.3	Information field 3 . . . . .	175
3.4	Purpose . . . . .	175
3.5	Notes . . . . .	176
3.5.1	Maximum number of classes . . . . .	176
3.5.2	Magnitude class bounds . . . . .	176
3.6	Examples . . . . .	176
<b>Part 4: Occurrence rate estimation</b>		<b>179</b>
4.1	Access . . . . .	179
4.2	Structure . . . . .	179
4.3	Purpose . . . . .	180
4.4	Notes . . . . .	180

4.4.1	Pseudodata . . . . .	180
4.4.2	Design points . . . . .	181
4.4.3	Kernel calculation . . . . .	181
4.4.4	Kernel bandwidth parameter selection . . . . .	181
4.4.5	CV calculation . . . . .	182
4.4.6	Hypothesis test . . . . .	183
4.4.7	Segmentation problem . . . . .	183
4.4.8	Autocorrelation . . . . .	184
4.5	Examples . . . . .	184
<b>Part 5: Bootstrap simulation</b>		<b>187</b>
5.1	Access . . . . .	187
5.2	Structure . . . . .	187
5.3	Output files . . . . .	188
5.4	Purpose . . . . .	188
5.5	Notes . . . . .	189
5.5.1	Other methods . . . . .	189
5.5.2	Bias . . . . .	189
5.5.3	Very small kernel bandwidth . . . . .	190
5.5.4	Computing time . . . . .	190
5.5.5	Exit . . . . .	190
5.6	Examples . . . . .	191
<b>References</b>		<b>193</b>

# Glossary and notation

BP	before present
CV	cross validation
H0	null hypothesis
H1	alternative hypothesis
MAD	median of absolute distances to median

## Notation

$t_{\text{obs-l}}$	observation interval, left bound
$t_{\text{obs-r}}$	observation interval, right bound
$t1$	time, original data
$x1$	time series value, original data
$d1$	segment duration, original data ( <b>segmented</b> )
$n1$	number of points
$t2$	time, interval extracted data
$x2$	time series value, interval extracted data (not <b>segmented</b> )
$x2u$	untransformed time series value, interval extracted data ( <b>segmented</b> )
$x2$	transformed time series value, interval extracted data ( <b>segmented</b> )
$d2$	segment duration, interval extracted data ( <b>segmented</b> )
$b2$	background value, interval extracted data (not <b>segmented</b> )
$b2u$	background value, interval extracted and untransformed data ( <b>segmented</b> )
$b2$	background value, interval extracted and transformed data ( <b>segmented</b> )
$b_{k,-1}$	delete-one background value
$v2$	variability, interval extracted data (not <b>segmented</b> )
$v2u$	variability, interval extracted and untransformed data ( <b>segmented</b> )
$v2$	variability, interval extracted and transformed data ( <b>segmented</b> )
$n2$	number of points
$t3$	time, extreme data
$x3$	time series value, extreme data
$n3$	number of points
$t4$	time, classified extreme data, without pseudodata
$n4$	number of points
$t$	time, classified extreme data, with pseudodata
$n$	number of points
$t^*$	simulated $t$

alpha, $\alpha$	confidence level
$c$	magnitude class bound
$CV_1(k)$	CV function (L <sub>1</sub> -norm), running median smoothing
$CV_2(k)$	CV function (L <sub>2</sub> -norm), running median smoothing
$CV_m(k)$	CV function (median criterion), running median smoothing
$CV(h)$	CV function, kernel bandwidth selection
$\epsilon$	tiny value
$E$	average
$h$	kernel bandwidth
$h_{\text{relmax}}$	determines right search bound for $h$
$h_{\text{CV}}$	minimizes $CV(h)$
$k$	smoothing parameter, running median smoothing of $x_2$
$k_{\text{CV1}}$	minimizes $CV_1(k)$
$k_{\text{CV2}}$	minimizes $CV_2(k)$
$k_{\text{CVm}}$	minimizes $CV_m(k)$
$k_{\text{rel}}$	determines right search bound for $k$ and $k_u$
$k_u$	smoothing parameter, running median smoothing of $x_{2u}$
$k_u\text{-CV1}$	minimizes $CV_1(k_u)$
$k_u\text{-CV2}$	minimizes $CV_2(k_u)$
$k_u\text{-CVm}$	minimizes $CV_m(k_u)$
$K_h$	kernel function
$l$	number of magnitude classes
$l_x$	design points (time), estimated occurrence rate
$l_y$	estimated occurrence rate
$l_{y_{h,i}}$	leave-one-out occurrence rate
$l_y^*$	simulated $l_y$
$l_{yl}$	lower bound, estimated occurrence rate
$l_{yu}$	upper bound, estimated occurrence rate
$n_{\text{grid}}$	number of design points $l_x$
$n_{\text{hsrch}}$	number of search values ( $h$ )
$n_{\text{min}}$	minimum number of points
$n_{\text{sim}}$	number of bootstrap simulations
$p$	one-sided probability (H0 test)
$r_1, r_2$	probabilities
rule	pseudodata generation rule
$T$	studentized quantity
$t_\alpha$	percentile
$u$	test statistic (H0 test)
$z$	threshold parameter (magnitude classification)
$z_{\text{test}}$	test values for $z$



# Part 0:

## Starting XTREND

XTREND is written in Fortran 90 and uses a precision similar to “double precision” of FORTRAN 77.

### 0.1 System requirements

- $\gtrsim$  400 MHz processor
- a few MB free disk space
- several MB RAM (variable space in XTREND is mostly allocated dynamically), a rough formula is:

$$\text{RAM} = 16 \text{ B } [24 \cdot n_1 + n_{\text{grid}} \cdot (l \cdot n_{\text{grid}} + n_{\text{sim}}) + 5 \cdot n_{\text{hsrch}}]$$

(see Glossary for explanation of variables)

- DOS window under Windows 95, Windows 98 or Windows NT (other operating systems not tested)

### 0.2 Installation

Copy files `XTREND.EXE`, `XTREND.CFG` and `CVMED.PLT` to a directory of your choice. XTREND requires that the freeware graphics program Gnuplot (version 3.6 or higher) is installed on your computer with the path name set accordingly. (If you intent to use Gnuplot solely with XTREND, you may simply install the Gnuplot files in XTREND’s directory. Gnuplot executable name has to be `gnuplot.exe`. You may obtain a copy of Gnuplot from the author’s URL.)

## 0.3 Configuration file

With `XTREND.CFG` you pass parameter values that are not being altered during running. At first, use the typical values given in the comment lines of `XTREND.CFG`. How to change them is discussed in the following Parts.

This is a typical example of the content of `XTREND.CFG` (see Glossary for explanation of variables):

```
&cfg
    krel=0.30,
    rule='threepoint',
    hrelmax=1.0,
    nhsrch=400,
    ngrid=1024,
    alpha=0.900
/

! Typical values:
!     krel=0.25,
!     rule='twopoint ' / 'threepoint' / 'reflection'
!     hrelmax=0.5,
!     nhsrch=400,
!     ngrid=1024,
!     alpha=0.80, 0.90, 0.95, 0.99
```

## 0.4 Running

By the command `XTREND` at the DOS prompt.

## 0.5 Datatype

Your data have to be in ASCII (text) format. Since information about extreme weather or climate events may be of different types, `XTREND` allows four datatypes:

- **ordinary**

## Part 0: Starting XTREND

- **ordinary and segmented**, also called **segmented** in XTREND output
- **extreme**
- **extreme times**, also called **times** in XTREND output

### 0.5.1 Ordinary

An **ordinary** time series,

$$\begin{array}{cc} t1(1) & x1(1) \\ t1(2) & x1(2) \\ \vdots & \vdots \\ t1(n1) & x1(n1), \end{array}$$

is assumed to consist of not only extreme but also some background values. Example 1 is an **ordinary** time series. Background estimation and extreme events detection is carried out in Part 2.

### 0.5.2 Segmented

An **ordinary and segmented**, in short **segmented**, time series,

$$\begin{array}{ccc} t1(1) & x1(1) & d1(1) \\ t1(2) & x1(2) & d1(2) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ t1(n1) & x1(n1) & d1(n1), \end{array}$$

means that your data have not the character of point values but rather represent a segment of an archive, for example, an ice core. The larger the duration,  $d1(i)$ , is in relation to the spacing,  $t(i) - t(i-1)$ , the more important is that you supply  $d1$ , in particular if  $d1(i)$  is not constant. See Example 2.

### 0.5.3 Extreme

An **extreme** time series,

$$\begin{array}{cc} t1(1) & x1(1) \\ t1(2) & x1(2) \\ \vdots & \vdots \\ t1(n1) & x1(n1), \end{array}$$

already consists of only extreme values. It might, for example, be the result of a previous data analysis using methods of Extreme Value Theory (e. g., Embrechts *et al.* 1997, Reiss and Thomas 1997).

#### 0.5.4 Times

An **extreme times**, in short **times**, time series,

$$\begin{aligned} &t1(1) \\ &t1(2) \\ &\vdots \\ &t1(n1), \end{aligned}$$

consists of only the times of extreme events. This form is used when  $x1$  is unknown or no quantitative value may be assigned to an event.

### 0.6 Number of points

XTREND requires at least  $n_{\min} = 25$  data points. With less data your results would likely be without significance.

### 0.7 Observation interval

The interval over which the observations were made is an important point without which your data give no complete information! For example, you may have started in AD 1871 with observing major volcanic eruptions, but the first recording is from AD 1883 (Krakatau). The observation time interval,  $[t_{\text{obs-l}}; t_{\text{obs-r}}]$ , influences the generation of pseudodata (Part 4) and, hence, the estimated occurrence rate at the upper and lower boundaries of your observed data. If the observation interval is unknown, you should experiment with reasonably chosen values and try different methods of pseudodata generation; eventually a smaller kernel bandwidth for occurrence rate estimation (Part 4) should be selected since then the boundary effect is smaller.

### 0.8 Numerical values of input data

Too big or too small data values might cause problems in numerical calculations. In such cases XTREND asks you to rescale accordingly. XTREND

## *Part 0: Starting XTREND*

further requires that  $t1$  increases strictly monotonically—whether it means time or geological age.

## **0.9 Interactive working**

After you have supplied datatype, path and file name of data,  $n1$  and the observation interval, XTREND plots the timeseries on the screen. (In case of **segmented**, also  $d1$  is plotted.) Proceeding with a keystroke, you get information field 1 and Part 1 decision tree. This illustrates how working is done with XTREND: information fields and graphics help you to adjust parameters for an effective calculation and to carry out the analyses of your data.

## **0.10 Notes**

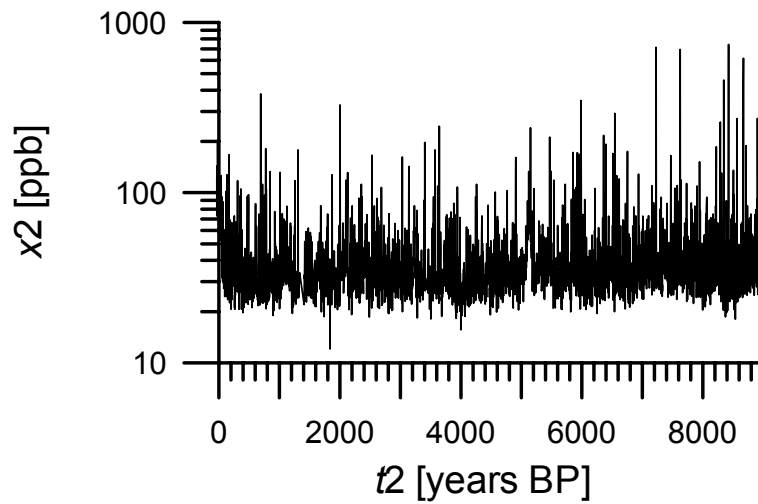
### **0.10.1 Gaps**

Obviously, gaps (time intervals without observation) in your data cause problems for interpreting results. You might wish to split your data and analyse the parts separately. In case of small gaps, it might work to analyse the data as follows: stack the observed intervals together (i. e., time shiftings), analyse the stack with XTREND, reverse the time shiftings (i. e., gaps re-appear) in the estimated occurrence rate and confidence bands. Gaps further influence interpretation of result of hypothesis test (Subsection 4.4.6).

### **0.10.2 Transformation**

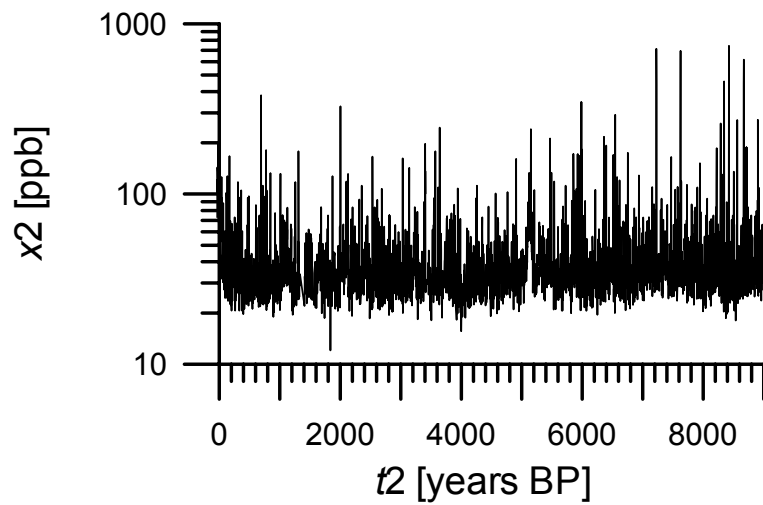
In principle, a transformation tool could have been added to XTREND (after data read):  $x1$  linearly transformed, absolute value, etc. The purpose could be: firstly, to have extreme events only in one direction (positive or negative) as XTREND assumes; secondly, to allow a logarithmic  $x$ -scale. This transformation tool is avoided: for most of the envisaged geological applications, it seems not necessary because extreme negative and positive events should be treated separately. Further, transformations as the logarithmic should be carried out prior to the XTREND analysis.

## 0.11 Examples

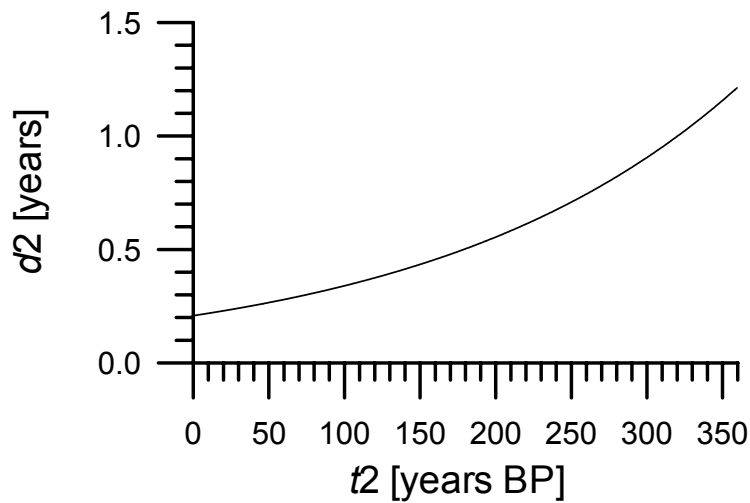


Example 1: GISP2 ice core (Greenland),  $\text{SO}_4^{2-}$ , Datatype: **ordinary**,  $n1 = 3929$ , observation interval:  $[-36.0; 9001.0]$  years before present (defined as AD 1950) (Zielinski *et al.* 1994). The major sulfate peaks indicate events of explosive volcanism.

Part 0: Starting XTREND



Example 2: CCB ice core (Alps),  $\text{Ca}^{2+}$ , Datatype: **segmented**,  $n1 = 793$ , observation interval:  $[0.0; 360.0]$  years before present (defined as AD 1996) (Wagenbach *et al.* 1996), logarithmic age model (Wagenbach 1999, pers. comm.). The major calcium peaks indicate events of Saharan dust input.



Example 2: CCB ice core, duration.

Part 0: Starting XTREND

Part 1: Time interval extraction

Part 2: Extreme events detection

Part 3: Magnitude classification

Part 4: Occurrence rate estimation

Part 5: Bootstrap simulation

# Part 1: Time interval extraction

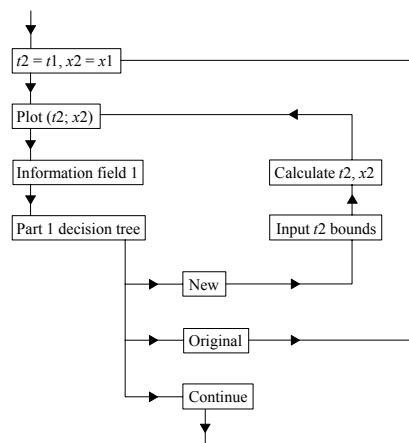
## 1.1 Access

Part 1 is accessible for datatypes:

- ordinary
- segmented
- extreme
- times

## 1.2 Structure

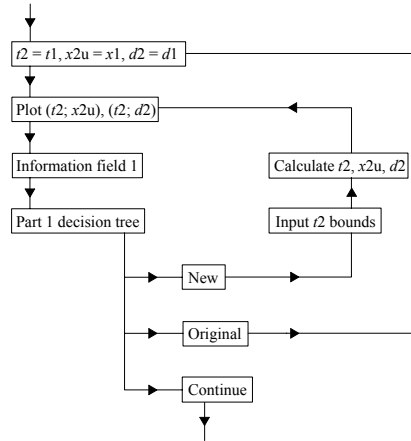
### 1.2.1 Ordinary, extreme



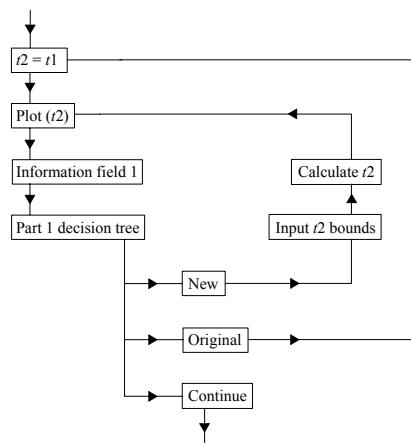


Part 1: Time interval extraction

### 1.2.2 Segmented



### 1.2.3 Times



## 1.3 Information field 1

This information field displays:

- data file name

- datatype
- time interval—original ( $t1$ ), value of  $n1$
- time interval—observed
- (if  $n1 \neq n2$ ) time interval—extracted ( $t2$ ), value of  $n2$

## **1.4 Purpose**

Time interval extraction allows to analyse parts of your time series in detail using the methods of Part 2 (Extreme events detection) and Part 3 (Magnitude classification).

## **1.5 Notes**

### **1.5.1 Minimum number of points**

A new time interval has to contain at least  $n_{\min} = 25$  data points.

### **1.5.2 You and XTREND**

When your input is outside of the permissible range XTREND alerts you accordingly and asks for new input. You have five chances to supply a sufficient input.

### **1.5.3 Original time interval**

For estimating the occurrence rate (Part 4), the original time interval has to be used.

- Part 0: Starting XTREND
- Part 1: Time interval extraction
- Part 2: Extreme events detection
- Part 3: Magnitude classification
- Part 4: Occurrence rate estimation
- Part 5: Bootstrap simulation

# Part 2: Extreme events detection

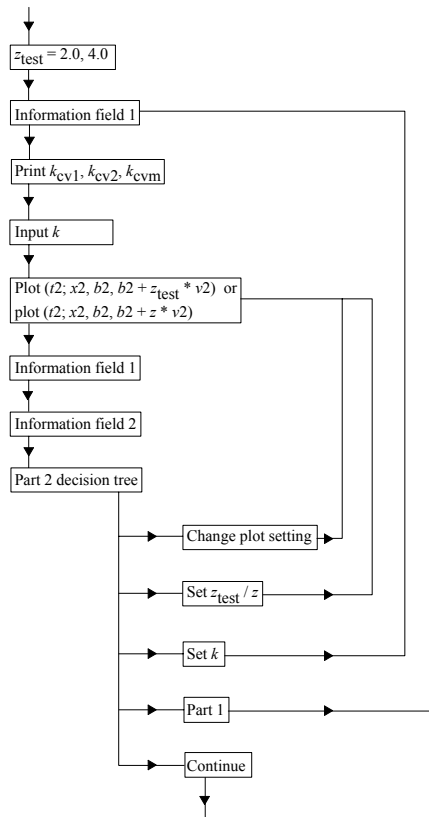
## 2.1 Access

Part 2 is accessible for datatypes:

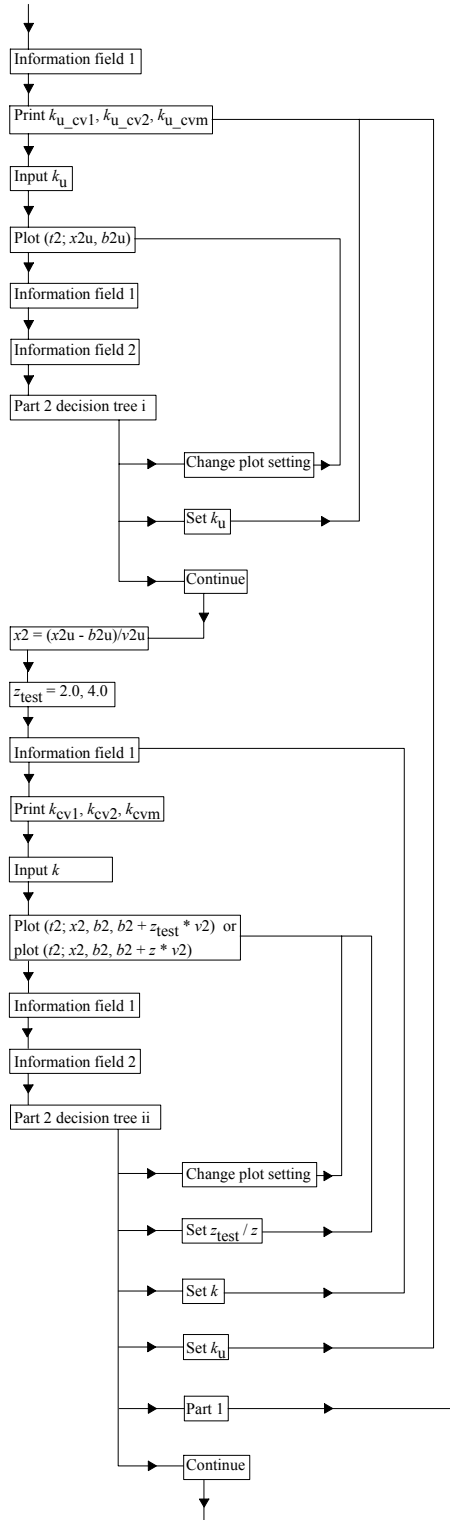
- ordinary
- segmented

## 2.2 Structure

### 2.2.1 Ordinary



### 2.2.2 Segmented



Part 2: Extreme events detection

## 2.3 Information field 2

This information field displays:

- values of  $k$  (and, for **segmented**,  $k_u$ )
- value of  $z$
- number  $n_3$  of extreme points

## 2.4 Plot setting

Allows you to change the plot style:

- horizontal range
- vertical range
- linear/logarithmic abscissa

## 2.5 Purpose

Both datatypes that have access to Part 1 assume that a background source contributes to the data. In climatology, a constant background is often unrealistic. XTREND estimates the time-dependent background,  $b_2$ , by running median smoothing ( $2k + 1$  points). This is a robust method (e. g., Tukey 1977), that means, background estimation is not affected by outliers/extreme values which, indeed, are assumed to exist in the time series.<sup>1</sup>

Of particular importance is the choice of  $k$  (smoothing problem). XTREND attacks that problem by cross-validation, using three criterions:  $L_1$ -norm,

---

<sup>1</sup>On the contrary, the running mean would not provide a robust background estimation. Likewise, the standard deviation does not provide a robust estimation of the variability in the time series. Despite these facts, Cuomo *et al.* (2000) who used mean and standard deviation, titled their study “Robust statistical methods to discriminate extreme events in geoelectrical precursory signals: Implications with earthquake prediction”.

$L_2$ -norm and median criterion (Zheng and Yang 1998):

$$\begin{aligned}
 CV_1(k) &= \left[ \sum_{i=1}^{n2} |x(i) - b_{k,-1}(i)| \right] / n2, \\
 CV_2(k) &= \left[ \sum_{i=1}^{n2} (x(i) - b_{k,-1}(i))^2 \right]^{1/2} / n2, \\
 CV_m(k) &= \text{median} \{|x(i) - b_{k,-1}(i)|\},
 \end{aligned}$$

where  $b_{k,-1}$  is the delete-one background estimate. The cross-validation functions measure the average ability of  $b_{k,-1}(i)$  to predict the observation  $x(i)$ .  $k_{CV1}$  minimizes  $CV_1(k)$ , analogously  $k_{CV2}$  and  $k_{CVm}$ .

To detect an extreme value against the background,  $b2$ , the running MAD (median of absolute distances to the median),  $v2$ , is calculated as a robust measure of variability<sup>2</sup> ( $2k + 1$  window points) (Tukey 1977). A threshold,  $z$ , has to be selected. The extreme times,  $t3$ , are then defined and the extreme values,  $x3$ , calculated as follows:

$$\begin{aligned}
 &\text{if } \frac{x2(i) - b2(i)}{v2(i)} > z > 0 \quad (\text{positive extreme event}) \\
 &\text{or } \frac{x2(i) - b2(i)}{v2(i)} < z < 0 \quad (\text{negative extreme event}) \\
 &\text{then } x3(j) = \frac{x2(i) - b2(i)}{v2(i)} \quad \text{and} \\
 &\quad t3(j) = t2(i).
 \end{aligned}$$

A typical value for  $z$  is 3.5 (Hampel 1985).

## 2.6 Notes

### 2.6.1 Transformation for segmented data

Index “u” in  $x2u$ ,  $b2u$ ,  $v2u$  etc. (**segmented**) means “untransformed”. Muddelsee (1999) has shown that in case of non-constant  $d2$ , the transformation

$$x2(i) = [x2u(i) - b2u(i)] \cdot d2(i)$$

has to be applied to correct for the “dilution” of extreme values by background values (the degree of dilution depending on  $d2$ ).

---

<sup>2</sup>Cf. the last footnote.

## 2.6.2 Double heap

The algorithm of Härdle and Steiger (1995) employs a double heap order of window data which is updated as the window moves. XTREND performs sorting to generate the initial double heap which is evidently not the most efficient method (although the increase in computing time is negligible). It might constitute an interesting research problem how to efficiently generate a double heap order from unsorted data.

## 2.6.3 Median smoothing parameter selection

XTREND writes the data of cross validation functions  $CV_1(k)$ ,  $CV_2(k)$  and  $CV_m(k)$ ,  $k = 1, \dots, n1 \cdot k_{\text{rel}}$  into file `CVMED.DAT`. You may wish to inspect these curves when being prompted to select  $k$  or, for **segmented**,  $k_u$ . For that, open a second DOS window and run

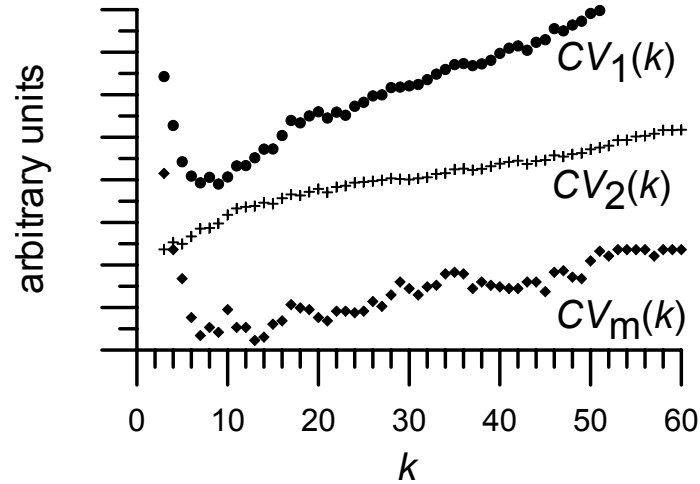
```
gnuplot CVMED.PLT
```

(the plot file is included in the XTREND files). The three criteria used are aimed to provide three looks at the trend/variability characteristics of the time series. It is conjectured that robust measures  $CV_1$  and  $CV_m$  are more useful than  $CV_2$  for data “contaminated” with extreme values. However, note that autocorrelation in the time series can seriously influence the CV functions (Simonoff 1996). For climatic and meteorological time series positive autocorrelation (persistence) is to be expected (Mudelsee (in press)) which means that you should use somewhat higher smoothing values. Be therefore advised to experiment with different smoothing values (e. g., local minima of CV functions) (Marron 1987, 1988), use a value of  $k_{\text{rel}}$  large enough (say, 0.5), and also to use your knowledge about the data: at which timescales do the recorded climatic processes act etc.

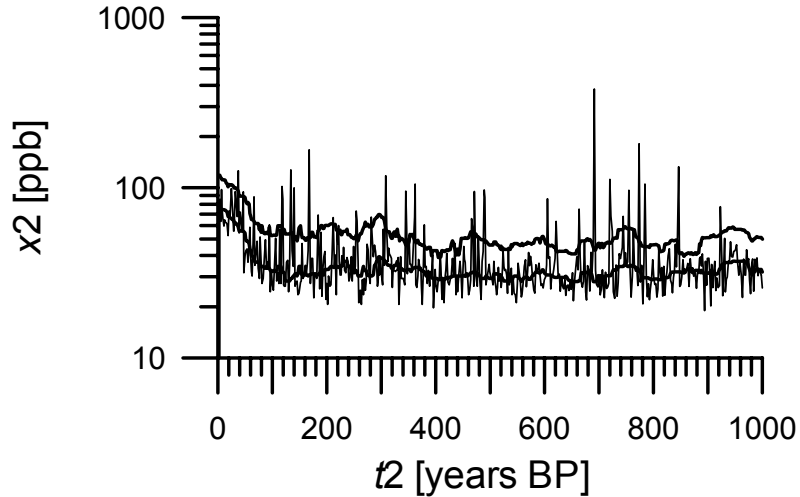
## 2.6.4 Threshold

$z$  is rounded from your input to the nearest half integer (also negative). As regards  $z$  selection, Hampel’s rule  $z = 3.5$  is only a guide. Obviously, a larger value for  $z$  makes it more likely to (correctly) reject background values—but also more likely to miss extreme values, and vice versa. XTREND allows to plot  $b2 + z_{\text{test}} \cdot v2$  for up to three values of  $z_{\text{test}}$  simultaneously to help you to develop an intuition where the right threshold for your data lies.

## 2.7 Examples



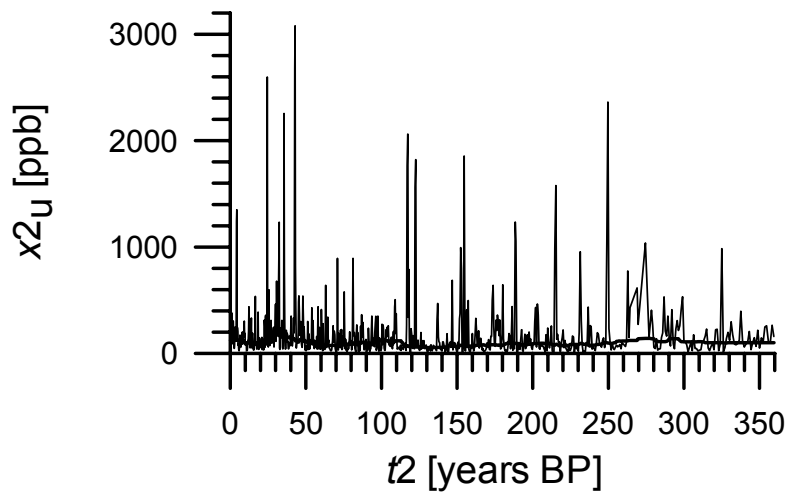
Example 1: GISP2 ice core, CV functions (running median smoothing).  $CV_1$  has absolute minimum at  $k_{CV_1} = 9$ ,  $CV_2$  has no local minimum, and  $CV_m$  has absolute minimum at  $k_{CV_m} = 13$ .



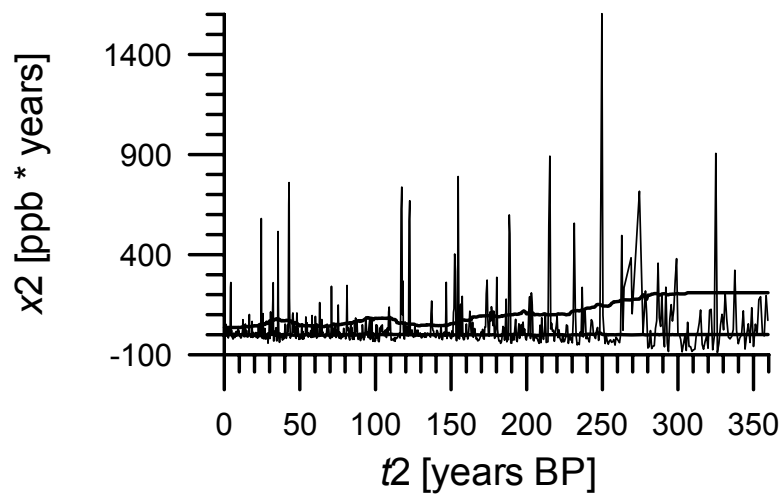
Example 1: GISP2 ice core, extreme events detection (young part plotted here). The lower thick line is time-dependent background,  $b_2$ , estimated using  $k = 13$ ; the upper thick line is time-dependent threshold,  $b_2 + z \cdot v_2$ , using Hampel's (1985) rule ( $z = 3.5$ ). The background contains non-volcanic, weaker sulfate signals (e. g., from oceanic sources).



Part 2: Extreme events detection



Example 2: CCB ice core, extreme events detection. The thick line is untransformed time-dependent background,  $b_{2u}$ , estimated using  $k_u = 27$ . The background contains calcium ions not derived from Saharan dust.



Example 2: CCB ice core, extreme events detection. The lower thick line is transformed time-dependent background,  $b_2$ , estimated using  $k = 50$ ; the upper thick line is time-dependent threshold,  $b_2 + z \cdot v_2$ , using Hampel's (1985) rule ( $z = 3.5$ ).

- Part 0: Starting XTREND
- Part 1: Time interval extraction
- Part 2: Extreme events detection
- Part 3: Magnitude classification
- Part 4: Occurrence rate estimation
- Part 5: Bootstrap simulation

# Part 3: Magnitude classification

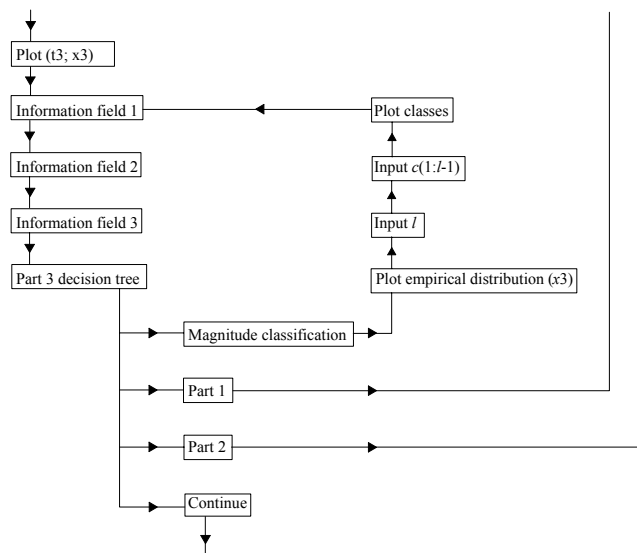
## 3.1 Access

Part 3 is accessible for datatypes:

- ordinary
- segmented
- extreme

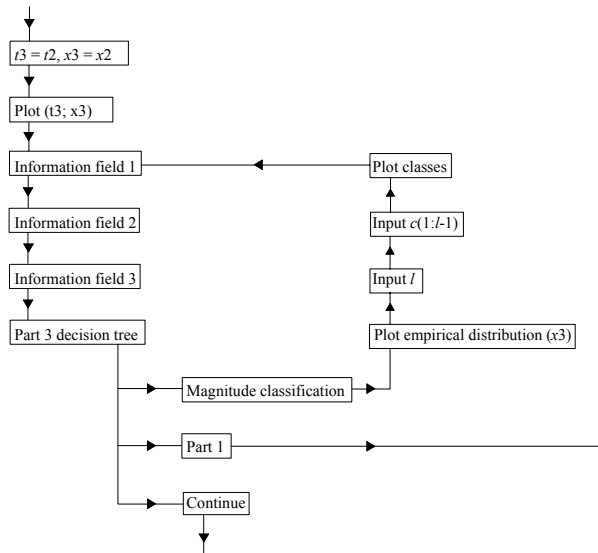
## 3.2 Structure

### 3.2.1 Ordinary, segmented



## Part 3: Magnitude classification

### 3.2.2 Extreme



### 3.3 Information field 3

This information field displays for each class  $i = 1, \dots, l$ :

- class intervals  $[c(i-1); c(i)]$
- number of points,  $n4(i)$
- (if set (Part 4)) kernel bandwidth  $h(i)$
- (if set (Part 5)) number of bootstrap simulations  $n_{\text{sim}}(i)$

### 3.4 Purpose

To analyse the  $x$  coordinate of your data (see Preface). For example, you may be interested to compare the occurrence rate of major flood events with that of minor flood events. Obviously, your choice of the number of classes,  $l$ , and the class bounds,  $c$ , will depend on the number of points,  $n3$ . Furthermore, your intimate knowledge about the data will be a helpful guide when you experiment with  $l$  and  $c$ .

## 3.5 Notes

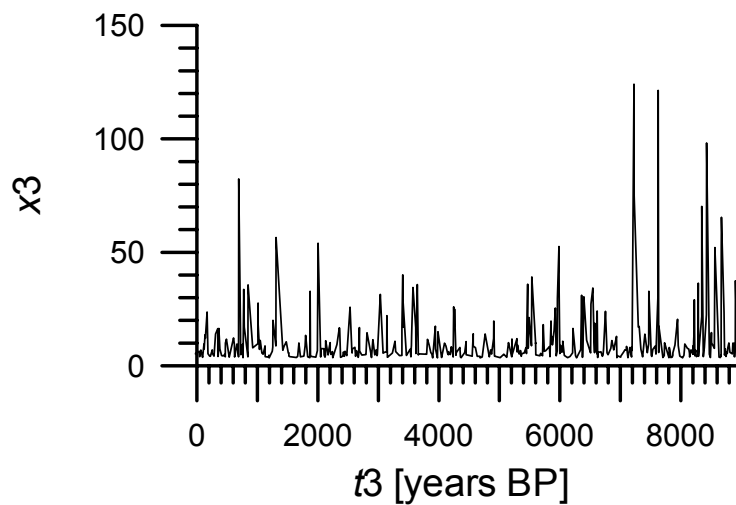
### 3.5.1 Maximum number of classes

The maximum number of classes allowed is 6.

### 3.5.2 Magnitude class bounds

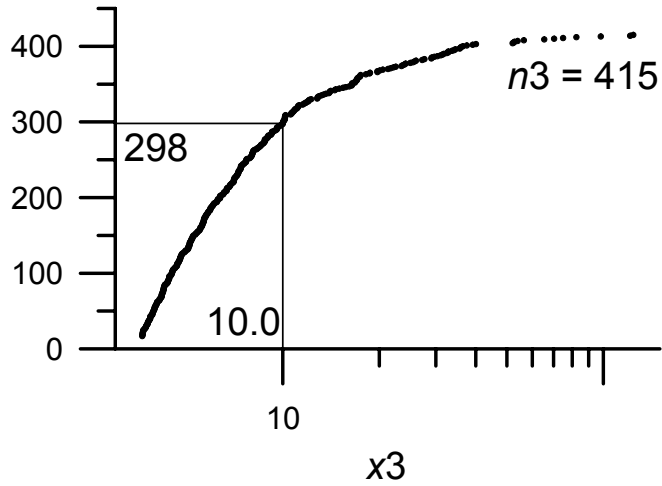
Class bounds selection may be made automatically (equidistant  $c$ ) or by hand. Eventually, you may want to use output file XTREND01.DAT (from a former XTREND run with the same data) for analysing outside of XTREND the distribution of  $x3$  in more detail.

## 3.6 Examples

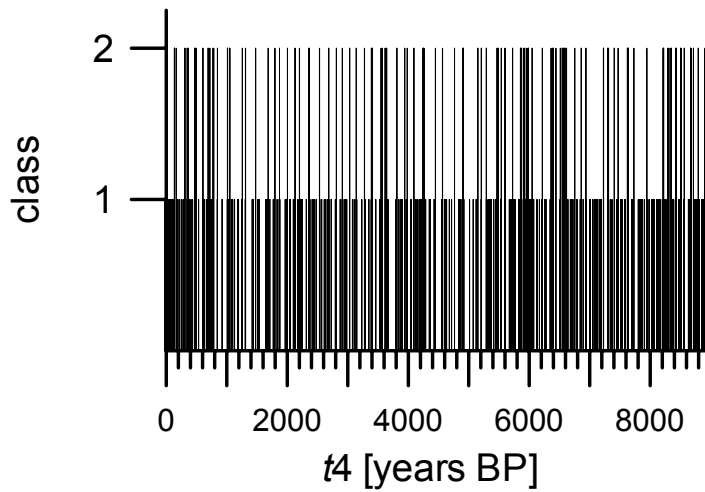


Example 1: GISP2 ice core, detected extreme events ( $n3 = 415$ ).

Part 3: Magnitude classification

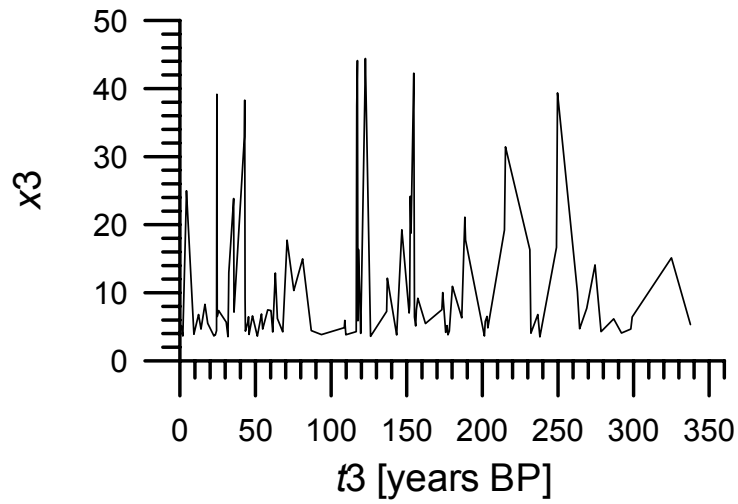


Example 1: GISP2 ice core, extreme events, empirical distribution function. Magnitude class bound is also shown.

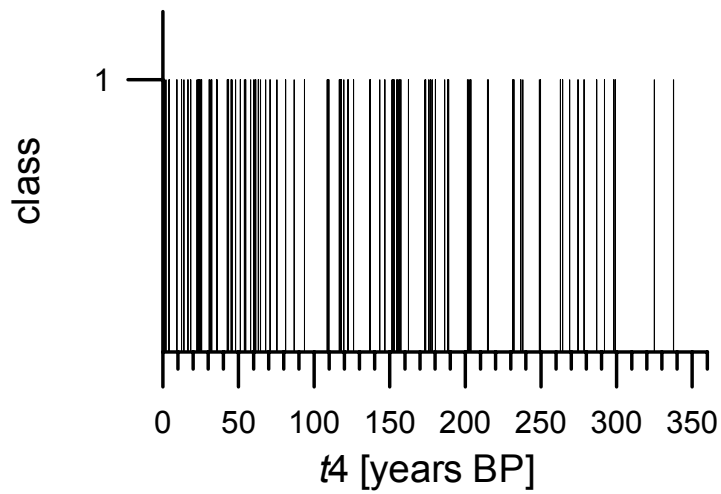


Example 1: GISP2 ice core, classified extreme events ( $l = 2$ ).

Part 3: Magnitude classification



Example 2: CCB ice core, detected extreme events ( $n3 = 103$ ).



Example 2: CCB ice core, classified extreme events ( $l = 1$ ).

- Part 0: Starting XTREND
- Part 1: Time interval extraction
- Part 2: Extreme events detection
- Part 3: Magnitude classification
- Part 4: Occurrence rate estimation
- Part 5: Bootstrap simulation

# Part 4

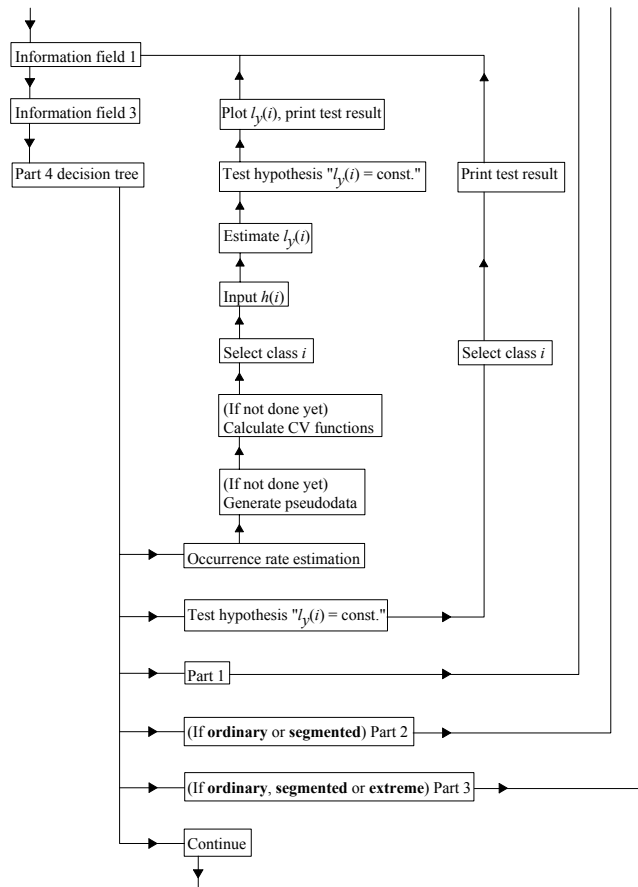
## Occurrence rate estimation

### 4.1 Access

Part 4 is accessible for datatypes:

- ordinary
- segmented
- extreme
- times

### 4.2 Structure



## 4.3 Purpose

The occurrence rate,  $l_y$ , is estimated using a kernel function (Diggle 1985):

$$\widehat{l}_y(l_x) = \sum_{i=1}^n K_h(l_x - t(i)), \quad K_h(\cdot) = h^{-1}K(\cdot/h),$$

where  $t$  are the pseudodata-augmented event times (number:  $n$ ) (see Subsection 4.4.1),  $l_x$  are the design points (see Subsection 4.4.2),  $K_h$  is the kernel function (see Subsection 4.4.3) and  $h$  is the kernel bandwidth (see Subsection 4.4.4). (The “hat” indicates the estimate.<sup>3</sup>)

The advantages of that method over histogram binning are well known from the context of density estimation (Silverman 1986). For example, why should a decade (in which you count the number of extreme events) start at AD 1880 and not at AD 1878? Mudelsee *et al.* (2001) give an illustrating example in case of flood events.

XTREND additionally tests the hypothesis “ $l_y$  is constant within the observation interval” (see Subsection 4.4.6). This test is not possible for extracted time intervals.

## 4.4 Notes

### 4.4.1 Pseudodata

Since the extreme event times for a magnitude class,  $t4$ , are restricted to the observation interval,  $[t_{\text{obs}-1}; t_{\text{obs}-r}]$ , boundary effects (i. e., reduced  $\widehat{l}_y$ ) will occur near (within, say,  $\approx 3 \cdot h$ ) the boundaries. This bias may be severe in case of occurrence rate estimation (in contrast with density estimation) because the observed process may continue outside the observation interval.

A computationally efficient method to reduce boundary effects is to generate pseudodata outside  $[t_{\text{obs}-1}; t_{\text{obs}-r}]$ . The simplest pseudodata method is reflection of data ( $t4$ ) at the boundaries (parameter rule = ‘reflection’), for example:

$$t(i) = t_{\text{obs}-1} - [t4(i) - t_{\text{obs}-1}],$$

where  $t = t4 + \text{pseudodata}$  ( $t$  is sorted finally). Evidently, the reflection method fails to take into account a nonzero slope of  $l_y$  at a boundary. The

---

<sup>3</sup>This Report uses the “hat” notation rather loosely.



#### Part 4: Occurrence rate estimation

pseudodata method of Cowling and Hall (1996) overcomes this problem by extrapolating the empirical distribution function of  $t4$ . Depending on the kind of extrapolation, a variety of pseudodata generating rules are given. Cowling and Hall (1996) found via a Monte Carlo simulation study that their pseudodata method outperforms other methods devised to reduce boundary effects. XTREND has implemented two pseudodata generating rules that were best in the simulation study:

rule 'threepoint':

$$t(i) = t_{\text{obs-1}} - 5 [t4(i/3) - t_{\text{obs-1}}] - 4 [t4(2i/3) - t_{\text{obs-1}}] + 10/3 [t4(i) - t_{\text{obs-1}}],$$

rule 'twopoint':

$$t(i) = t_{\text{obs-1}} - 9 [t4(i/3) - t_{\text{obs-1}}] + 2 [t4(i) - t_{\text{obs-1}}],$$

fractional data found by linear interpolation with  $t4(0) := t_{\text{obs-1}}$ . Pseudodata right of  $t_{\text{obs-r}}$  are generated correspondingly. As regards the choice of parameter rule, see Subsection 0.7.

#### 4.4.2 Design points

The design points,  $l_x$ , where  $l_y$  is calculated, cover the interval

$$[t_{\text{obs-1}} - 3 \cdot [t1(n1) - t1(1)] \cdot h_{\text{relmax}}; t_{\text{obs-r}} + 3 \cdot [t1(n1) - t1(1)] \cdot h_{\text{relmax}}]$$

with constant spacing ( $n_{\text{grid}}$  points). For a typical value of  $h_{\text{relmax}} = 0.5$ , this means that the number of output data ( $l_x, l_y$ ) in  $[t_{\text{obs-1}}; t_{\text{obs-r}}]$  can be as less as  $\approx n_{\text{grid}}/4$ . This has to be considered when selecting  $n_{\text{grid}}$  in the configuration file.

#### 4.4.3 Kernel calculation

The kernel function is a Gaussian which enables fast calculation of the occurrence rate in Fourier space (Silverman 1982). XTREND uses the Fast Fourier Transform algorithm of Press *et al.* (1996).  $n_{\text{grid}}$  has to be a power of two. In most situations, a value of 1024 or 2048 should yield a reasonable tradeoff: finely spaced design points (Subsection 4.4.2) and acceptable RAM size requirements and speed (Section 0.1).

#### 4.4.4 Kernel bandwidth parameter selection

The selection of kernel bandwidth,  $h$ , is a crucial step in occurrence rate estimation, similarly to median smoothing parameter selection (Subsection

2.6.3). Brooks and Marron (1991) devised a cross-validation criterion for bandwidth selection based on the  $L_2$  norm which is asymptotically optimal for kernel occurrence rate estimation. Thus,  $h_{CV}$  minimizes

$$CV(h) = \int_{t_{\text{obs}-1}}^{t_{\text{obs}-r}} \widehat{l}_{y_h}(l_x)^2 dl_x - 2 \sum_{i=1}^n \widehat{l}_{y_{h,i}}(t(i)), \quad (4.1)$$

where

$$\widehat{l}_{y_{h,i}}(l_x) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n K_h(l_x - t(j))$$

is the leave-one-out estimator.  $CV(h)$  is determined for  $h = [t1(n1) - t1(1)] \cdot 0.001$  to  $[t1(n1) - t1(1)] \cdot h_{\text{relmax}}$  ( $n_{\text{hsrch}}$  search values). We note the following points (which apply also to median smoothing parameter selection):

- computing-time intensive step
- advise: experiment with different  $h$  values
- local minima of  $CV(h)$  may point to a relevant structure in data

#### 4.4.5 CV calculation

The second term of the right-hand side in Equation 4.1 constitutes a sum of exponentials over a rectangle ( $i, j$ ) (not a square because of the pseudodata). The terms near the upper left or lower right corner are small ( $\propto \exp\{-[(t(i) - t(j))/h]^2/2\}$ ), the terms near the 1:1 line are around unity. This led to the following idea to reduce computational effort: Calculate the terms only in the intermediate range, set the terms near (“near” defined by machine precision) the 1:1 line equal to 1, omit the terms near the two corners. However, for typical data sizes in Geosciences (less than a few thousand) and typical machine precisions, the gain is negligible and therefore not implemented in XTREND. However, XTREND takes into account the variable term size in the summation to reduce roundoff errors.

## Part 4: Occurrence rate estimation

### 4.4.6 Hypothesis test

Under the null hypothesis “ $l_y = \text{constant}$ ”, the test statistic

$$u = \frac{\sum t4(i)/n4 - [t_{\text{obs-r}} + t_{\text{obs-1}}]/2}{[t_{\text{obs-r}} - t_{\text{obs-1}}] \sqrt{(1/(12 \cdot n4))}}$$

tends rapidly to the standardized normal form (e. g., Cox and Lewis 1966). XTREND reports in addition to  $u$  the respective one-sided probability,  $p$ .

### 4.4.7 Segmentation problem

Mudelsee (1999) devised an idea for deciding whether, in the case of **segmented** data and more than one magnitude class (evenly spaced), a segment contains in reality, say, two events of lower class instead of one event of higher class: Compare the probability,  $r1$ , for one class-two event (calculated using  $l_y(\text{class } l = 2)$ ) with the probability,  $r2$ , for two class-one events (using  $l_y(l = 1)$ ) and redistribute  $t4$  if  $r2 > r1$ . This idea is not implemented in XTREND because of following problems.

Limited precision:

1. Positions of new  $t4$  are unknown within segment.
2. Magnitude classification uses Heaviside function. For example: event with  $x3 = 1.1$  falls into class 2 = ]1.0; 2.0] and is redistributed as two class-1 events. On the other hand, two events  $x3 = 0.9$  and  $x3 = 1.0$  (sum = 1.9) also result in two class-1 events.
3. Even class spacing may limit the analysis seriously.

Implementation problems and computational burden:

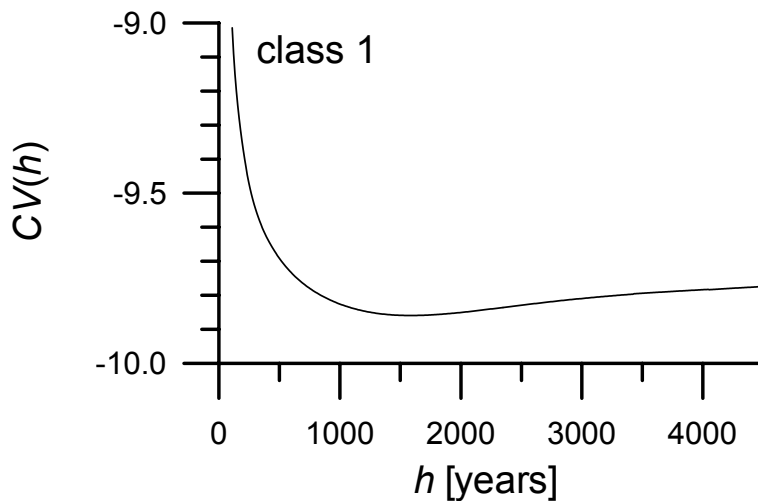
1. After  $t4$  redistribution, a class may contain less than  $n_{\text{min}}$  points.
2. After  $t4$  redistribution, in principle, new pseudodata and new CV functions calculations are necessary and, further, new selection of bandwidths,  $h$ . Using different  $h$ , different  $l$  will result, and, eventually, the above condition  $r2 > r1$  will not halt anymore.

Therefore, it might in practice not be possible to “look into the segments”. The “segmentation problem”, however, has to be considered when interpreting results.

### 4.4.8 Autocorrelation

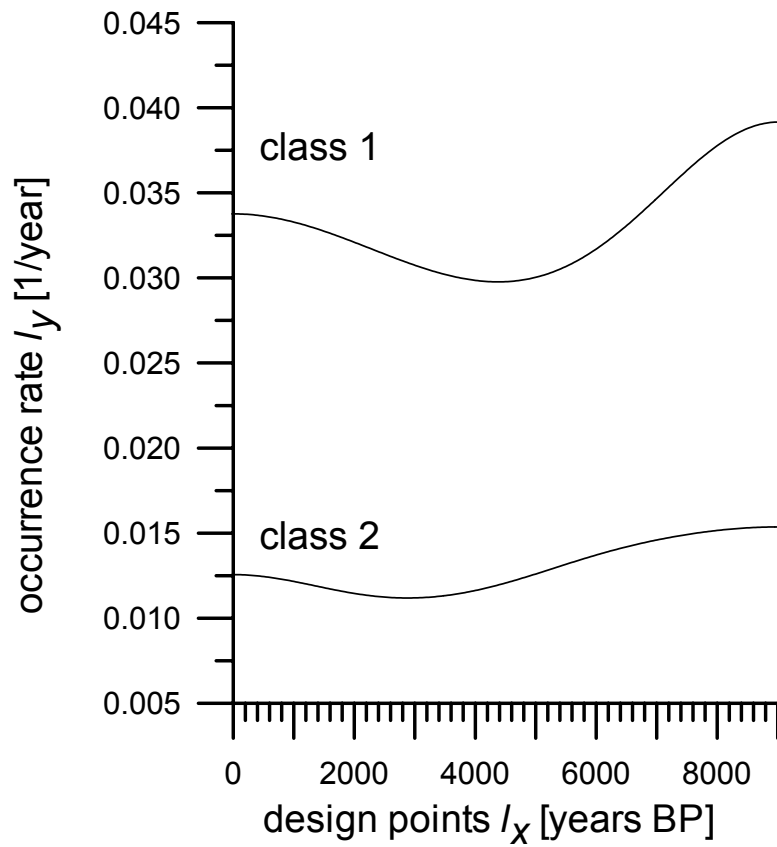
XTREND treats extreme event times,  $t_3$ , as realizations of a (non-homogeneous) Poisson process, that is, as independent from each other. This assumption should be tested when interpreting results. A CV function with very small  $h_{CV}$  might indicate positive autocorrelation. As noted in Subsection 2.6.3, climatic and meteorological time series often show positive autocorrelation. One reason for that is a high sampling rate of a climatological process, for example, in a sediment core. Be therefore advised to check and correct for autocorrelation outside of XTREND, using your knowledge about the data archive. One remedy might be to re-sample by hand the data at a lower resolution.

## 4.5 Examples

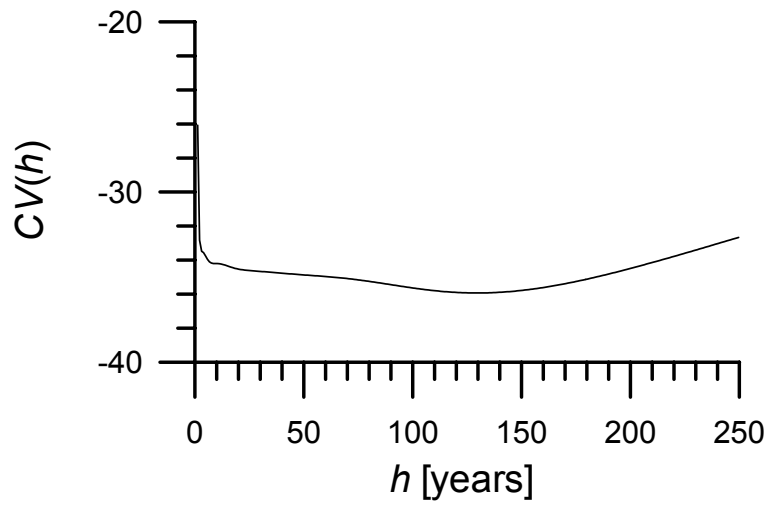


Example 1: GISP2 ice core, magnitude class 1, CV function (kernel bandwidth selection).  $CV(h)$  has absolute minimum at  $h_{CV} = 1591.0$  years.

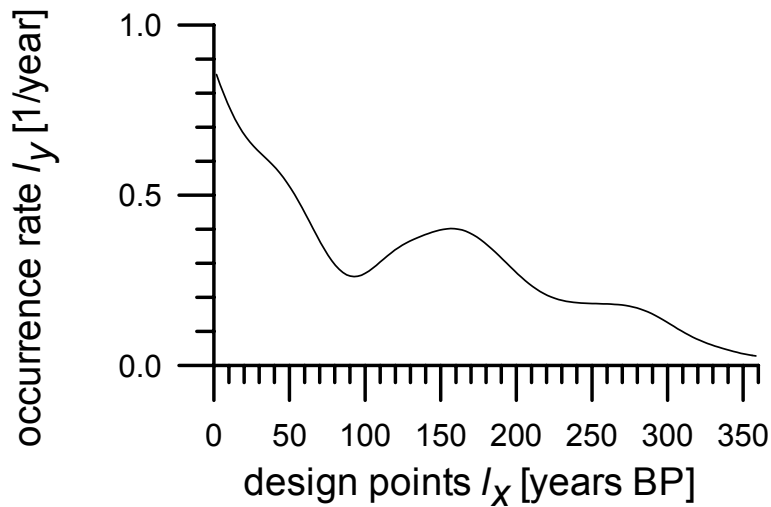
Part 4: Occurrence rate estimation



Example 1: GISP2 ice core, estimated occurrence rates ( $h = 1591.0$  years and pseudodata rule “reflection” used for both classes).



Example 2: CCB ice core, CV function (kernel bandwidth selection).  $CV(h)$  has absolute minimum at  $h_{CV} = 129.9$  years; considerably low CV values exist for  $h \gtrsim 15.0$  years.



Example 2: CCB ice core, estimated occurrence rate.  $h = 20.0$  years was used instead of  $h_{CV}$  to inspect short-term changes and reduce boundary effects; pseudodata rule: “reflection”.

- Part 0: Starting XTREND
- Part 1: Time interval extraction
- Part 2: Extreme events detection
- Part 3: Magnitude classification
- Part 4: Occurrence rate estimation
- Part 5: Bootstrap simulation

# Part 5

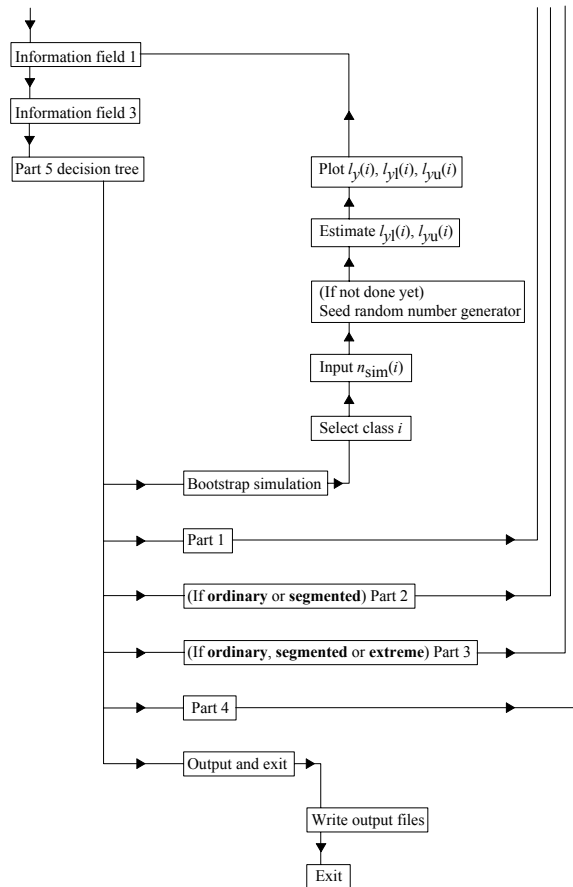
## Bootstrap simulation

### 5.1 Access

Part 5 is accessible for datatypes:

- ordinary
- segmented
- extreme
- times

### 5.2 Structure



## 5.3 Output files

Output file XTREND01.DAT is written for datatypes **ordinary** and **segmented**:

- Information field 1
- Information field 2
- Information field 3
- Data from Part 2 (Extreme events detection):  $t2$ ,  $x2$ ,  $b2$ ,  $v2$ ,  $b2 + z \cdot v2$ ,  $d2$  (**segmented**),  $x2u$  (**segmented**),  $b2u$  (**segmented**),  $t3$ ,  $x3$

Output file XTREND02.DAT:

- Information field 1
- Information field 2
- Information field 3
- Data from Part 3 (Magnitude classification):  $t4$ ,  $t$  for all classes

Output file XTREND03.DAT:

- Information field 1
- Information field 2
- Information field 3
- Test result (H0: “constant occurrence rate”):  $u$ ,  $p$
- Data from Parts 4 (Occurrence rate estimation) and 5 (Bootstrap simulation):  $l_y$ ,  $l_{yl}$ ,  $l_{yu}$  for all classes

## 5.4 Purpose

A confidence band around the estimated occurrence rate is essential for interpreting results. For example, you might want to know whether a “trough” in the estimated occurrence rate of heavy rainfall events during the Maunder Minimum ( $\sim$  AD 1650 to AD 1715) is realistic or, instead, came by chance into your data. XTREND uses bootstrap simulations to produce a set of simulated events,  $t^*$ . Occurrence rate estimation (using same kernel bandwidth



## Part 5: Bootstrap simulation

as for the original data) is carried out, yielding an estimate,  $\widehat{l}_y^*$ . The procedure simulation–estimation is repeated,  $n_{\text{sim}}$  times in total. The variability of  $\widehat{l}_y^*$  allows to determine confidence bands (level  $\alpha$ ) of  $\widehat{l}_y$ . The methodology has been developed by Cowling *et al.* (1996).

A number of simulated events is used which is equal to the number of data,  $n$ , for the original estimation. Then,  $t^*$  is drawn from the set  $t$  with replacement<sup>4</sup>. The confidence band calculated is a percentile- $t$  type: Let  $E(\widehat{l}_y^*)$  be the average occurrence rate (at point  $l_x \in [t_{\text{obs}-1}; t_{\text{obs}-r}]$ ). Calculate the studentized quantity,

$$T = \left[ \widehat{l}_y^* - E(\widehat{l}_y^*) \right] / \sqrt{\widehat{l}_y^*},$$

which is approximately pivotal, that is, independent of  $l_y$  and  $l_x$ . That allows you to calculate the  $t_\alpha$ -percentiles of  $|T|$ . Finally, the confidence bounds are calculated as

$$l_{y\text{l}} = \max \left( 0, E(\widehat{l}_y^*) - t_\alpha \sqrt{\widehat{l}_y} \right),$$

$$l_{y\text{u}} = E(\widehat{l}_y^*) + t_\alpha \sqrt{\widehat{l}_y}.$$

## 5.5 Notes

### 5.5.1 Other methods

In a simulation study, the method used here (“Method 3”) gave nearly identical results as two other methods (Cowling *et al.* 1996). It is implemented into XTREND because of its simplicity. That study compared also two other types of confidence band with the type used here (“Type 1”); again, the differences were small.

### 5.5.2 Bias

Cowling *et al.* (1996) show that  $\widehat{l}_y$  has a bias of approximately  $h^2 l_y''(l_x)/2$  (Gaussian kernel) where  $l_y''$  is the second derivative of  $l_y$ . You may explicitly correct for that bias (outside of XTREND) with an estimate for  $l_y''$  obtained

---

<sup>4</sup>The bootstrap. Efron and Tibshirani (1993) is an excellent monograph on that resampling method.

from using a larger bandwidth in its construction. A simpler method, however, is undersmoothing (small  $h$ ) which reduces bias effectively (Cowling *et al.* 1996).

### 5.5.3 Very small kernel bandwidth

In XTREND's subroutine that calculates the kernel occurrence rate (modified routine `denest` in Silverman (1982)), the smallest  $\hat{l}_y$  value is set equal to tiny value  $\epsilon$  ( $= 1.0e-12$ ). This ensures that  $T$  can be calculated without risking math errors. This safeguarding, however, needs additional measures to ensure meaningful results:

1. A rough estimate of the upper bound of the average occurrence rate is given by the ratio  $n1 / (t_{\text{obs-r}} - t_{\text{obs-l}})$ , that is, approximately  $1 / (\text{average spacing})$ . That value should be considerably larger than tiny. XTREND checks that.
2. Regions  $l_x$  where no/few data points exist, in case of small kernel bandwidth, tend to produce  $\hat{l}_y = \epsilon$ . Likewise, there:  $\hat{l}_y^* \approx \epsilon$ . That means, there:  $T \approx 0$ . It follows that  $t_\alpha$  will be smaller in comparison with the true value (i. e., calculated without numerical errors). The confidence band, therefore, is smaller than the true. This effect is more serious the larger the proportion of the number of points  $l_x$  where  $\hat{l}_y = \epsilon$  to the number of points  $l_x \in [t_{\text{obs-l}}; t_{\text{obs-r}}]$  becomes in relation to confidence level  $\alpha$ . In such cases XTREND issues a warning message. It is possible to select a larger kernel bandwidth to reduce this effect. However, for highly clustered data (say, 60 % of data in the first 10 % of the observed time interval, 40 % in the last 5 %), it might then become impossible to see the structure within a cluster. In such cases, the observations should be cut into pieces (containing one cluster), and the fine structure within each cluster analysed separately with XTREND.

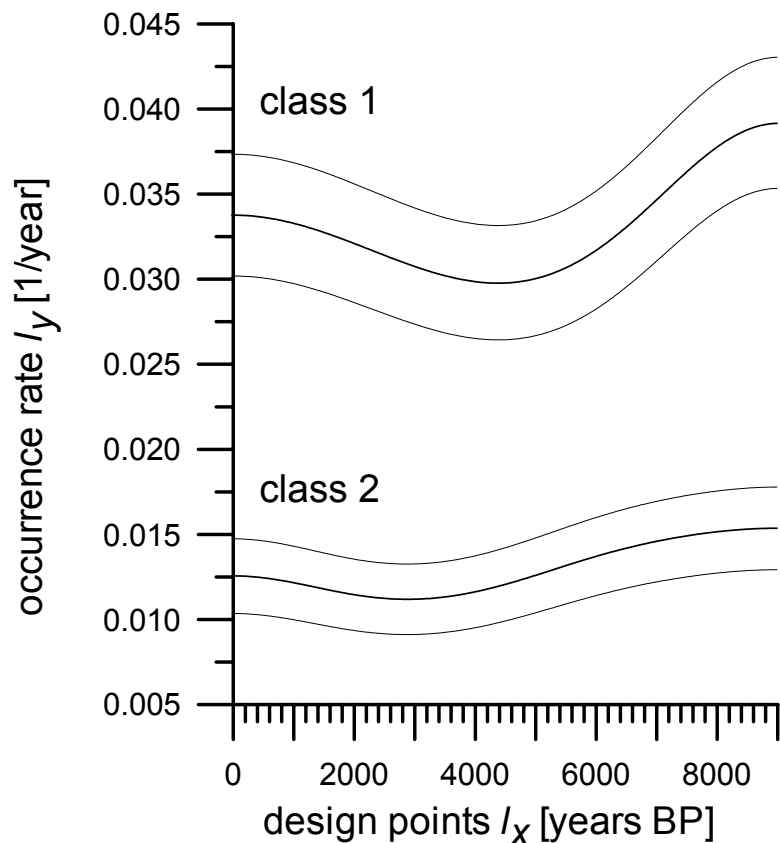
### 5.5.4 Computing time

The bootstrap simulations do not generally take longer than the CV calculations.

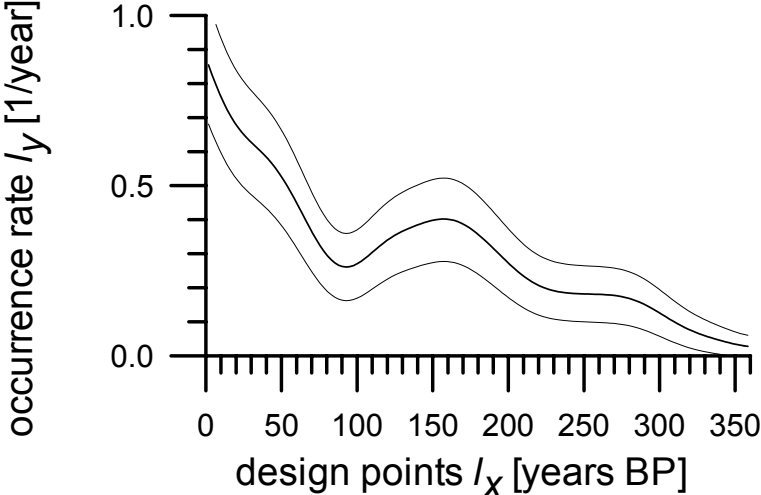
### 5.5.5 Exit

You may exit XTREND without performing bootstrap simulation.

## 5.6 Examples



Example 1: GISP2 ice core, estimated occurrence rates and confidence bands ( $\alpha = 0.90$ ,  $n_{\text{sim}} = 10000$ ). Hypothesis “ $l_y = \text{constant}$ ” (Subsection 4.4.6) cannot be rejected with reasonably small  $p$  values (class 1,  $p = 0.16$ ; class 2,  $p = 0.13$ ). The bootstrap simulations, however, reveal: At around 9000 years BP the occurrence rate of explosive volcanic eruptions, indicated by sulfate ions, was high (in accordance with Zielinski *et al.* (1994)). Then, as new finding here, a decrease towards mid-Holocene and again an increase towards present occurred. In case of class 1 events, this trend is significant. (Setting  $l = 1$  magnitude class revealed a similar trend, at the same significance level.)



Example 2: CCB ice core, estimated occurrence rate and confidence band ( $\alpha = 0.90$ ,  $n_{\text{sim}} = 2000$ ). Hypothesis “ $l_y = \text{constant}$ ” can be rejected ( $p < 1.0e-7$ ) against H1: “ $l_y$  increases towards the present”. The bootstrap simulations confirm the overall increasing occurrence rate and, in addition, reveal that this was interrupted by a significant “trough” at around 1900 AD ( $l_x = 96.0$  years). Avila and Peñuelas (1999) found an increase in the occurrence rate of Saharan dust peaks in rainfall data from northeastern Spain during the past few decades.<sup>5</sup>

---

<sup>5</sup>A caveat against this study is that it compares data from *different* sites, that is, the data may not be homogeneous.

# References

- Allen MR, Stott PA, Mitchell JFB, Schnur R, Delworth TL (2000) Quantifying the uncertainty in forecasts of anthropogenic climate change. *Nature* 407:617–620
- Avila A, Peñuelas J (1999) Increasing frequency of Saharan rains over north-eastern Spain and its ecological consequences. *Sci Tot Environ* 228:153–156
- Brooks MM, Marron JS (1991) Asymptotic optimality of the least-squares cross-validation bandwidth for kernel estimates of intensity functions. *Stoch Pr Ap* 38:157–165
- Cowling A, Hall P (1996) On pseudodata methods for removing boundary effects in kernel density estimation. *J Roy Sta B* 58:551–563
- Cowling A, Hall P, Phillips MJ (1996) Bootstrap confidence regions for the intensity of a Poisson point process. *J Am Stat A* 91:1516–1524
- Cox DR, Lewis PAW (1966) *The Statistical Analysis of Series of Events*. Methuen, London, pp 285
- Cuomo V, Di Bello G, Lapenna V, Piscitelli S, Telesca L, Macchiato M, Serio C (2000) Robust statistical methods to discriminate extreme events in geoelectrical precursory signals: Implications with earthquake prediction. *Natural Hazards* 21:247–261
- Diggle P (1985) A kernel method for smoothing point process data. *Appl Stat* 34: 138–147
- Easterling DR, Meehl GA, Parmesan C, Changnon SA, Karl TR, Mearns LO (2000) Climate extremes: Observations, modeling, and impacts. *Science* 289:2068–2074
- Efron B, Tibshirani RJ (1993) *An Introduction to the Bootstrap*. Chapman and Hall, London, pp 436
- Embrechts P, Klüppelberg C, Mikosch T (1997) *Modelling Extremal Events for Insurance and Finance*. Springer, Berlin, pp 648

- Härdle W, Steiger W (1995) Optimal median smoothing. *Appl Stat* 44:258–264
- Hampel FR (1985) The breakdown points of the mean combined with some rejection rules. *Technomet* 27:95–107
- Houghton JT, Meira Filho LG, Callander BA, Harris N, Kattenberg A, Maskell K (eds) (1996) *Climate Change 1995: The Science of Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, pp 572
- Marron JS (1987) What does optimal bandwidth selection mean for non-parametric regression estimation? In: Dodge Y (ed) *Statistical Data Analysis Based on the  $L_1$ -Norm and Related Methods*. North-Holland, Amsterdam, 379–392
- Marron JS (1988) Automatic smoothing parameter selection: A survey. *Emp Econom* 13:187–208
- Mudelsee M (1999) On an interesting statistical problem imposed by an ice core. Institute of Mathematics and Statistics, University of Kent at Canterbury, IMS Technical Report UKC/IMS/99/21, Canterbury, pp 12
- Mudelsee (in press) TAUEST: A computer program for estimating persistence in unevenly spaced weather and climate time series. *Comput Geosci*
- Mudelsee M, Börngen M, Tetzlaff G (2001) On the estimation of trends in the frequency of extreme weather and climate events. In: Raabe A, Arnold K (eds) *Wissenschaftliche Mitteilungen, Band 22*. Institute of Meteorology, University of Leipzig, Leipzig, 78–88 [in German]
- Olsen JR, Lambert JH, Haines YY (1998) Risk of extreme events under nonstationary conditions. *Risk Anal* 18:497–510
- Press WH, Teukolsky SA, Vetterling WT, Flannery BP (1996) *Numerical Recipes in Fortran 90*. Cambridge University Press, Cambridge, pp 935–1446
- Reiss R-D, Thomas M (1997) *Statistical Analysis of Extreme Values*. Birkhäuser, Basel, pp 316
- Silverman BW (1982) Kernel density estimation using the Fast Fourier Transform. *Appl Stat* 31:93–99
- Silverman BW (1986) *Density Estimation for Statistics and Data Analysis*. Chapman and Hall, London, pp 175
- Simonoff JS (1996) *Smoothing Methods in Statistics*. Springer, New York, pp 338

- Tukey JW (1977) *Exploratory Data Analysis*. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, pp 688
- von Storch H, Zwiers FW (1999) *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press, Cambridge, pp 484
- Wagenbach D, Preunkert S, Schäfer J, Jung W, Tomadin L (1996) Northward transport of Saharan dust recorded in a deep Alpine ice core. In: Guerzoni S, Chester R (eds) *The Impact of Desert Dust Across the Mediterranean*. Kluwer, Dordrecht, 291–300
- Zielinski GA, Mayewski PA, Meeker LD, Whitlow S, Twickler MS, Morrison M, Meese DA, Gow AJ, Alley RB (1994) Record of volcanism since 7000 B.C. from the GISP2 Greenland ice core and implications for the volcano–climate system. *Science* 264:948–952
- Zheng Zg, Yang Y (1998) Cross-validation and median criterion. *Statist Sinica* 8:907–921





# Jahresbericht des Instituts für Meteorologie der Universität Leipzig 2001

## Zusammenfassung der wissenschaftlichen Arbeiten am LIM 2001

Das Institut für Meteorologie engagierte sich in den Forschungsschwerpunkten atmosphärische Grenzschicht, Wasserhaushalt in Einzugsgebieten von regionaler Skala im großräumigen Umfeld, Dynamik der mittleren und oberen Atmosphäre, Variabilität der Ionosphäre, Strahlungsprozesse in der Atmosphäre, Modellierung von Aerosol- und Wolkenphysik, natürliche Klimavariabilität unter Einschluss der Rolle des Ozeans und Anregung und Ausbreitung großskaliger Strömungssysteme in Ozean und Atmosphäre. Dabei kamen Fernerkundungsverfahren vom Boden und von Satelliten aus, in-situ-Experimente, konzeptionelle und Simulationsmodelle zum Einsatz. Besondere Bedeutung hatte die Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur tomographischen Rekonstruktion von dreidimensionalen Feldern atmosphärischer Größen. Eine enge Zusammenarbeit erfolgte mit dem Institut für Troposphärenforschung Leipzig, dem Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn, dem Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg und dem Geoforschungszentrum Potsdam.

## Bearbeitete Forschungsprojekte am LIM

Säkulare Änderungen im Hochwassergeschehen Mitteleuropas (*Long-time changes in the flood events in Central Europe*)

Dr. Michael Börngen, Prof. Gerd Tetzlaff ([tezlaff@uni-leipzig.de](mailto:tezlaff@uni-leipzig.de)), Wolfgang Feck-Yao, Finanzierung: DFG (TE 51/15-1,2)

Auf der Basis kritisch bewerteter historischer Quellen sollen säkulare Änderungen im Hochwassergeschehen Mitteleuropas analysiert werden. Es werden Aussagen zu langfristigen Variationen im Wasserhaushalt und zu den meteorologisch-klimatologischen Bedingungen für das Auftreten von Extremsituationen erwartet. Dabei soll geklärt werden, ob es eine wechselnde Dominanz von Sommer- und Winterhochwässern gibt und ob sich Rhythmen, wie z.B. der solare Gleissberg-Zyklus, in den hydrographischen Daten widerspiegeln. Auch ist zu prüfen, ob Angaben zu größtmöglichen Wasserhöhen erreichbar sind. Für die Beantwortung dieser Fragen ist der Abschluss der Edition der Weikinn'schen hydrographischen Quellentexte (Zeitraum bis 1850) erforderlich.

---

Wellenpakete und optimale Vektoren in einem quasigeostrophischen Atmosphärenmodell (*Wave packets and optimal vectors in a quasi-geostrophic model of the atmosphere*)

Dipl. Phys. Nico Hoffmann, Dr. Uwe Harlander (NIOZ Netherlands), Prof. Werner Metz ([werner.metz@uni-leipzig.de](mailto:werner.metz@uni-leipzig.de)), Dipl. Ing. J. Rehnert  
Finanzierung: DFG HA 2932/1

Ziel des Vorhabens ist es zu untersuchen, ob sich optimale Vektoren als Rossbywellenpakete auffassen lassen, die so im Grundstrom positioniert sind, dass sie innerhalb einer vorgegebenen Zeitspanne maximale Energie aus dem Grundstrom ziehen können. Damit wäre eine physikalische Interpretation für die Struktur von optimalen Vektoren gegeben.

---

Untersuchung transienter Wellenzüge in der Troposphäre der Südhemisphäre bei ruhiger und gestörter Stratosphäre (*Investigation of transient waves in the troposphere of the southern hemisphere under quite an disturbed stratospheric conditions*)

Dipl. Met. Harald Heinrich, Dr. Uwe Harlander (NIOZ Netherlands), Prof. Werner Metz, ([werner.metz@uni-leipzig.de](mailto:werner.metz@uni-leipzig.de)), Dipl. Ing. Jutta Rehnert  
Finanzierung: DFG (HA 2932/2)

In dem Projekt wird die Anregung langer transienter Wellen in der Stratosphäre der Südhemisphäre durch synoptische Störungen der Troposphäre untersucht. Die Untersuchung soll auf EZMWF-Analysedaten bzw. NCEP/NCAR-Reanalyse-Daten beruhen, aber insbesondere auch durch neue CHAMP-Satellitendaten ergänzt werden. Die relevanten Strukturen transienter Wirbel in der Troposphäre werden mittels der komplexen EOF-Analyse aufgespürt.

---

Wellen in Stratosphäre und Thermosphäre aus Atmosphärensondierungen mit CHAMP (*Waves in stratosphere and thermosphere from atmospheric soundings using CHAMP*)  
Prof. Dr. Ch. Jacobi ([jacobi@uni-leipzig.de](mailto:jacobi@uni-leipzig.de)), Prof. Dr. G. Tetzlaff ([tetzlaff@uni-leipzig.de](mailto:tetzlaff@uni-leipzig.de)),  
Dr. M. Lange  
Finanzierung: DFG (JA 836/4-1)

Vom CHAMP-Satelliten aus werden mit Hilfe von GPS-Messungen Vertikalprofile der Refraktivität der Atmosphäre erstellt, woraus Profile der Temperatur und des Wasserdampfes in Troposphäre und Stratosphäre abgeleitet werden, sowie die Elektronenkonzentration in der unteren Ionosphäre. Aus den gemessenen, global verteilten Profilen wird die globale Verteilung und Klimatologie von großskaligen planetaren Wellen (zonale Wellenzahlen 1-4) bestimmt. Die Ergebnisse werden mit Daten aus Radiosonden- und Radarmessungen verglichen. Der CHAMP-Satellit wird vom GeoForschungsZentrum Potsdam betrieben, welches auch die Erstauswertung der Daten vornimmt. Mittelfristig werden die Beobachtungen vom Satelliten aus ein kontinuierliches globales Monitoring der Atmosphäre erlauben. Das Projekt erfolgt in Zusammenarbeit mit dem GFZ Potsdam (Prof. Reigber, Satellitenbetrieb und Datenbereitstellung).

---

Erstellung und Anwendung tomographischer Verfahren zur Analyse des Elektronengehalts der Ionosphäre (*Generation and application of tomographic reconstruction procedures for the analysis of electron content of the ionosphere*)  
Dr. A. Raabe ([raabe@uni-leipzig.de](mailto:raabe@uni-leipzig.de)), Prof. Dr. Ch. Jacobi ([jacobi@uni-leipzig.de](mailto:jacobi@uni-leipzig.de)), Dipl.-Met. C. Stolle  
Finanzierung: DFG (RA 569/5-1)

Die vom CHAMP-Satelliten aus gemessenen Daten des Gesamtelektronengehalts (TEC) sowie TEC-Daten aus bodengestützten GPS-Messungen werden mit Hilfe tomographischer Verfahren zu dreidimensionalen Karten des Elektronengehalts der Ionosphäre zusammengesetzt. Die Untersuchungen beziehen sich in einem ersten Schritt auf die europäische Region, um eine entsprechende Auflösung zu gewährleisten. Der CHAMP-Satellit wird vom GeoForschungsZentrum Potsdam betrieben, die Erstauswertung der Daten wird vom DLR Neustrelitz vorgenommen. Mittelfristig werden die Beobachtungen vom Satelliten aus ein kontinuierliches globales Monitoring der Atmosphäre erlauben. Das Projekt erfolgt in Zusammenarbeit mit dem GFZ Potsdam (Prof. Reigber, Satellitenbetrieb) und dem DLR Neustrelitz (Dr. Jakowski, Datenbereitstellung und Analyse der TEC-Daten).

---

Validierung von Schwerewellenanalysen aus Temperaturprofilmessungen mit GPS (*Validation of gravity wave analyses from temperature measurements using GPS*)

Prof. Dr. Ch. Jacobi (jacobi@uni-leipzig.de), Dr. M. Lange, Dipl.-Met. C. Stolle  
Finanzierung: DFG (JA 836/6-1), EU (Access to Research Infrastructure)

Temperaturprofile, die aus Radiookkultationsmessungen des im Sommer 2000 gestarteten Satelliten CHAMP im Höhenbereich von 5-50 km abgeleitet werden, werden im Hinblick auf Schwerewellen in der Atmosphäre untersucht. Dabei ist einerseits die vertikale Struktur der Wellen von Interesse, andererseits soll eine globale Klimatologie der Schwerewellenaktivität zu erstellt werden. Das Vorhaben dient dazu, die aus den Messungen des CHAMP-Satelliten abgeleiteten Temperaturprofile und Schwerewellenanalysen zu validieren. Hierzu werden über den Zeitraum des typischen Durchzugs eines Wellenzuges mit einer horizontalen Wellenlänge von 500-1000 km parallel zu einer Okkultationsmessung mit einer Reihe von Radiosondenaufstiegen die Temperatur gemessen werden. Mit je 3 Radiosondenaufstiegen über einen Zeitraum von 5 Stunden um den Okkultationszeitpunkt des Satelliten werden lokal bedingte oder großskalige Temperaturstörungen von den Schwerewellenprofilen separiert werden. Die Arbeiten werden an der ALOMAR Large Scale Facility durchgeführt, und durch die dortigen Messeinrichtungen (Radar, LIDAR) unterstützt.

---

Die globale Struktur von Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre und Ionosphäre, ihre nichtlineare Kopplung, Parametrisierung, und ihr Effekt auf die atmosphärische Zirkulation (*Global Structure of Gravity Waves in the Middle Atmosphere and Ionosphere, their Nonlinear Coupling, Parameterization and Impact on Atmospheric Circulation*)

Prof. Dr. Ch. Jacobi (jacobi@uni-leipzig.de), Dr. N.M. Gavrilov, Universität St. Petersburg, Russland, Dr. A.F. Yakovets, Institut für Ionosphärenphysik, Almaty, Kasachstan, Dr. D. Rees, Hovemere Ltd, Bromley, U.K.  
Finanzierung: INTAS (991-1186)

Die Dynamik der mittleren Atmosphäre wird zu weiten Teilen von atmosphärischen Schwerewellen angetrieben, welche eine Verbindung zwischen Troposphäre und mittlerer Atmosphäre darstellen. Die GPS-Satellitenuntersuchungen mittels GPS-MET und CHAMP sind in der Lage, globale Felder atmosphärischer kleinskaliger Variation in Troposphäre und Stratosphäre zu liefern. Ihre globale Verteilung wird analysiert, und die Ergebnisse zu einer Verbesserung der Schwerewellenparametrisierung globaler Zirkulationsmodelle verwendet.

---

Kopplung von Stratosphäre, Mesosphäre und unterer Thermosphäre durch die quasi 2-Tage-Welle (*Coupling of Stratosphere, Mesosphere and Lower Thermosphere through the Quasi 2-Day Wave*)

Prof. Dr. G. Tetzlaff (tetzlaff@uni-leipzig.de), Prof. Dr. Ch. Jacobi (jacobi@uni-leipzig.de), Dr. A. Pogoreltsev, Dipl.-Met. K. Fröhlich  
Finanzierung: BMBF (07ATF10)

Die mittlere Zirkulation der Stratosphäre und Mesosphäre wird durch die Variabilität der solaren Strahlung innerhalb des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus entscheidend beeinflusst. In Zeiten hoher solarer Aktivität wird, hauptsächlich durch die erhöhte Absorption im UV-Bereich, der stratosphärische und mesosphärische sommerliche Ostwind verstärkt. Dies kann über den Prozess einer erhöhten baroklinen Instabilität zu einer verstärkten Anregung der quasi 2-Tage-Welle führen, welche in der unteren Thermosphäre maximale Amplituden erreicht. Es ist daher möglich, dass über den "Downward Control"-Mechanismus die polaren Regionen der Mesosphäre und oberen Stratosphäre zusätzlich erwärmt werden, was zu einer weiteren Verstärkung des Mesosphärenjets und somit zu einer positiven Rückkopplung führt.

Über diesen Mechanismus kann - zumindest für die Sommermonate - erklärt werden, wieso das Signal des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus in der mittleren Atmosphäre sehr stark ist, obwohl die Variation solarer Strahlung relativ gering ist.

---

Regionale Strukturen im hochatmosphärischen Wind (*Regional-Scale Patterns in Upper Atmospheric Winds*)

Prof. Dr. Ch. Jacobi (jacobi@uni-leipzig.de), Prof. Yu.I. Portnyagin, Institut für Experimentelle Meteorology, Obninsk, Russland, Prof. Dr. J. Forbes, Prof. S. Palo, Universität Colorado, Boulder, USA

Finanzierung: NATO (EST-CLG 978231)

Untersuchungen zu regionalen Variationen in der mittleren Atmosphäre sind selten. Einige bisherige Messungen lassen jedoch vermuten dass, ähnlich wie in der Troposphäre, die mesoskaligen Prozesse eine nicht unerhebliche Rolle spielen. Daher sind Untersuchungen, die auf eine Analyse regionaler Strukturen zielen, notwendig. Erste Hinweise sollen Vergleiche langer Zeitreihen mittlerer Breiten geben. Das Projekt wird in Zusammenarbeit mit dem Institut für Experimentelle Meteorologie, Obninsk, und der Universität von Colorado, Boulder, durchgeführt.

---

Statistische Untersuchung von Luftdruckvariationen und seismischen Oszillationen im Zeitbereich einer Stunde, sowie der Korrelation zwischen diesen

*Statistical investigation of ground pressure variations and seismic oscillations in the hour's period range and of a correlation between them*

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. Dr. G.M. Shved, N.V. Karpova,, Universität St. Petersburg, Russland),

Finanzierung: DAAD (Leohard-Euler-Stipendienprogramm)

Atmosphärische Oszillationen im Zeitbereich von 1-4 Stunden werden auf mögliche Korrelationen mit seismischen Schwankungen in diesem Bereich untersucht. Es wird dabei vorwiegend auf vorhandene Messungen zurückgegriffen. Die Untersuchungen werden an der Universität St. Petersburg in Zusammenarbeit mit den Instituten für Meteorologie sowie Geophysik und Geologie der Universität Leipzig durchgeführt, und bauen auf den umfassenden bisherigen und aktuellen Kooperationen zwischen diesen Universitäten auf. Innerhalb des Stipendiums wird eine Aussage getroffen werden, inwieweit eine seismologisch-atmosphärische Verknüpfung detektierbar ist und damit potentiell für Vorhersagezwecke genutzt werden kann.

---

Entwicklung eines Modells der Temperaturverteilung der terrestrischen Thermosphäre mit Hilfe dimensionsloser Kennzahlen und Ähnlichkeitsgesetzen (*Development of a model for the terrestrial thermosphere temperature structure in terms of dimensionless variables and similarity numbers*)

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. Dr. G.M. Shved, A.O. Semenov Universität St. Petersburg, Russland),

Finanzierung: DAAD (Leohard-Euler-Stipendienprogramm)

Es wird ein einfaches, auf Ähnlichkeitsgesetzen aufbauendes Modell der terrestrischen Thermosphäre erstellt, welches die Darstellung der Temperaturstruktur in dimensionslosen Kennzahlen erlaubt. Dieses Modell wird in der Lage sein, die thermosphärische Struktur auch für

diejenigen Fälle (historische oder zukünftige Studien) zu beschreiben, in denen keine detaillierten Angaben über die chemische Zusammensetzung der Thermosphäre vorliegen. Die Arbeiten umfassen die Erstellung des Modells, einen Vergleich mit detaillierten Modellen und eine Abschätzung des Einflusses einer Änderung des CO<sub>2</sub>-Gehalts der Atmosphäre.

---

Untersuchungen zur regionalen Wasserverfügbarkeit unter veränderten Klimabedingungen  
(*Investigations on the regional water availability under changed climate conditions*)

Dr. N. Mölders ([moelders@curie.meteo.uni-leipzig.de](mailto:moelders@curie.meteo.uni-leipzig.de)), Dr. U. Haferkorn (Lysimeterstation Brandis), Dr. G. Kramm (MFPA Leipzig), Dr. J. Döring (Uni Halle), Dr. S. Knappe (UFZ Halle), Dr. J. Dudhia (NCAR Boulder, USA), Dr. F. Chen (NCAR Boulder, USA), Dr. M.A. LeMone (NCAR Boulder, USA), Dr. B. Kuo (NCAR Boulder, USA)

Finanzierung: DFG (Mo770/2-1) Heisenberg-Programm

Es soll ein meteorologisches Modell der Mesoskala  $\alpha$  um die für die Parametrisierung der Wasserverfügbarkeit erforderlichen hydrologischen Komponenten erweitert und mit den Ergebnissen aus verschiedenen Klimaszenarien angetrieben werden. Mit dem so modifizierten Modell sollen für Europa die Auswirkungen von Klima- und Landnutzungsänderungen auf das regional für die Ökosysteme verfügbare Wasser untersucht und quantifiziert werden. In den Gebieten, wo sich die Wasserverfügbarkeit unter den neuen Klimaverhältnissen am stärksten ändert, soll die Landnutzung im Modell mit dem Ziel verändert werden, die Wasserverfügbarkeit zu optimieren. Ferner soll geprüft werden, in welchem Umfang die Wasserverfügbarkeit in den Gebieten mit unveränderter Landschaft durch die in den anderen Gebieten vorgenommenen Landnutzungsänderungen beeinträchtigt wird.

---

Häufigkeitstrends von extremen Klima- und Wetterereignissen (*Trends in the frequency of occurrence of extreme climate and weather events*)

Manfred Mudelsee, Prof. Gerd Tetzlaff ([tetzlaff@uni-leipzig.de](mailto:tetzlaff@uni-leipzig.de)), Dr. Michael Börngen

Finanzierung: DFG-Forschungsstipendium

Das Quantifizieren von Häufigkeitstrends von extremen Klima- und Wetterereignissen wie Hurrikanen ist von aktueller Wichtigkeit in der Diskussion "Globaler Klimawechsel", der Frage nach natürlicher Variabilität und anthropogenem Einfluß. Archive wie Eisbohrkerne sind zur Beantwortung dabei unerlässlich, da sie die historischen Aufzeichnungen in ihrem zeitlichen wie örtlichen Ausmaß weit übertreffen. In diesem Projekt werden statistische Methoden der Zeitreihenanalyse übernommen und problemorientiert angepaßt, um ein Computerprogramm zu entwickeln, mit dem Häufigkeitstrends für Eiskern- wie historische Daten effizient geschätzt werden können. Zur Ergebnisinterpretation werden Konfidenzbänder bestimmt und die Signifikanz gefundener Trends geschätzt. Die enge Verbindung Geowissenschaften-Statistik garantiert auch die Berücksichtigung der besonderen klimatologischen/meteorologischen Dateneigenschaften wie Hintergrundrauschen, Qualität der Zeitskala, variable Stärke der Ereignisse. In der Anwendung auf die Testauswahl an Klima-/Wetterdaten betritt das Projekt Neuland.

---

Quantitative Ermittlung des Sturmrisikos für repräsentative Gebiete Deutschlands in hoher räumlicher Auflösung (*Quantitative determination of the storm risks for representative regions of Germany*)

Dipl. Met. Kai Radtke, Prof. Gerd Tetzlaff ([tetzlaff@uni-leipzig.de](mailto:tetzlaff@uni-leipzig.de)), Dipl.-Met. Sybille v. Löwis

Finanzierung: BMBF (01SF9976/8,) Deutsches Forschungsnetz Naturkatastrophen (DFNK)

Das Vorhaben soll dazu beitragen, die neuesten Methoden der Modellierung anzuwenden, um zu einer regionalen Verteilung der Sturmstärken und des Schadensrisikos zu gelangen. Die Auswirkungen und die Entstehung extremer Sturmereignisse sollen untersucht werden. Dazu werden mit dem mesoskaligen Modell LM des DWD verschiedene Sturmszenarien erstellt. Aus diesen wird dann mit einem Downscaling Verfahren eine regionale Windverteilung abgeleitet, mit Hilfe einer Schadensfunktion werden die entstehenden Schäden abgeschätzt.

---

Parallelisierung der numerischen Modelle ausgewählter meteorologischer und luftchemischer Prozesse für lose-gekoppelte Rechner-Architekturen (*Parallelization of numerical models for specific meteorological and aerochemical processes on loosely-coupled parallel systems*)

Dipl. Met. M. Simmel, Prof. Gerd Tetzlaff ([tetzlaff@uni-leipzig.de](mailto:tetzlaff@uni-leipzig.de)), Prof. W. Metz, Dr. N. Mölders, Dr. U. Harlander, Dr. Herrmann, Dipl. Met. C. Koziar, Prof. W. Spruth (Inst. f. Informatik Univ. Leipzig), Prof. E. Renner, Dr. O. Knoth, Dr. R. Wolke (Inst. Troposphärenfor. Leipzig), Prof. G. Rünger, (Universität Chemnitz), Dr. J. Weickert, Dr. K. Hering

Finanzierung: DFG (TE 51/11-3 )

Ein mesoskaliges meteorologisches Modell soll einschließlich der Module für Bodenfeuchte und Wolken/Niederschlag parallelisiert werden. Die dadurch gewonnene Rechenleistung soll dazu genutzt werden, Sensitivitätsstudien zum Prozeßverständnis der Rückkopplungseffekte zwischen Wolken, Niederschlag und Bodenfeuchte durchzuführen und die gewonnenen Erkenntnisse in eine bessere Behandlung der Prozesse einfließen zu lassen.

---

Akustische Tomographie der atmosphärischen Grenzschicht zur Validierung eines LES (Large-Eddy Simulation) Modells (*Acoustic tomography of the atmospheric boundary layer to validate a Large-Eddy-Simulation model*)

Dr. Klaus Arnold, Dr. Astrid Ziemann, Dr. Armin Raabe ([raabe@uni-leipzig.de](mailto:raabe@uni-leipzig.de)), Dr. Siegfried Raasch, Dipl. Met. Sonja Weinbrecht (Institut für Meteorologie und Klimatologie Universität Hannover)

Finanzierung: DFG (RA 569/4-1 und RA 569/4-2)

Large Eddy Simulationen (LES) atmosphärischer Strömungen können Wirbelstrukturen mit Durchmessern bis hin zu wenigen Metern auflösen. Damit sind diese Modelle dafür prädestiniert, kleinskalige, turbulenzgeprägte Strömungsphänomene und Prozesse zu untersuchen. Ein akustisches tomographisches Verfahren, angewendet auf die atmosphärische Grenzschicht, ist in der Lage, räumliche Mittelwerte der Lufttemperatur und des bodennahen Strömungsfeldes in einer mit den Berechnungen des LES-Modells vergleichbaren Auflösung zu erfassen. Ziel des Vorhabens ist, das Abbild der Entwicklung von konvektiven Strukturen in einer bodennahen Luftschicht mit Hilfe dieses Verfahrens darzustellen und mit den Strukturen zu vergleichen, die das LES-Modell bei Vorgabe der meteorologischen Rahmenbedingungen simuliert.

---

Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messung und Prognose von Schießlärm (*Consideration of the atmospheric conditions of sound propagation for measurement and prediction of shooting noise*)

Dr. Astrid Ziemann, Dr. Klaus Arnold, Dr. Armin Raabe ([raabe@uni-leipzig.de](mailto:raabe@uni-leipzig.de))

Finanzierung: Bundesministerium für Verteidigung (E/E 91 S/Z0520/X5144)

Ein operationell anwendbares Verfahren für die Berücksichtigung einer meteorologisch beeinflussten Schallausbreitung auf Messung und Prognose von Schießlärm wird entwickelt. Aus der statistischen Analyse des höhenveränderlichen Windvektors und der Lufttemperatur leiten sich Schallgeschwindigkeitsprofile ab, auf deren Grundlage die Berechnung des atmosphärischen Einflusses auf die Schallausbreitung erfolgt. In einer Datenbank werden die Ergebnisse dieser Berechnungen zusammengefasst und anwenderspezifisch aufbereitet.

---

VERTIKALtransporte von Energie und Spurenstoffen an Ankerstationen unter KOMplexen natürlichen Bedingungen (VERTIKO) - Struktur des turbulenten Transports über INHOMogener Unterlage (*Vertical transports under complex natural conditions - the structure of turbulent transport under non-homogeneous conditions*)

Dr. Astrid Ziemann, Dr. Klaus Arnold, Dr. Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de), Dr. Siegfried Raasch, Dipl. Met. Michael Schröter (Institut für Meteorologie und Klimatologie Universität Hannover), Dr. Jens Bange (TU Braunschweig, Inst. f. Luft- und Raumfahrtssysteme), Dipl. Ing. Th. Conrath, Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig  
Finanzierung: BMBF (07ATF37-ULLIM)

Im Rahmen dieses Projektes wird ergänzt durch numerische Simulationen (Univ. Hannover) und unterstützt durch Flugzeugbeobachtungen (TU Braunschweig) experimentell untersucht, wie der vertikale turbulente Energieaustausch durch eine heterogene Unterlage modifiziert wird und von welcher Größe der Einfluss horizontaler turbulenter Energieflüsse über einer heterogenen Landschaft ist. Dabei steht die Erfassung horizontaler Wind- und Lufttemperaturfelder mit Hilfe akustischer tomographischer Verfahren im Mittelpunkt. Horizontale Divergenzen im turbulenten Wärmestrom über einem heterogenen Gelände sollen durch die Anwendung einer über einer Fläche verteilten Kombination von Licht- und Schalldurchstrahlungsmessstechniken (akustische Tomographie, optische Scintillometrie, Infrarot-Thermographie) quantifiziert werden.

---

Die Rolle der Biomassenverbrennung für das regionale und globale Klima: Simulation des Strahlungstransports für Chemie und Dynamik in der regionalen und globalen Skala (*The role of biomass burning for the regional and global climate: Simulation of radiative transfer for chemistry and dynamics on the regional and global scale*)

Dipl.-Met. Katja Hungershofer, PD Dr. Thomas Trautmann (trautman@uni-leipzig.de)  
Finanzierung: BMBF (07ATF46-TP3, Verbund EFEU)

Das Projekt befasst sich mit der Untersuchung des Einflusses von Biomassenfeuer auf Strahlungstransport und Photochemie. Eingang in die Berechnungen finden die optischen Eigenschaften von Aerosolteilchen, die bei der Verbrennung von Biomasse entstehen. Dazu werden experimentelle Daten für die physico-chemischen Eigenschaften der Aerosolteilchen verwendet. Es wird eine Parametrisierung der optischen Eigenschaften für das Biomassenaerosol entwickelt. Mit Hilfe eines flexiblen Strahlungscode werden sowohl die für die Photochemie zentralen aktinischen Strahlungsflussdichten als auch die für den dynamischen Antrieb wichtigen Strahlungserwärmungsraten ermittelt. Ein weiterer wichtiger Punkt widmet sich 3D-Effekten auf das Strahlungsfeld im Einflussbereich von Verbrennungswolken. Für diese Fragestellung wird das räumlich hochauflösende Mesoskalamodell ATHAM (Kooperation mit Dr. J. Trentmann, MPI für Chemie, Mainz) gemeinsam mit mehrdimensionalen Strahlungstransportmodellen eingesetzt.

---

Modellierung des Strahlungstransports in 3D-inhomogener Bewölkung und die Entwicklung von Parametrisierungen (*Simulation of radiative transfer in 3D inhomogeneous clouds and the development of parameterisations*)

Dipl.-Phys. Sebastián Gimeno Garcia, PD Dr. Thomas Trautmann (trautman@uni-leipzig.de), Dr. Barbara Früh (Institut für Physik der Atmosphäre, Universität Mainz), PD Dr. Jürgen Steppeler (Deutscher Wetterdienst, Offenbach)

Finanzierung: BMBF (07ATF24-TP4, Verbund 4DWOLKEN)

Die Wolken stellen die wichtigsten Modulatoren für das solare und terrestrische Strahlungsfeld dar und steuern die Austauschprozesse zwischen der Erdoberfläche und der Atmosphäre. Bislang wird die Strahlung in Wettervorhersage- und Klimamodellen mit stark vereinfachten Versionen der klassischen eindimensionalen Strahlungstransporttheorie beschrieben. Diese 1D-Theorie erweist sich jedoch als unzulänglich, wenn man das Strahlungsfeld und die daraus ableitbaren energetischen Antriebe in realistischer, horizontal und vertikal inhomogener Bewölkung genau beschreiben möchte. In diesem Projekt werden dreidimensionale Strahlungstransportmodelle zur Bestimmung von Strahlungsflussdichten und Strahlungserwärmungsraten eingesetzt, um die räumliche und zeitliche Inhomogenität der Bewölkung besser erfassen zu können. Zur Validierung dieser Modelle dienen Feldmessungen der räumlichen Verteilung des Wolkenwassers sowie vom Flugzeug aus gemessene spektrale Strahlungsflussdichten im sichtbaren Spektralbereich und im nahen Infrarot. Darauf aufbauend sollen Parametrisierungsansätze entwickelt werden, mit denen der Strahlungstransfer in nicht-hydrostatischen und hydrostatischen Mesoskalamodellen bei Anwesenheit von Wolken genauer als bisher behandelt werden kann.

---

Einfluss von Aerosol-, Wolken- und Bodenalbedoinhomogenitäten auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre (*Influence of aerosol, cloud and surface albedo inhomogeneities on the three-dimensional actinic radiation field in the atmosphere*)

Dipl.-Met. Anke Kniffka, PD Dr. Thomas Trautmann (trautman@uni-leipzig.de), Prof. Dr. Gerd Tetzlaff, Dr. Manfred Wendisch (Institut für Troposphärenforschung, Leipzig), Prof. Dr. Jost Heintzenberg (Institut für Troposphärenforschung, Leipzig)

Finanzierung: DFG (Kennz. TR 315/3-1,2)

Ziel des Projektes ist die Untersuchung des Einflusses von Inhomogenitäten in den Aerosolpartikel- und Wolkeneigenschaften sowie der Bodenalbedo auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre. Dazu soll ein flugzeuggetragenes System zur Messung spektraler aktinischer Strahlungsflussdichten neu aufgebaut und zusammen mit mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkenmessgeräten bei zwei Messkampagnen eingesetzt werden. Parallel dazu soll ein Modellpaket entwickelt werden zur theoretischen Beschreibung des dreidimensionalen aktinischen Strahlungsfeldes in der Atmosphäre. Auf der Basis der mit dem neuen Sensorsystem ausgeführten Messungen der aktinischen Strahlung in wolkenlosen und bewölkten Verhältnissen und gleichzeitigen Messungen von mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkeneigenschaften sollen Vergleiche mit den Ergebnissen des neuen Strahlungsmodells vorgenommen und der Einfluss von Inhomogenitäten von Aerosol und Wolken sowie der Bodenalbedo auf die aktinische Strahlung quantifiziert werden.



## Wissenschaftliche Mitarbeiter am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2001)

Dr. Klaus Arnold  
 Dr. Michael Börngen  
 Dipl. Met Robin Faulwetter  
 Dipl. Met Kristina Fröhlich  
 Dipl. Met Harald Heinrich  
 Prof. Dr. Christoph Jacobi  
 Dr. Martin Lange  
 Prof. Dr. Werner Metz  
 Dr. Manfred Mudelsee  
 Dr. Armin Raabe  
 Dipl. Met. Kai Radtke  
 Dr. Hans-Jürgen Schönfeldt  
 Dipl. Met. Claudia Stolle  
 Dr. habil. Thomas Trautmann  
 Prof. Dr. Gerd Tetzlaff  
 Dr. Astrid Ziemann

## Abschlussarbeiten am Institut für Meteorologie 2001

<b>Habilitationen</b>	keine	
<b>Promotionen</b>	Fanenbruck, Oliver	Ein thermophysiologisches Bewertungsmodell mit Anwendung auf das Leipziger Stadtgebiet
	Lange, Martin	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
<b>Diplomarbeiten</b>	Bräsel, Sylvia	Untersuchung von Partikelneubildung und -wachstum im atmosphärisch relevanten H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> - H <sub>2</sub> O-P System im laminaren Strömungsrohr
	Fröhlich, Kristina	Schneedeckenparametrisierung für ein mesoskaliges Modell
	Galgon, Diane	Die Größenverteilung feiner atmosphärischer Partikel in der Abluffahne einer Großstadt

## Studenten am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2001)

	Summe	dav. Beurl.	1. FS	2. FS	3. FS	4. FS	5. FS	6. FS	7. FS	8. FS	9. FS	10. FS	11. FS	12. FS	13. FS	14. FS	Anz. Wbl.
Diplom	111	6	43	0	21	0	16	0	13	0	7	0	4	0	1	0	51
Promotion	11	0	2	3	2	0	0	2	1	1	0	0	0	0	0	0	7
Projektst.	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
<b>Gesamt</b>	<b>123</b>	<b>6</b>	<b>45</b>	<b>3</b>	<b>23</b>	<b>0</b>	<b>17</b>	<b>2</b>	<b>14</b>	<b>1</b>	<b>7</b>	<b>0</b>	<b>4</b>	<b>0</b>	<b>1</b>	<b>0</b>	<b>58</b>

## Wissenschaftliche Veröffentlichungen Institut für Meteorologie

- Altadill, D.; Apostolov, E.M.; Solé, J.G.; Jacobi, Ch.: Origin and development of vertical propagating oscillations with periods of planetary waves in the ionospheric F region. *Phys. Chem. Earth* 26 (2001) 387–393.
- Arnold, K.; Ziemann, A.; Raabe, A.: Acoustic tomography in comparison to in situ temperature and wind measurements. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI)*, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 22 (2001) 60-68.
- Arnold, K.; Ziemann, A.; Raabe, A.: Tomographic monitoring of wind and temperature in different heights above the ground. In: Arnold, K.; Ziemann, A.; Tetzlaff, G.; Mellert, V.; Raabe, A. (Hg.): *International Workshop Tomography and Acoustics: Recent developments and methods*, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 23 (2001) 102-109.
- Arnold, K.; Ziemann, A.; Raabe, A.: Akustische Tomographie im Vergleich mit konventionellen Messungen der Temperatur und des Windes. *Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27*, *Proceedings DACH-MT Wien* (2001) CD-ROM.
- Arnold, K.; Ziemann, A.; Raabe, A.: Tomographic monitoring of wind and temperature in different heights above the ground. *Acustica*, 87 (2001) 703-708.
- Börngen, M.; Hänsel, C.: Bjercknes und Leipzig. - Zum 50. Todestag von Vilhelm Bjercknes. - *Österr. Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27*, *Proceedings DACH-MT Wien* (2001) CD-ROM.
- Bösch, H.; Camy-Peyret, C.; Chipperfield, M.; Fitzenberger, R.; Harder, H.; Schiller, C.; Schneider, M.; Trautmann, T.; Pfeilsticker, K.: Comparison of measured and modeled stratospheric UV/visible actinic fluxes at large solar zenith angles. *Geophys. Res. Lett.* 28 (2001) 1179-1182.
- Faulwetter, R.; Metz, W.: Singular vectors of Eady-models with  $\beta \neq 0$  and  $q' = 0$ . In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI)*, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 22 (2001) 137-155.
- Flender, M.; Trautmann, T.; Wanner, C.; Zdunkowski, W.: Explicit microphysical simulations of boundary layer clouds over the sea and over vegetated surfaces. In: *Dynamics and Chemistry of Hydrometeors. Final Report of the Collaborative Research Centre 233 "Dynamik und Chemie der Hydrometeore"*, Collaborative Research Centres Sonderforschungsbereiche (DFG), R. Jaenicke (ed.), Wiley-VCH, Weinheim, (2001) 568 p.
- Früh, B.; Trautmann, T.; Brühl, C.; Eckstein, E.; Perner, D.: Enhancement of actinic fluxes and photodissociation frequencies under cloudy conditions: Comparison of simulations and observations. In *IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation*, W. L. Smith and Yu. M. Timofeyev (Eds.). A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia (2001) 1027-1030.
- Gavrilov, N.M.; Jacobi, Ch.; Kürschner, D.: Short-period variations of ionospheric drifts at Collm and their connection with the dynamics of the lower and middle atmosphere, *Phys. Chem. Earth* 26 (2001) 459-464.
- Harlander, U.; Gassmann, A.; Metz, W.: Stationary Rossby wave propagation in a shear flow along a reflective boundary. *Meteor. Atmos. Phys.* 28 (2001) 245-260.
- Heinrich, H.; Metz, W.: Das lokale Optimierungsproblem. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI)*, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 22 (2001) 121-136.
- Heinrich, H.; Harlander, U.; Metz, W.: Transiente Wellenzüge in der Troposphäre bei ruhiger und gestörter Stratosphäre. *Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27*, *Proceedings DACH-MT Wien* (2001) CD-ROM.
- Jacobi, Ch.; Kürschner, D.: A possible connection of midlatitude mesosphere/lower thermosphere zonal winds and the Southern Oscillation. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): *Meteo-*

- rologische Arbeiten aus Leipzig (VI), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig 22 (2001) 98 – 110.
- Jacobi, Ch.; Portnyagin, Y.I.; Merzlyakov, E.G.; Kashcheyev, B.L.; Oleynikov, A.N.; Kürschner, D.; Mitchell, N.J.; Middleton, H.R.; Muller, H.G.; Comley, V.E.: Mesosphere/lower thermosphere wind measurements over Europe in summer 1998. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 63 (2001) 1017–1031.
- Jacobi, Ch.; Lange, M.; Kürschner, D.; Manson, A.H.; Meek, C.E.: A long-term comparison of Saskatoon MF radar and Collm LF D1 mesosphere-lower thermosphere wind measurements. *Phys. Chem. Earth* 26 (2001) 419–424.
- Jacobi, Ch.; Kürschner, D.: Ein möglicher Einfluss von ENSO auf die Zirkulation im oberen Mesopausenbereich mittlerer Breiten Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27, Proceedings DACH-MT Wien (2001) CD-ROM.
- Kay, M. J.; Box, M.A.; Trautmann, T.; Landgraf, J.: Actinic flux and net flux calculations in radiative transfer - A comparative study of computational efficiency. *J. Atmos. Sci.* 58 (2001), 3752-3761.
- Landgraf, J.; Hasekamp, O.P.; Box, M. A.; Trautmann, T.: A linearized radiative transfer model for ozone profile retrieval using the analytical forward-adjoint perturbation theory approach. *J. Geophys. Res.* 106 (2001), 27291-27305.
- Lange, M.; Jacobi, Ch.: Einfluß des winterlichen stratosphärischen Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre simuliert mit dem COMMA-Modell. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig 22 (2001) 111 – 120.
- Lange, M.: 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. *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 25 (2001) 120 S.
- Lange, M.; Jacobi, Ch.: Einfluss des stratosphärischen Polarwirbels auf die zonale Variabilität des Windfeldes in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre - eine Modellstudie. Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27, Proceedings DACH-MT Wien (2001) CD-ROM.
- Luo, Y.; Manson, A.H.; Meek, C.E.; Igarashi, K.; Jacobi, Ch.: Extra long period (20-40 day) oscillations in the mesospheric and lower thermospheric winds: observations in Canada, Europe and Japan, and considerations of possible solar influences. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 63 (2001) 835-852.
- Merzlyakov, E.G.; Portnyagin, Y.I.; Jacobi, C.; Mitchell, N.J.; Muller, H.G.; Manson, A.H.; Fachrutdinova, A.N.; Singer, W.; Hoffmann, P.: On the longitudinal structure of the transient day-to-day variation of the semidiurnal tide in the mid-latitude lower thermosphere – I. Winter season. *Ann. Geophysicae* 19 (2001) 545 – 562.
- Mölders, N.: Concepts for coupling hydrological and meteorological models. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig 22 (2001) 1-15.
- Mölders, N.; Rühaak, W.: Sensitivity studies with a surface and channel runoff module coupled to a mesoscale atmospheric model. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig 22 (2001) 16-25.
- Mölders, N.: On the uncertainty in mesoscale modeling caused by surface parameters. *Meteor. Atmos. Phys.* 76 (2001) 119-141.
- Mölders, N.; Rühaak, W.: A runoff module for use in an atmospheric model. In: Suttmöller, J.; Raschke, E., Modellierung in meso- bis makroskaligen Flußeinzugsgebieten - Workshop 16./17. November 2000 in Lauenburg, GKSS2001/15 (2001) 63-75.

- Mölders, N.: On the influence of open-pit mining on hydrological processes. In: Simmer, C. (Hg.), Regional hydrological processes – remote sensing, assimilation and validation. Rheinische Friedrich-Wilhelm-Universität Bonn (2001) 121-130.
- Mudelsee, M.: Note on the bias in the estimation of the serial correlation coefficient of AR(1) processes. *Statistical Papers* 42 (2001) 517-527.
- Mudelsee, M.: The phase relations among atmospheric CO<sub>2</sub> content, temperature and global ice volume over the past 420 ka. *Quaternary Science Reviews* 20 (2001) 583-589.
- Mudelsee, M.; Börngen, M.; Tetzlaff, G.: On the estimation of trends in the frequency of extreme weather and climate events. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 22 (2001) 78-88.
- Mudelsee, M.: Statistical Analysis in Climate Research, by von Storch H, Zwiers FW: Book Review. *Computers and Geosciences* 27 (2001) 371-373.
- Neff, U.; Burns, S.J.; Mangini, A.; Mudelsee, M.; Fleitmann, D.; Matter, A.: Strong coherence between solar variability and the monsoon in Oman between 9 and 6 kyr ago. *Nature* 411 (2001) 290-293.
- Raabe, A.; Arnold, K.; Ziemann, A.: Near surface averaged air temperature and wind speed determined by acoustic travel time tomography. *Meteorol. Z.* 10 (2001) 61-70.
- Raabe, A.; Arnold, K.; Ziemann, A.: Local variability of turbulent air stream characteristics using area averaged data generated by acoustic tomography. In: Arnold, K.; Ziemann, A.; Tetzlaff, G.; Mellert, V.; Raabe, A. (Hg.): International Workshop Tomography and Acoustics: Recent developments and methods, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 23 (2001) 147-154.
- Raabe, A.; Arnold, K.; Ziemann, A.: Räumliche Variabilität turbulenter Parameter von Luftströmungen abgeleitet über ein Verfahren der akustischen Laufzeitomographie. Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27, Proceedings DACH-MT Wien (2001) CD-ROM.
- Schienenbein, S.; Arnold, K.: Messung der Lufttemperatur und Luftfeuchte bei Minimierung des Strahlungsfehlers. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 22 (2001) 69-77.
- Schönfeldt, H.-J.; von Löwis, S.: Strukturen der turbulenten Strömung in der atmosphärischen Grenzschicht und ihr Einfluß auf den äolischen Sedimenttransport, Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27, Proceedings DACH-MT Wien (2001) CD-ROM.
- Schönfeldt, H.-J.; von Löwis, S.: Datentransfer und deren Wirkung in der spektralen Varianzanalyse geophysikalischer Meßreihen. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 22 (2001) 89-97.
- Simmel, M.: Numerical solution of the Stochastic Collection Equation – Comparison of the Linear Discrete Method and the Method of Moments. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 22 (2001) 26-34.
- Stening, R.J.; Jacobi, Ch.: Lunar tidal winds in the upper atmosphere over Collm. *Ann. Geophysicae* 18 (2001) 1645-1650.
- Stolle, C.; Schlüter, S.; Jacobi, Ch.; Jakowski, N.; Heise, S.; Raabe, A.: Tomographie in der Ionosphäre unter Einbindung von GPS-Okkultationen. Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27, Proceedings DACH-MT Wien (2001) CD-ROM.
- Trautmann, T.; Walter, H.; Landgraf, J.: Actinic fluxes and photodissociation frequencies of NO<sub>2</sub> (JNO<sub>2</sub>) for very large solar zenith angles: Comparison of two radiative transfer codes. In IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation, Smith, W. L.; Timofeyev, Yu. M. (Eds.): A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia (2001) 397-400.

- Weickmann, L.; Börngen, M.: Zum Gedenken an Vilhelm Bjerknes und sein Wirken in Deutschland. - DMG, Mitteilungen 2/2001: 27-29.
- Wilson, D.K.; Ziemann, A.; Ostashev, V.E.: An Overview of Acoustic Travel-Time Tomography in the Atmosphere and its Potential Applications. Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig, 23 (2001) 94-101.
- Wilson, D.K.; Ziemann, A.; Ostashev, V.E.; Voronovich, A.G.: An overview of acoustic travel-time tomography in the atmosphere and its potential applications. Acustica, 87 (2001) 721-730.
- Ziemann, A.; Arnold, K.; Raabe, A.: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen beim Lärmschutz. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig 22 (2001) 35-49.
- Ziemann, A.; Arnold, K.; Raabe, A.: Acoustic tomography as a method to characterize measuring sites. In: Raabe, A.; Arnold, K. (Hg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig 22 (2001) 50-59.
- Ziemann, A.; Arnold, K.; Raabe, A.: Acoustic tomography as a method to identify small-scale land surface characteristics. In: Arnold, K.; Ziemann, A.; Tetzlaff, G.; Mellert, V.; Raabe, A. (Hg.): International Workshop Tomography and Acoustics: Recent developments and methods, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig 23 (2001) 130-137.
- Ziemann, A.; Arnold, K.; Raabe, A.: Ein Mess- und Analysesystem für die Untersuchung der bodennahen Atmosphäre: das Fernerkundungsverfahren „Akustische Tomographie“. Österreichische Beiträge zu Meteorologie und Geophysik 27, Proceedings DACH-MT Wien (2001) CD-ROM.
- Ziemann, A.; Arnold, K.; Raabe, A.: Acoustic tomography as a method to identify small-scale land surface characteristics. Acustica, 87 (2001) 731-737.



**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 langwelliger 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. Februar 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. Grünewald* (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