

**Variabilität der arktischen Ozonschicht:  
Analyse und Interpretation bodengebundener  
Millimeterwellenmessungen**

**Variability of the Arctic ozone layer:  
Analysis and interpretation of ground-based  
millimeter wave measurements**

---

**Björn-Martin Sinnhuber**

**Ber. Polarforsch. 309 (1999)  
ISSN 0176 - 5027**

Björn-Martin Sinnhuber  
The Environment Centre  
University of Leeds  
England

Die vorliegende Arbeit wurde im August 1998 dem Fachbereich 1 (Physik) der  
Universität Bremen als Dissertation vorgelegt.

# Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Danksagung	v
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Dynamik und Chemie der Stratosphäre</b>	<b>7</b>
2.1 Grundlagen	7
2.1.1 Dynamische Grundgleichungen	9
2.1.2 Balancegleichung	10
2.1.3 Thermischer Wind	11
2.2 Der arktische Polarwirbel	11
2.2.1 Potentielle Vorticity	14
2.3 Meridionale Zirkulation	16
2.4 Ozon in der Stratosphäre	20
2.4.1 Ozonchemie	21
2.4.2 Heterogene Chemie und Ozonloch	22
<b>3 Mikrowellenspektroskopie atmosphärischer Spurengase</b>	<b>27</b>
3.1 Strahlungstransfer	27
3.2 Molekulare Absorption	28
3.3 Das Radiometer für atmosphärische Messungen	32
3.3.1 Das Heterodynprinzip	32
3.3.2 Der Total-Power-Empfänger	33
3.3.3 Der Aufbau des RAM	34
3.4 Modellierung des Strahlungstransfers	35
3.5 Inversion	41
3.6 Zusammenfassung und Ausblick	43
<b>4 Beobachtete Ozonvariabilität</b>	<b>45</b>
4.1 Ozonmessungen mit dem RAM in Ny-Ålesund	45
4.2 Vergleich mit dem SLIMCAT-Modell	48
4.3 Schlußfolgerung	51
<b>5 Bestimmung chemischer Ozonabbauraten</b>	<b>53</b>
5.1 Meteorologie des Winters 1996/97	53
5.1.1 Definition des Polarwirbel-Randes	54
5.2 Ozonmessungen mit dem RAM im Winter 1996/97	57
5.2.1 Totalozon	59

5.3	Berechnung des diabatischen Absinkens . . . . .	63
5.3.1	Kurzwellige Absorption solarer Strahlung . . . . .	63
5.3.2	Langwelliger Strahlungsaustausch . . . . .	65
5.3.3	Berechnung der Kühlungsraten . . . . .	69
5.4	Einfluß der diabatischen Kühlung auf die Dynamik des Polarwirbels	75
5.5	Berechnung der Ozonabbauraten . . . . .	78
5.5.1	Bestimmung des beobachteten Ozonverlusts . . . . .	78
5.5.2	Vergleich mit anderen Messungen . . . . .	81
5.6	Erste Ergebnisse für den Winter 1997/98 . . . . .	82
5.7	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen . . . . .	83
5.A	Berechnung der Fläche des Polarwirbels . . . . .	86
5.B	Bestimmung des Fehlers der berechneten Ozontrends . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Dynamisch bedingte Ozonvariabilität</b>	<b>89</b>
6.1	Das Trajektorien-Modell . . . . .	89
6.1.1	Die verwendeten meteorologischen Felder . . . . .	92
6.1.2	Vertikale Scherung der Trajektorien . . . . .	95
6.2	Domain-filling Trajektorien . . . . .	96
6.2.1	Konturadvektion . . . . .	97
6.3	Hochaufgelöste Karten des Polarwirbels . . . . .	103
6.3.1	Vergleich mit Mikrowellen-Messungen . . . . .	106
6.4	Transport über den Rand des Polarwirbels . . . . .	108
6.5	Ozontransportmodellierung . . . . .	112
6.5.1	Semi-Lagrange Modellierung . . . . .	113
6.5.2	Interpolationsschemata . . . . .	113
6.5.3	Modellbeschreibung . . . . .	116
6.5.4	Test mit potentieller Vorticity . . . . .	117
6.5.5	Ozoninitialisierung . . . . .	117
6.5.6	Ergebnisse der Ozontransportmodellierung . . . . .	124
6.5.7	Vergleich mit Messungen des RAM in Ny-Ålesund . . . . .	127
6.5.8	Schlußfolgerungen . . . . .	130
6.A	Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen . . . . .	132
<b>7</b>	<b>Ozonvariabilität in der mittleren Stratosphäre</b>	<b>135</b>
7.1	Chemie des Ozons in der mittleren Stratosphäre . . . . .	136
7.2	Ozonmessungen im Winter 1994/95 . . . . .	139
7.3	Modellierung der beobachteten Ozonvariabilität . . . . .	141
7.3.1	Entwicklung des Ozons im Polarwirbel . . . . .	152
7.4	Messungen im Winter 1996/97 . . . . .	153
7.5	Vergleich mit dem SLIMCAT Modell . . . . .	157
7.6	Berücksichtigung der Höhenauflösung . . . . .	158
7.7	Ergebnisse und Schlußfolgerungen . . . . .	159
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>163</b>
	Literaturverzeichnis	169

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen arktischen stratosphärischen Ozons, die mit dem Radiometer für Atmosphärische Messungen (RAM) in Ny-Ålesund, Spitzbergen (79° Nord, 12° Ost) durchgeführt wurden, analysiert und interpretiert. Einen Schwerpunkt bilden dabei die Messungen im Winter und Frühjahr.

Die Messungen des RAM zeigen im Winter und Frühjahr 1996/97 in der unteren Stratosphäre eine deutliche Abnahme des Ozonmischungsverhältnisses. Aus dieser beobachteten Ozonabnahme wurden chemische Ozonabbauraten abgeschätzt. Dafür war es notwendig, das diabatische Absinken der Luftmassen innerhalb des Polarwirbels mit Hilfe von Strahlungstransferrechnungen im infraroten und sichtbaren Spektralbereich zu bestimmen.

Die beobachtete Ozonvariabilität ist wesentlich auch durch Transportprozesse bestimmt. Zur Untersuchung dieser dynamisch bedingten Ozonvariabilität wurde ein Trajektorienmodell entwickelt, mit dem die Historie einzelner Luftmassen verfolgt werden kann. Durch die gleichzeitige Berechnung einer großen Anzahl von Luftmassentrajektorien, sogenannten 'domain filling' Trajektorienrechnungen, wurde die Dynamik des arktischen Polarwirbels untersucht. Mit Hilfe dieser Rechnungen konnten kleinskalige Strukturen im Polarwirbel sichtbar gemacht werden, die in Übereinstimmung mit beobachteten kurzzeitigen Ozonvariationen sind.

Zur Interpretation der beobachteten Ozonvariabilität in der mittleren Stratosphäre wurden Rechnungen mit einem photochemischen Modell entlang berechneter Luftmassentrajektorien durchgeführt. Diese Rechnungen zeigen, daß die Variabilität des Ozons in der mittleren Stratosphäre sehr gut durch die 'dynamisch kontrollierte Photochemie' erklärt werden kann.

## Abstract

Within this work measurements of Arctic stratospheric ozone, performed with the ground-based Radiometer for Atmospheric Measurements (RAM) in Ny-Ålesund, Spitsbergen (79° North, 12° East), have been analyzed and interpreted, with an emphasis on the measurements made during winter and spring.

The RAM measurements during winter and spring 1996/97 show a significant decrease of the ozone mixing ratio in the lower stratosphere. From this observed ozone decrease, chemical ozone loss rates have been estimated. This required the calculation of the diabatic descent of air masses within the polar vortex using radiative transfer calculations in the infrared and visible spectral range.

The observed ozone variability depends to a large extent on transport processes. For the investigation of this dynamically induced ozone variability a trajectory model has been developed. By simultaneously calculating a large number of domain filling air parcel trajectories, the evolution of the Arctic polar vortex has been investigated. These calculations enable small scale structures of the polar vortex to be visualized, which are in good agreement with observed short-term ozone variabilities.

Calculations using a photochemical box model along derived air mass trajectories have been used to interpret the observed ozone variability in the middle stratosphere. These calculations show that the variability of mid-stratospheric ozone can be explained well by the 'dynamically controlled photochemistry'.



## Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen, die zur Verwirklichung dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Klaus Künzi danke ich für die Betreuung und Unterstützung während der Arbeit.

Prof. John Burrows danke ich für die Übernahme des Korreferats und viele hilfreiche Diskussionen.

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen, ohne die große Unterstützung durch meine Kollegen der RAM-Arbeitsgruppe, Jens Langer, Uwe Raffalski, Ulf Klein und Bernd Franke. Desweiteren möchte ich mich auch bei Stefan Bühler und Miriam von König für viele Anregungen bedanken.

Ganz herzlich möchte ich mich bei der BRAPHO-Gruppe bedanken für die sehr gute Zusammenarbeit und Unterstützung. Vor allem Richard Müller hat viel zu dieser Arbeit beigetragen.

Keith Shine, University of Reading, danke ich herzlich für die Überlassung des Strahlungstransferprogramms zur Berechnung der diabatischen Kühlungsraten.

Martyn Chipperfield, University of Cambridge, danke ich für die Überlassung der SLIMCAT Modelldaten und die vielen hilfreichen Diskussionen.

Für viele Untersuchungen wurden von mir meteorologische Daten des Europäischen Zentrums für Mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF) und des United Kingdom Meteorological Office (UKMO) verwendet. Ich möchte mich auch für die Überlassung der Ozonsondendaten, die für die Initialisierung der Ozontransportrechnungen verwendet wurden, bei den jeweiligen Verantwortlichen bedanken.

Meinen herzlichen Dank auch allen in Ny-Ålesund, die dazu beigetragen haben, meine dortigen Aufenthalte sowohl wissenschaftlich erfolgreich, als auch persönlich für mich unvergesslich werden zu lassen.

Zuguter letzt bedanke ich mich auch bei Michael Hofmann, der mir eine Vielzahl der verwendeten Zeitschriftenartikel besorgt hat.

Teile dieser Arbeit wurden von der Kommission der Europäischen Gemeinschaft, dem Ozonforschungsprogramm des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft sowie dem Alfred Wegener Institut gefördert.



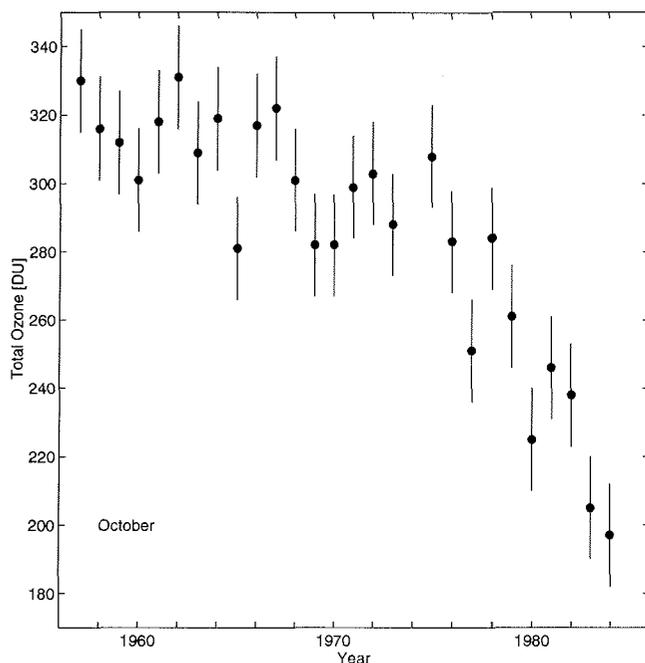
# 1

## Einleitung

Die irdische Ozonschicht, die sich in etwa 20 bis 30 km Höhe befindet, stellt eine Art Schutzschild für Menschen, Tiere und Pflanzen vor der harten ultravioletten solaren Strahlung dar. Darüber hinaus bestimmt die Absorption der Sonnenstrahlung durch die Ozonschicht die Temperaturverteilung in der höheren Atmosphäre. Eine Zerstörung der Ozonschicht würde also nicht nur eine Zunahme der für alle lebenden Organismen schädlichen ultravioletten (UV) Strahlung bewirken, sondern hätte auch große Auswirkungen auf das Klima der Erde.

Im Jahre 1974 wiesen J. Molina und F. Rowland erstmals darauf hin, daß durch die Emission von Chlor in Form der Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW) die Ozonschicht angegriffen wird [Molina und Rowland, 1974]. Diese Arbeit führte dann zusammen mit der Arbeit von P. Crutzen über den Einfluß von Stickoxiden auf die Ozonschicht [Crutzen, 1970] zum Chemie-Nobelpreis im Jahre 1995. Durch den vielfältigen Einsatz der FCKW als Industriegase, beispielsweise in Kühlschränken, bei der Herstellung von Schäumen und als Treibgase, stieg der Chlorgehalt der Atmosphäre in den letzten Jahrzehnten erheblich an. Heutzutage stammt der weitaus überwiegende Anteil des Chlors in der Stratosphäre aus anthropogenen Quellen. Da die FCKW kaum reaktiv sind (sie sind somit ungiftig, nicht brennbar und nicht korrosiv), gelangen sie bis in die Stratosphäre, wo die FCKW dann von der solaren UV-Strahlung aufgespalten werden können, so daß sie reaktives Chlor freisetzen. Aufgrund dieser Zunahme des reaktiven Chlors in der Stratosphäre wurde mit einer Abnahme der Ozonschicht im Bereich von einigen Prozent pro Dekade gerechnet, vorwiegend in der oberen Stratosphäre und in niedrigen bis mittleren Breiten.

So kam die Entdeckung des antarktischen Ozonlochs im Jahre 1985 völlig überraschend. Farman *et al.* [1985] hatten in Messungen der Ozonsäulendichte über der britischen Antarktis-Station Halley Bay (76° S) eine alarmierende Abnahme des Ozons seit etwa Mitte der Siebziger Jahre beobachtet. Abb. 1.1 zeigt die Ozonsäulendichte im Monatsmittel für Oktober über Halley Bay von 1957 bis 1984. Die Werte fallen von über 300 Dobsonseinheiten (DU) auf Werte von unter 200 DU. Eine Dobsonseinheit entspricht einer Dicke der Ozonschicht von einem tausendstel Zentimeter bei Normaldruck ( $10^{-3}$  atm cm). Diese Messungen wurden dann auch von anderen Sta-



**Abb. 1.1.** Beobachtete Abnahme der Ozonsäulendichte im Monatsmittel für Oktober über Halley Bay ( $76^{\circ}$  S) von 1957 bis 1984. Die Daten stammen aus Farman *et al.* [1985].

tionen und durch Satellitenmessungen bestätigt. Fortgesetzte Messungen des Ozons über Halley Bay zeigten eine weitere, praktisch konstante Abnahme der Ozonsäulendichte auf Werte unter 100 DU in der Mitte der Neunziger Jahre [Jones und Shanklin, 1995]. Auch wenn sich inzwischen herausgestellt hat, daß der von Farman *et al.* [1985] zur Erklärung des beobachteten Ozonabbaus vorgeschlagene Mechanismus etwas anders abläuft, hatten sie doch gleich richtig erkannt, daß die Ozonabnahme – das Ozonloch – auf den Einfluß des anthropogenen Chloreintrags zurückzuführen ist. Somit gelten Farman *et al.* zurecht als Entdecker des Ozonlochs, auch wenn bereits ein Jahr früher erste Messungen von extrem niedrigen Ozonwerten veröffentlicht wurden [Chubachi, 1984].

Als Reaktion auf die Entdeckung des antarktischen Ozonlochs kam es bereits im Jahre 1985 zur Wiener Konvention über die Reduzierung der FCKW-Produktion, die dann im Montrealer Protokoll vom September 1987 vereinbart wurde. Diese Vereinbarung wurde 1992 im Kopenhagener Vertrag verschärft, so daß ein schnellerer Ausstieg aus der FCKW-Produktion, als ursprünglich im Montrealer Protokoll vorgesehen, vereinbart wurde. Als Ergebnis dieser internationalen Vereinbarungen ist schon heute eine Abnahme der Chlorkonzentration in der Troposphäre zu beobachten. Aufgrund der langen Lebensdauer der FCKW wird das Maximum der stratosphärischen Chlorkonzentration aber erst ungefähr zur Jahrtausendwende erwartet.

Die Voraussage von Farman *et al.* [1985], daß ein ähnlicher Ozonabbau wie im

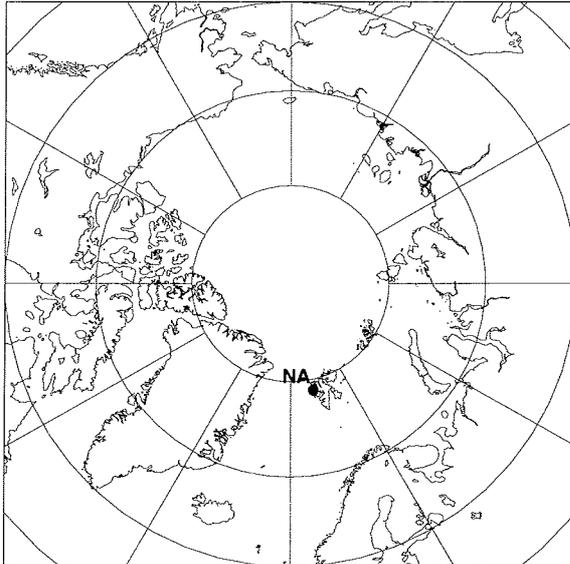
antarktischen Ozonloch über der Arktis nicht zu erwarten ist, da hier die Temperaturen höher sind und der stratosphärische Polarwirbel nicht so stabil ist, haben sich dann nicht bestätigt. Vielmehr wurde in den letzten Jahren über der Arktis ein Ozonverlust beobachtet, der vergleichbar der Ozonabnahme in der Antarktis bis Mitte der Achziger Jahre war [WMO, 1995].

Nachdem bereits im Winter 1987 die deutsch-französische CHEOPS-Kampagne und im Winter 1989 das amerikanische *Arctic Airborne Stratospheric Experiment* (AASE) durchgeführt wurden, wurde im Winter 1991/92 die erste große europäische Kampagne zur Untersuchung der arktischen Stratosphäre durchgeführt. Im Rahmen dieses *European Arctic Stratospheric Ozone Experiment* (EASOE) wurden eine Vielzahl von Ozon- und Spurenstoffmessungen vom Boden aus, mit Ballonexperimenten und vom Flugzeug aus durchgeführt. Aufgrund des großen Erfolges der EASOE-Kampagne wurde in den Wintern 1993/94 und vor allem 1994/95 die zweite große europäische Ozonkampagne *Second European Stratospheric Arctic and Midlatitude Experiment* (SESAME) durchgeführt. Eine dritte große Kampagne (*Third European Stratospheric Experiment on Ozone*, THESEO) ist 1998/99 geplant, wobei hier verstärkt auch der Einfluß auf mittlere Breiten untersucht werden soll.

Neben einzelnen Kampagnen besteht auch die Notwendigkeit einer langfristigen Untersuchung der Veränderung der Ozonschicht. Vom Alfred-Wegener-Institut (AWI) werden seit Ende der Achziger Jahre in Ny-Ålesund, Spitzbergen (79° N, 12° O) Messungen der stratosphärischen Ozonschicht durchgeführt. Im Sommer 1991 wurde die Koldewey-Station des AWI in Ny-Ålesund offiziell eingeweiht. Ny-Ålesund bildet seit 1992 zusammen mit Thule in Grönland und Eureka in der kanadischen Arktis die arktische Station des *Network for the Detection of Stratospheric Change* (NDSC). Ziel des NDSC ist es, ein globales Netzwerk gut ausgerüsteter Stationen mit untereinander validierten Meßinstrumenten aufzubauen. In der NDSC-Station in Ny-Ålesund gibt es ein Lidar-System zur Messung von Ozon und Aerosolen, ein Fouriertransform-Infrarotspektrometer (FTIR), Spektrometer im UV und sichtbaren Spektralbereich sowie das in dieser Arbeit betrachtete Mikrowellenradiometer.

Das Mikrowellenradiometer für atmosphärische Messungen (RAM) wird vom AWI in Zusammenarbeit mit dem Institut für Umweltphysik (IUP) der Universität Bremen zur Messung von Ozon und anderen Spurengasen in Ny-Ålesund betrieben. Das Gerät wurde am IUP konstruiert und gebaut, eine ausführliche Beschreibung findet sich in der Arbeit von U. Klein [Klein, 1993]. Das RAM wurde erstmals im Rahmen von Meßkampagnen in den Wintern 1992/93 und 1993/94 in Ny-Ålesund eingesetzt und befindet sich seit dem Herbst 1994 im Dauerbetrieb an der NDSC-Station in Ny-Ålesund.

Das Mikrowellenradiometer ist ein passives Instrument, das die Emissionsstrahlung der atmosphärischen Spurengase detektiert. Es kann somit unabhängig von der Verfügbarkeit der Sonnenstrahlung das ganze Jahr, auch in der Polarnacht, messen. Zumindest was die Ozonmessungen betrifft, sind die Messungen weitgehend wetterunabhängig und nicht auf klaren Himmel angewiesen. Ein wesentlicher Vorteil der Mikrowellenradiometrie ist, daß die Messungen absolut kalibriert werden, was sie zur Bestimmung von Trends über lange Zeiträume qualifiziert. Darüber hinaus erlaubt



**Abb. 1.2.** Die Lage von Ny-Ålesund in der Arktis.

die hohe spektrale Auflösung die Bestimmung von Höhenprofilen der Spurenstoffe aus der Form der gemessenen Spektrallinie.

Der Aufbau des RAM und erste Ergebnisse der Meßkampagne vom Winter 1992/93 wurde von Klein [1993] beschrieben. Langer [1995] hat eine Charakterisierung des Instrumentes vorgenommen. Die Messungen von Chlormonoxid mit dem RAM in Ny-Ålesund wurden von Raffalski [1993, 1997] beschrieben. Die Bestimmung der Ozonprofile aus den gemessenen Mikrowellenspektren und eine Darstellung der Ozonmessungen vom Winter 1993/94 in Ny-Ålesund ist in Sinnhuber [1995] zu finden.

### **Zielsetzung dieser Arbeit**

Ziel dieser Arbeit ist es, die beobachteten Ozonvariabilitäten in der arktischen Stratosphäre zu erklären. Den Schwerpunkt der Arbeit bildet dabei die Interpretation der Ozonmessungen des RAM in Ny-Ålesund im Winter und Frühjahr.

Teilaspekte der Arbeit sind:

- Die Entwicklung eines Strahlungstransfermodells zur Auswertung der Mikrowellenmessungen. Dabei wurde ein neuartiges, effizientes und genaues Verfahren zur Berechnung der Gewichtsfunktionen gefunden. (Kapitel 3.)
- Die Berechnung von chemischen Ozonabbauraten in der unteren Stratosphäre im Winter und Frühjahr. Hierzu wurde das diabatische Absinken der Luftmassen im Polarwirbel mit Hilfe von Infrarot-Strahlungstransferrechnungen bestimmt. (Kapitel 5.)

- Die Entwicklung eines Trajektorienmodells, mit dem die Historie einzelner Luftmassen verfolgt werden kann. (Kapitel 6.)
- Die Berechnung hochaufgelöster Karten des Polarwirbels (sogenannte *contour advection* und *reverse domain filling* Rechnungen), die zur Interpretation der beobachteten Ozonvariabilität verwendet werden. (Kapitel 6.)
- Die Entwicklung eines hochaufgelösten Semi-Lagrange-Ozontransportmodells, mit dem die Ozonvariabilität in der unteren Stratosphäre für ausgewählte Perioden untersucht wird. (Kapitel 6.)
- Die Erklärung der beobachteten Ozonvariabilität in der mittleren Stratosphäre durch 'dynamisch kontrollierte Photochemie'. Hierzu wurde das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Trajektorienmodell mit dem *Bremen Atmospheric Photochemical Model* (BRAPHO) verbunden, um die beobachtete Ozonvariabilität zu modellieren. (Kapitel 7.)

Die Arbeit wird durch eine Zusammenfassung und einen Ausblick abgeschlossen.



# 2

## Dynamik und Chemie der Stratosphäre

### 2.1 Grundlagen

Die Atmosphäre wird gewöhnlich aufgrund ihrer thermischen Schichtung in verschiedene Zonen eingeteilt, nämlich die Troposphäre, die Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre. Abb. 2.1 zeigt das Temperaturprofil für eine subarktische Winteratmosphäre, wobei die Grenzen zwischen den einzelnen Atmosphärenschichten, die Tropopause, Stratopause und Mesopause, eingezeichnet sind. Das uns bekannte Wettergeschehen spielt sich praktisch ausschließlich in der untersten Atmosphärenschicht, der Troposphäre ab. Die Stratosphäre und Mesosphäre werden auch als mittlere Atmosphäre bezeichnet, wohingegen mit oberer Atmosphäre normalerweise der Bereich der Thermosphäre und Ionosphäre bezeichnet wird, also ungefähr der Bereich oberhalb 90 km Höhe.

Der atmosphärische Druck ist mit der Temperatur über das ideale Gasgesetz

$$p = \rho RT, \quad (2.1)$$

und die hydrostatische Gleichung

$$\partial p / \partial z = -\rho g \quad (2.2)$$

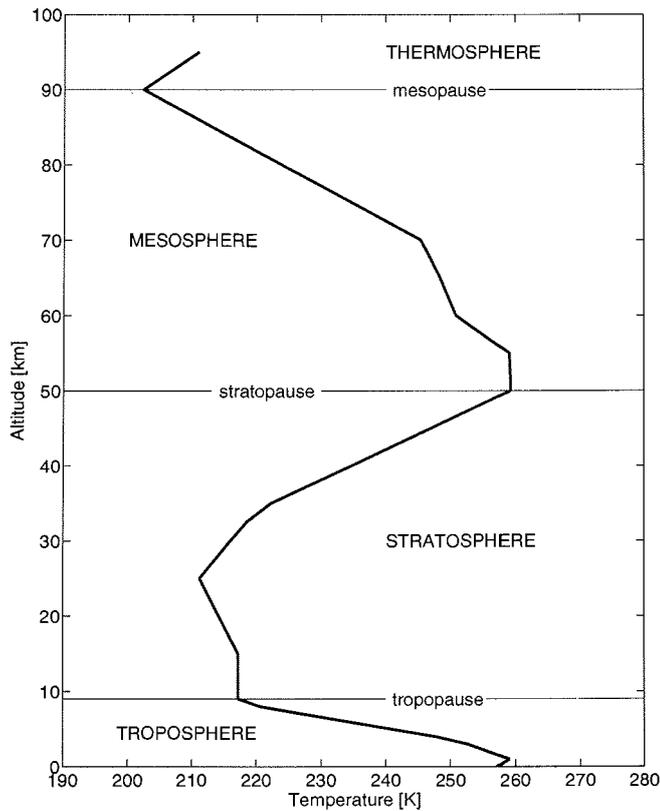
verknüpft. Hierbei bezeichnet  $p$  den Druck,  $\rho$  die Dichte,  $T$  die Temperatur und  $R$  und  $g$  stellen die Gaskonstante beziehungsweise die Erdbeschleunigung dar. Die hydrostatische Gleichung (2.2) impliziert, daß der Druck im Mittel exponentiell mit der Höhe abfällt mit

$$p = p_0 \exp(-z/H),$$

wobei  $H$  die sogenannte Skalenhöhe bezeichnet. Sie liegt im Bereich der mittleren Atmosphäre bei ungefähr 7 km.

Das Geopotential ist definiert als die Arbeit, die benötigt wird, eine Einheitsmasse auf die Höhe  $z$  zu bringen:

$$\Phi = \int_0^z g dz. \quad (2.3)$$



**Abb. 2.1.** Der Verlauf der Temperatur mit der Höhe, für eine subarktische Winter-Standardatmosphäre.

Mit der mittleren Erdbeschleunigung  $g_0 = 9.80665 \text{ ms}^{-2}$  kann dann die Geopotentialhöhe  $Z = \Phi/g_0$  definiert werden. In der mittleren Atmosphäre unterscheiden sich  $z$  und  $Z$  nur um wenige Prozent, so daß im weiteren in dieser Arbeit nicht ausdrücklich zwischen der geometrischen Höhe und der Geopotentialhöhe unterschieden wird.

Mit (2.1)–(2.3) läßt sich die hydrostatische Gleichung dann schreiben als

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{RT}{H}. \quad (2.4)$$

Durch Integration der hydrostatischen Gleichung (2.4) erhält man die sogenannte hypsometrische Gleichung

$$\Delta Z = Z_2 - Z_1 = -\frac{RT}{g_0} \ln(p_2/p_1),$$

die besagt, daß die Schichtdicke  $\Delta Z$  zwischen zwei Druckniveaus  $p_1$  und  $p_2$  proportional zur mittleren Temperatur  $T$  dieser Schicht ist.

Die potentielle Temperatur  $\theta$  ist definiert als die Temperatur, die ein Luftpaket hätte, wenn es adiabatisch, also ohne Energieaustausch, von seinem aktuellen Druck  $p$  auf den Referenzdruck  $p_0$  gebracht würde:

$$\theta = T(p_0/p)^\kappa, \quad (2.5)$$

mit  $\kappa = R/c_p \approx 2/7$ , dem Verhältnis der Gaskonstanten für trockene Luft zur spezifischen Wärme bei konstantem Druck. Mit der hydrostatischen Gleichung kann die potentielle Temperatur auch geschrieben werden als

$$\theta = T \exp(\kappa z/H).$$

Da adiabatische Prozesse nach Definition auf Isentropen, Flächen konstanter potentieller Temperatur, ablaufen, wird die potentielle Temperatur in der mittleren Atmosphäre auch gerne als Höhenkoordinate verwendet. In isentropen Koordinaten fallen dann alle adiabatischen Vertikalbewegungen weg. Tabelle 2.1 gibt die ungefähren Höhen einiger Isentropen in der arktischen Winterstratosphäre an.

**Tabelle 2.1.** Die Höhen ausgewählter Isentropen im Winter. Die angegebenen Werte stellen konkret Mittelwerte für Februar und März 1997 in Ny-Ålesund dar, sind aber als repräsentativ für die arktische Winterstratosphäre anzusehen.

$\theta$ [K]	$z$ [km]	$p$ [hPa]
2100	48.3	0.7
1400	38.1	2.7
1000	31.9	6.6
800	28.4	11.5
650	25.2	19.8
550	22.3	32.1
475	19.6	50.6
430	17.5	71.3
400	15.8	93.9
375	14.2	121.0
350	12.5	158.7

### 2.1.1 Dynamische Grundgleichungen

Die Dynamik der Atmosphäre wird beschrieben durch die folgenden Grundgleichungen – hier in isobaren Koordinaten, also auf Druckflächen dargestellt:

$$\frac{Du}{Dt} - \left( f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = X, \quad (2.6)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left( f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} = Y, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = H^{-1} R \theta e^{-\kappa z/H}, \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left( \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial (v \cos \phi)}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 w)}{\partial z} = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q e^{\kappa z/H}. \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnen  $u$  und  $v$  den zonalen beziehungsweise meridionalen Wind und  $w$  den vertikalen Wind.  $\lambda$  und  $\phi$  sind die geographische Länge und Breite und  $a$  ist der Erdradius. Der Coriolisparameter  $f = 2\Omega \sin \phi$  ist die vertikale Komponente der Erdrotation (mit  $\Omega = 2\pi/24$  Stunden). Die materielle oder substantielle Ableitung

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

gibt die zeitliche Änderung einer Größe innerhalb eines Luftpaketes an. Die Größen  $X$  und  $Y$  bezeichnen nicht weiter spezifizierte Reibungskräfte, die die Strömung abbremsen.

Die Gleichungen (2.6) und (2.7) stellen die Impulserhaltung in zonaler beziehungsweise meridionaler Richtung dar. Gleichung (2.8) ist nichts anderes als eine andere Schreibweise für die hydrostatische Gleichung (2.4). Gleichung (2.9) ist die sogenannte Kontinuitätsgleichung, die die Massenerhaltung beschreibt. Gleichung (2.10) beschreibt die Änderung der potentiellen Temperatur durch diabatische Effekte. Man beachte, daß in dieser Arbeit mit  $Q$  die Änderung der Temperatur  $T$  – und nicht der potentiellen Temperatur – durch diabatische Effekte bezeichnet ist. Die Gleichungen (2.6)–(2.10) werden als die primitiven Gleichungen bezeichnet.

Die einfachste dynamische Approximation für die primitiven Gleichungen ist die sogenannte Geostrophie, bei der lediglich die Druckgradientkraft und die Corioliskraft berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} 2\Omega \sin \phi \cdot v &= \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \\ 2\Omega \sin \phi \cdot u &= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Da die geostrophischen Gleichungen (2.11) keine Zeitabhängigkeit enthalten, sind sie lediglich diagnostisch und nicht prognostisch. Das heißt, es läßt sich das Windfeld aus beobachteten Geopotentialhöhen  $\Phi$  bestimmen, aber die weitere zeitliche Entwicklung nicht vorhersagen.

### 2.1.2 Balancegleichung

Statt der geostrophischen Näherung wird zur Berechnung von Windfeldern aus analysierten Geopotentialhöhen in der mittleren Atmosphäre oftmals die sogenannte Balancegleichung verwendet. Vernachlässigt man in den primitiven Gleichungen die Beschleunigung und die vertikale Advektion, behält also den Coriolis-term, die Druckgradientkraft (beziehungsweise den Gradienten des Geopotentials) und die horizontale Advektion, so erhält man die sogenannten nicht-linearen Balancegleichungen

[Randel, 1987]:

$$\begin{aligned}
2\Omega \sin \phi \cdot v &= \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \\
&\quad + \left( \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (u \cos \phi) \right), \\
2\Omega \sin \phi \cdot u &= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \\
&\quad - \left( \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \phi} + \frac{u^2}{a} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right).
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Die Windfelder  $u$  und  $v$  in (2.12) werden nun iterativ bestimmt, wobei mit der geostrophischen Näherung begonnen wird. Randel [1987] zeigt, daß die so berechneten Windfelder – der sogenannte balancierte Wind – in der Stratosphäre eine deutliche Verbesserung gegenüber der geostrophischen Näherung darstellt. Ebenso wie der geostrophische Wind ist aber auch der balancierte Wind in den Tropen aufgrund des Verschwindens des Coriolisterms nur sehr unzureichend bestimmt.

### 2.1.3 Thermischer Wind

Aus der geostrophischen Näherung (2.11) erhält man durch Einsetzen der hydrostatischen Gleichung (2.4) die sogenannte thermische Windgleichung:

$$\begin{aligned}
2\Omega \sin \phi \frac{\partial v}{\partial z} &= \frac{1}{a \cos \phi} \frac{R}{H} \frac{\partial T}{\partial \lambda}, \\
2\Omega \sin \phi \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{a} \frac{R}{H} \frac{\partial T}{\partial \phi}.
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Die thermische Windgleichung sagt also aus, daß ein horizontaler Temperaturgradient eine Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe bedeutet. Insbesondere führt somit eine Abnahme der Temperatur zum Pol hin zu einer Zunahme des Westwindes mit der Höhe. Hiermit kann zumindest grob der stratosphärische Polarwirbel erklärt werden: In der Polarnacht fallen die Temperaturen aufgrund der fehlenden solaren Einstrahlung, so daß nach (2.13) der westliche Wind mit der Höhe zunimmt. Man beachte aber, daß die thermische Windgleichung (2.13) natürlich keine Aussage über Ursache und Wirkung macht. So bewirkt andersherum eine Abnahme des westlichen Windes mit der Höhe eine Zunahme der Temperaturen in Richtung Pol.

## 2.2 Der arktische Polarwirbel

Wie im letzten Abschnitt dargelegt, implizieren die niedrigen Temperaturen in der Polarnacht ein Band starker westlicher Winde in der mittleren Atmosphäre. Wie schon erwähnt, ist es zur Untersuchung von meteorologischen Analysen besonders hilfreich, die Dynamik auf Isentropen, Flächen konstanter potentieller Temperatur, zu betrachten. Da die Luftmassenbewegung in der Stratosphäre näherungsweise adiabatisch verläuft – zumindest im Bereich einiger Tage –, findet die Dynamik praktisch nur 2-dimensional auf Isentropen statt. Als ein Beispiel zeigt Abb. 2.2 den Betrag der Windgeschwindigkeit für den 1. März 1997 auf der 475 K Isentrope, entsprechend einer Höhe von etwa 19 km. Die Daten stammen aus Analysen des

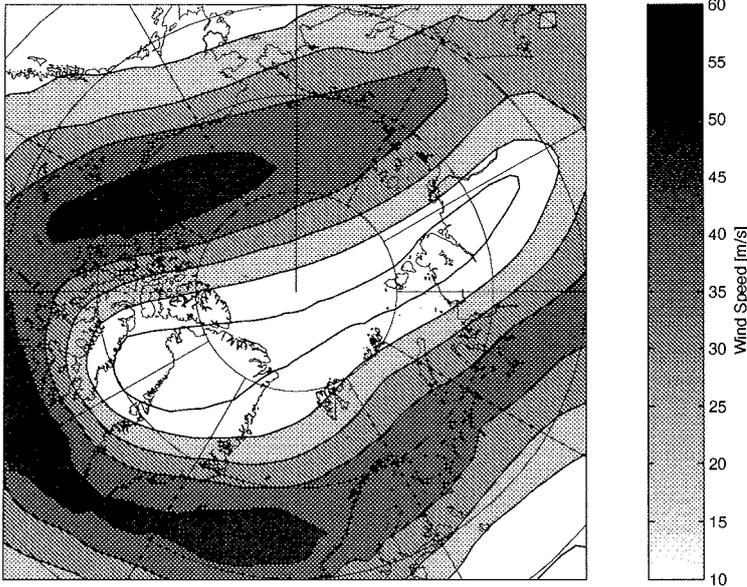


Abb. 2.2. Der Betrag der Windgeschwindigkeit auf der 475 K Isentrope für den 1. März 1997.

European Centre for Mediumrange Weather Forecast (ECMWF). Gut zu erkennen das Westwindband zwischen etwa  $60^\circ$  und  $70^\circ$  N, das den Polarwirbel bildet.

Dem Geopotential auf Isobaren entspricht in isentropen Koordinaten die sogenannte Montgomery-Stromfunktion [Andrews *et al.*, 1987],

$$M = c_p T + \Phi,$$

die der Tatsache Rechnung trägt, daß neben dem Geopotential auch der Druck auf der Isentrope variiert. Die horizontalen Impulsgleichungen (2.6) und (2.7) lauten dann in isentropen Koordinaten:

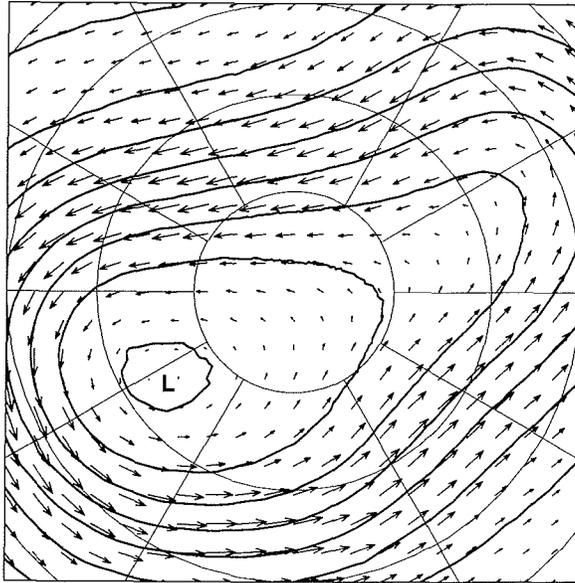
$$\frac{\tilde{D}u}{Dt} - \left( f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial M}{\partial \lambda} = X - Q' \frac{\partial u}{\partial \theta}, \quad (2.14)$$

$$\frac{\tilde{D}v}{Dt} + \left( f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{1}{a} \frac{\partial M}{\partial \phi} = Y - Q' \frac{\partial v}{\partial \theta}, \quad (2.15)$$

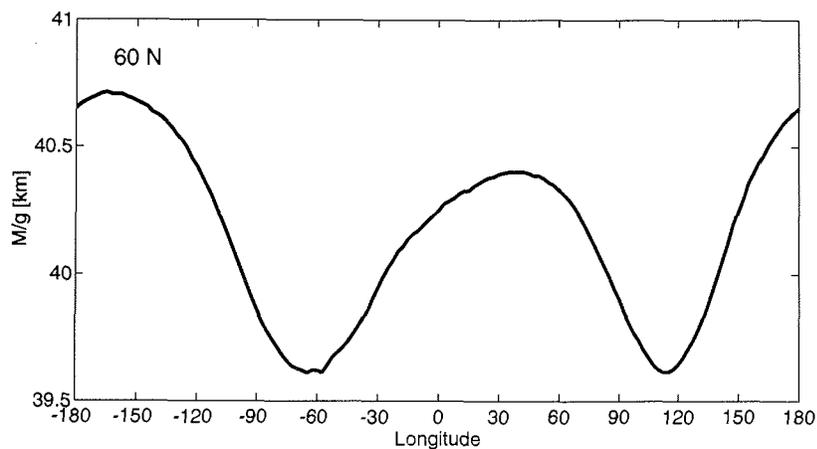
mit  $Q' = Q \exp(\kappa z/H) = D\theta/Dt$ . Hier bezeichnet  $\tilde{D}/Dt$  die substantielle Ableitung auf der Isentropen, also ohne den diabatischen Term  $Q'\partial/\partial\theta$ :

$$\frac{\tilde{D}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi}.$$

Abb. 2.3 zeigt die Montgomery-Stromfunktion auf der 475 K Isentrope. Der Bereich der Arktis wird von einem ausgeprägten Tiefdruckgebiet beherrscht, dem arktischen Polarwirbel. Der Wind folgt weitgehend den Kontourlinien der Montgomery-Stromfunktion, die Strömung ist also in guter Näherung geostrophisch.



**Abb. 2.3.** Kontouren der Montgomery-Stromfunktion zusammen mit der atmosphärischen Strömung auf der 475 K Isentrope für den 1. März 1997. 'L' kennzeichnet das Zentrum des Tiefdruckwirbels.



**Abb. 2.4.** Ein Schnitt der Montgomery-Stromfunktion,  $M/g_0$ , entlang  $60^\circ$  N auf der 475 K Isentrope für den 1. März 1997. Eine Welle der Periode 2 ist deutlich ausgeprägt.

In Abb. 2.4 ist die Montgomery-Stromfunktion (skaliert mit der Erdbeschleunigung),  $M/g_0$ , entlang  $60^\circ$  N dargestellt. Es ist deutlich eine ausgeprägte Welle mit zwei zonalen Perioden erkennbar, eine sogenannte planetare Welle 2.

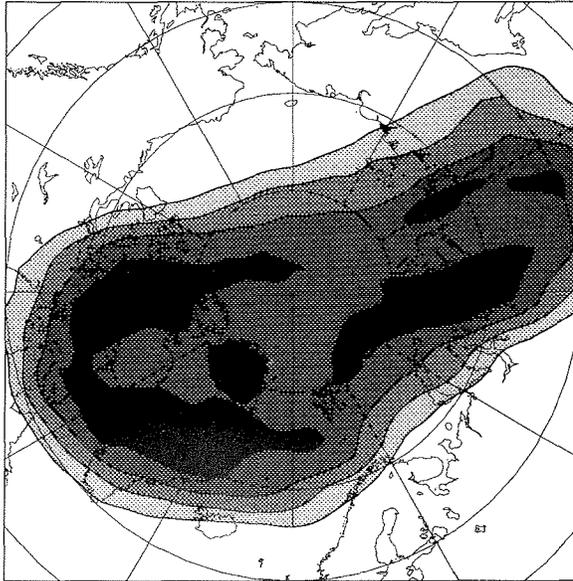


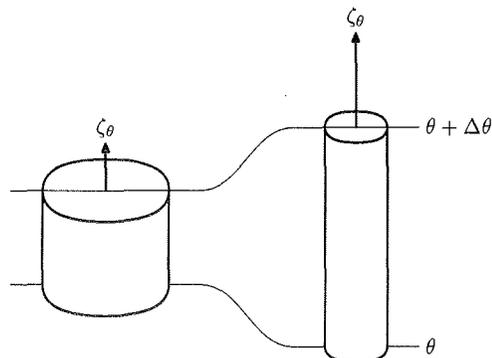
Abb. 2.5. Die potentielle Vorticity auf der 475 K Isentrope für den 1. März 1997. Dargestellt sind die 36, 42, 48 und 54 PVU Kontouren.

### 2.2.1 Potentielle Vorticity

Eine für die Diagnose der atmosphärischen Dynamik und insbesondere des Polarwirbels überaus nützliche Größe ist die sogenannte potentielle Vorticity (PV) oder potentielle Wirbelfeldstärke. Sie ist gegeben als

$$P = g \frac{\partial \theta}{\partial p} \left( f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial(u \cos \phi)}{\partial \phi} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right).$$

Der Term in Klammern ist die absolute Rotation der Luftmasse, gegeben als die Summe aus der Rotation des Windfeldes auf der Isentropen,  $\zeta_\theta$ , und der planetaren Rotation, gegeben durch den Coriolisparameter  $f$ . Der Faktor vor der Klammer beschreibt die Schichtdicke, also den Abstand zweier Isentropen. Durch Erhöhen der Schichtdicke wird die rotierende Luftmasse gleichsam in die Länge gezogen, was wegen der Erhaltung des Drehimpulses zu einer Zunahme der Rotation führt:



Es kann gezeigt werden, daß die potentielle Vorticity für adiabatische Prozesse eine Erhaltungsgröße ist. Hierin liegt die besondere Bedeutung der potentiellen Vorticity für die Diagnose der Luftmassenbewegung. Die potentielle Vorticity kann somit dazu verwendet werden, bestimmte Luftmassen gewissermaßen zu markieren. Es besteht eine enge Analogie zwischen der potentiellen Vorticity und dem Mischungsverhältnis eines konservativen Spurenstoffs [Haynes und McIntyre, 1990].

Die Änderung der potentiellen Vorticity auf einer Isentropen durch diabatische Effekte ist gegeben durch

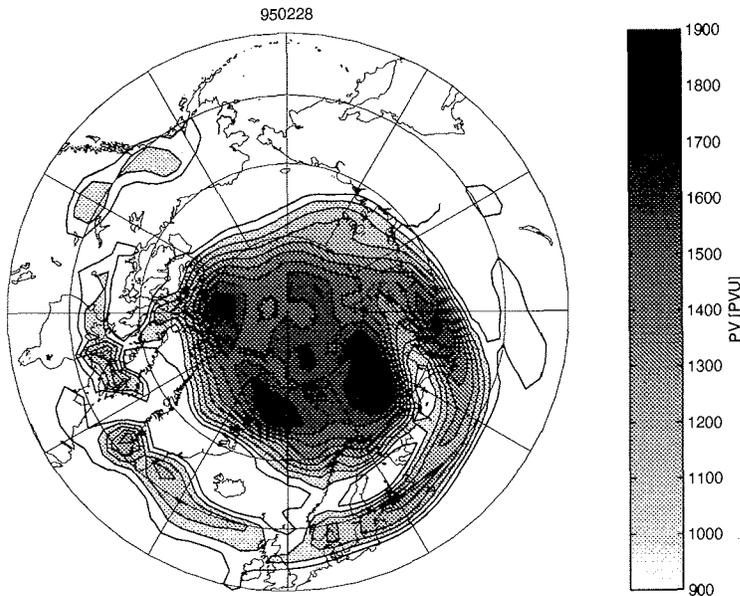
$$\begin{aligned} \frac{\tilde{D}P}{Dt} = g \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{1}{a \cos \phi} & \left( - \frac{\partial(X \cos \phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial Y}{\partial \lambda} - \frac{\partial Q'}{\partial \lambda} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right. \\ & \left. + \frac{\partial Q'}{\partial \phi} \frac{\partial u}{\partial \theta} \cos \phi \right) + P \frac{\partial Q'}{\partial \theta} - Q' \frac{\partial P}{\partial \theta}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

wobei die letzten beiden Terme dominieren, siehe auch Abschnitt 5.4.

Abb. 2.5 zeigt die potentielle Vorticity auf der 475 K Isentrope am 1. März 1997. Eine PV-Einheit (PVU) entspricht  $10^{-6} \text{K m}^2 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-1}$ . Der Wirbel ist entsprechend der auch in der Montgomery-Stromfunktion in Abb. 2.2 zu erkennenden Welle 2 leicht deformiert und in die Länge gezogen. Wenn die Störung durch planetare Wellen zu groß wird, kann es zum Brechen der planetaren Wellen kommen. Dieses Brechen planetarer Wellen wurde erstmals von McIntyre und Palmer [1983] beschrieben. Abb. 2.6 zeigt ein solches Brechen einer planetaren Welle auf der 1000 K Isentrope (etwa in 33 km Höhe) für den 28. Februar 1995. Eine Zunge mit Luftmassen hoher PV wird aus dem Polarwirbel herausgelöst und in mittlere Breiten transportiert.

Wird der Polarwirbel durch planetare Wellen stark gestört, kann es zu einer Stratosphärenenerwärmung kommen. Eine größere Stratosphärenenerwärmung – ein *major warming* – ist etwas willkürlich definiert, als ein Anstieg der zonal gemittelten Temperatur zwischen  $60^\circ \text{N}$  und dem Nordpol in 10 hPa, verbunden mit einer Umkehr des mittleren zonalen Windes bei  $60^\circ \text{N}$  in 10 hPa und darunter. Kommt es dabei nicht zu einer Umkehr des zonalen Windes von West nach Ost, so spricht man von einem *minor warming*. Größere Stratosphärenenerwärmungen treten nur sporadisch und nicht in jedem Winter auf. Tritt eine größere Stratosphärenenerwärmung noch relativ früh im Winter auf, so kann sich der Polarwirbel oftmals wieder erholen und bis weit in das Frühjahr hinein bestehen. Stratosphärenenerwärmungen können grob in zwei Klassen eingeteilt werden: Erwärmungen, die mit einer ausgeprägten planetaren Welle 1 assoziiert sind, und solche bei denen eine Welle 2 vorherrscht [O'Neill, 1997, siehe auch O'Neill *et al.*, 1994]. Bei einer Welle 1-Erwärmungen wird der Polarwirbel durch einen anti-zyklonalen Wirbel aus hohen Breiten verdrängt, während bei einer Welle 2-Erwärmung der Polarwirbel in zwei Teile zerbricht.

Labitzke *et al.* haben beobachtet, daß ein Zusammenhang zwischen dem Auftreten größerer Stratosphärenenerwärmungen und der equatorialen Quasi Biennial Oscillation des zonalen Windes (QBO) zusammen mit dem etwa 11-jährigen Sonnenzyklus besteht [Labitzke und van Loon, 1992]. Abb. 2.7 zeigt eine Zeitreihe des mittleren solaren Flusses bei 10.7 cm zwischen 1950 und heute. Größere Stratosphärenenerwärmungen treten im solaren Maximum in der Regel nur dann auf, wenn



**Abb. 2.6.** Die potentielle Vorticity auf der 1000 K Isentrope für den 28. Februar 1995. Das Brechen einer planetaren Welle ist gut erkennbar, in dessen Folge eine Zunge mit Luftmassen hoher PV aus dem Polarwirbel heraus in mittlere Breiten transportiert wird. Berechnet aus Analysen des UKMO.

sich die QBO in der West-Phase befindet, während im solaren Minimum größere Stratosphärenwärmungen nur dann beobachtet werden, wenn die QBO in der Ost-Phase ist. Kodera [1995] vermutet, daß die Variabilität der winterlichen Stratosphäre auf der Nordhemisphäre – also ob der Polarwirbel stabil den Winter über besteht, oder ob es zu einer größeren Stratosphärenwärmung im Winter kommt – auf unterschiedliche interne Moden der Dynamik zurückzuführen ist. Durch ‘externe’ Einwirkungen, wie solare Variabilität, die QBO oder auch vulkanisches Aerosol, wird die Entwicklung der winterlichen Stratosphäre entweder in den einen oder den anderen Mode geschaltet. (Siehe auch Kodera [1991] und Kodera *et al.* [1991].)

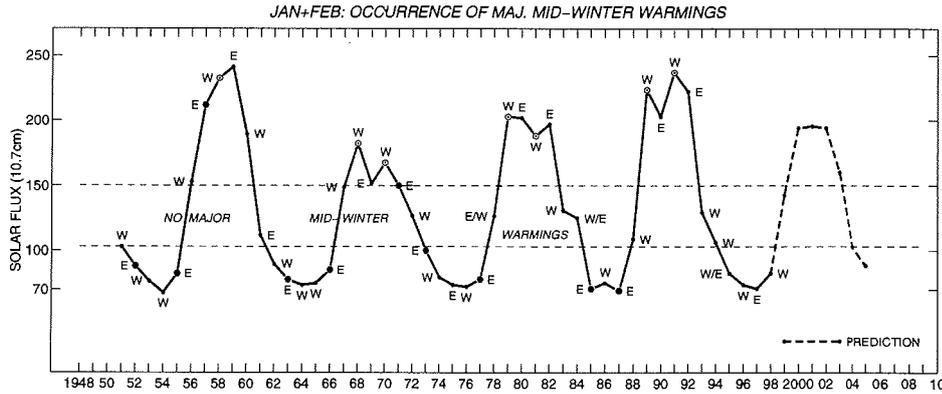
### 2.3 Meridionale Zirkulation

Von grundlegender Bedeutung für den großskaligen Transport von Ozon und anderen Spurenstoffen in der Stratosphäre ist die meridionale Zirkulation, gegeben durch das Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen, der Transport zu den Polen hin und das Absinken der Luftmassen in hohen Breiten. Um diese Zirkulation zu verstehen, betrachten wir die zonal gemittelte Dynamik. Wir zerlegen dazu die einzelnen Felder in einen zonal gemittelten Anteil und die Abweichung vom zonalen Mittel:

$$u = \bar{u} + u',$$

$$v = \bar{v} + v',$$

$$w = \bar{w} + w',$$



**Abb. 2.7.** Zeitreihe des mittleren solaren Flusses bei 10.7 cm im Januar und Februar. Das Auftreten von größeren Stratosphärenwärmungen im entsprechenden Winter ist durch  $\odot$  beziehungsweise  $\bullet$  gekennzeichnet, je nachdem, ob sich die QBO in der West- oder Ost-Phase befunden hat. Größere Stratosphärenwärmungen treten im solaren Maximum in der Regel nur dann auf, wenn sich die QBO in der West-Phase befindet, während im solaren Minimum größere Stratosphärenwärmungen nur dann beobachtet werden, wenn die QBO in der Ost-Phase ist (Karin Labitzke, persönliche Mitteilung, siehe auch Labitzke und van Loon [1992]).

$$\theta = \bar{\theta} + \theta'$$

Bei der zonalen Mittelung fallen dann nach Definition die gestrichenen Größen weg, aber es bleiben im allgemeinen Produkte aus den gestrichenen Größen bestehen. So ergibt zum Beispiel

$$\begin{aligned} \overline{wv} &= \overline{(\bar{u} + u')(\bar{v} + v')} \\ &= \overline{\bar{u}\bar{v}} + \overline{u'v'} \end{aligned}$$

Die dynamischen Grundgleichungen lauten dann in zentraler Mittelung:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = -\frac{\partial}{\partial y}(\overline{u'v'}), \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \overline{Q} e^{\kappa z/H} - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{v'\theta'}), \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 \bar{w}) = 0, \quad (2.19)$$

$$f \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{H} e^{-\kappa z/H} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = 0. \quad (2.20)$$

Der Einfachheit halber wurden die Gleichungen hier nicht in sphärischen Koordinaten, sondern auf der  $\beta$ -Ebene, das heißt in lokalen kartesischen Koordinaten  $(x, y)$ , geschrieben. Außerdem wurden einige Terme, die für die großskalige Zirkulation von untergeordneter Bedeutung sind, vernachlässigt [Andrews *et al.*, 1987]. Gleichung (2.20) ist die thermische Windgleichung. Die Gleichungen (2.17)–(2.20) stellen ein

vollständiges Gleichungssystem für die meridionale Zirkulation  $(\bar{v}, \bar{w})$  dar, sofern die Eddy-Terme für den Impulsfluß  $\partial/\partial y(\overline{u'v'})$  und den Wärmefluß  $\partial/\partial y(\overline{v'\theta'})$  gegeben sind.

Für die großskalige Zirkulation ist die Vertikalbewegung durch diabatisches Aufsteigen oder Absinken senkrecht zu den Isentropen gegeben. Betrachtet man aber Gleichung (2.18), so sieht man, daß der mittlere vertikale Wind  $\bar{w}$  nicht nur durch die diabatische Heizrate  $\bar{Q}$  bestimmt wird, sondern daß dem teilweise der Eddy-Wärmefluß  $\partial/\partial y(\overline{v'\theta'})$  entgegenwirkt. Es bietet sich daher an, ein effektives  $\bar{w}^*$  so zu definieren, daß es gerade der verbleibenden diabatischen Zirkulation entspricht:

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \overline{v'\theta'} \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{-1} \right).$$

Um die Kontinuitätsgleichung zu erfüllen, muß auch  $\bar{v}$  transformiert werden:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho_0 \overline{v'\theta'} \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{-1} \right).$$

Für die transformierten Größen lauten die Gleichungen (2.17)–(2.20) dann:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot F, \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \bar{Q} e^{\kappa z/H}, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0, \quad (2.23)$$

$$f \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{H} e^{-\kappa z/H} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = 0. \quad (2.20)$$

Dieses sind die sogenannten *Transformed Eulerian Mean* (TEM) Gleichungen von Andrews und McIntyre [1976].

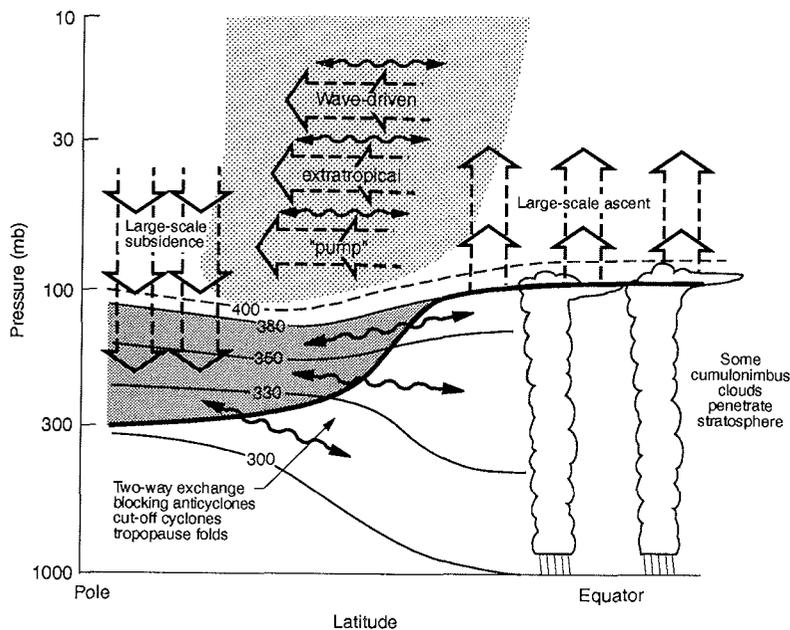
Die Eddy-Terme treten jetzt nur noch in einer der beiden Gleichungen auf. Die Größe  $F$  ist der sogenannte Eliassen-Palm-Fluß, dessen beide Komponenten gegeben sind durch

$$F^{(y)} = -\rho_0 \overline{v'u'},$$

$$F^{(z)} = \rho_0 f \overline{v'\theta'} \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{-1},$$

und daraus folgend die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses

$$\nabla \cdot F = -\frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 \overline{v'u'}) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho_0 f \overline{v'\theta'} \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{-1} \right).$$



**Abb. 2.8.** Schema der großskaligen meridionalen Zirkulation. Die dicke Linie stellt die Tropopause dar, die dünnen Linien bezeichnen Isentropen. Schattiert ist der Bereich der untersten Stratosphäre, wo ein horizontaler Austausch auf Isentropen zwischen Stratosphäre und Troposphäre möglich ist. Die großskalige Zirkulation ist gegeben durch ein Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen, Transport in Richtung der Pole und ein Absinken der Luftmassen in hohen Breiten. Abbildung entnommen aus Holton *et al.* [1995].

Die diabatische meridionale Zirkulation kann nun berechnet werden, indem mit Hilfe eines Strahlungstransportmodells die diabatischen Heizraten  $\bar{Q}$  und daraus der vertikale Wind  $\bar{w}^*$  berechnet wird. Der meridionale Wind  $\bar{v}^*$  kann dann über die Kontinuitätsgleichung (2.23) bestimmt werden [Rosenfield *et al.*, 1987, Rosenlof, 1995]. Man könnte also auf den Gedanken kommen, daß das diabatische Heizen in den Tropen und das diabatische Kühlen in hohen Breiten die Ursache für die meridionale Zirkulation sind. Dem ist aber nicht so! Die eigentliche Ursache für die diabatische Zirkulation sind die Eddy-Terme, die durch die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses gegeben sind. Dies sieht man auch daran, daß das diabatische Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen während des Nord-Winters stärker als während des Süd-Winters ist, da die Aktivität planetarer Wellen in der arktischen Stratosphäre höher ist, als in der antarktischen [Rosenlof, 1995]. Holton *et al.* [1995] haben dafür den Begriff der durch planetare Wellen angetriebenen 'fluid-dynamical suction pump' geprägt. Das Prinzip der meridionalen Zirkulation ist in Abb. 2.8 skizziert.

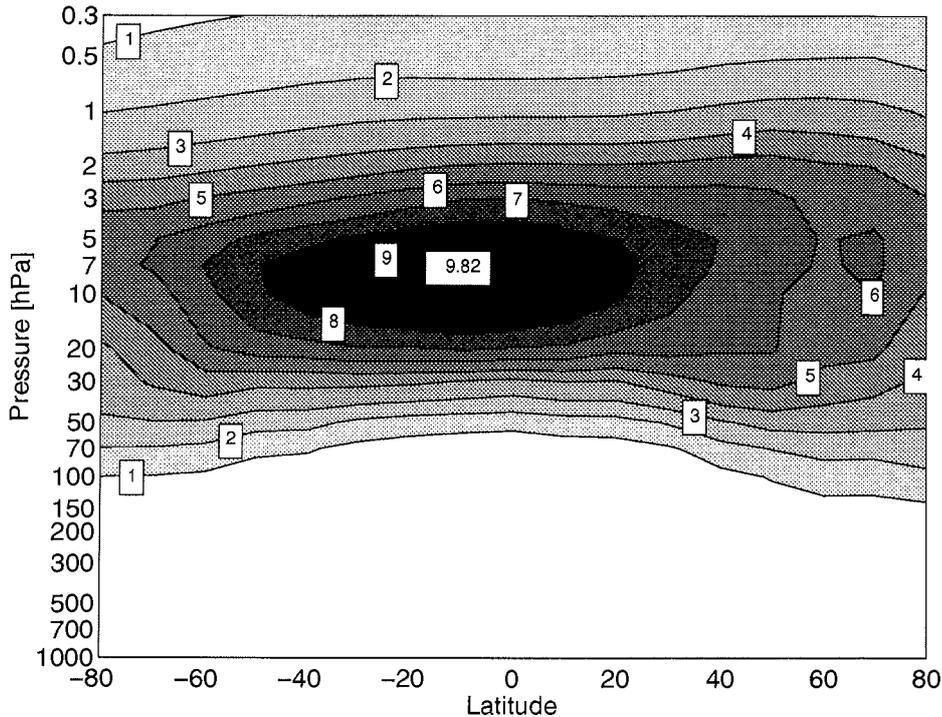
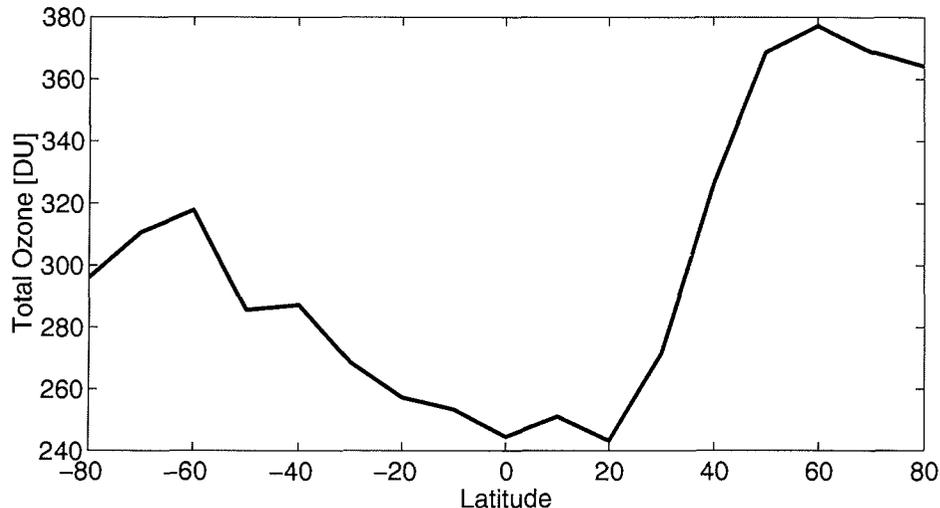


Abb. 2.9. Die globale Verteilung des Ozonmischungsverhältnisses (in ppm) gegenüber der Breite und dem Druck als Höhenvariable. Die Daten stellen eine klimatologische Mittel für Januar dar [Fortuin und Kelder, 1998].

## 2.4 Ozon in der Stratosphäre

Die Verteilung des Ozons wird in der Stratosphäre bestimmt durch das Zusammenspiel von Chemie und Dynamik. In der unteren Stratosphäre ist die Photochemie langsam, hier dominieren Transportprozesse die Ozonverteilung. In der oberen Stratosphäre hingegen, oberhalb etwa 1 hPa, ist die Photochemie so schnell, daß sich die Ozonkonzentration praktisch im photochemischen Gleichgewicht befindet. Besonders interessant ist der Übergangsbereich der mittleren Stratosphäre im Höhenbereich zwischen ungefähr 30 und 40 km, wo die Ozonvariabilität aufgrund von Transportprozessen und die Photochemie auf gleichen Zeitskalen ablaufen. Kapitel 7 dieser Arbeit beschäftigt sich mit den Mechanismen, die zur beobachteten Ozonvariabilität in der mittleren Stratosphäre führen.

Die globale Verteilung des Ozons ist in Abb. 2.9 dargestellt. Es handelt sich hierbei um eine Klimatologie für den Monat Januar, die aus Ozonmessungen der Jahre 1980–1991 erstellt wurde [Fortuin und Kelder, 1998]. Dargestellt ist das Ozonmischungsverhältnis im Nordhemisphären-Winter gegenüber der geographischen Breite und dem Druck als Höhenkoordinate. Die größten Ozonmischungsverhältnisse ergeben sich mit etwa 10 ppm (parts per million) in den Tropen im Bereich von 10 hPa. Hier findet die größte Ozonproduktion statt. Zu den Polen hin nimmt das



**Abb. 2.10.** Die vertikale Ozonsäulendichte in Dobsonenheiten, berechnet aus den in Abb. 2.9 gezeigten Ozonmischungsverhältnissen.

Ozonmischungsverhältnis ab, da dort aufgrund der tiefer stehenden Sonne die photochemische Ozonproduktion geringer ist. Das Absinken der Luftmassen in hohen Breiten aufgrund der globalen meridionalen Zirkulation führt dazu, daß in hohen Breiten relativ hohe Ozonmischungsverhältnisse in der unteren Stratosphäre beobachtet werden. Im Gegensatz zu den Tropen, wo das Aufsteigen der Luftmassen aus der Troposphäre und die extrem hohe Tropopause zu niedrigen Ozonmischungsverhältnissen in der unteren Stratosphäre führen.

Die aus diesen Ozonmischungsverhältnissen berechnete vertikale Ozonsäulendichte ist in Abb. 2.10 gezeigt. Die vertikale Säulendichte, das sogenannte Totalozon, zeigt ein Minimum von etwa 240 Dobsonenheiten (DU) in den Tropen und Werte von etwa 380 DU in hohen Breiten. Eine Dobsonenheit entspricht dabei  $2.69 \cdot 10^{16}$  Moleküle  $\text{cm}^{-2}$ . Innerhalb des Polarwirbels kann das Totalozon in hohen Breiten aufgrund des chemischen Ozonabbaus auf Werte von 200 bis 250 DU abfallen (siehe auch Abb. 5.8). Im antarktischen Ozonloch wurden sogar Werte niedriger als 100 DU beobachtet.

Der Vergleich des Totalozons in Abb. 2.10 mit dem Ozonmischungsverhältnis in Abb. 2.9 macht deutlich, daß die hohen Totalozonwerte in hohen Breiten im wesentlichen durch das großskalige Absinken ozonreicher Luftmassen verursacht werden.

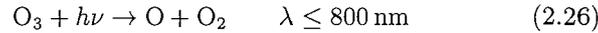
Im folgenden Abschnitt soll die Chemie des Ozons in der Stratosphäre etwas näher betrachtet werden.

#### 2.4.1 Ozonchemie

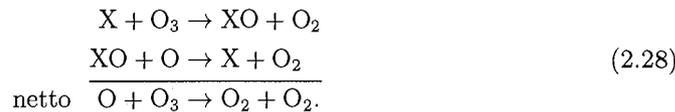
Ozon wird in der Stratosphäre durch die Photolyse von Sauerstoff gebildet:



Da die  $O_2$ -Photolyse stark vom Sonnenzenitwinkel abhängt, ist die Produktion in den Tropen und mittleren Breiten deutlich höher, als in hohen Breiten. Abgebaut wird Ozon durch die Reaktion mit atomarem Sauerstoff:

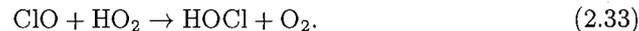
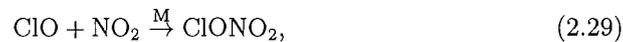


Die Reaktionen (2.24) bis (2.27) bilden den sogenannten Chapman-Zyklus. Genauere Untersuchungen zeigten jedoch, daß durch den Chapman-Zyklus alleine viel mehr Ozon produziert würde, als in der Atmosphäre beobachtet wird. Es muß daher noch andere Reaktionen geben, die Ozon abbauen. Sehr effektive Abbaumechanismen sind die katalytischen Reaktionen der Form



Hierbei steht X für ein Radikal wie NO, OH, Cl, oder Br. Der wichtigste Ozonabbauzyklus in der unteren und mittleren Stratosphäre ist der NOx-Zyklus mit  $X = NO$ . Wobei durch den antropogenen Chloreintrag auch der ClOx-Zyklus bereits wesentlich zum katalytischen Ozonabbau beiträgt. In der oberen Stratosphäre gewinnt dann der HOx-Zyklus ( $X = OH$ ) an Bedeutung. Ein Überblick über die katalytischen Ozonabbauzyklen in der Stratosphäre ist zum Beispiel in Lary [1996] zu finden.

Gebremst werden die katalytischen Zyklen durch Reaktionen der Radikale untereinander, die die reaktiven Verbindungen in nicht reaktive Reservoirgase überführen:



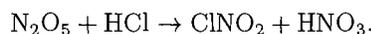
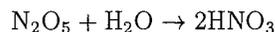
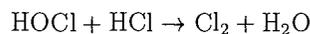
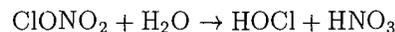
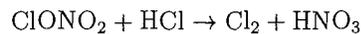
### 2.4.2 Heterogene Chemie und Ozonloch

Die beobachteten starken Ozonverluste im antarktischen und arktischen Polarwirbel – das Ozonloch – können durch reine Gasphasenchemie nicht erklärt werden. Schon bald nach der Entdeckung des antarktischen Ozonlochs wurde deshalb vermutet, daß am Ozonabbau heterogene Reaktionen auf Oberflächen von polaren Stratosphärenwolken (*polar stratospheric clouds*, PSC) beteiligt sind. Stratosphärische Partikel können im wesentlichen in zwei Klassen eingeteilt werden: zum Einen das sogenannte Hintergrundaerosol, daß vor allem aus flüssigen Sulfataerosolpartikeln besteht und zum Anderen polare Stratosphärenwolken. Die PSCs können sich bei tiefen Temperaturen ab etwa 195 K bilden. Es werden dabei im wesentlichen zwei Typen von PSC beobachtet: Typ I PSC bilden sich bei etwa 195 K und bestehen

hauptsächlich aus Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ) und Wasser [Crutzen und Arnold, 1986], wohingegen die viel größeren Typ II PSC ab Temperaturen unterhalb etwa 188 K auftreten. Während kein Zweifel darüber besteht, daß Typ II PSC aus Wasser-Eispartikeln bestehen, wurde die genaue Beschaffenheit der Typ I PSC lange diskutiert. Labormessungen von Hanson und Mauersberger [1988] legten den Schluß nahe, daß Typ I PSC aus festen Salpetersäure-Trihydrat (*nitric acid trihydrate*,  $\text{NAT} = \text{HNO}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ ) Teilchen bestehen. Die lange Zeit vorherrschende Theorie zur Bildung von PSC besagte daher, daß an den flüssigen Sulfataerosolen ab der NAT-Existenztemperatur  $T_{\text{NAT}}$   $\text{HNO}_3$  kondensiert und sich NAT-Teilchen bilden, die dann unterhalb des Frostpunktes  $T_{\text{ice}}$  bei etwa 188 K zu Eiskristallen gefrieren.

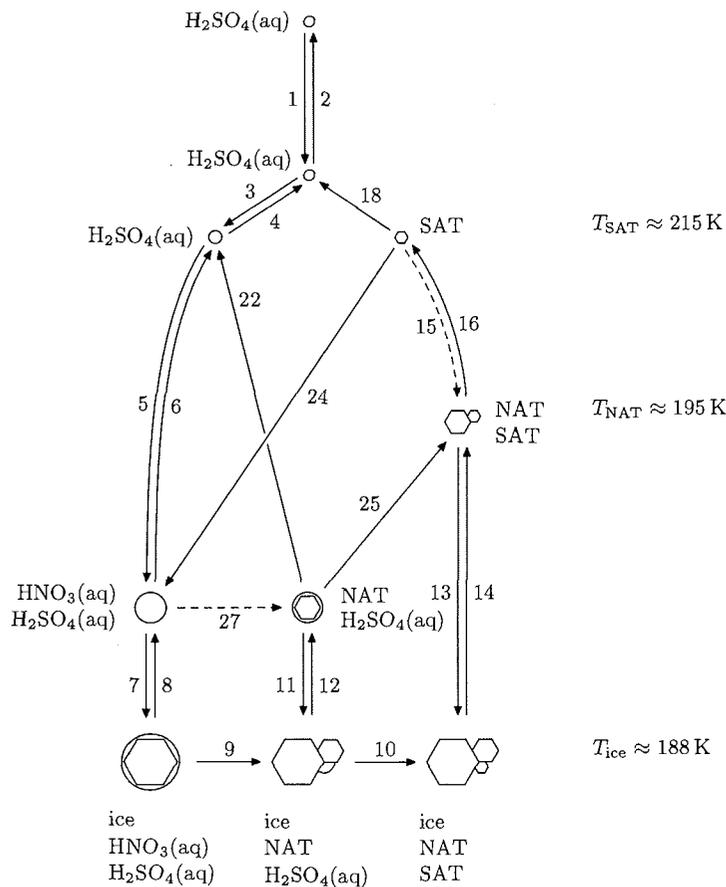
Neuere Untersuchungen zeigen jedoch, daß diese Wege zur Bildung von NAT-Teilchen in der Stratosphäre so nicht möglich sind [Molina *et al.*, 1993]. Laborexperimente und Berechnungen zeigten vielmehr, daß flüssige ternäre  $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{SO}_4/\text{HNO}_3$ -Lösungen auch bei sehr tiefen Temperaturen bestehen können [Carslaw *et al.*, 1997]. Unterhalb etwa  $T_{\text{NAT}}$  steigt der Anteil an  $\text{HNO}_3$  in diesen Tröpfchen und das Volumen der Tröpfchen stark an. Bei Temperaturen unterhalb des Frostpunktes können sich dann Eiskristalle bilden, wobei das  $\text{HNO}_3$  zu NAT kristallisieren kann. Dies ist in Abb. 2.11 skizziert.

Auf den Oberflächen der polaren Stratosphärenwolken können chemische Reaktionen sehr viel schneller als in der Gasphase ablaufen. Folgende Reaktionen sind dabei für die Chloraktivierung in der polaren Stratosphäre von Bedeutung:



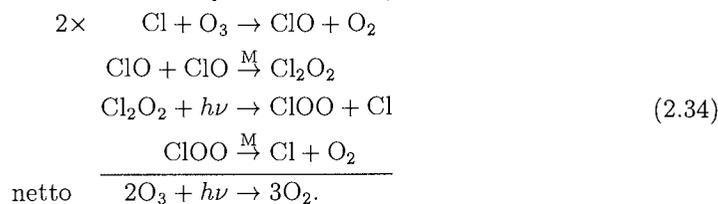
Es wird durch diese Reaktionen Chlor aus den nicht reaktiven Reservoirverbindungen Chlornitrat ( $\text{ClONO}_2$ ) und  $\text{HCl}$  in reaktive Chlorverbindungen, die leicht photolytisch werden können, überführt. Außerdem wird  $\text{NO}_x$  (die Summe aus  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  und  $\text{N}_2\text{O}_5$ ) in  $\text{HNO}_3$  überführt, so daß die Deaktivierung des Chlors über Reaktion (2.29) unterbunden wird. Wenn die PSC-Partikel groß genug sind, daß sie sedimentieren können, was in der Regel nur für PSC Typ II Partikel möglich sein sollte, werden durch die Sedimentation die Stickoxyde irreversibel aus den entsprechenden Höhenschichten entfernt, man spricht dann von 'Denitrifizierung'. Eine Denitrifizierung innerhalb des Polarwirbels ist im *antarktischen* Polarwirbel die Regel und führt dort dazu, daß der katalytische Ozonabbau lange in das Frühjahr hinein anhalten kann, da die Deaktivierung über Reaktion (2.29) nicht mehr möglich ist. In der Arktis ist eine Denitrifizierung bisher aber nur sehr sporadisch beobachtet worden [Rex *et al.*, 1997].

\*

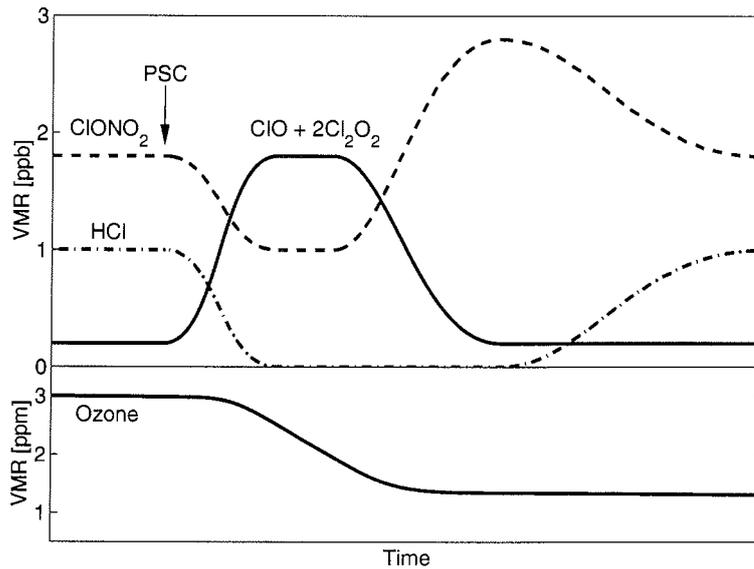


**Abb. 2.11.** Schema der Bildung polarer Stratosphärenwolken. Die Bildung von NAT ist nur über den Umweg der Bildung von Eiskristallen unterhalb des Frostpunktes möglich. (Der Übergang 27 ist nur unter besonderen Umständen außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts möglich [Meilinger *et al.*, 1995].) Nach Koop *et al.* [1997].

Durch die heterogenen Reaktionen auf PSC Oberflächen wird Chlor in Cl-Radikale und Chlormonoxid (ClO) überführt. Der katalytische Ozonabbauzyklus (2.28) kann aber den Ozonabbau im polaren Winter und Frühjahr nicht erklären, da in der unteren Stratosphäre nicht genügend atomarer Sauerstoff vorliegt. Vielmehr läuft der Chlorzyklus in folgender Form ab [z.B. Lary, 1996]:



Man beachte, daß die Ozonabbaurate aufgrund dieses Zykluses quadratisch von der



**Abb. 2.12.** Der schematische Verlauf der Chloraktivierung und anschließenden Deaktivierung in der polaren Stratosphäre. Nach Webster *et al.* [1993].

ClO-Konzentration abhängt. Neben diesem ClO-Dimerzyklus sind auch noch andere Interhalogenzyklen, wie zum Beispiel der ClO/BrO-Zyklus bekannt, die aber bei signifikanter Chloraktivierung gegenüber dem ClO-Dimerzyklus eher von untergeordneter Bedeutung sind.

In Abb. 2.12 ist der prinzipielle Ablauf zur Bildung des Ozonlochs skizziert. Das ursprünglich in den Reservoircgasen ClONO<sub>2</sub> und HCl vorhandene Chlor wird auf den Oberflächen von polaren Stratosphärenwolken in reaktive Chlorradikale überführt, so daß es dann hauptsächlich in Form von Chlormonoxid ClO beziehungsweise dem ClO-Dimer vorliegt. Diese Chlorradikale bewirken dann bei Vorhandensein von Sonnenlicht den Ozonabbau. Am Ende des Winters bei steigenden Temperaturen wird NO<sub>x</sub> wieder aus den PSCs freigesetzt und es findet dann eine Deaktivierung des Chlors statt, wobei das Chlor dann wieder in Form der Reservoircgase vorliegt.

Auch wenn man heute davon ausgeht, die prinzipiellen Mechanismen zur Bildung der Ozonverluste in polaren Breiten verstanden zu haben, gibt es doch noch Schwierigkeiten, beobachtete Ozonverlustraten *quantitativ* nachzuvollziehen. Praktisch alle chemischen Modelle unterschätzen derzeit noch die beobachteten Ozonverluste im arktische Polarwirbel (siehe auch Abschnitt 4.2). Darüberhinaus besteht auch noch Unklarheit darüber, wie die – gegenüber den polaren Ozonverlusten sehr viel geringere – beobachtete Abnahme des Ozons in mittleren Breiten erklärt werden kann.



# 3

## Mikrowellenspektroskopie atmosphärischer Spurengase

In diesem Kapitel sollen die Grundlagen der Mikrowellenfernerkundung atmosphärischer Spurengase dargestellt werden. Abschnitt 3.1 und 3.2 widmen sich dem Strahlungstransfer und der molekularen Absorption im Mikrowellen-Strahlungsbereich. Das Radiometer für Atmosphärische Messungen (RAM), mit dem in Ny-Ålesund Ozon und Chlormonoxid (ClO) gemessen werden, wird in Abschnitt 3.3 kurz vorgestellt. In Abschnitt 3.4 und 3.5 werden dann das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Strahlungstransfer- und Inversionsmodell behandelt, das der Berechnung von Ozonprofilen aus gemessenen Spektren dient.

### 3.1 Strahlungstransfer

Um aus der am Boden gemessenen spektralen Intensität der atmosphärischen Emission auf die Menge und die Verteilung des atmosphärischen Spurengases schließen zu können, muß die Änderung der spektralen Intensität auf dem Weg durch die Atmosphäre betrachtet werden.

Die Änderung der Intensität  $I_\nu$  bei der Frequenz  $\nu$  beim Durchgang durch eine Atmosphärenschicht der Dicke  $dz$  ist gegeben durch

$$\frac{dI_\nu}{dz} = -\alpha_\nu(I_\nu - S_\nu), \quad (3.1)$$

wobei  $\alpha_\nu$  der Absorptionskoeffizient der Schicht ist und  $S_\nu$  die Strahlungsquellen innerhalb der Höenschicht bezeichnet. Streuung kann dabei im Mikrowellenbereich oftmals vernachlässigt werden, da die möglichen Streuzentren gewöhnlich kleiner sind als die betrachtete Wellenlänge. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist der Quellterm dann durch die Planckfunktion

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (3.2)$$

gegeben. Hierbei ist  $T$  die Temperatur der Höenschicht. Integration von (3.1) unter Vernachlässigung von Streuung liefert die sogenannte monochromatische Strahlungstransfergleichung

$$I_\nu(z_0) = I_\nu(z_\infty)e^{-\tau(z_\infty)} + \int_{z_0}^{z_\infty} \alpha_\nu \mu B_\nu e^{-\tau(z)} dz. \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnet  $\mu$  den sogenannten *air mass factor*, der das Verhältnis der Weglänge zwischen einem schräg durch die Atmosphäre blickenden Strahl zur Senkrechten  $dz$  angibt. Für eine planparallele Atmosphäre ist  $\mu = 1/\sin\theta$ , wobei  $\theta$  der Elevationswinkel der Beobachtung ist. Berücksichtigt man die sphärische Gestalt der Atmosphäre, so ergibt sich für  $\mu$  der folgende, höhenabhängige Ausdruck:

$$\mu(z) = \frac{1 + z/a}{\sqrt{\sin^2\theta + 2z/a + z^2/a^2}} \quad (3.4)$$

( $a$  bezeichnet den Erdradius).

Der Faktor  $\exp(-\tau(z))$  in der Strahlungstransfergleichung (3.3) gibt an, um wieviel die Intensität zwischen der Höhe  $z$  und dem Erdboden bei  $z_0$  abgeschwächt wird. Dabei ist

$$\tau(z) = \int_{z_0}^z \alpha_\nu \mu dz', \quad (3.5)$$

die optische Dicke bei der Frequenz  $\nu$ . Der Ausdruck

$$Tr(z) = e^{-\tau(z)} \quad (3.6)$$

wird als Transmission bezeichnet.

### 3.2 Molekulare Absorption

Der Absorptionskoeffizient, der in die Berechnung der Transmission eingeht, ist für einen betrachteten Spurenstoff gegeben durch:

$$\alpha(\nu) = n \sum_j S_j(T) F(\nu, \nu_j). \quad (3.7)$$

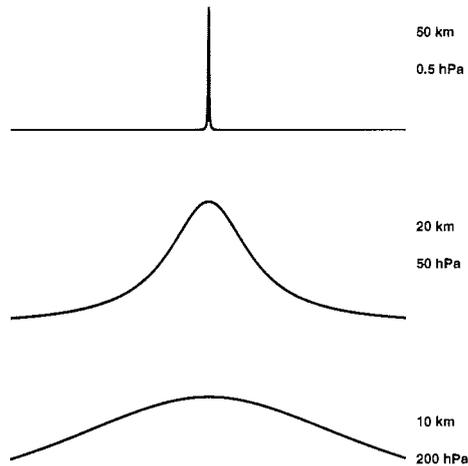
Die Summation erstreckt sich dabei über alle Linien des betrachteten Spurenstoffs. Dabei bezeichnet  $n$  die Konzentration oder Teilchenzahldichte des Spurenstoffs,  $S_j(T)$  ist die temperaturabhängige Linienstärke und  $F(\nu, \nu_0)$  die Linienformfunktion, die die Verbreiterung der Linie beschreibt. Neben der natürlichen Linienbreite, die so gering ist, daß sie für praktische Zwecke keine Rolle spielt, gibt es zwei Mechanismen, die zu einer Verbreiterung der Spektrallinien führen:

**Dopplerverbreiterung.** In Abhängigkeit von der Temperatur haben die Moleküle eines Gases eine Eigenbewegung, die durch die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung beschrieben werden kann. Diese Eigenbewegung führt zu einer Dopplerverschiebung der Frequenz und in der Summe zu einer Verbreiterung der Spektrallinie. Die Formfunktion für die Dopplerverbreiterung ist gegeben durch

$$F_D(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left(-\ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right), \quad (3.8)$$

mit der Dopplerhalbwertsbreite

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} \ln 2}. \quad (3.9)$$



**Abb. 3.1.** Die Linienformfunktion für verschiedene Höhen. Die gesamte dargestellte Bandbreite beträgt 1 GHz, was in etwa der Bandbreite der RAM-Messungen entspricht. Emission aus großen Höhen führt zu schmalen Linien, Emission aus niedrigen Höhen zu breiten Linien.

Dabei ist  $\nu_0$  die Mittenfrequenz der Linie und  $m$  die Molekülmasse. Man beachte, daß die Dopplerverbreiterung für höhere Frequenzen zunimmt.

**Druckverbreiterung.** Der für die Bestimmung von Höhenprofilen aus gemessenen Spektren wichtige Linienverbreiterungs-Mechanismus ist die Druckverbreiterung. Die Linienformfunktion für die Druckverbreiterung ist durch die Lorentz-Funktion gegeben:

$$F_C(\nu, \nu_0) = \pi^{-1} \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 \frac{\Delta\nu_C}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_C^2}. \quad (3.10)$$

Für die Linienbreite wird normalerweise der Ansatz

$$\Delta\nu_C = wp(T_0/T)^x \quad (3.11)$$

gemacht, wobei  $w$  den Druckverbreiterungsparameter und  $x$  die Temperaturabhängigkeit des Druckverbreiterungsparameters beschreibt. Diese Größen müssen aus Labormessungen gewonnen werden. Der Druckverbreiterungsparameter liegt für die meisten Spektrallinien bei etwa 2.5 GHz/bar.

Die Linienformfunktionen sind zur Illustration in Abb. 3.1 für drei verschiedene Höhen dargestellt. Emission aus großen Höhen führt zu schmalen Linien, Emission aus niedrigen Höhen zu breiten Linien. Das am Boden gemessene Spektrum ergibt sich dann als Überlagerung der Beiträge aus den unterschiedlichen Höhen. Hierüber

läßt sich aus der Form des gemessenen Spektrums auf die Höhenverteilung des emittierenden Spurenstoffs schließen. Nach oben hin wird der zu detektierende Bereich durch die Auflösung des verwendeten Spektrometers begrenzt, nach unten hin durch die verfügbare Bandbreite.

Für den Mikrowellenbereich wird zur Beschreibung der Druckverbreiterung als Linienformfunktion statt der Lorentz-Funktion oftmals die van Vleck-Weisskopf-Funktion verwendet:

$$F'_C(\nu, \nu_0) = \pi^{-1} \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 \left( \frac{\Delta\nu_C}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_C^2} + \frac{\Delta\nu_C}{(\nu + \nu_0)^2 + \Delta\nu_C^2} \right). \quad (3.12)$$

Die van Vleck-Weisskopf-Funktion unterscheidet sich von der Lorentz-Funktion dadurch, daß sie zusätzlich noch eine 'Spiegellinie' bei der negativen Frequenz mit berücksichtigt. Da aber beispielsweise bei einer Linienmittenfrequenz von 142 GHz die Spiegellinie nahezu 300 GHz entfernt ist, hat sie praktisch keinen Einfluß mehr auf die Linienform, sondern führt lediglich – in der Summe mit anderen Linien – zu einem konstanten Untergrund unter der Spektrallinie.

Im Mikrowellenbereich dominiert die Druckverbreiterung bis in eine Höhe von etwa 60 km. Darüber gewinnt dann die Dopplerverbreiterung an Bedeutung. Die resultierende Linienformfunktion unter Berücksichtigung sowohl der Druck- als auch der Dopplerverbreiterung ist dann gegeben durch die Faltung der Lorentzform (3.10) mit der Dopplerlinienform (3.8):

$$F(\nu, \nu_0) = \int F_C(\nu - \nu', \nu_0) F_D(\nu, \nu_0) d\nu'. \quad (3.13)$$

Dies ist die Voigt-Linienform. Zur Berechnung der Voigt-Funktion sind eine Reihe von numerischen Algorithmen bekannt [Schreier, 1992, siehe auch Armstrong, 1967, Drayson, 1976, Hui *et al.*, 1978, Kuntz, 1997].

Die Linienstärke  $S_\nu(T)$  aus (3.7) ist eine charakteristische Größe des entsprechenden Molekülübergangs. Sie ist für einen Übergang vom  $i$ -ten zum  $j$ -ten Niveau gegeben als [Rosenkranz, 1993]

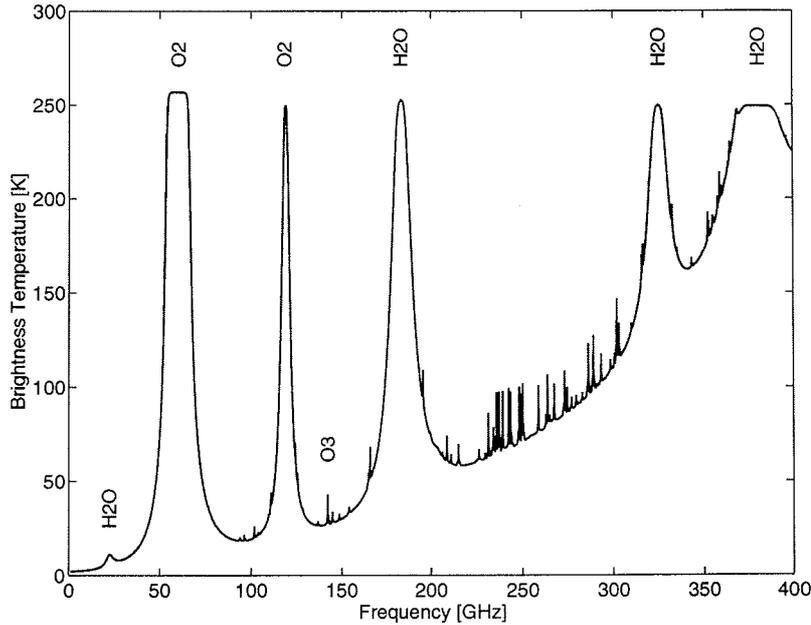
$$S_{ij}(T) = \frac{8\pi^3 \nu_{ij} (\mu_{ij})^2 g_i}{3hcQ(T)} (e^{-E_j/k_B T} - e^{-E_i/k_B T}). \quad (3.14)$$

Dabei ist  $\nu_{ij}$  die Frequenz des Überganges,  $\mu_{ij}$  das Dipolmatrixelement,  $g_i$  das statistische Gewicht des unteren Zustands aufgrund des Kernspins und  $Q(T)$  die Zustandssumme. Für  $h\nu_{ij} < 10k_B T$  kann (3.14) approximiert werden durch

$$S_{ij}(T) = \frac{8\pi^3 \nu_{ij}^2 (\mu_{ij})^2 g_i}{3ck_B T Q(T)} e^{-(E_i + E_j)/2k_B T}. \quad (3.15)$$

Die entsprechenden Größen in (3.15) können für eine bestimmte Temperatur  $T_0$  gemessen oder berechnet und tabelliert werden. Die Umrechnung auf andere Temperaturen erfolgt dann über

$$S_{ij}(T) = S'_{ij}(T_0) \frac{T_0 Q(T_0)}{T Q(T)} \exp \left[ \frac{E_i + E_j}{2k_B T_0} \left( 1 - \frac{T_0}{T} \right) \right]. \quad (3.16)$$



**Abb. 3.2.** Das atmosphärische Spektrum im Mikrowellenbereich bis 400 GHz, berechnet für eine Subarktisk-Winter-Standardatmosphäre. Einige prominente Spektrallinien sind gekennzeichnet, einschließlich der in dieser Arbeit verwendeten 142 GHz Ozonlinie.

Dazu muß dann lediglich die Temperaturabhängigkeit der Zustandssumme bekannt sein. Im allgemeinen läßt sich  $Q(T)$  faktorisieren in elektronische, vibronische und Rotationsanteile:

$$Q(T) = Q_{\text{elec}}(T)Q_{\text{vib}}(T)Q_{\text{rot}}(T).$$

Rosenkranz [1993] gibt die folgende Formel zur Berechnung der Linienstärke:

$$S(T) = S'(T_0)Q_{\text{elec}}(T)^{-1}Q_{\text{vib}}(T)^{-1}(T_0/T)^m \exp(b(1 - T_0/T)). \quad (3.17)$$

Die Größen  $S'(T_0)$  und  $b = (E_i + E_j)/2k_B T_0$  sind für die in dieser Arbeit betrachtete Ozonlinie bei 142 GHz in Tabelle 3.1 angegeben. Für nichtlineare Moleküle wie Ozon ist der Parameter  $m = 2.5$ . Für Ozon gilt in guter Näherung  $Q_{\text{elec}} = 1$ , man beachte aber, daß diese Näherung für einige andere Moleküle wie etwa ClO nicht gültig ist. Die vibronische Zustandssumme ist gegeben als

$$Q_{\text{vib}}(T) = \prod_v [1 - \exp(-\hbar\omega_v/k_B T)]^{-d_v}. \quad (3.18)$$

$\hbar\omega_v$  ist die Energie des entsprechenden Vibrationsniveaus,  $d_v$  gibt den Grad der Entartung des Vibrationsniveaus an. Dabei reicht es bei normalen Temperaturen aus, das Produkt in (3.18) nur über die untersten Vibrationsniveaus auszuführen;

Tabelle 3.1 gibt die ersten drei Vibrationsenergien in Form von  $T_\nu = \hbar\omega_\nu/k_B$  an. Der Faktor  $a$  in Tabelle 3.1 gibt das Verhältnis des Ozonisotops  $^{16}\text{O}_3$  zu den anderen Isotopen an. Er ist bei der Berechnung der Teilchenzahldichte  $n$  in (3.7) zu berücksichtigen.

Abb. 3.2 zeigt das atmosphärische Spektrum im Mikrowellenbereich bis 400 GHz. Es handelt sich dabei um ein synthetisches Spektrum, das für eine subarktische Winterstandardatmosphäre berechnet wurde. Einzelne prominente Linien sind dabei gekennzeichnet. Außerdem ist die Position der 142 GHz Ozonlinie angegeben, die für die Messungen dieser Arbeit betrachtet wurde. Die berechnete Intensität ist in Einheiten der Helligkeitstemperatur  $T_b$  angegeben. Der Zusammenhang zwischen Helligkeitstemperatur und Intensität  $I_\nu$  bei der Frequenz  $\nu$  ist dabei gegeben durch

$$T_b = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} I_\nu.$$

Die Helligkeitstemperatur entspricht der Temperatur eines Schwarzkörpers gleicher Strahlungsintensität.

Der Anstieg des Spektrums mit zunehmender Frequenz ist vor allem auf die zunehmende Absorption des Wasserdampfes zurückzuführen. Ab etwa 400 GHz ist die Atmosphäre im Mikrowellenbereich vom Boden aus praktisch dicht. Messungen von Spektrallinien bei höheren Frequenzen können dann nur gemacht werden, wenn sich das Meßgerät oberhalb des troposphärischen Wasserdampfes befindet. Also entweder vom Satelliten aus, oder durch Flugzeugmessungen oberhalb der Troposphäre [Urban, 1997].

### 3.3 Das Radiometer für atmosphärische Messungen

#### 3.3.1 Das Heterodynprinzip

Grundlage der Mikrowellen-Radiometrie bildet das Heterodynprinzip. Dazu wird dem zu messenden Signal mit der Frequenz  $\nu_{\text{RF}}$  die Frequenz eines Lokaloszillators  $\nu_{\text{LO}}$  überlagert. Als eigentlicher Detektor dient dabei der Mischer – eine Diode mit nichtlinearer Kennlinie – die aus der Signalfrequenz und der Lokaloszillatorfrequenz die sogenannte Zwischenfrequenz  $\nu_{\text{ZF}}$  erzeugt, wobei gilt

$$\nu_{\text{ZF}} = |\nu_{\text{LO}} - \nu_{\text{RF}}|. \quad (3.19)$$

Wird die Frequenz des Lokaloszillators so gewählt, daß sie etwa der Signalfrequenz  $\nu_{\text{RF}}$  entspricht, dann ist die Zwischenfrequenz sehr viel kleiner. Man spricht hierbei vom ‘heruntermischen’ des Signals. Somit können Frequenzen im Millimeter- und Submillimeterbereich auf Frequenzen transformiert werden, die mit gebräuchlichen elektronischen Elementen weiterverarbeitet werden können. So wird beispielsweise beim RAM die zu messende 142 GHz Ozonlinie mit einem Lokaloszillator bei 134 GHz auf die 8 GHz-Zwischenfrequenz heruntergemischt. Allerdings zeigt Gleichung (3.19), daß nicht nur die Lokaloszillatorfrequenz *plus* der Zwischenfrequenz, sondern auch die Lokaloszillatorfrequenz *abzüglich* der Zwischenfrequenz detektiert wird. Man spricht hier von oberem und unterem Seitenband. Der Heterodynempfänger arbeitet also von Natur aus als Doppelseitenbandempfänger (Double-Sideband,

DSB). Da dies meistens nicht erwünscht ist, weil sonst die beiden Frequenzbänder überlagert empfangen werden, müssen Maßnahmen getroffen werden, das eine der beiden Seitenbänder zu unterdrücken. In dem Fall spricht man dann von Einzelseitenband-Betrieb (Single-Sideband, SSB).

### 3.3.2 Der Total-Power-Empfänger

Die vom Radiometer detektierte Leistung setzt sich zusammen aus der Rauschleistung des beobachteten Körpers sowie dem Eigenrauschen des Empfängers. Der Rauschleistung des Empfängers kann man eine äquivalente Temperatur zuordnen, die sogenannte Systemrauschtemperatur  $T_{\text{sys}}$ . Die Empfängerausgangsleistung ist dann gegeben durch

$$P_x = G(T_{\text{sys}} + T_x). \quad (3.20)$$

$G$  ist der Verstärkungsfaktor (englisch Gain). Um die Systemrauschtemperatur zu bestimmen, kann abwechselnd eine warme und eine kalte Eichlast bekannter Temperatur betrachtet werden. Die Systemrauschtemperatur ergibt sich dann als

$$T_{\text{sys}} = \frac{T_h P_h - T_c P_c}{P_h - P_c} = \frac{T_h - y T_c}{y - 1} \quad (3.21)$$

mit

$$y = P_h / P_c, \quad (3.22)$$

wobei  $P_h$  die gemessene Leistung bei der Messung der warmen Last,  $P_c$  die der kalten Last und  $T_h, T_c$  die bekannten Temperaturen der warmen bzw. kalten Eichlast darstellen. Als kalte Eichlast wird beim RAM flüssiger Stickstoff (Siedetemperatur 77 K), als warme Eichlast ein Absorber bei Raumtemperatur verwendet.

Die Empfindlichkeit  $\Delta T$  eines Radiometers ist durch

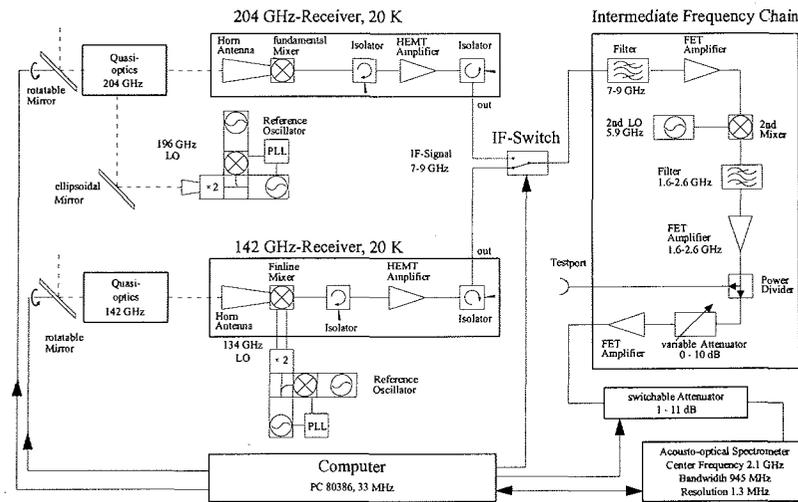
$$\Delta T \propto T_{\text{sys}} (\Delta \nu \Delta t)^{-1/2} \quad (3.23)$$

gegeben.  $\Delta \nu$  ist die Frequenzbandbreite,  $\Delta t$  die Meßzeit. Gleichung (3.23) wird als 'Radiometergleichung' bezeichnet. Die Empfindlichkeit kann also – bei gegebener Frequenzbandbreite – durch eine längere Meßzeit oder eine verringerte Systemrauschtemperatur verbessert werden. Zur Verringerung der Systemrauschtemperatur werden daher meistens der Mischer und die ersten Verstärkerelemente, die besonders stark zum Rauschen beitragen auf tiefe Temperaturen gekühlt.

Zur Messung unbekannter Temperaturen, also etwa atmosphärischer Spektrallinien, werden mit dem Radiometer die empfangene Leistung mit den Leistungen von Eichlasten bekannter Temperatur verglichen. Ist  $P_a$  die gemessene Signalleistung, kann die gesuchte Temperatur  $T_a$  bestimmt werden mit

$$T_a = \frac{P_a - P_c}{P_h - P_c} (T_h - T_c) + T_c. \quad (3.24)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß der Empfänger linear arbeitet. Ein in dieser Form betriebenes Radiometer wird auch Total-Power-Empfänger genannt. Ozon wird beim RAM im Total-Power-Betrieb gemessen. Zur Messung sehr schwacher Linien ist die sogenannte Referenzstrahlmethode aber besser geeignet. Sie findet beim RAM Anwendung bei der Messung von Chlormonoxid. Die Referenzstrahlmethode ist ausführlich in Raffalski [1997] beschrieben.



**Abb. 3.3.** Der prinzipielle Aufbau des RAM in Ny-Ålesund. In der derzeitigen Konfiguration besteht es aus zwei sogenannten *front ends* zur Messung von Ozon bei 142 GHz und Chlormonoxid (ClO) bei 204 GHz. Das atmosphärische Signal wird über eine Quasioptik auf den Mischer gegeben, wo es auf die Zwischenfrequenz bei 8 GHz und anschließend 2 GHz heruntergemischt wird und dann in einem Akusto-optischen Spektrometer (AOS) spektral analysiert wird.

### 3.3.3 Der Aufbau des RAM

Das Radiometer für Atmosphärische Messungen (RAM) wurde am Institut für Umweltphysik der Universität Bremen entwickelt und gebaut. In der derzeitigen Konfiguration besteht es aus zwei sogenannten *front ends* zur Messung von Ozon bei 142 GHz und Chlormonoxid (ClO) bei 204 GHz. Der Aufbau ist in Abb. 3.3 skizziert. Das atmosphärische Signal wird über eine Quasioptik auf den Mischer gegeben, wo es auf die Zwischenfrequenz bei 8 GHz und anschließend 2 GHz heruntergemischt wird und dann in einem Akusto-optischen Spektrometer (AOS) spektral analysiert wird. Um das Eigenrauschen des Systems zu minimieren werden der Mischer und erste Vorverstärker auf etwa 12–20 K gekühlt. (Wobei allerdings aufgrund technischer Probleme das System zur Zeit ungekühlt arbeitet.)

Die Quasioptik zur Einkopplung des atmosphärischen Signals in den Mischer ist in Abb. 3.4 gezeigt. Über einen Drehspiegel kann zwischen der Blickrichtung in die Atmosphäre und auf eine warme beziehungsweise kalte Kalibrationslast hinundher geschaltet werden.

Der Weglängenmodulator verändert periodisch die optische Weglänge, um dadurch Fabry-Perot-Effekte im System zu unterdrücken.

Der Diplexer stellt ein Einseitenbandfilter dar und dient zur Unterdrückung des Spiegelseitenbandes bei 126 GHz.

Abbildung 3.5 zeigt ein Beispielspektrum einer Ozonmessung. Der Untergrund von etwa 65 K ist im wesentlichen auf den troposphärischen Wasserdampf zurückzuführen. Dieser bewirkt außerdem eine Abschwächung der stratosphärischen Ozon-

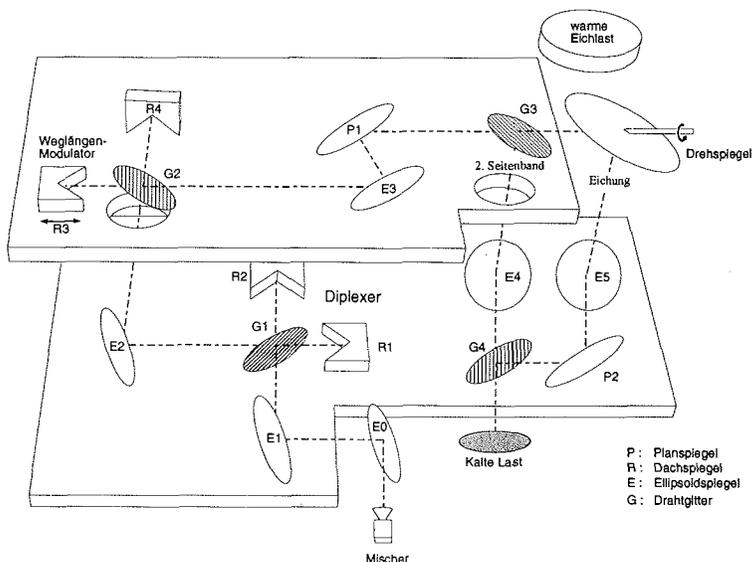


Abb. 3.4. Die Quasioptik des 142 GHz Radiometers.

linie. Für die Auswertung der gemessenen Spektren muß daher zuerst eine Troposphärenkorrektur vorgenommen werden, siehe Sinnhuber [1995].

### 3.4 Modellierung des Strahlungstransfers

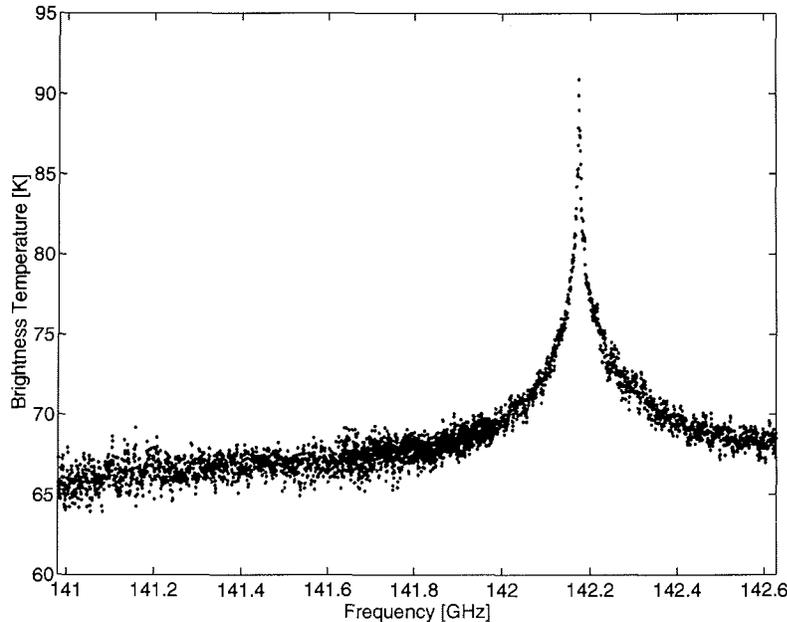
Zur Bestimmung der Ozonprofile aus den gemessenen Spektren ist es nötig, den Strahlungstransfer zu modellieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Strahlungstransfermodell entwickelt, mit dem synthetische Spektren aus gegebenen atmosphärischen Profilen, sogenannte Vorwärtsrechnungen, berechnet werden können. Ziel war es, ein speziell auf die Bedürfnisse der operationellen Auswertung der RAM-Daten abgestimmtes Programm zu erstellen, um so die Berechnungen schnell mit gleichzeitig hoher Genauigkeit durchführen zu können. Die Grundzüge dieses Programms QFOR (Quick Forward Routine) sind im folgenden dargestellt.

Die Strahlungstransfergleichung (3.3) kann auch in einer etwas anderen Form geschrieben werden als

$$\begin{aligned}
 I(z_0) &= I(z_\infty)Tr(z_\infty) + \int_{z_0}^{z_\infty} B(z') \frac{dTr(z')}{dz'} dz' \\
 &= I(z_\infty)Tr(z_\infty) + \int_{Tr(z_\infty)}^1 B(T) dTr.
 \end{aligned}
 \tag{3.25}$$

Dieser Ausdruck hat den Vorteil, daß er sich leicht diskretisieren läßt. Unterteilt man die Atmosphäre in eine Anzahl homogener Schichten, dann kann der Strahlungstransfer approximiert werden durch

$$I(z_0) = I(z_\infty)Tr(z_\infty) + \sum_{i=1}^n B_i \cdot (Tr_i - Tr_{i-1})
 \tag{3.26}$$



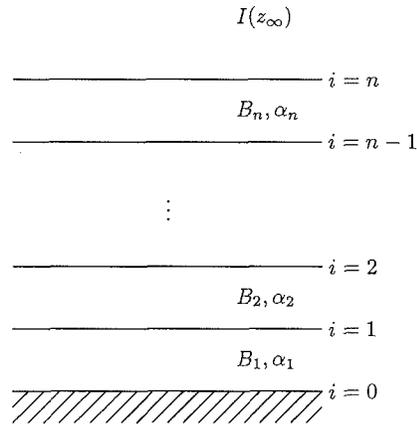
**Abb. 3.5.** Ein Beispielspektrum einer Ozonmessung mit dem RAM in Ny-Ålesund. Die Messung wurde am 10. Februar 1998, 0 Uhr aufgenommen. Die Integrationszeit der Messung betrug ungefähr 10 Minuten.

mit

$$Tr_i = \exp \left( - \sum_{j=1}^n \alpha'_j \mu_j x_j \right).$$

Dabei ist  $x_j$  das Volumenmischungsverhältnis des betrachteten Spurenstoffs und  $\alpha'$  der Absorptionskoeffizient pro Volumenmischungsverhältnis, der sogenannte Absorptionsquerschnitt. In der derzeitigen Version von QFOR wird die Atmosphäre in 1 km dicke homogene Schichten zwischen 0 und 100 km Höhe unterteilt. Innerhalb jeder Schicht werden dann die Temperatur, und damit die Planckfunktion sowie die Absorptionskoeffizienten als konstant angenommen. Dies ist in Abb. 3.6 skizziert.

Die Berechnung der Absorptionskoeffizienten erfolgt im Modell wie in Abschnitt 3.2 beschrieben. Derzeit werden zur Berechnung des Ozonspektrums zwei Spektrallinien, nämlich neben der 142 GHz Ozonlinie noch eine weitere Ozonlinie bei 145 GHz berücksichtigt. Der Einfluß der 145 GHz Linie ist allerdings sehr gering. Die Berücksichtigung weiterer Linien hat auf die Form des berechneten Spektrums praktisch keinen Einfluß mehr, sondern führt lediglich zu einem konstanten Untergrund unter dem Spektrum, der bei der Troposphärenkorrektur ohnehin wegfällt. In Tabelle 3.1 sind die verwendeten spektroskopischen Parameter für die 142 GHz Linie aufgelistet. Die Mittenfrequenz und die Linienstärke stammen dabei aus dem JPL-Katalog [Pickett *et al.*, 1992], der Druckverbreiterungsparameter aus der HITRAN-



**Abb. 3.6.** Skizze des Aufbaus der Atmosphäre im Strahlungstransfermodell. Die Atmosphäre wird dazu in 100 1 km dicke Schichten unterteilt.

**Tabelle 3.1.** Linienparameter für die  $^{16}\text{O}_3$ -Linie bei 142 GHz. Referenztemperatur  $T_0 = 300$  K. Zur Bedeutung der einzelnen Größen siehe Text. Die Größen sind Rosenkranz [1993] entnommen. Die Linienmittenfrequenz und die Linienstärke stammen aus dem JPL-Katalog [Pickett *et al.*, 1992, siehe auch Poynter und Pickett, 1985], der Druckverbreiterungsparameter aus dem HITRAN-Katalog [Rothman *et al.*, 1992]. Die Vibrationsenergien sind Flaud *et al.* [1992] entnommen.

---

$\nu_0 = 142.17504$ GHz ( $10_{1,9} \rightarrow 10_{0,10}$ )
$S'(T_0) = 0.7388 \cdot 10^{-12}$ cm <sup>2</sup> Hz
$b = 0.231$
$m = 2.5$
$w = 2.50$ GHz/bar
$x = 0.70$
$a = 0.9928$
$T_v = 1008$ K, 1499 K, 1587 K (alle nicht entartet)

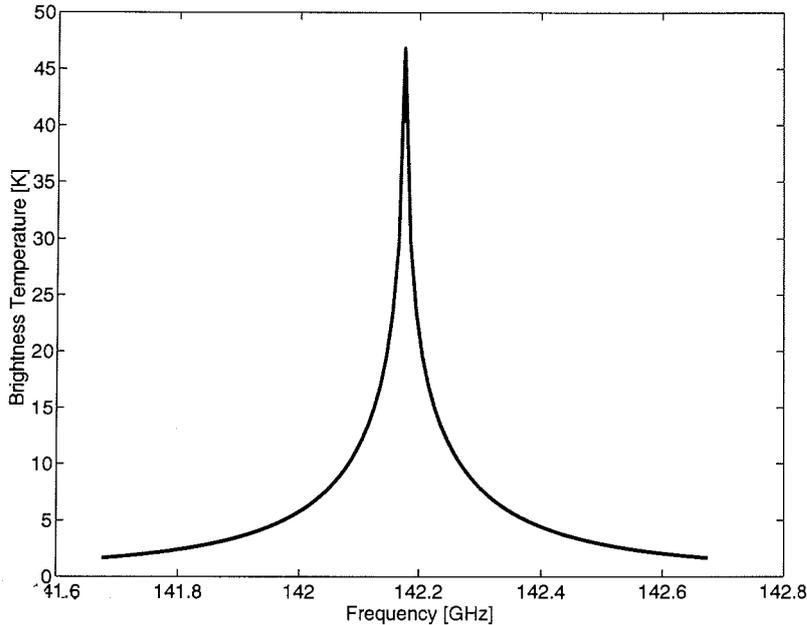
---

Datenbank [Rothman *et al.*, 1992]. Zur Berechnung der Zustandssummen wurden die Vibrationsenergien aus Flaud *et al.* [1992] verwendet, da der JPL-Katalog die Zustandssumme nur für einzelne wenige Temperaturen angibt. Man sieht hieran schon, daß neben dem JPL-Katalog auch eine Reihe anderer spektroskopischer Parameter herangezogen werden müssen.

Als Linienformfunktion wird im QFOR-Modell die Voigtfunktion verwendet, wobei der Algorithmus von Drayson [1976] verwendet wird.

Abb. 3.7 zeigt als ein Beispiel ein berechnetes Ozonspektrum für ein subarktisches Winter-Standardprofil. Der Elevationswinkel der Messung wurde mit  $20^\circ$  angenommen, entsprechend dem üblichen Elevationswinkel der RAM-Messungen. Für die Berechnung wurde ausschließlich Ozon berücksichtigt.

Grob gesagt besteht das Prinzip der Bestimmung von Spurenstoffprofilen aus gemessenen Spektren darin, aus einem angenommenen Spurenstoffprofil mit einer



**Abb. 3.7.** Ein berechnetes Ozonspektrum für die subarktische Winterstandardatmosphäre. Die Berechnung wurde für einen angenommenen Elevationswinkel von  $20^\circ$  durchgeführt.

Vorwärtsrechnung ein synthetisches Spektrum zu berechnen und dann das zugrundeliegende Spurenstoffprofil so zu variieren, daß die Vorwärtsrechnung mit dem gemessenen Spektrum übereinstimmt. Dazu wird der Strahlungstransfer linearisiert, das heißt es wird berechnet, welche Änderung im Spektrum  $I(z_0)$  durch eine Änderung des Spurenstoffprofils in der Höhenschicht  $k$  erzeugt wird:

$$K_k = \frac{\partial I(z_0)}{\partial x_k}. \quad (3.27)$$

Die  $K_k$  sind die sogenannten Gewichtsfunktionen. Sie bilden eine Matrix, wobei jeder Eintrag der Änderung im Spektrum bei einer bestimmten Frequenz aufgrund einer Spurenstoffänderung in einer bestimmten Höhe entspricht.

Es wäre nun möglich, die Gewichtsfunktionen zu bestimmen, indem das Spurenstoffprofil in einer Höhenschicht variiert wird, und dann mit diesem variierten Profil ein variiertes Spektrum berechnet wird. Dazu müssten aber bei 100 Höhenschichten im Modell 100 Vorwärtsrechnungen durchgeführt werden. Dies kann sehr zeitaufwendig sein. Es ist nun gelungen, im Rahmen dieser Arbeit einen analytischen Ausdruck zur Berechnung der Gewichtsfunktionen zu finden, indem das numerische Vorwärtsmodell selber linearisiert wird. Wie erst später festgestellt wurde, ist dieses Verfahren auch schon unabhängig von anderen entdeckt worden (Patric Ericson, unveröffentlichtes Manuskript).

Der verwendete Algorithmus zur Berechnung der Gewichtsfunktionen ist im folgenden beschrieben. Wir halten zunächst fest, daß  $Tr_i$  – die Transmission zwischen dem Erdboden und der Höhenschicht  $i$  – natürlich nur dann von  $x_k$ , dem Mischungsverhältnis in Schicht  $k$  abhängt, wenn  $k$  zwischen  $z_0$  und  $i$  liegt:

$$\frac{\partial Tr_i}{\partial x_k} = \begin{cases} -\alpha'_k \mu_k Tr_i & \text{falls } k \text{ zwischen } z_0 \text{ und } i \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases}$$

Daraus folgt dann mit (3.26) für die Gewichtsfunktion

$$\begin{aligned} K_k = \frac{\partial I(z_0)}{\partial x_k} = & -\alpha'_k \mu_k I(z_\infty) Tr(z_\infty) \\ & -\alpha'_k \mu_k B_1 (Tr_1 - Tr_0) \\ & -\alpha'_k \mu_k B_2 (Tr_2 - Tr_1) \\ & \vdots \\ & -\alpha'_k \mu_k B_k (0 - Tr_{k-1}) \end{aligned}$$

und somit zusammengefaßt:

$$K_k = \frac{\partial I(z_0)}{\partial x_k} = -\alpha'_k \mu_k \left( I(z_\infty) Tr(z_\infty) + \sum_1^{k-1} B_i (Tr_i - Tr_{i-1}) - B_k Tr_{k-1} \right).$$

Daraus ergibt sich dann für die Berechnung des Vorwärtsspektrums und der Gewichtsfunktionen folgender Algorithmus:

```

I(z_0) = 0
Tr_0 = 1
for k = 0 to n - 1
    Tr_{k+1} = Tr_k exp(-\alpha'_k \mu_k x_k)
    I(z_0) = I(z_0) + B_k (Tr_k - Tr_{k+1})
end

```

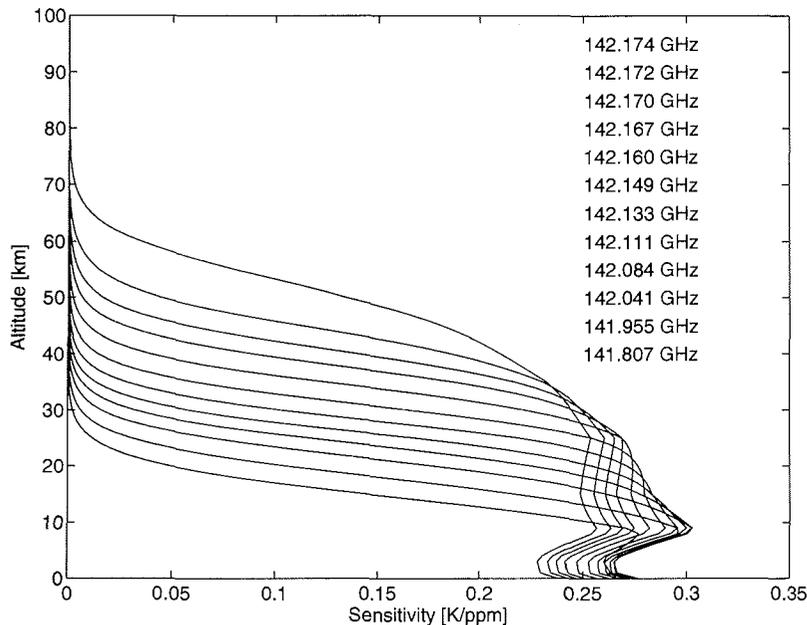
Es werden also in einem Lauf vom Boden zur Oberkante der Atmosphäre die Transmissionen und die Intensität am Boden berechnet. Anschließend können dann in einem weiteren Lauf, diesmal von der Oberkante der Atmosphäre zum Boden, die Gewichtsfunktionen  $K_k$  berechnet werden:

```

S = 0
for k = n - 1 downto 0
    K_k = -\alpha'_k \mu_k (I(z_\infty) Tr(z_\infty) + S - B_k Tr_{k+1})
    S = S + B_k (Tr_k - Tr_{k+1})
end

```

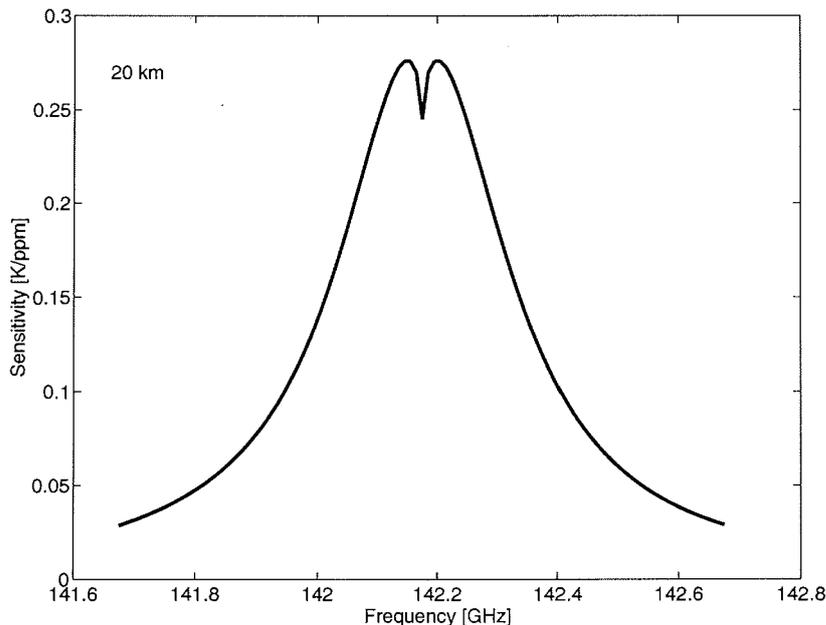
Die Berechnung der Gewichtsfunktionen braucht somit nur noch einmal ungefähr soviel Zeit, wie die Berechnung eines Spektrums. Dies ist ein enormer Rechenvorteil gegenüber dem Berechnen der Gewichtsfunktionen durch Variieren des Profils des Volumenmischungsverhältnisses. Außerdem ist die analytische Berechnung natürlich stabiler, als eine solche Berechnung durch finite Differenzen.



**Abb. 3.8.** Die berechneten Gewichtsfunktionen für eine subarktische Winterstandardatmosphäre. Sie zeigen die Änderung des Spektrums bei den angegebenen Frequenzen bei einer Änderung des Ozonprofils um 1 ppm in einer 1 km dicken Schicht.

Um die Charakteristik des Empfängers zu modellieren, insbesondere die Frequenzauflösung der einzelnen Radiometerkanäle, müssen im Anschluß an die Strahlungstransferrechnungen sowohl das berechnete Spektrum, als auch die Gewichtsfunktionen der einzelnen Höhen mit der Radiometercharakteristik gefaltet werden. Es ist deshalb möglich, die Faltung mit der Radiometercharakteristik *nach* Berechnung der Gewichtsfunktionen durchzuführen, weil das Faltungsintegral und die Ableitung bei der Berechnung der Gewichtsfunktionen in (3.27) miteinander vertauschen.

Ein Beispiel für die berechneten Gewichtsfunktionen ist in Abb. 3.8 für eine subarktische Winter-Standardatmosphäre dargestellt. Die Gewichtsfunktionen zeigen die Änderung des Spektrums (in Kelvin) bei einer Änderung des Ozonprofils um 1 ppm in einer 1 km dicken Schicht. Oberhalb etwa 55 km Höhe ist das gemessene Spektrum kaum noch sensitiv für Änderungen im Ozonprofil. Oberhalb dieser Höhe lassen sich also in der derzeitigen Konfiguration des Radiometers praktisch keine Ozonwerte mehr bestimmen. Um auch in größeren Höhen noch detektieren zu können, müßte die Auflösung des Spektrometers erhöht werden. In Abb. 3.9 ist die Gewichtsfunktion in 20 km Höhe in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt. Eine Änderung des Ozonprofils um 1 ppm in einer 1 km dicken Schicht würde also zu einer Änderung des gemessenen Spektrums um etwa 0.1–0.25 K führen. In Linien-



**Abb. 3.9.** Die Gewichtsfunktion in 20 km Höhe in Abhängigkeit von der Frequenz. Sie zeigen die Änderung des Spektrums bei einer Änderung des Ozonprofils um 1 ppm in einer 1 km dicken Schicht bei 20 km Höhe.

mitte fällt die Erhöhung der gemessenen spektralen Intensität etwas geringer aus als etwas weiter zur Linienflanke hin, da durch eine Erhöhung des Ozons in 20 km Höhe der Beitrag aus größeren Höhen abgeschwächt wird.

### 3.5 Inversion

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, wie mit Hilfe des Strahlungstransfermodells aus einem gegebenen Spurenstoffprofil das Spektrum der Intensität am Boden berechnet werden kann. Dieser sogenannte Vorwärtsprozeß soll hier geschrieben werden als

$$y = \mathbf{F}(\mathbf{x}), \quad (3.28)$$

wobei  $\mathbf{x}$  das Spurenstoffprofil und  $y$  das Spektrum darstellt. Das Ziel ist es nun, aus dem gegebenen (gemessenen) Spektrum  $y$  auf das unbekannte Spurenstoffprofil  $\mathbf{x}$  zu schließen. Dies wird als Inversion des Strahlungstransfers bezeichnet. Die Theorie der Inversion ist ausführlich in Sinnhuber [1995] dargestellt, es sollen daher hier die Ergebnisse nur kurz zusammengefaßt werden.

Betrachten wir der Einfachheit halber zunächst den linearen Fall, bei dem das gemessene Spektrum  $y$  gedachtermaßen linear vom atmosphärischen Spurenstoffprofil  $\mathbf{x}$  abhängt. Dies entspricht dem Grenzfall einer optisch dünnen Atmosphäre. Der Strahlungstransfer (3.28) kann dann unter Verwendung der Gewichtsfunktionen  $\mathbf{K}$

geschrieben werden als

$$\mathbf{y} = \mathbf{K}\mathbf{x}. \quad (3.29)$$

Gleichung (3.29) kann nicht direkt invertiert werden, da das Problem schlechtgestellt ist [siehe z.B. Sinnhuber, 1995]. Dies bedeutet, daß schon kleinste Änderungen im gegebenen Spektrum zu extremen Änderungen im zu bestimmenden Profil führen können. Es ist daher nötig, das Problem zu regularisieren. Dies geschieht, indem *a priori* Information über das zu bestimmende Spurenstoffprofil hinzugezogen wird. Damit erhält man dann die sogenannte *optimal estimation* (OEM) Lösung [siehe z.B. Rodgers, 1978]:

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}_a + \mathbf{S}_a \mathbf{K}^T (\mathbf{K} \mathbf{S}_a \mathbf{K}^T + \mathbf{S}_\epsilon)^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{K} \mathbf{x}_a). \quad (3.30)$$

Dabei bezeichnet  $\mathbf{x}_a$  ein *a priori* Profil,  $\mathbf{S}_a$  die *a priori* Kovarianzmatrix des Spurenstoffprofils, also welche Schwankungen im zu bestimmenden Profil um  $\mathbf{x}_a$  herum zu erwarten sind und  $\mathbf{S}_\epsilon$  die Kovarianzmatrix der Messung. Die Matrix

$$\mathbf{D} = \mathbf{S}_a \mathbf{K}^T (\mathbf{K} \mathbf{S}_a \mathbf{K}^T + \mathbf{S}_\epsilon)^{-1}$$

wird auch als Beitragsfunktionsmatrix bezeichnet. Gleichung (3.30) kann auch aufgefaßt werden als optimale Kombination (im Sinne der angenommenen Kovarianzmatrizen) aus dem vor der Messung *a priori* angenommenen Profil  $\mathbf{x}_a$  und der Messung  $\mathbf{y}$ . Auch wenn durch die Messung das Spurenstoffprofil nicht vollständig bestimmt werden kann, wird durch die Messung die Kenntnis über das Profil  $\mathbf{x}$  gegenüber dem *a priori* vor der Messung angenommenen Profil  $\mathbf{x}_a$  verbessert.

Wenn der Strahlungstransfer nicht mehr in guter Näherung als linear anzusehen ist, wie dies auch bei der 142 GHz Ozonlinie der Fall ist, muß die *optimal estimation* Gleichung (3.30) iterativ gelöst werden. Zur Auswertung der Ozonmessungen mit dem RAM wird hierzu das Newtonverfahren [z.B. Press *et al.*, 1993] verwendet. Die *optimal estimation* Gleichung lautet dann [Rodgers, 1998]

$$\hat{\mathbf{x}}_{i+1} = \mathbf{x}_a + \mathbf{S}_a \mathbf{K}_i^T (\mathbf{K}_i \mathbf{S}_a \mathbf{K}_i^T + \mathbf{S}_\epsilon)^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{F}(\hat{\mathbf{x}}_i) + \mathbf{K}_i (\hat{\mathbf{x}}_i - \mathbf{x}_a)). \quad (3.31)$$

Dabei stellen die Gewichtsfunktionen  $\mathbf{K}_i$  die Linearisierung des Strahlungstransfers an der Stelle des Spurenstoffprofils des letzten Iterationsschritts  $\hat{\mathbf{x}}_i$ , dar.

Da der Strahlungstransfer für die 142 GHz Ozonlinie nur schwach nichtlinear ist, konvergiert die Gleichung (3.31) in der Praxis schon nach zwei bis drei Iterationen. Als Startprofil für die Iteration wird dabei das *a priori* Profil  $\mathbf{x}_a$  verwendet.

Unter der Annahme, daß das Vorwärtsmodell den Strahlungstransfer korrekt wiedergibt, können wir für das gemessene Spektrum  $\mathbf{y}$  schreiben  $\mathbf{y} = \mathbf{F}(\mathbf{x}) + \epsilon$ , wobei  $\epsilon$  den Meßfehler bezeichnet. Hierbei ist  $\mathbf{x}$  das wahre – wenn auch im allgemeinen unbekannte – Profil. Einsetzen in Gleichung (3.31) und Linearisierung von  $\mathbf{F}(\mathbf{x})$  am Ort des letzten Iterationsschrittes liefert

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}_a + \mathbf{D} (\mathbf{K}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_a) + \epsilon).$$

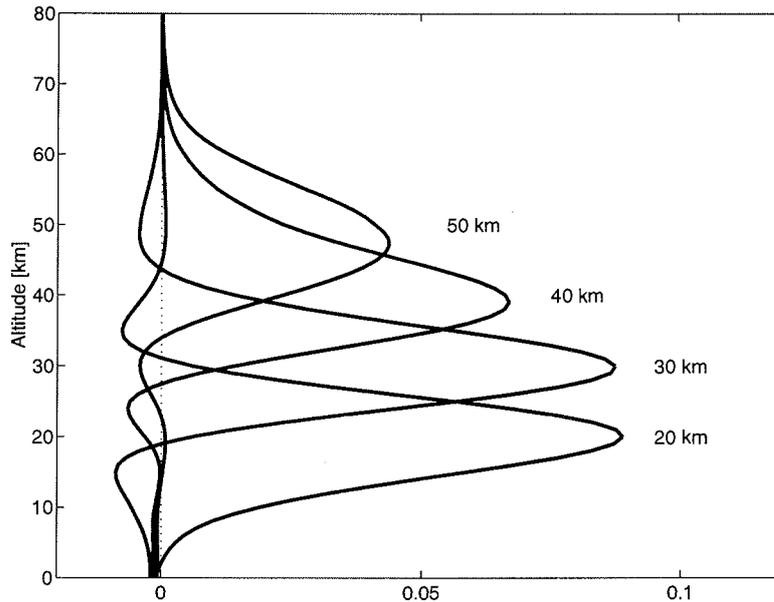


Abb. 3.10. Die Auflösungsfunktionen für 20, 30, 40, und 50 km Höhe.

Der Zusammenhang zwischen dem wahren Profil  $\mathbf{x}$  und dem Schätzwert  $\hat{\mathbf{x}}$  ist also gegeben durch

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{x}} &= \mathbf{A}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_a) + \mathbf{x}_a + \mathbf{D}\epsilon \\ &= \mathbf{A}\mathbf{x} + (\mathbf{I} - \mathbf{A})\mathbf{x}_a + \mathbf{D}\epsilon,\end{aligned}\quad (3.32)$$

mit

$$\mathbf{A} = \mathbf{D}\mathbf{K}.$$

Die Matrix  $\mathbf{A}$  ist die sogenannte Auflösungsfunktionsmatrix, auf englisch *averaging kernel* Matrix genannt. Nach Gleichung (3.32) ist das aus dem gemessenen Spektrum berechnete Spurenstoffprofil im Idealfall gegeben durch das mit der Auflösungsmatrix verschmierte wahre (unbekannte) Profil plus einem Beitrag vom *a priori* Profil plus dem Meßfehler. In den Höhenbereichen, wo der Einfluß des wahren Profils auf die Messung nur gering ist, ist der Einfluß des *a priori* Profils entsprechend groß.

Abb. 3.10 zeigt die Auflösungsfunktionen für ausgewählte Höhen. Die Breite der Auflösungsfunktionen ist dabei ein Maß für die Höhenauflösung der Messungen. Im Bereich von etwa 12 bis 45 km Höhe ist die Höhenauflösung nahezu gleichbleibend, darüber verschlechtert sie sich, wie auch Abb. 3.10 zeigt. In der derzeitigen Konfiguration erstreckt sich der Detektionsbereich der Ozonmessungen mit dem RAM von etwa 12 bis 55 km Höhe.

### 3.6 Zusammenfassung und Ausblick

Im vorliegenden Kapitel wurden die Grundlagen der Mikrowellenspektroskopie atmosphärischer Spurengase dargelegt. Der Aufbau des RAM wurde hier nur kurz

vorgestellt, da er recht ausführlich bereits in anderen Veröffentlichungen beschrieben wurde. Ebenso wurde in diesem Kapitel nur kurz auf die Theorie der Inversion, der Bestimmung von Spurenstoffprofilen aus gemessenen Spektren, eingegangen, da dies ausführlich zum Beispiel in Sinnhuber [1995] erfolgte. Einen Schwerpunkt von Kapitel 3 bildete die Beschreibung eines Mikrowellen-Strahlungstransfermodells, mit dem synthetische Spektren – sogenannte Vorwärtsrechnungen – und die zur Bestimmung von Spurenstoffprofilen notwendigen Gewichtsfunktionen berechnet werden können. Dieses Strahlungstransfermodell, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, bildet die Grundlage zur Bestimmung der Ozonprofile aus den RAM Messungen, die dann in den folgenden Kapiteln näher untersucht und interpretiert werden. Dadurch, daß dieses Strahlungstransfermodell speziell auf die Anforderungen der operationellen Auswertung der RAM-Daten hin entwickelt wurde sowie durch den neuen Algorithmus zur Berechnung der Gewichtsfunktionen, wurde eine deutliche Beschleunigung der Datenauswertung erreicht, die zur Bewältigung der großen Fülle an gemessenen Spektren unabdingbar ist.

Der in Abschnitt 3.3 beschriebene Algorithmus zur Berechnung der Gewichtsfunktionen wird derzeit bereits in leicht erweiterter Form zur Auswertung flugzeuggetragener Submillimeterwellenmessungen atmosphärischer Spurengase verwendet (Miriam von König, persönliche Mitteilung). In Zukunft wird dieser Algorithmus hoffentlich auch bei der Auswertung von satellitengestützten Submillimeterwellenmessungen zum Einsatz kommen, wodurch die Bestimmung von Spurenstoffprofilen um etwa zwei bis drei Größenordnungen schneller sein sollte, als derzeit möglich. So würde dadurch die Berechnung der Gewichtsfunktionen, die für horizontabtastende Submillimeterwellenmessungen heute etwa einen Tag Rechenzeit benötigt, dann in Minuten oder gar Sekunden erfolgen können – bei einer gleichzeitigen Erhöhung der Genauigkeit und numerischen Stabilität der Berechnung.

# 4

## Beobachtete Ozonvariabilität

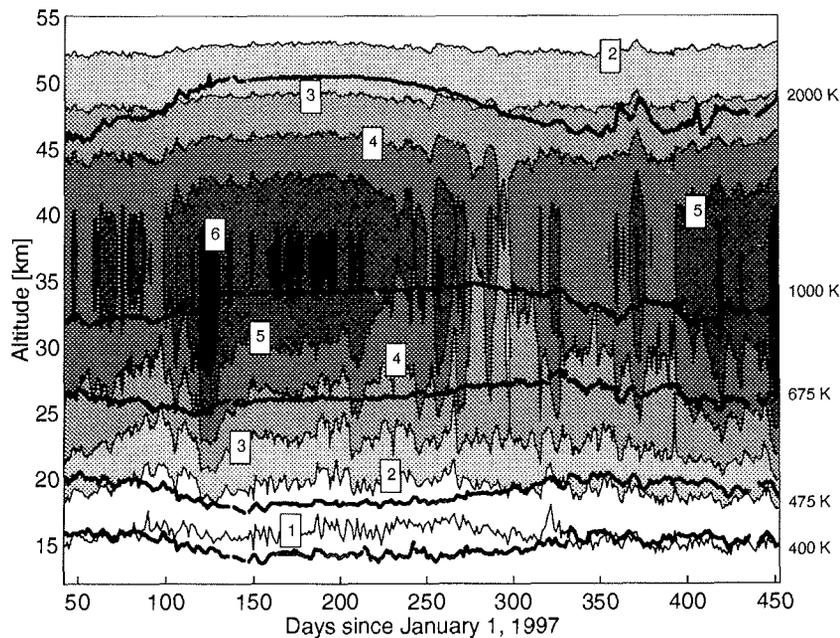
In diesem Kapitel soll ein Überblick über die mit dem Radiometer für Atmosphärische Messungen (RAM) in Ny-Ålesund beobachtete Ozonvariabilität gegeben werden, bevor dann in den folgenden Kapiteln einzelne Teilaspekte im Detail untersucht werden. Darüberhinaus werden in diesem Kapitel die beobachteten Ozonvariabilitäten mit Ergebnissen eines drei-dimensionalen Chemie-Transportmodells (CTM), dem SLIMCAT-Modell der Universität Cambridge, verglichen. Dieser Vergleich zeigt, inwieweit die beobachtete Ozonvariabilität bereits durch Modelle beschrieben werden kann, und wo noch grundsätzliche Schwierigkeiten heutiger Modelle bestehen.

### 4.1 Ozonmessungen mit dem RAM in Ny-Ålesund

Das Radiometer für Atmosphärische Messungen wurde erstmals im Rahmen zweier Kampagnen in den Wintern 1992/93 und 1993/94 in Ny-Ålesund eingesetzt. Ergebnisse dieser Meßkampagnen sind bei Klein [1994] und Sinnhuber [1995] zu finden. Von Herbst 1994 an befindet sich das RAM an der NDSC-Station in Ny-Ålesund im Dauerbetrieb.

Im Verlauf der letzten Jahre war es allerdings mehrmals notwendig, kleinere Änderungen am Instrument oder der Datenauswertung vorzunehmen. Auf der einen Seite wurde hierdurch die Qualität der Ozonmessungen, das heißt vor allem deren Genauigkeit, wesentlich verbessert, auf der anderen Seite wird hierdurch aber eine sorgfältige Reanalyse der Meßdaten notwendig, um Messungen der verschiedenen Zeiträume direkt miteinander vergleichen zu können. Eine solche Reanalyse ist derzeit in Arbeit.

Die Messungen mit dem RAM in den Wintern 1992/93 und 1993/94 waren beeinträchtigt durch *baseline* Strukturen auf den gemessenen Ozonspektren [Sinnhuber, 1995]. Dies machte eine nachträgliche Korrektur der gemessenen Spektren erforderlich, bevor daraus Ozonprofile bestimmt werden konnten. Diese Strukturen auf den Spektren konnten schließlich darauf zurückgeführt werden, daß der Mischer auch empfindlich in der Kreuzpolarisation und in höheren harmonischen Bändern war und somit auch teilweise Signale aus anderen Frequenzbereichen detektierte [Lan-

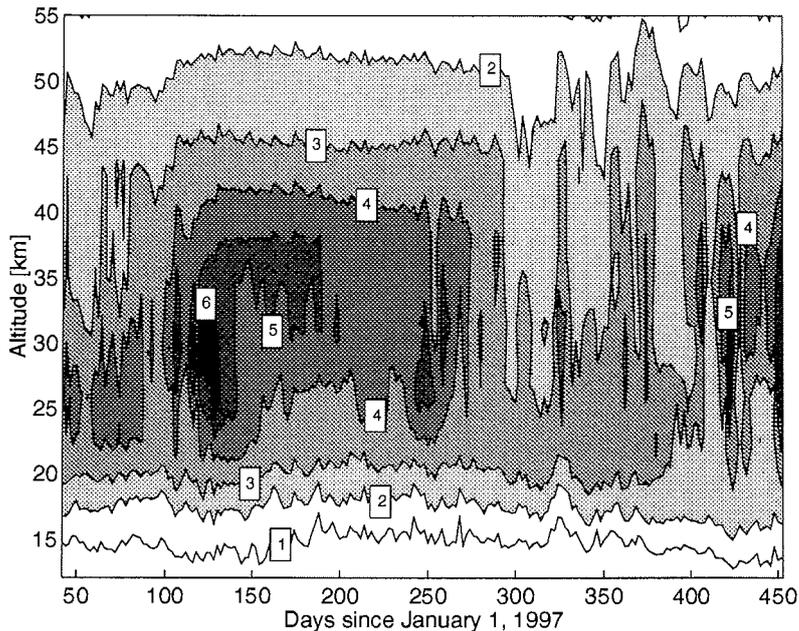


**Abb. 4.1.** Das mit dem RAM in Ny-Ålesund gemessene Ozonmischungsverhältnis (in ppm) zwischen Anfang Februar 1997 und Ende März 1998, aufgetragen gegenüber der Zeit und der Höhe. Zusätzlich sind die Höhen einiger ausgewählter Isentropen eingezeichnet (fette schwarze Linien).

ger, 1995]. Eine erste Abhilfe konnte geschaffen werden, indem im Februar 1995 ein Polarisationsgitter vor dem Mischer aufgestellt wurde. Dies unterdrückte die *baseline* Strukturen, wenn auch nicht vollständig. Als Ergebnis war es nun möglich, auch ohne Korrekturen aus den gemessenen Spektren Profile zu gewinnen. Im Herbst 1995 wurde dann eine dichromatische Platte als Bandpassfilter in die Quasioptik eingebaut (anstelle des Spiegels P1 in Abb. 3.4), wodurch der Einfluß der höheren Bänder weitgehend beseitigt werden konnte. Trotzdem blieb auf den gemessenen Ozonspektren noch eine sogenannte Stehwelle erkennbar, die Auswirkungen auf die absolute Genauigkeit der Ozonmessungen in der unteren Stratosphäre hatte.

Im Februar und März 1996 kam es unglücklicherweise zu einem teilweisen Verlust der Meßdaten aufgrund fehlerhafter Magnetbänder. Somit liegen für Februar und März 1996 nur sehr vereinzelte Meßdaten vor. Im Sommer 1996 wurden Umbauten an der Elektronik und am akusto-optischen Spektrometer vorgenommen, so daß in dem Zeitraum keine Ozondaten aufgenommen wurden.

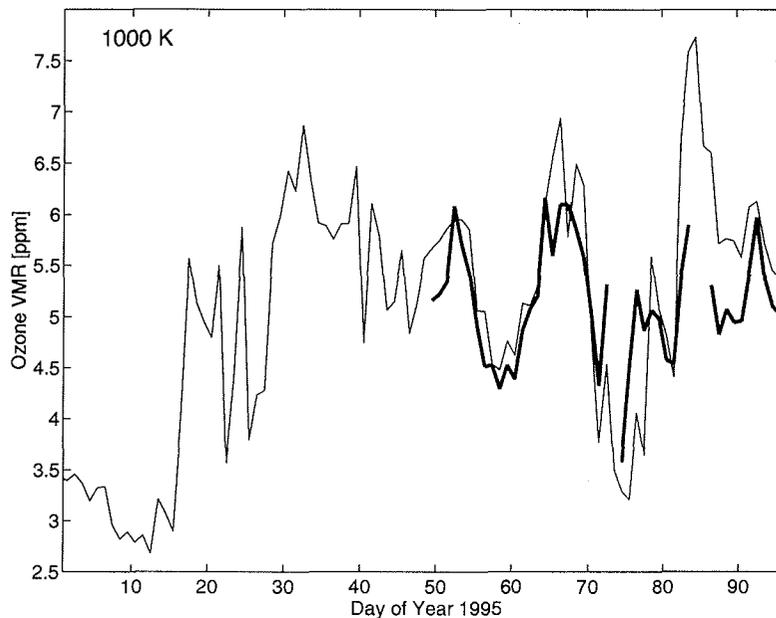
Anfang Februar 1997 gelang es dann, die Ursache der verbleibenden Stehwelle auf dem Ozonspektrum, die die Auswertung beeinflusst hat, zu identifizieren und am Gerät zu beheben. Es stellte sich heraus, daß Teilreflexionen an einem Fenster in der Quasioptik stattfanden. Das Fenster wurde daraufhin ausgebaut. Seit Anfang Februar 1997 wird das RAM nun völlig unverändert und ununterbrochen betrieben. Abb. 4.1 zeigt das mit dem RAM in Ny-Ålesund gemessene Ozonmischungs-



**Abb. 4.2.** Das mit dem SLIMCAT-Modell berechnete Ozonmischungsverhältnis über Ny-Ålesund zwischen Anfang Februar 1997 und Ende März 1998. Das modellierte Ozonmischungsverhältnis ist in recht guter Übereinstimmung mit den tatsächlichen Messungen (Abb. 4.1). Deutliche Abweichungen zeigen sich allerdings in der mittleren und oberen Stratosphäre während der Polarnacht.

verhältnis von Anfang Februar 1997 bis Ende März 1998, aufgetragen gegenüber der Zeit und der Höhe. Mehrere tausend Messungen sind hier dargestellt. Zusätzlich sind in Abb. 4.1 die Höhen einiger ausgewählter Isentropen eingezeichnet.

Die größte Ozonvariabilität wird in der mittleren Stratosphäre, dem Höhenbereich zwischen etwa 30 und 40 km, beobachtet, wo auch die größten Ozonmischungsverhältnisse beobachtet werden. Teilweise innerhalb von Stunden kann hier das gemessene Ozonmischungsverhältnis zwischen ungefähr 3 und 7 ppm variieren. Die höchsten Ozonmischungsverhältnisse werden in der mittleren Stratosphäre im Frühjahr nach dem Aufbrechen des Polarwirbels beobachtet, während die niedrigsten Ozonmischungsverhältnisse in der mittleren Stratosphäre in der Mitte des Winters im Polarwirbel beobachtet werden. In der oberen Stratosphäre, ab etwa 45 km Höhe wird nur eine sehr geringe Variabilität des Ozonmischungsverhältnisses beobachtet. Betrachtet man allerdings das Ozonmischungsverhältnis auf Isentropen, so ist ein deutlicher Jahresgang mit einem Ozonminimum im Sommer und einem Maximum im Winter zu beobachten. Dies ist allerdings auf das Auf- und Absteigen der Isentropen im Verlauf des Jahres zurückzuführen, wie Abb. 4.1 zeigt. In der unteren Stratosphäre erkennt man einen Anstieg des Ozonmischungsverhältnisses im Winter und ein Ozonminimum im Sommer. Ursache hierfür ist das diabatische Absinken der Luftmassen innerhalb des Polarwirbels im Winter, wodurch ozonreiche Luft aus



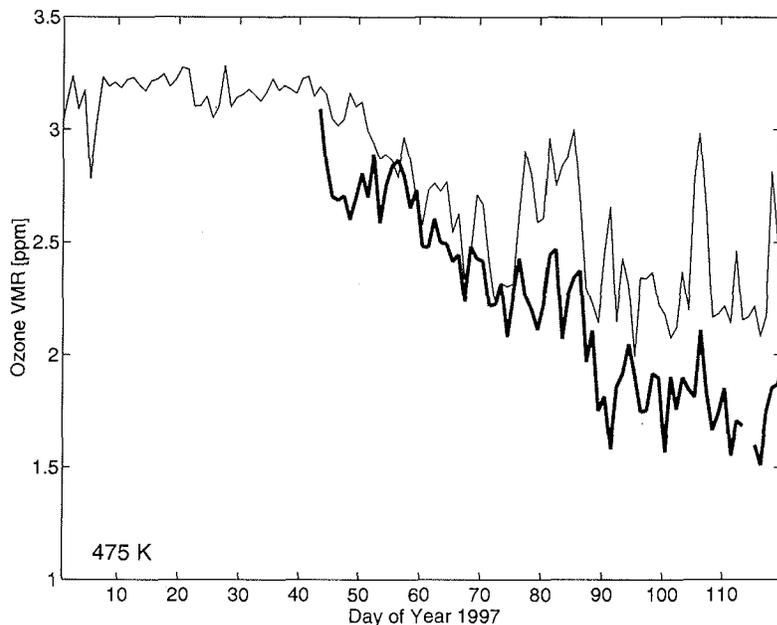
**Abb. 4.3.** Vergleich zwischen dem 1995 gemessenen Ozonmischungsverhältnis (fette Linie) und dem modellierten Ozonmischungsverhältnis aus dem SLIMCAT-Modell (dünne Linie) auf der 1000 K Isentrope (etwa 33 km Höhe).

größerer Höhe nach unten transportiert wird.

Im Winter 1996/97 wurde, wie auch schon in den vorangegangenen Wintern, ein signifikanter chemischer Ozonabbau in der unteren polaren Stratosphäre beobachtet. So ist auch in Abb. 4.1 zu erkennen, daß das Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope von etwa 3 ppm im Februar um über 1 ppm auf Werte unter 2 ppm im April abgenommen hat. Im Winter 1997/98 hingegen wurde kaum Ozonabbau in der unteren Stratosphäre beobachtet. Hier erreicht das Ozonmischungsverhältnis sein Maximum in März, vor dem Zusammenbrechen des Polarwirbels. Die Ursache dafür, daß im Winter 1997/98 nur ein vergleichsweise sehr geringer chemischer Ozonabbau stattgefunden hat, ist, daß im Winter 1997/98 die Temperaturen in der unteren Stratosphäre deutlich höher als in den vergangenen Jahren waren, so daß polare Stratosphärenwolken nicht in gleichem Maße wie in den vorangegangenen Jahren gebildet wurden. (Siehe hierzu Kapitel 5).

## 4.2 Vergleich mit dem SLIMCAT-Modell

Das SLIMCAT-Modell ist ein globales drei-dimensionales Chemie-Transportmodell der Universität Cambridge. Das Modell berechnet die Konzentrationen der Spurenstoffe auf 11 Isentropen zwischen 350 und 2100 K (ungefähr 12–50 km), was ziemlich genau dem auch mit dem RAM detektierbaren Höhenbereich entspricht.

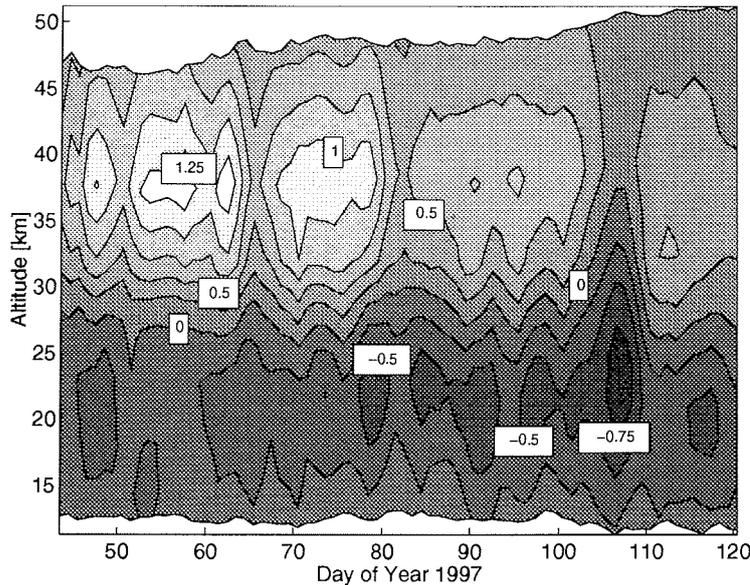


**Abb. 4.4.** Vergleich zwischen dem gemessenen Ozonmischungsverhältnis (fette Linie) und dem modellierten Ozonmischungsverhältnis aus dem SLIMCAT-Modell (dünne Linie) auf der 475 K Isentrope (etwa 19 km Höhe). Grundsätzlich ist eine recht gute Übereinstimmung festzustellen, das Modell unterschätzt aber den chemischen Ozonabbau signifikant.

Die horizontale Advektion der Spurenstoffe geschieht durch aktuelle Windfelder aus Analysen des britischen United Kingdom Meteorological Office (UKMO) (siehe Abschnitt 5.1), der vertikale diabatische Transport senkrecht zu den Isentropen wird durch Strahlungstransferrechnungen bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung des Modells ist zu finden in Chipperfield [1996].

Für die letzten Winter sind mit dem SLIMCAT-Modell saisonale Rechnungen durchgeführt worden, wobei das Modell Ende November zu Beginn des Winters initialisiert wurde und dann bis April oder Mai laufen gelassen wurde. Zur Initialisierung wurden Messungen chemischer Spurenstoffe des *Upper Atmosphere Research Satellite* (UARS) verwendet, ergänzt durch berechnete Werte eines zweidimensionalen Modells. Zusätzlich wurde auch ein mehrjähriger Modellauf durchgeführt, der im Herbst 1991 initialisiert wurde und dann bis Herbst 1997 laufen gelassen wurde [Chipperfield, 1999]. Dieser mehrjährige Modellauf hat allerdings eine geringere horizontale Auflösung als die saisonalen Modellläufe.

Abb. 4.2 zeigt das Ozonmischungsverhältnis aus dem mehrjährigen SLIMCAT-Modellauf über Ny-Ålesund für den gleichen Zeitraum wie Abb. 4.1. Der Vergleich mit Abb. 4.1 zeigt, daß das Modell in der Lage ist, die Variabilität des Ozons im wesentlichen korrekt wiederzugeben. In zwei Beispielen soll dies nun näher betrachtet



**Abb. 4.5.** Vergleich zwischen dem gemessenen Ozonmischungsverhältnis und dem SLIMCAT-Modell für 1997. Werte in ppm. Die Daten wurden zur besseren Darstellung über drei Tage gemittelt. Negative Werte bedeuten, daß das SLIMCAT-Modell das Ozon überschätzt, tatsächlich also niedrigere Werte beobachtet wurden.

werden.

Abb. 4.3 zeigt einen Vergleich des gemessenen Ozonmischungsverhältnis und aus Berechnungen des SLIMCAT-Modells – diesmal für den saisonalen Modellauf – für den Zeitraum 1. Januar bis 10. April 1995 auf der 1000 K Isentrope, entsprechend ungefähr 33 km Höhe. Die Messungen zeigen eine hohe Variabilität des Ozonmischungsverhältnisses zwischen etwa 3 und 6 ppm. Diese werden vom Modell sehr gut wiedergegeben. Die Ursache für diese Variabilität des Ozons in der mittleren Stratosphäre wird in Kapitel 7 näher untersucht.

Abb. 4.4 zeigt das Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope im Winter 1996/97 zwischen Anfang Januar und Ende April. Sowohl die Messungen, als auch das Modell zeigen hier eine deutliche Abnahme des Ozonmischungsverhältnisses, die auf chemischen Ozonabbau zurückzuführen ist. Während Modell und Messung bis etwa Mitte März noch in sehr guter Übereinstimmung waren, unterschätzte das Modell den Ozonabbau danach signifikant. Dieses Unterschätzen des chemischen Ozonabbaus in der unteren Stratosphäre zeigt sich auch bei Vergleichen mit anderen Messungen [Bericht der Europäischen Kommission, 1997].

Um den Einfluß der reduzierten Höhenauflösung der Mikrowellenmessungen zu berücksichtigen, wurde das Modell mit der Auflösung der Mikrowellenmessungen verschmiert, siehe Gleichung (4.32), Abschnitt 3.4. Das Ergebnis ist in Abb. 4.5 für 1997 gezeigt. Aufgetragen ist die Differenz in ppm zwischen der Messung und dem Modell. Negative Werte bedeuten, daß tatsächlich niedrigere Ozonwerte be-

obachtet wurden, als vom Modell berechnet. Im Februar und März 1997 zeigt das SLIMCAT-Modell gegenüber den RAM-Messungen zu niedrige Ozonwerte in der mittleren Stratosphäre in etwa 40 km Höhe. Außerdem ist deutlich zu erkennen, wie vom Modell der chemische Ozonabbau in der unteren Stratosphäre im Laufe des Winters unterschätzt wird.

### 4.3 Schlußfolgerung

Der Vergleich der Ozonmessungen des RAM in Ny-Ålesund mit dem SLIMCAT-Modell hat gezeigt, daß grundsätzlich die beobachtete Ozonvariabilität mit heutigen Modellen bereits ausgezeichnet wiedergegeben werden kann, daß also die wichtigen Prozesse, die zur beobachteten Variabilität führen, verstanden sind. Gerade in der mittleren Stratosphäre, im Höhenbereich von etwa 25 bis 45 km Höhe, in dem die Photochemie des Ozons auf etwa gleichen Zeitskalen wie die atmosphärische Dynamik abläuft, zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Modell und Messung.



# 5

## Bestimmung chemischer Ozonabbauraten

In den letzten Jahren wurde auch im arktischen Polarwirbel im Winter und Frühjahr chemischer Ozonabbau in der unteren Stratosphäre beobachtet [siehe z.B. den Bericht der Europäischen Kommission, 1997 und Referenzen darin]. Die dem Ozonabbau zugrunde liegenden Prozesse sind dabei analog zum antarktischen Ozonloch, wenn auch das Ausmaß des Ozonverlustes in der Arktis bisher geringer war, als in der Antarktis. Der Grund hierfür ist vor allem, daß die Temperaturen im arktischen Polarwirbel gewöhnlich höher sind, als im antarktischen Polarwirbel, polare Stratosphärenwolken (PSC) demzufolge in der Arktis eher sporadisch auftreten und daß der arktische Polarwirbel weniger lange in das Frühjahr hinein besteht, als sein antarktisches Gegenstück.

Die RAM-Messungen vom Winter und Frühjahr 1996/97 zeigen eine deutliche Abnahme des Ozons in der unteren Stratosphäre (siehe auch Abb. 4.4). In diesem Kapitel soll nun aus dem beobachteten Ozonverlust im Winter und Frühjahr 1996/97 auf chemische Ozonabbauraten geschlossen werden, um das Ausmaß des chemischen Ozonabbaus quantifizieren zu können. Dazu ist es vor allem nötig, das diabatische Absinken der Luftmassen im Polarwirbel zu bestimmen. Denn durch das Absinken werden ozonreichere Luftmassen aus größeren Höhen nachgeführt, so daß der chemische Ozonverlust teilweise überdeckt werden kann.

Am Ende des Kapitels werden außerdem erste Ergebnisse für den Winter 1997/98 gezeigt.

### 5.1 Meteorologie des Winters 1996/97

Die stratosphärische Meteorologie des Winters 1996/97 war recht ungewöhnlich. Der Polarwirbel bildete sich erst spät, war danach aber sehr stabil und existierte bis in den Mai hinein. Auch die stratosphärischen Temperaturen waren außergewöhnlich: Im März 1997 wurden Rekordtiefsttemperaturen erreicht. Im Folgenden ist die Entwicklung des Polarwirbels im Winter 1996/97 ausführlicher dargestellt. Die Beobachtungen beruhen dabei auf Analysen des Europäischen Zentrums für Mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF).

Im Januar 1997 war der Polarwirbel noch recht schwach ausgeprägt und gestört. Die Temperatur lag jedoch bereits in großen Teilen des Wirbels unterhalb 195 K, eine Temperaturgrenze die näherungsweise als Grenztemperatur für die Existenz polarer Stratosphärenwolken (PSC) angesehen werden kann. Das Kältezentrum lag dabei in der zweiten Januarhälfte vom Zentrum des Polarwirbels versetzt, so daß auch deutlich außerhalb des Polarwirbels Temperaturen niedrig genug zur Bildung von PSCs auftraten. Am 20. Januar etwa lag die Temperatur auf der 475 K Isentrope in großen Teilen Nordeuropas unterhalb 195 K, wohingegen sich der Polarwirbel im Bereich der zentralen Arktis und über Grönland und Nordkanada befand. Diese Lage setzte sich auch Anfang Februar fort. Die Temperaturen blieben niedrig, am 11. und 12. Februar wurden auch erstmals in diesem Winter Temperaturen unterhalb 188 K auf der 475 K Isentrope beobachtet. Ungefähr ab diesen Temperaturen können sich PSC vom Typ II bilden, an deren Oberflächen heterogene chemische Reaktionen besonders effektiv ablaufen können.

Ab Mitte Februar 1997 stabilisierte sich der Polarwirbel und lag dabei recht polarzentriert. Von einer kleineren Störung um den 20. Februar herum einmal abgesehen blieb der Polarwirbel außergewöhnlich stabil und nahezu unverändert bis Mitte April. Temperaturen unterhalb 195 K wurden auf der 475 K Isentrope durchgehend bis zum 28. März 1997 beobachtet. Temperaturen unterhalb 188 K wurden noch einmal kurzzeitig vom 20. bis zum 23. Februar beobachtet.

Ab Mitte April zeigten sich Störungen im Polarwirbel, und in den ersten Tagen des Mai 1997 löste sich der Polarwirbel auf. Überreste des Wirbels konnten aber noch deutlich in den Mai hinein beobachtet werden. Der Polarwirbel bestand damit außergewöhnlich lange.

Die Entwicklung der Minimaltemperaturen auf der 475 K Isentrope im Winter 1996/97 ist in Abb. 5.1 gezeigt. Im März 1997 lag die Minimaltemperatur niedriger als in den letzten 10 Jahren zuvor. Man erkennt aber auch, daß im Dezember und Januar deutlich höhere Temperaturen als beispielsweise im Winter 1995/96 beobachtet wurde. Zusätzlich sind die ungefähren Temperaturen eingezeichnet, bei denen PSC vom Typ I und II existieren können. Zur Berechnung der NAT-Existenztemperatur wurden 6 ppb  $\text{HNO}_3$  und 4 ppm  $\text{H}_2\text{O}$  angenommen.

Abbildung 5.2 zeigt die Fläche mit Temperaturen, die die Existenz von PSCs erlauben. Grau schattiert ist dabei der Bereich von Temperaturen unterhalb 195 K auf der 475 K Isentrope dargestellt, näherungsweise die Existenztemperatur für PSC vom Typ I. Die kleinen schwarzen Flächen zeigen die Fläche mit Temperaturen unterhalb 188 K, näherungsweise für PSC vom Typ II.

### 5.1.1 Definition des Polarwirbel-Randes

Eine Reihe von Untersuchungen haben gezeigt, daß der Austausch von Luftmassen über den Rand des Polarwirbels weitgehend unterbunden wird. Siehe hierzu zum Beispiel Plumb *et al.* [1994], Waugh *et al.* [1994], Sobel *et al.* [1997, 1998] sowie die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit, die in Kapitel 6 beschrieben werden. Lediglich bei vereinzelt Störungen des Wirbels werden Luftmassen von außerhalb oder aus dem Randbereich des Polarwirbels in das Innere des Wirbels transportiert.

Luftmassen von innerhalb des Polarwirbels zeichnen sich durch eine hohe poten-

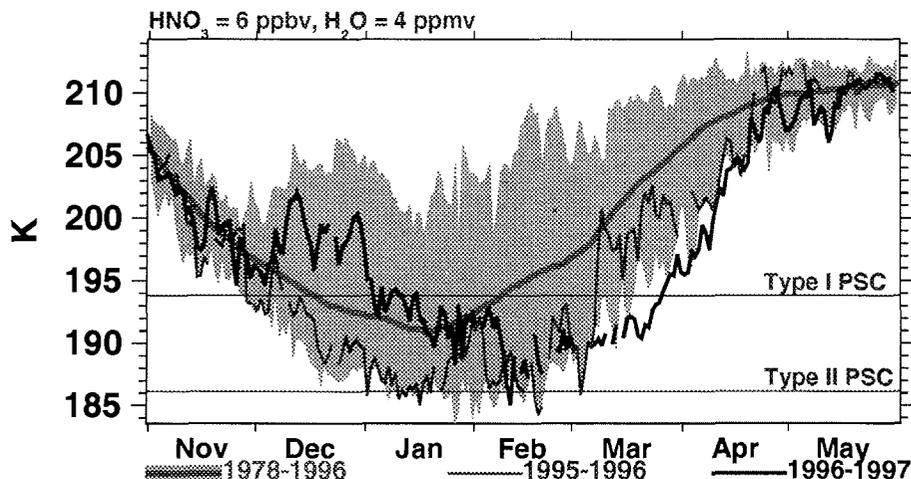
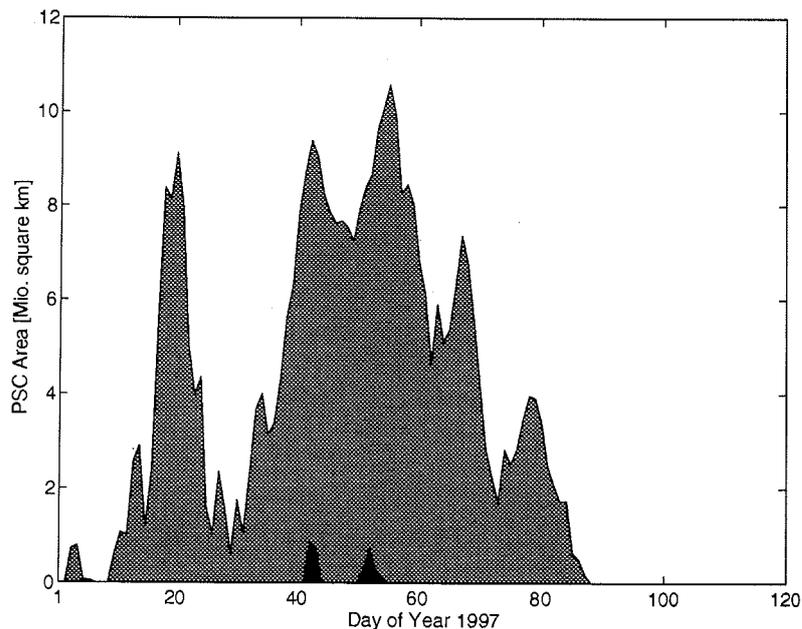


Abb. 5.1. Minimaltemperaturen im Winter 1996/97 auf der 475 K Isentrope. Schattiert ist der Bereich der in den letzten 10 Jahren zuvor beobachteten Minimaltemperaturen dargestellt. Im März 1997 lagen die Minimaltemperaturen tiefer, als in den letzten 10 Jahren zuvor. Abbildung entnommen aus Coy *et al.* [1997].

tielle Vorticity aus. Im Übergangsbereich zwischen den Luftmassen aus dem Innern des Polarwirbels und Luftmassen mittlerer Breiten zeigt die potentielle Vorticity einen sehr starken Gradienten. Dieser Bereich kann als Rand des Polarwirbels angesehen werden. Jenseits dieses Randbereichs in mittleren Breiten sind die Gradienten der potentiellen Vorticity deutlich geringer, was ein Zeichen dafür ist, daß die Luftmassen in mittleren Breiten recht gut durchmischt sind. Aber auch innerhalb des Polarwirbels sind die Gradienten der potentiellen Vorticity in der Regel deutlich niedriger, als im Randbereich des Wirbels.

Zur Berechnung der Gradienten der potentiellen Vorticity schlagen Nash *et al.* [1996] vor, die Flächen, die von den jeweiligen Konturen der potentiellen Vorticity eingeschlossen werden zu betrachten. Der maximale Gradient der potentiellen Vorticity liegt dort, wo die Differenz der eingeschlossenen Flächen zweier PV-Konturen minimal ist. Diese Idee geht zurück auf Butchart und Remsberg [1986], die die Fläche des Polarwirbels als eine diagnostische Größe zur Interpretation von Ozontransporten verwendet haben. Für adiabatische Prozesse ist – genau wie die potentielle Vorticity selber – die von einer PV-Kontur eingeschlossene Fläche auch eine Erhaltungsgröße. Es bietet sich nun an, die von den PV-Konturen eingeschlossenen Flächen auszudrücken durch eine äquivalente Breite, die die gleiche Fläche einschließt. Einzelheiten zur Berechnung der äquivalenten Breite sind in Anhang 5.A beschrieben.

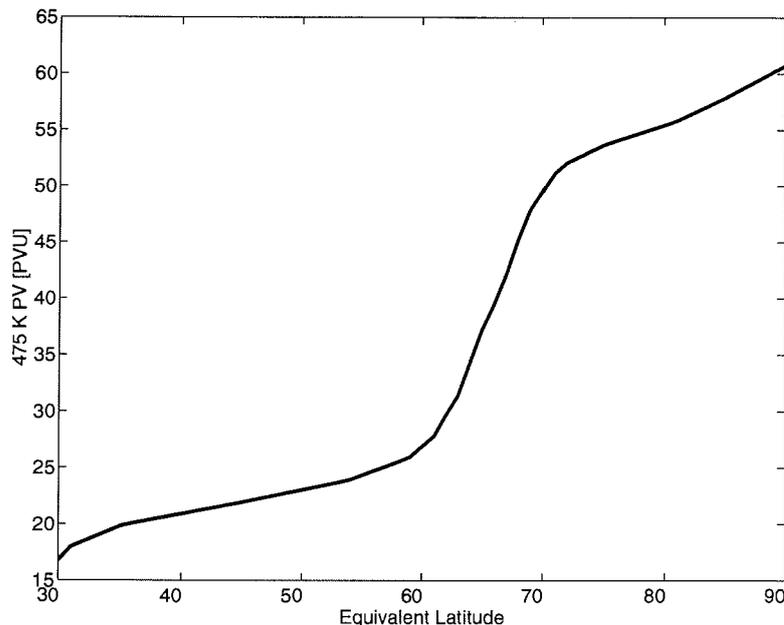
Als ein Beispiel ist in Abb. 5.3 die potentielle Vorticity für den 15.03. 1997 gegenüber der äquivalenten Breite aufgetragen. Deutlich erkennbar ist die 'S'-Form



**Abb. 5.2.** Die Fläche von Temperaturen auf der 475 K Isentrope, die unterhalb 195 K (grau schattiert) und 188 K (schwarz) lag, vom 1. Januar bis zum 30. April 1997. Dies entspricht näherungsweise der möglichen Ausdehnung polarer Stratosphärenwolken vom Typ I bzw. Typ II.

der potentiellen Vorticity. Nach der Definition von Nash *et al.* [1996] ist der Rand des Polarwirbels durch den maximalen Gradienten gegeben. (Tatsächlich definieren Nash *et al.* [1996] die Grenze unter der Nebenbedingung, daß sie in der Nähe des Maximums des zonalen Windes liegt. Diese Einschränkung ist aber in der Regel nicht nötig und sorgt nur dafür, die Definition in 'pathologischen' Fällen eindeutig zu machen.) Das innere des Polarwirbels ist nun der Bereich deutlich niedriger Gradienten, wie er beispielsweise in Abb. 5.3 erkennbar ist.

In Abb. 5.4 ist die Entwicklung der potentiellen Vorticity auf der 475 K Isentrope vom 1. Januar bis zum 30. April 1997 gegenüber der äquivalenten Breite dargestellt. Deutlich erkennbar ist der Bereich des hohen Gradienten der potentiellen Vorticity zwischen etwa 60° und 70°N äquivalenter Breite. Er stellt den Randbereich des Polarwirbels da. Auffällig ist, daß der Randbereich den gesamten betrachteten Zeitraum über, zumindest aber von Ende Januar bis Mitte April, bei der gleichen äquivalenten Breite zu finden ist. Das Innere des Polarwirbels, also der Bereich mit vergleichsweise geringen Gradienten der potentiellen Vorticity liegt praktisch konstant bei 70°N. Während der meisten Zeit fällt dieser innere Rand des Polarwirbels mit der 48 PV-Einheiten Kontur zusammen. Anfang April fallen die PV-Konturlinien ab, aufgrund diabatischer Effekte, die zu einer Abnahme der potentiellen Vorticity führten. Dieser Einfluß der Strahlung auf die Dynamik des Polarwirbels wird in Abschnitt 5.4



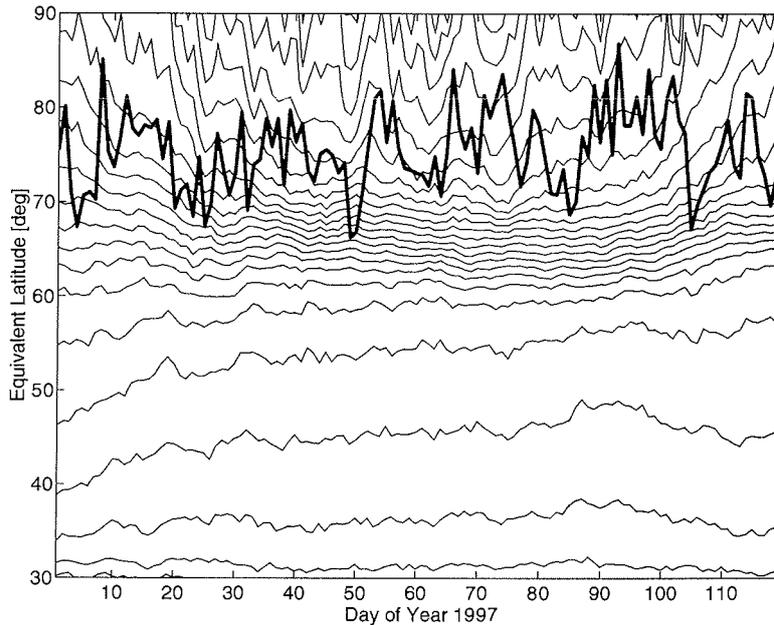
**Abb. 5.3.** Die potentielle Vorticity auf der 475 K Isentrope vom 15.3. 1997, aufgetragen gegen die äquivalente Breite.

genauer untersucht. Doch trotz der diabatischen Abnahme der potentiellen Vorticity im April bleibt der innere Rand des Polarwirbels weiterhin recht konstant bei einer äquivalenten Breite von 70°N. Eine vergleichbare Betrachtung der Evolution des Polarwirbels wurde von Manney *et al.* [1995] für die Nordhemisphäre für die Winter 1991/92 bis 1993/94, und für die Südhemisphäre für die Winter 1992 und 1993 durchgeführt.

Ebenfalls eingezeichnet in Abb. 5.4 ist die potentielle Vorticity über Ny-Ålesund, ausgedrückt durch die äquivalente Breite. Sie zeigt deutlich, daß Ny-Ålesund im Winter 1996/97 überwiegend innerhalb des Polarwirbels lag. Lediglich während zweier kurzer Episoden um den 20. Februar und im April lag Ny-Ålesund im Randbereich des Wirbels.

## 5.2 Ozonmessungen mit dem RAM im Winter 1996/97

Das aus den Messungen des RAM in Ny-Ålesund bestimmte Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope ist für den Zeitraum vom 12. Februar bis Ende April 1997 in Abb. 5.5 dargestellt. Ein praktisch stetiges Abnehmen des Ozonmischungsverhältnisses ist deutlich erkennbar. In der ersten Februarhälfte lag das Ozonmischungsverhältnis bei 3 ppm, in der zweiten Aprilhälfte dann bei unter 2 ppm. Dabei muß beachtet werden, daß aufgrund der eingeschränkten Höhenauflösung der Millimeterwellen-Messungen von etwa 8 km das gemessene Ozonmischungsverhältnis gewissermaßen ein Mittel über einen Höhenbereich von einigen Kilometern darstellt.



**Abb. 5.4.** Konturdarstellung der potentiellen Vorticity auf der 475 K Isentrope für den Winter 1996/97. Der Randbereich des Polarwirbels ist erkennbar an dem starken Gradienten der potentiellen Vorticity. Die fette Linie gibt die potentielle Vorticity für Ny-Ålesund wieder, ausgedrückt durch die äquivalente Breite.

Wie Ozonsonden zeigen, nahm das Ozonmischungsverhältnis in einzelnen dünnen Höhenschichten noch deutlich weiter ab, es wurden auf 475 K sogar Werte unterhalb 1 ppm beobachtet. Abb. 5.6 zeigt ein Ozonprofil einer Ozonsondenmessung am Vormittag des 5. April 1997 in Ny-Ålesund, zusammen mit einer zeitgleichen Messung des RAM. Die Ozonsonde zeigt einen dünnen Bereich um 20 km Höhe, in der das Ozonmischungsverhältnis bis auf 1 ppm fällt. Diese dünne Schicht kann vom RAM nicht aufgelöst werden. Ab etwa 30 km Höhe kann die Ozonsonde nicht mehr als vertrauenswürdig angesehen werden.

Wie die Analyse der potentiellen Vorticity ergeben hat, lag Ny-Ålesund im Zeitraum von Anfang Februar bis Ende April, genauer gesagt bis zum 26. April, innerhalb des Polarwirbels. Lediglich um den 20. Februar und den 14. April herum verlagerte sich der Polarwirbel etwas, so daß die Messungen in Ny-Ålesund im Randbereich des Polarwirbels gemacht wurden. Während für den 20. Februar sich dies in den Ozonmessungen nicht bemerkbar macht, wurden im April im Randbereich des Polarwirbels ganz klar höhere Ozonwerte gemessen, als innerhalb des Polarwirbels.

Nach dem 26. April zog der Polarwirbel von Ny-Ålesund weg. Entsprechend steigen auch die gemessenen Ozonmischungsverhältnisse an. Anfang Mai fällt das gemessene Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope wieder ab. Diese Mes-

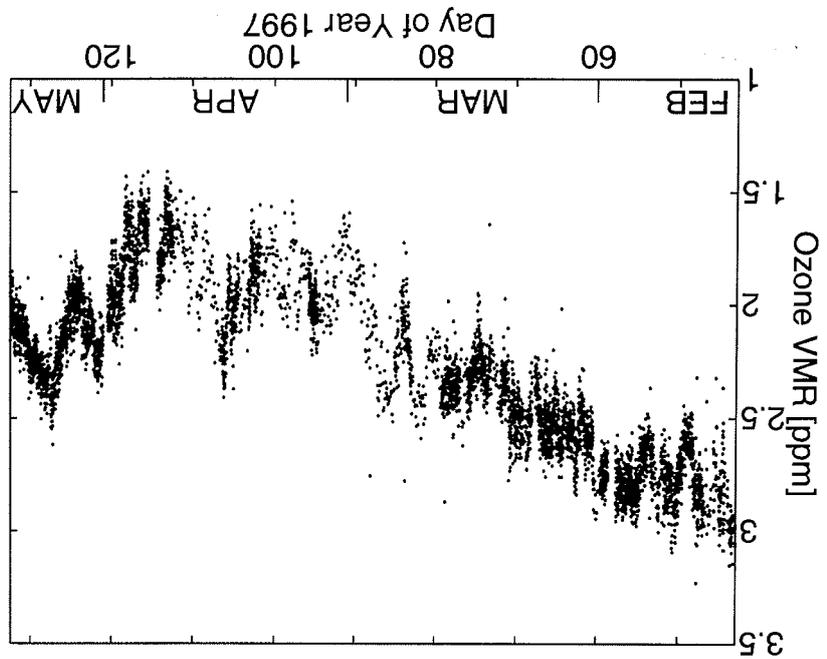


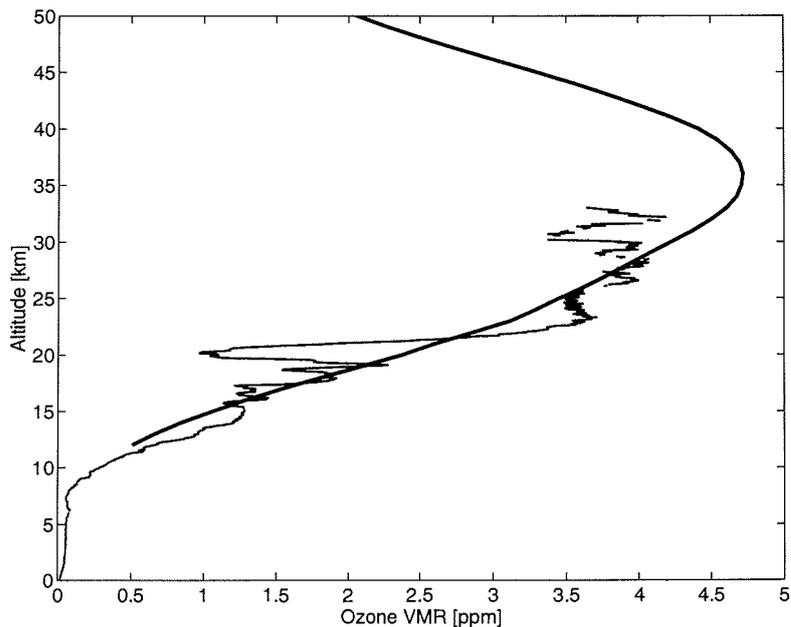
Abb. 5.5. Das Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope von Mitte Februar bis Anfang Mai 1997 aus RAM-Messungen in Ny-Alesund. Eine stetige Abnahme des Ozonmischungsverhältnisses bis Ende April ist deutlich erkennbar.

sungen wurden klar außerhalb des Polarkwirbels durchgeführt. Das hier gemessene Mischungsverhältnis von 2 ppm entspricht einem typischen Wert des Ozonmischungsverhältnisses mittlerer Breiten in der Höhe. Im weiteren Verlauf des Mai blieb das gemessene Ozonmischungsverhältnis bei etwa 2 ppm (siehe auch Abb. 4.1).

### 5.2.1 Totalozon

Mit der Abnahme des Ozonmischungsverhältnisses in der unteren Stratosphäre geht auch eine Abnahme des Totalozons innerhalb des Polarkwirbels einher. Abb. 5.7 zeigt die vom RAM gemessene Ozonsäulendichte oberhalb einer Höhe von 12 km. Die Beschränkung auf einen Höhenbereich oberhalb etwa 12 km ist notwendig, da das RAM unterhalb dieser Höhe nicht mehr sensitiv ist. Die Messungen der Ozonsäulendichte oberhalb 12 km ist in guter Übereinstimmung mit Totalozonmessungen mit dem DOAS-Spektrometer in Ny-Alesund während dieses Zeitraumes. Abb. 5.8 zeigt das Totalozon aus DOAS-Messungen. Die Messungen wurden freundlicherweise von Folgard Witrock zur Verfügung gestellt. Die mittlere Differenz zwischen beiden Messreihen beträgt für diesen Zeitraum 66 DU; Ein Wert, der in guter Übereinstimmung ist mit der Ozonsäulendichte zwischen dem Boden und 12 km Höhe, wie Ozonsonden zeigen.

Auch in der Ozonsäulendichte ist deutlich eine Abnahme erkennbar. Die Wer-



**Abb. 5.6.** Ozonprofile aus RAM-Messungen und Ozonsonde in Ny-Ålesund für den Vormittag des 5. April 1997. Die Ozonsonde zeigt einen dünnen Bereich um 20 km Höhe, in das Ozonmischungsverhältnis bis auf 1 ppm fällt. Diese dünne Schicht kann vom RAM nicht aufgelöst werden.

te von etwa 260 DU für die Ozonsäule oberhalb 12 km in der ersten Februarhälfte fallen auf unter 200 DU Anfang April. Eine Abnahme des Totalozons von 50 DU zwischen Anfang Februar und Anfang April 1997 innerhalb des Polarwirbels wurde auch von dem TOMS Satelliteninstrument beobachtet [Newman *et al.*, 1997]. Das Totalozon innerhalb des arktischen Polarwirbels erreichte im Monatsmittel für den März 1997 die niedrigsten dort jemals beobachteten Werte. Auch vom GOME-Instrument wurde diese Abnahme des Totalozons beobachtet [Bramstedt *et al.*, 1997]. Modellrechnungen von Lefèvre *et al.* [1998] zeigten jedoch, daß die beobachtete Abnahme des Totalozons im arktischen Polarwirbel neben chemischen Ozonverlusten zum Teil auch durch dynamische Prozesse verursacht wurde.

\*

Um den Transport von Luftmassen von ausserhalb des Polarwirbels in den Polarwirbel hinein zu untersuchen, wurden für den Winter 1996/97 *reverse domain filling* Trajektorienrechnungen auf der 475 K Isentrope durchgeführt. Dazu wurden täglich eine große Anzahl von Luftmassen rechnerisch 10 Tage zurückverfolgt. Siehe hierzu Kapitel 6. Diese Rechnungen haben ergeben, daß die Luftmassen innerhalb des Polarwirbels für den Zeitraum von Anfang Februar bis Ende April 1997 als abgeschlossen angesehen werden können. Es wurde kein Eindringen von Luftmassen von

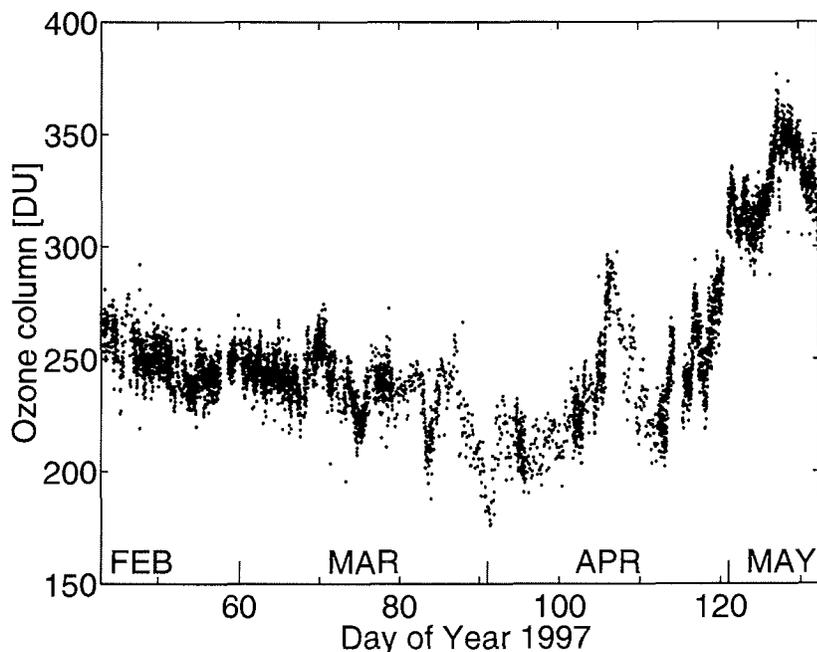


Abb. 5.7. Ozonsäulendichte oberhalb 12 km, berechnet aus Messungen des RAM in Ny-Ålesund.

außerhalb des Polarwirbels beobachtet. Eine genaue Quantifizierung des Transports über die Grenze des Polarwirbels ist allerdings sehr schwierig und fehlerbehaftet [Sobel 1997, Sobel *et al.* 1997]. Insbesondere kann so nur sehr schwer quantifiziert werden, wieviel Luft aus dem Randbereich des Polarwirbels in das Innere des Wirbels gemischt wird. Dies kann allerdings die beobachtete Ozonabnahme innerhalb des Polarwirbels nicht erklären, da im Februar, März und April 1997 im Randbereich des Polarwirbels höhere Ozonmischungsverhältnisse vorlagen, als im Zentrum des Polarwirbels. Vielmehr würde ein Einmischen von Luftmassen aus dem Randbereich des Polarwirbels in das Wirbelinnere dazu führen, den chemischen Ozonabbau zu unterschätzen. In einer unlängst erschienen Veröffentlichung kommen Knudsen *et al.* [1998] ebenfalls zu dem Ergebnis, daß Transporte in den Polarwirbel für den hier betrachteten Zeitraum zu vernachlässigen sind.

Dadurch, daß das Ozonmischungsverhältnis auf Isentropen, also Flächen konstanter potentieller Temperatur betrachtet wird, werden adiabatische Vertikaltransporte ausgeschlossen. Für Zeiträume länger als ein paar Tage sind die atmosphärischen Bewegungen aber nicht mehr als adiabatisch anzunehmen. Vielmehr muß hier die diabatische Änderung der potentiellen Temperatur berücksichtigt werden. Diese diabatischen Prozesse führen dazu, daß Luftmassen ihre potentielle Temperatur ändern, und sich damit vertikal, senkrecht zu den Isentropen bewegen. Im Polarwirbel herrscht in der Regel diabatisches Kühlen vor, so daß die Luftmassen dort im Wirbel langsam

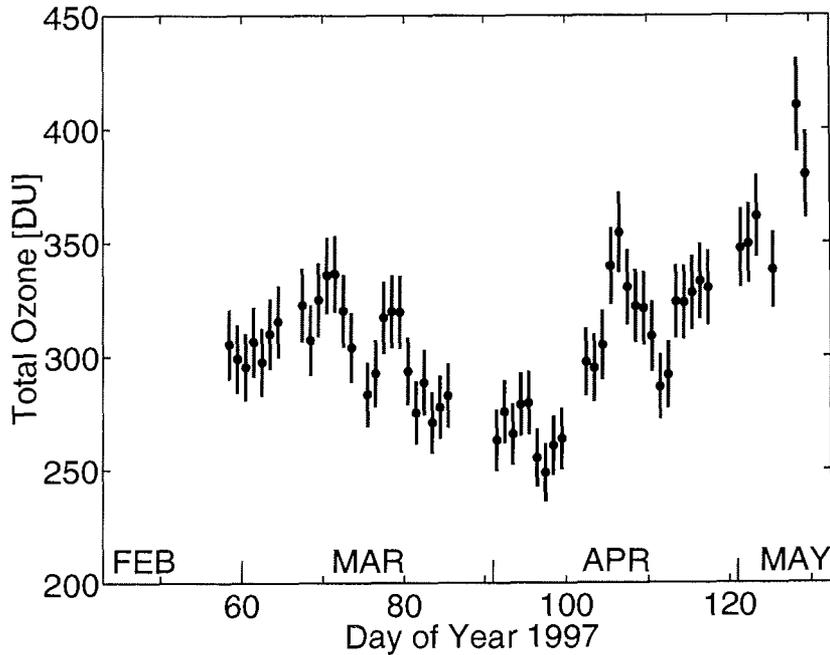


Abb. 5.8. Totalozon aus Messungen des DOAS-Spektrometers in Ny-Ålesund. Die Daten wurden von Folkard Wittrock zur Verfügung gestellt.

absinken.

In der unteren Stratosphäre steigt das Ozonmischungsverhältnis mit zunehmender Höhe – und damit auch mit zunehmender potentiellen Temperatur – noch an. Ein Absinken der Luftmassen würde also zu einem Abwärtstransport von ozonreicher Luft führen und damit zu einem Ansteigen des Ozonmischungsverhältnisses auf einer festen Isentrope. Die zeitliche Änderung des Ozonmischungsverhältnisses auf einer Isentrope aufgrund des diabatischen Absinkens kann durch folgende Gleichung beschrieben werden [Braathen *et al.*, 1994]:

$$\frac{\partial O_3}{\partial t} = Q(p_0/p)^\kappa \frac{\partial O_3}{\partial \theta}, \quad (5.1)$$

wobei  $\partial O_3/\partial t$  die zeitliche Änderung des Ozonmischungsverhältnisses,  $\partial O_3/\partial \theta$  den Gradienten des Ozonmischungsverhältnisses bezüglich der potentiellen Temperatur  $\theta$  und  $Q$  die diabatische Temperaturänderung darstellt.  $\kappa = R/c_p \approx 2/7$  ist das Verhältnis der Gaskonstanten für trockene Luft zur spezifischen Wärme bei konstantem Druck.  $Q$  bezeichnet die zeitliche Änderung der *in situ* Temperatur  $T$  aufgrund diabatischer Prozesse, für die Änderung der *potentiellen* Temperatur  $\theta = T(p_0/p)^\kappa$  gilt demzufolge  $\partial \theta/\partial t = Q(p_0/p)^\kappa$ .

Um also aus der beobachteten Ozonabnahme auf der 475 K Isentrope auf den chemischen Ozonabbau in diesem Niveau schließen zu können, ist es notwendig, das diabatische Absinken innerhalb des Polarwirbels zu berechnen.

### 5.3 Berechnung des diabatischen Absinkens

In der mittleren Atmosphäre sind diabatische Temperaturänderungen praktisch ausschließlich durch Strahlungsprozesse erzeugt. Wärmeleitung spielt nur eine sehr geringe Rolle [Andrews *et al.*, 1987]. Die diabatische Heizrate ist daher gegeben durch die Divergenz des Strahlungsflusses:

$$Q = \frac{1}{\rho c_p} \frac{dF}{dz}. \quad (5.2)$$

$F$  ist der Strahlungsfluß, der Faktor  $1/\rho c_p$  dient dazu, die durch  $dF/dz$  gegebene Energieänderung pro Volumen in eine Temperaturänderung pro Einheitsmasse umzurechnen.

Der Strahlungsfluß  $F$  durch eine Fläche ist dabei definiert als das Integral der Strahlungsintensität oder Radianz  $I_\nu$  über alle Richtungen durch diese Fläche:

$$F_\nu = 2\pi \int_0^1 I_\nu \mu d\mu, \quad (5.3)$$

mit  $\mu = \cos\theta$ , wobei  $\theta$  den Winkel zur Flächennormalen bezeichnet. Der netto Fluß  $F_\nu^n$  ist dann die Differenz der Flüsse in beide Richtungen durch die Fläche; insbesondere setzt sich der netto Fluß durch eine horizontale Ebene zusammen aus aufwärts- und abwärtsgerichtetem Fluß:

$$F_\nu^n = F_\nu^\uparrow - F_\nu^\downarrow.$$

#### 5.3.1 Kurzwellige Absorption solarer Strahlung

Diabatisches Heizen in der mittleren Atmosphäre ist wesentlich bestimmt durch die Absorption solarer Strahlung durch Ozon. Die Absorption von  $O_2$  trägt erst oberhalb etwa 30–40 km signifikant zum Heizen bei. Ebenfalls nur einen geringen Einfluß auf die kurzwelligen diabatischen Heizraten in der Stratosphäre haben  $NO_2$  und Wasserdampf. Allerdings ist Wasserdampf der größte Absorber in der Troposphäre, was im wesentlichen natürlich an den sehr großen Konzentrationen von Wasserdampf in der Troposphäre liegt. Im Bereich unterhalb etwa 30 km wird das solare Heizen dominiert durch Ozonabsorption im Chappius-Band von 400–730 nm. Oberhalb dominiert die Ozonabsorption im Hartley-Band von 200–300 nm [Kiehl *et al.*, 1997].

Eine Parameterisierung der diabatischen Heizraten durch Absorption von  $O_2$  und Ozon wird von Strobel [1978] gegeben. Die Heizraten in der Höhe  $z$  hängen dabei von den schrägen Säulen von Ozon und  $O_2$  oberhalb von  $z$  ab. Eine neuere Parameterisierung der Heizraten durch Ozonabsorption wird von Shine und Rickaby [1989] und jüngst von Forster und Shine [1997] angegeben.

Die Absorption solarer Strahlung hängt natürlich vom Sonnenstand, das heißt also vom Sonnenzenitwinkel, ab. Um nun die diabatischen Heizraten pro Tag zu berechnen, muß über den Tagesgang der instantanen Heizraten integriert werden. Es müssen also die Strahlungstransferrechnungen mehrmals pro Tag berechnet werden, um dann damit über den Tag numerisch zu integrieren. Um eine ausreichende Genauigkeit zu erreichen, muß die Strahlungstransferrechnung dabei zu drei bis fünf

Zeitpunkten zwischen Sonnenaufgang und höchstem Sonnenstand berechnet werden, wobei natürlich ausgenutzt werden kann, daß der Sonnenzenitwinkelverlauf praktisch symmetrisch um den höchsten Sonnenstand herum verläuft.

Um sich die mehrmalige Berechnung der Heizraten im Verlauf eines Tages zu ersparen, haben Cogley und Borucki [1976] eine Methode präsentiert, mit der sich effektive Sonnenzenitwinkel und Tageslängen berechnen lassen, um so das Integral über den Tagesgang zu approximieren. Dies sei im Folgenden kurz dargestellt. Der Sonnenzenitwinkel  $\theta$  (beziehungsweise  $\mu = \cos \theta$ ) variiert im Laufe des Tages mit

$$\cos \theta = A + B \cos(\omega t),$$

wobei  $\omega$  die Rotationsfrequenz der Erde und  $t$  die Zeit darstellt. Dabei ist

$$A = \sin \phi \sin \delta,$$

$$B = \cos \phi \cos \delta,$$

mit  $\phi$  der geographischen Breite und  $\delta$  dem Deklinationswinkel. Die Zeit zwischen Sonnenauf- und untergang,  $\Delta t$  ist dann

$$\omega \Delta t = 2 \cos^{-1}(-A/B).$$

Ist  $A/B \leq -1$  ist  $\Delta t = 0$ , das heißt die Sonne geht überhaupt nicht auf an diesem Tag, ist  $A/B \geq 1$  ist  $\Delta t = 24$  Stunden. Cogley und Borucki [1976] geben nun effektive Tageslängen  $\Delta t_{\text{eff}}$  und Sonnenzenitwinkel  $\mu_{\text{eff}}$  an (ihre Approximation 4):

$$\Delta t_{\text{eff}} = \bar{\mu} \sqrt{\frac{\Delta t}{\bar{\mu}^2}},$$

$$\mu_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\Delta t}{\bar{\mu}^2}},$$

mit

$$\bar{\mu} = \int_0^{\Delta t} \mu dt = A \Delta t + \frac{2B}{\omega} \sin(\omega \Delta t / 2)$$

und

$$\begin{aligned} \bar{\mu}^2 &= \int_0^{\Delta t} \mu^2 dt \\ &= A^2 \Delta t + \frac{4AB}{\omega} \sin(\omega \Delta t / 2) + B^2 \left( \frac{\Delta t}{2} + \frac{\sin(\omega \Delta t)}{2\omega} \right). \end{aligned}$$

Diese Approximation führt zu einem Fehler von weniger als 4% gegenüber der expliziten Integration über den Tagesgang, ohne daß irgendwelche empirischen Korrekturen eingeführt wurden.

### 5.3.2 Langwelliger Strahlungsaustausch

Im langwelligen Strahlungsbereich muß neben der Absorption auch die Eigenemission der atmosphärischen Gase berücksichtigt werden. Die ausgesendete Strahlungsleistung wird dabei durch die Planckfunktion beschrieben. Nach dem Wienschen-Verschiebungsgesetz liegt das Maximum der ausgestrahlten Leistung für ein Körper von 250 K – einer Temperatur, die der unteren Atmosphäre in der Arktis entspricht – bei einer Wellenlänge von etwa  $11\mu\text{m}$ , also im Infraroten. Für typische Atmosphärentemperaturen zeigt sich, daß der Strahlungstransfer im Bereich von 0 bis  $3000\text{cm}^{-1}$  berechnet werden muß, da hier die Planckfunktion noch wesentliche Beiträge liefert. Aus historischen Gründen werden statt Frequenzen im Infraroten normalerweise Wellenzahlen in der Einheit  $\text{cm}^{-1}$  angegeben. Aufgrund der Identität

$$k = 1/\lambda = c\nu$$

(mit  $k$  Wellenzahl,  $\lambda$  Wellenlänge,  $\nu$  Frequenz und  $c$  der Lichtgeschwindigkeit) kann die Wellenzahl als eine Frequenzeinheit angesehen werden.

Wesentlich am infraroten Strahlungsaustausch in der irdischen Atmosphäre sind  $\text{CO}_2$ , Wasserdampf und Ozon beteiligt. Andere Spurenstoffe wie Methan,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{HNO}_3$  und Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW) tragen ebenfalls zum Infrarotstrahlungsaustausch bei – sie werden daher auch als Treibhausgase angesehen, die bei fortschreitendem anthropogenem Eintrag zu einer Klimaänderung führen können. Derzeit ist ihr Anteil an den stratosphärischen Kühlungsraten aber relativ gering. Abb. 5.9 zeigt die Absorption der wichtigsten Spurenstoffe im Infrarotbereich zwischen 1 und  $16\mu\text{m}$ . Prominente Absorptionsbanden sind das  $9.6\mu\text{m}$  Ozonband und das  $15\mu\text{m}$   $\text{CO}_2$ -Band.

Die langwellige Strahlungstransfergleichung unter Vernachlässigung von Streuung lautet dann für den aufwärtsgerichteten Fluß in Höhe  $z$ :

$$F_\nu^\uparrow(z) = (F_\nu^\uparrow(0) - \pi B_\nu(0)) Tr_\nu^f(0, z) + \pi B_\nu(z) - \int_0^z \pi Tr_\nu^f(z', z) \frac{dB_\nu(z')}{dz'} dz' \quad (5.4)$$

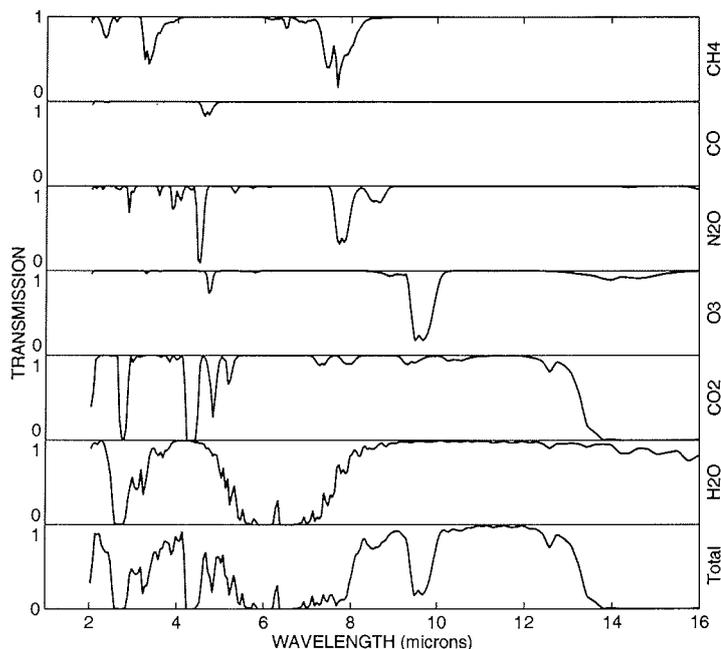
sowie für den abwärtsgerichteten Fluß:

$$F_\nu^\downarrow(z) = \pi B_\nu(z) + \int_z^\infty \pi Tr_\nu^f(z', z) \frac{dB_\nu(z')}{dz'} dz - \pi B_\nu(\infty) Tr_\nu^f(z, \infty). \quad (5.5)$$

$B_\nu(z)$  ist die Planckfunktion,  $Tr_\nu^f(z', z)$  bezeichnet hier die (Fluß-)Transmission zwischen den Höhen  $z$  und  $z'$ . Die Flußtransmission  $Tr^f$  ist die über den Zenitwinkel gemittelte Transmission:

$$Tr^f = 2 \int_0^1 \mu Tr d\mu, \quad (5.6)$$

wobei  $\mu = \cos\theta$ , wie schon bei der Definition des Flusses in (5.3). Der erste Term in (5.4) stellt eine Strahlungsdiskontinuität am Boden dar. Dieser Term verschwindet, wenn der Boden als Schwarzer Körper angenommen werden kann. Der letzte Term in (5.5) gibt die Strahlung des Kosmischen Hintergrundes an, beziehungsweise bei diskretisierten Strahlungstransfer-Modellrechnungen den Beitrag oberhalb des höchsten Modellgitterpunktes. Beachte, daß die Strahlungstransfergleichung, wie sie



**Abb. 5.9.** Schematische Darstellung der wichtigsten atmosphärischen Absorber im infraroten Strahlungsbereich.

in (5.4) und (5.5) aufgeschrieben ist nur eine von mehreren Darstellungsmöglichkeiten ist. Für numerische Zwecke wird die Strahlungstransfergleichung gerne in der obigen Form dargestellt. Der Netto-Strahlungsfluß ist nun gegeben durch die Differenz aus  $F_\nu^\uparrow$  und  $F_\nu^\downarrow$ :

$$F_\nu^n(z) = - \int_0^\infty \pi Tr_\nu(z', z) \frac{dB(z')}{dz'} dz'. \quad (5.7)$$

Die Boden- und Hintergrundterme wurden hierbei vernachlässigt.

Die eigentliche Schwierigkeit liegt nun darin, die Transmissionen  $Tr_\nu$  zu bestimmen. Sie geben ja gerade die Eigenschaften der absorbierenden Moleküle wieder. Grundsätzlich gibt es drei Möglichkeiten zur Berechnung der molekularen Absorption. Sie sind im folgenden kurz dargestellt.

**Line by Line-Rechnungen.** Die naheliegenste und auch am ehesten exakte Möglichkeit molekulare Absorption zu berechnen ist mit der sogenannten Line by Line-Rechnung. Dazu werden die einzelnen Spektrallinien einzeln berücksichtigt und aufaddiert. Dies geschieht dann im Prinzip genauso, wie für den Millimeter-Wellenlängenbereich in Kapitel 3 beschrieben. Die einzelnen Linienparameter, wie Linienstärke werden dabei aus Datenbanken entnommen und die Linienform dann jeweils durch Druck- und Dopplerverbreiterung berechnet. Das Problem ist hier lediglich, daß für

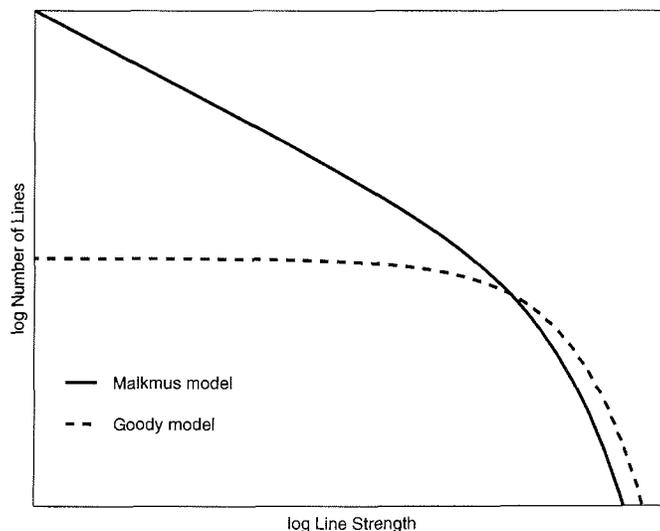


Abb. 5.10. Verteilung der Linienstärken im Goody- und Malkmus-Modell.

die Strahlungstransferrechnungen im Infrarot-Bereich riesige Mengen an Spektrallinien berücksichtigt werden müssen. Die Line by Line-Rechnungen sind daher im wesentlichen als Referenzrechnungen für andere Methoden nützlich – für viele praktische Anwendungen, wie eben auch die Berechnung von atmosphärischen Heizraten aber viel zu aufwendig.

**Schmalbandmodelle.** Bandmodelle berechnen nun die Transmission nicht durch addieren der Einzellinien, sondern mittlere Transmissionen für Wellenlängenbereiche. Unterschieden wird hier nach Schmalbandmodellen – *narrow band models* – und Breitbandmodellen – *broad band models*. Typische Auflösungen für Schmalbandmodelle liegen im Bereich von 5 bis 20  $\text{cm}^{-1}$ . Für den Frequenzbereich von 0–3000  $\text{cm}^{-1}$  bedeutet das somit, daß der Strahlungstransfer ‘nur noch’ in einigen Hundert Intervallen berechnet werden muß.

Ausgangspunkt für die Bandmodelle ist die Überlegung, daß nicht die Position der Spektrallinien innerhalb eines Wellenlängenbereichs von Bedeutung ist, sondern lediglich die (statistische) Verteilung der Linienstärken. Zwei verbreitete Annahmen für die Verteilung der Linienstärken,  $P(s)$ , sind das Goody-Modell

$$P_{\text{Goody}}(s) = s_0^{-1} \exp(-s/s_0),$$

sowie das Malkmus-Modell

$$P_{\text{Malkmus}}(s) = s^{-1} \exp(-s/s_0).$$

Abbildung 5.10 skizziert die Verteilung der Linienstärken im Goody- und Malkmus-Modell. Das Malkmus-Modell gibt den schwächeren Linien mehr Gewicht. Aus diesen Annahmen können dann Parameterisierungen für die effektive Transmission eines Bandes durch Mittelung der Linienstärken und Verbreiterungsparameter der Einzellinien innerhalb des Bandes gewonnen werden.

**Breitbandmodelle.** Noch einen Schritt weiter gehen die Breitbandmodelle. Hier werden effektive Transmissionen für ganze Absorptionsbänder parameterisiert. So gibt zum Beispiel Rosenfield [1991] eine Parameterisierung für das  $9.6 \mu\text{m}$  Ozonband an. Die (Fluß-) Transmission wird dabei für zwei Bereiche, nämlich das Bandzentrum im Bereich von  $1020$  bis  $1055 \text{ cm}^{-1}$  und die Flügel des Bandes in den Bereichen von  $980$  bis  $1020 \text{ cm}^{-1}$  sowie  $1055$  bis  $1100 \text{ cm}^{-1}$  parameterisiert.

Chou und Arking [1980] und Chou [1984] geben Parameterisierungen für die Wasserdampf-Infrarotbänder. Die Bänder werden dabei unterteilt in die Bandzentren von  $0$  bis  $340 \text{ cm}^{-1}$  und  $1380$  bis  $1900 \text{ cm}^{-1}$  sowie die Flügel der Bänder in den Bereichen  $340$ – $540$ ,  $800$ – $980$ ,  $1100$ – $1380$  und  $1900$  bis  $3000 \text{ cm}^{-1}$ . Außerdem geben sie noch Parameterisierungen für die Transmission im  $15 \mu\text{m}$  Band von  $540$  bis  $800 \text{ cm}^{-1}$  und im  $9.6 \mu\text{m}$  Band von  $980$  bis  $1100 \text{ cm}^{-1}$  an, in denen der Einfluß des Wasserdampfes allerdings nur gering ist.

Für die Absorption durch  $\text{CO}_2$  gibt es eine größere Anzahl von Parameterisierungen [Ou und Liou, 1983, Kiehl und Ramanathan, 1983, Kiehl und Briegleb, 1991], was aufgrund der großen Bedeutung von  $\text{CO}_2$  auf den atmosphärischen Strahlungsaustausch nicht verwundert. Kiehl und Briegleb [1991] geben Parameterisierungen für die Absorption im  $15 \mu\text{m}$   $\text{CO}_2$  Band unterteilt für 14 Bereiche innerhalb des Bandes an.

Sind die Transmissionen  $Tr_\nu$  bestimmt, müssen zur Berechnung der Strahlungsflüsse gemäß (5.4) und (5.5) erst die Flußtransmissionen  $Tr_\nu^f$  durch Winkelintegration bestimmt werden (5.6). Diese Integration kann entweder explizit erfolgen, etwa über Gaussintegration, wobei in der Praxis das Integral nur für wenige Zenitwinkel ausgewertet werden muß. Oder aber – noch einfacher – es wird der sogenannte Diffusivitätsfaktor (*diffusivity factor*) verwendet. Dies sei im Folgenden kurz erläutert. Gleichung (5.6) kann geschrieben werden als

$$Tr_\nu^f = 2 \int_0^1 \exp(-\tau/\mu) \cdot \mu d\mu, \quad (5.8)$$

wobei  $\exp(-\tau/\mu)$  ja gerade die Transmission  $Tr_\nu$  ist. ( $\tau$  ist die Opazität bei der Frequenz  $\nu$ .) Substituiert man in (5.8)  $\eta = \mu^{-1}$ , so ergibt sich

$$Tr_\nu^f = 2 \int_1^\infty \exp(-\eta\tau)/\eta^3 d\eta, \quad (5.9)$$

oder

$$Tr_\nu^f = 2E_3(\tau), \quad (5.10)$$

wobei  $E_3$  das dritte exponentielle Integral ist, definiert als

$$E_3(x) = \int_1^\infty e^{-\eta x} \eta^{-3} d\eta.$$

Für jeden Wert der Opazität  $\tau$  kann nun ein effektives  $\bar{\mu}^{-1}$  gefunden werden, so daß (durch Vergleich von (5.8) und (5.10))

$$2E_3(\tau) = \exp(-\bar{\mu}^{-1}\tau), \quad (5.11)$$

mit  $1.5 \leq \bar{\mu}^{-1} \leq 2$ . Es kann nun argumentiert werden, daß zur Berechnung der Kühlungsraten für alle Absorber, die nicht im optisch dünnen Bereich vorliegen, nur Frequenzbereiche wesentlich beitragen, wo  $\tau \approx 1$  ist [Andrews *et al.*, 1987, S. 61]. Anschaulich ist der Grund dafür, daß in Linienmitte, wo die Opazität hoch ist, die Atmosphäre optisch dicht ist. Am Linienflügel ist die Absorption aber nur gering und trägt deshalb nur wenig zum Strahlungstransfer bei. Für  $\tau = 1$  liefert (5.11)  $\bar{\mu}^{-1} \approx 1.66$ . Dieses ist der sogenannte Diffusivitätsfaktor. Für Absorber im optisch dünnen Bereich, wie beispielsweise die FCKW (die ja auch effektive Treibhausgase sind), gilt  $\bar{\mu}^{-1} = 2$ . Um die Winkelintegration (5.6) zu approximieren, wird also einfach die Absorbermenge mit dem Diffusivitätsfaktor  $\bar{\mu}^{-1}$  multipliziert.

### 5.3.3 Berechnung der Kühlungsraten

Ursprünglich war vorgesehen, die diabatischen Kühlungsraten durch Breitband-Parameterisierungen zu berechnen, unter Verwendung der Parameterisierung des  $9.6\mu\text{m}$  Ozonbandes von Rosenfield [1991], des  $15\mu\text{m}$   $\text{CO}_2$  Bandes von Kiehl und Briegleb [1991], sowie der verschiedenen  $\text{H}_2\text{O}$  Bänder von Chou [1991]. Mir wurde dann allerdings von Keith Shine (University of Reading) ein Schmalband-Strahlungstransfermodell zur Verfügung gestellt [Shine, 1991]. Dieses Modell hat eine spektrale Auflösung von  $10\text{cm}^{-1}$  im Bereich von  $0\text{--}3000\text{cm}^{-1}$ . Es wird dabei das Malkmus-Modell verwendet. Die effektive Transmission ergibt sich dann als

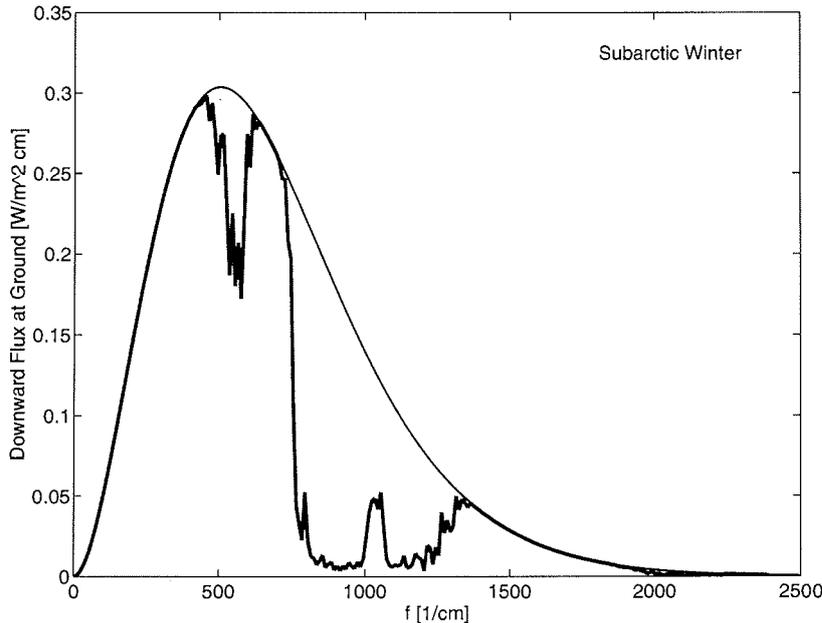
$$Tr_{\Delta\nu} = \exp \left( - \left( \Delta\nu \frac{1}{2Sm} + \Delta\nu \sqrt{\frac{1}{(2Sm)^2} + \frac{1}{4A^2m}} \right)^{-1} \right). \quad (5.12)$$

Dabei ist  $S = \sum s_i$  die integrierte Linienstärke aller Linien des betrachteten Absorbers innerhalb des Intervalls  $\Delta\nu$  und  $A = \sum (s_i \alpha_i)^{1/2}$ , mit  $\alpha_i$  der Lorentz-Halbwertsbreite der Spektrallinien.  $m = \rho \Delta z$  ist die Absorbermenge entlang des Weges der zu berechnenden Transmission. Die Größen  $S$  und  $A$  wurden für die jeweiligen Frequenzintervalle aus den Spektrallinien aus dem HITRAN-Katalog [Rothman *et al.*, 1987] bestimmt, und tabelliert. Zusätzlicher Aufwand ist nötig, um die Temperatur- und Druckvariation entlang des Weges zu berücksichtigen. Dies soll hier allerdings nicht im Detail dargestellt werden.

In diesem Programmpaket enthalten ist außerdem ein Schema zur Berechnung der kurzwelligen Strahlungsflüsse, das auf dem DISORT Programm beruht [Forster und Shine, 1997, Stammes *et al.*, 1988].

Abb. 5.11 zeigt den berechneten abwärtsgerichteten langwelligen Strahlungsfluß am Boden (in  $\text{Wm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$ ), also die Strahlungsleistung, die man vom Boden aus beim Blick in die Atmosphäre messen würde. Zum Vergleich ist ebenfalls die Planckkurve für die Bodentemperatur eingezeichnet. Die Rechnungen wurden für eine subarktische Winteratmosphäre durchgeführt. Berücksichtigt wurden dabei Wasserdampf, Ozon und  $\text{CO}_2$ . Gut zu erkennen sind das  $15\mu\text{m}$   $\text{CO}_2$  Band bei  $667\text{cm}^{-1}$  und das  $9.6\mu\text{m}$  Ozonband bei  $1020\text{cm}^{-1}$ . Unterhalb  $340\text{cm}^{-1}$  und oberhalb  $1380\text{cm}^{-1}$  ist die Atmosphäre durch die Absorption von Wasserdampf praktisch dicht: man sieht hier die Aussentemperatur.

Die berechneten diabatischen Kühlungsraten für die subarktische Winteratmosphäre sind in Abb. 5.12 gezeigt. Dabei wurde der Einfluß der drei wesentlichen



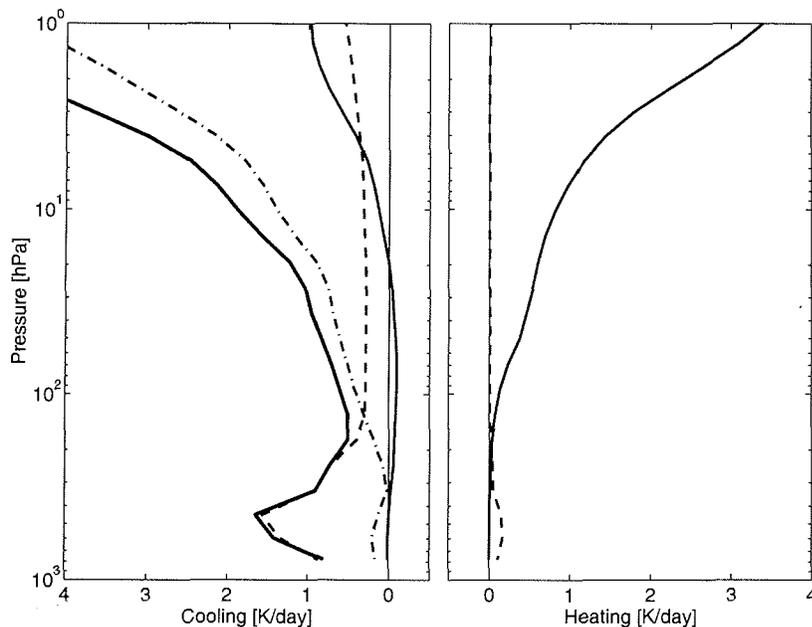
**Abb. 5.11.** Der abwärtsgerichtete Strahlungsfluß am Boden, berechnet für eine subarktische Winteratmosphäre (in  $\text{Wm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$ ). Die dünne Kurve stellt die Planckfunktion für die Bodentemperatur dar.

Absorber  $\text{CO}_2$ , Ozon und Wasserdampf getrennt betrachtet. Die dünne strich-punkt-ierte Kurve zeigt die diabatische Kühlungsrate aufgrund der  $\text{CO}_2$  Absorption. Außer in der Troposphäre, in der der Einfluß des Wasserdampfes (gestrichelte Linie) dominiert, hat  $\text{CO}_2$  den größten Anteil an der diabatischen Kühlung. Der Einfluß von Ozon (durchgezogene Linie) ist vergleichsweise gering. Die fette Kurve zeigt die resultierende totale diabatische Kühlungsrate.

Auf der rechten Seite von Abb. 5.12 sind die berechneten diabatischen Heizraten aufgrund der Absorption durch Ozon (durchgezogene Linie) und Wasserdampf (gestrichelte Linie) dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, daß in der Stratosphäre praktisch nur Ozon, in der Troposphäre dagegen praktisch nur Wasserdampf zum diabatischen Heizen beitragen. Sowohl die Heiz-, wie auch die Kühlungsraten steigen vom Betrag her mit zunehmender Höhe an. Die resultierende netto Heizrate ist in Abb. 5.13 dargestellt.

Um für den Winter 1996/97 vortexgemittelte diabatische Heizraten berechnen zu können, müssen möglichst aktuelle Profile der Temperatur sowie der drei wesentlichen Absorber Kohlendioxid, Ozon und Wasserdampf berücksichtigt werden. Im folgenden seien die bei den Berechnungen der Heizraten angenommenen Temperatur- und Spurenstoffprofile im Einzelnen diskutiert.

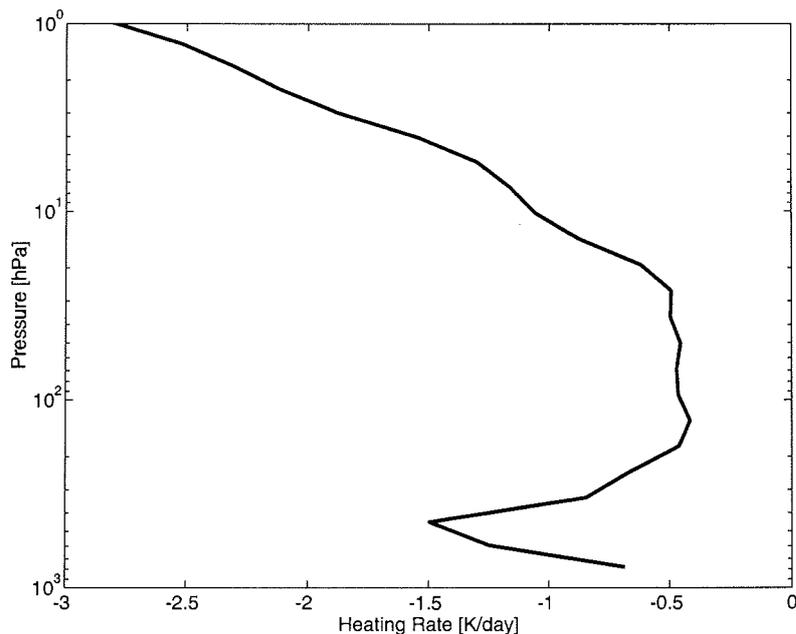
**Temperaturprofile.** Den Berechnungen der Heizraten liegen tägliche Temperatur-



**Abb. 5.12.** Langwellige Kühlungsrate (links) und kurzwellige Heizrate (rechts), aufgeschlüsselt nach den einzelnen Spurenstoffen  $\text{CO}_2$  (strich-punktiert), Wasserdampf (gestrichelt) und Ozon (durchgezogene Linie). Die fette Linie im linken Teil der Abbildung gibt die Summe der individuellen Beiträge zur langwelligigen Kühlungsrate wieder. Die Rechnungen wurden für eine subarktische Winteratmosphäre gemacht.

profile aus ECMWF-Analysen zugrunde. Sie wurden dabei über den Polarwirbel gemittelt. Genau gesagt erfolgte die Mittelung über die Bereiche, bei denen die potentielle Vorticity auf der 475 K Isentrope im Inneren des Polarwirbels – nördlich einer äquivalenten Breite von  $70^\circ$  – lag. Oberhalb des höchsten ECMWF Niveaus bei 10 hPa wurde noch ein Temperaturwert bei 1 hPa aus der CIRA Standardatmosphäre verwendet. Dies dient im wesentlichen dazu, das Strahlungstransfermodell noch etwas nach oben zu erweitern, um den Einfluß des Randes des Modells zu minimieren. Die berechneten Heizrate können oberhalb 10 hPa aber sicher nicht mehr als korrekt angesehen werden.

Für eine möglichst exakte Berechnung der vortexgemittelten Heizrate müssten eigentlich zuerst die Heizrate auf einem horizontalen Gitter berechnet werden, und anschließend über den Polarwirbel gemittelt werden. Dies würde allerdings für das von mir verwendete Schmalbandmodell einen zu hohen Aufwand an Rechenzeit erfordern. So wären beispielsweise bei der Berechnung der Heizrate auf einem  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ -Gitter mehr als 1000 Strahlungstransferrechnungen nötig, um alleine den Polarwirbel abzudecken (der angenommenermaßen zwischen  $70^\circ$  und  $90^\circ$  äquivalenter Breite liegt). Hierfür wären dann Breitbandparameterisierungen eher geeignet, wie bei-



**Abb. 5.13.** Die Netto-Heizrate für die subarktische Winteratmosphäre.

spielsweise das im ECMWF verwendete Morcrette-Schema [Morcrette, 1991], das auch Knudsen *et al.* [1998] verwendet haben. Daher wurden hier stattdessen die Temperaturprofile erst über den Polarwirbel gemittelt, und damit dann die Strahlungstransferrechnungen durchgeführt. Der Fehler durch die Verwendung der gemittelten Temperaturprofile zur Berechnung der Heizraten,  $Q(\bar{T})$ , anstatt über die Heizraten zu mitteln  $\overline{Q(T)}$  wurde durch Sensitivitätsuntersuchungen auf weniger als 0.05 K/Tag abgeschätzt.

**Ozon.** Ozon ist in der Stratosphäre der wichtigste Absorber der solaren Strahlung. (Man könnte sogar sagen, die Stratosphäre gibt es nur, *weil* Ozon in diesem Höhenbereich wesentlich die solare Strahlung absorbiert.) Dementsprechend wichtig ist es, zur Berechnung der diabatischen Heizraten möglichst exakte Ozonprofile zur Verfügung zu haben. Die Berechnung mit klimatologischen Ozonprofilen würde insbesondere in Jahren mit signifikantem Ozonabbau, wie dem hier betrachteten Winter 1996/97 zu deutlich anderen Ergebnissen in den berechneten Heizraten führen. Darüberhinaus spielt Ozon ja auch an der Strahlungskühlung im Infraroten eine Rolle, wenn auch der Einfluß des Ozons hier eher gering ist, siehe Abb. 5.12. Ich habe nun die vom RAM in Ny-Ålesund gemessenen Ozonprofile zur Berechnung der Heizraten verwendet. Dabei wurde angenommen, daß die in Ny-Ålesund gemessenen Ozonprofile repräsentativ für das gesamte Innere des Polarwirbels sind. Aus den gemessenen Profilen wurden Tagesmittel gebildet, die dann in die Rechnungen eingingen. In der Troposphäre, von 1000 bis einschließlich 300 hPa wurde

ein Ozonmischungsverhältnis von 50 ppb angenommen. Dies ist nötig, da in diesem Höhenbereich das RAM keine verlässlichen Profile mehr liefert. Das troposphärische Ozon hat allerdings nur einen sehr geringen Einfluß auf die diabatischen Heizraten in der Stratosphäre.

**Wasserdampf.** Wasserdampf ist der wichtigste Absorber der solaren Strahlung in der Troposphäre und hat wesentlichen Anteil an der Infrarotstrahlungskühlung. Leider gibt es keine regelmäßigen Messungen von Wasserdampfprofilen in der Stratosphäre. Ich war daher gezwungen, ein Profil für den stratosphärischen Wasserdampf anzunehmen. Das von mir angenommene stratosphärische Profil hat ein  $\text{H}_2\text{O}$  Mischungsverhältnis von 5ppm in 200 hPa, ein Minimum auf der 400 K-Isentrope mit 3.5 ppm und steigt dann linear an auf 6 ppm bei 675 K. Es entspricht einem typischen Spätwinterprofil innerhalb des Polarwirbels, siehe zum Beispiel Ovarlez und Ovarlez [1994]. Es wurde also im wesentlichen ein und dasselbe Profil für den gesamten berechneten Zeitraum verwendet. Die einzelnen Wasserdampfprofile unterscheiden sich nur durch die Höhe der Isentrope, die aus den Temperaturprofilen bestimmt wurde.

In der Troposphäre ist Wasserdampf bekanntlich sehr stark variabel. Andererseits ist die für Strahlungstransferrechnungen entscheidende Größe das Wasserdampfmischungsverhältnis, das proportional zur *absoluten* Feuchte ist. Das Wasserdampfmischungsverhältnis ist somit sehr stark von der Temperatur abhängig. Da der Sättigungsdampfdruck des Wassers sich mit der Temperatur exponentiell ändert, überstreicht die absolute Feuchte typischerweise mehrere Größenordnungen, wohingegen die *relative* Feuchte als nahezu konstant angesehen werden kann. Die Idee ist nun, aus der Temperatur zuerst den Sättigungsdampfdruck und dann unter Annahme einer konstanten relativen Feuchte das Wasserdampfmischungsverhältnis zu berechnen. Die angenommenen relativen Luftfeuchten liegen dabei zwischen 60% am Boden und 20% bei 200 hPa. Diese angenommenen mittleren Werte wurden aus gemessenen Wasserdampfprofilen aus Sondenaufstiegen in Ny-Ålesund abgeleitet. Die troposphärischen Wasserdampfmischungsverhältnisse wurden natürlich *vor* der horizontalen Mittelung über den Polarwirbel aus ECMWF-Temperaturanalysen berechnet. Dies ist wichtig, da der Sättigungsdampfdruck des Wassers ja hochgradig nicht-linear von der Temperatur abhängt.

**Kohlendioxid.** Kohlendioxid hat zwar den größten Anteil an der Infrarot-Strahlungskühlung, ist aber insofern relativ unkritisch, da im Gegensatz zu Ozon und Wasserdampf  $\text{CO}_2$  praktisch ein konstantes Profil aufweist. Für die Rechnungen wurde ein  $\text{CO}_2$ -Mischungsverhältnis von 360 ppm verwendet, was ungefähr der globalen, derzeitigen  $\text{CO}_2$ -Konzentration entspricht.

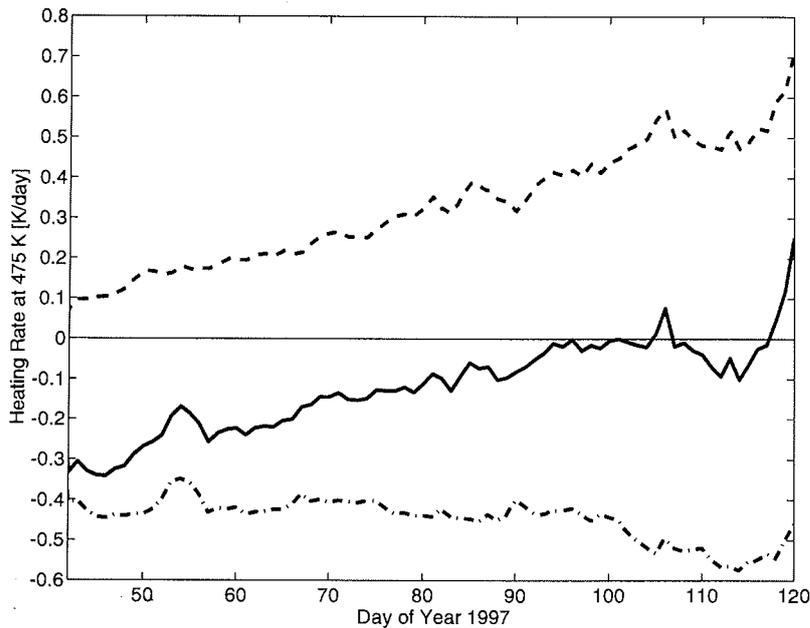
Alle Rechnungen wurden nur für klaren Himmel, das heißt also ohne den Einfluß von Wolken durchgeführt. Rosenfield *et al.* [1994] fanden durch Sensitivitätsstudien, daß die Vernachlässigung von Wolken zu einem Fehler in den diabatischen Heizraten in der unteren Stratosphäre von 10 bis 20% führen kann. Die Entscheidung, Wolken bei der Berechnung der Heizraten im Polarwirbel zu vernachlässigen wurde im nachhinein durch Knudsen *et al.* [1998] gerechtfertigt. Knudsen *et al.* [1998] hatten ebenfalls vortexgemittelte Kühlungsdaten für den Winter 1996/97 berechnet, unter

Berücksichtigung von Wolken aus ECMWF-Vorhersagen. Sie fanden dabei heraus, daß der Einfluß der Wolken auf die berechneten Kühlungsraten im Mittel nur sehr gering war.

Für die Albedo wurde ein mittlerer Wert von 0.9 angenommen, begründet dadurch, daß im Bereich des Polarwirbels zu dieser Zeit der Ozean überwiegend eisbedeckt ist. Die Rechnungen haben gezeigt, daß eine Albedo von 0.9 die diabatischen Heizraten gegenüber Rechnungen mit dem globalen Mittel der Albedo von 0.3 leicht erhöht. Da die Albedo sich allerdings nur auf das Heizen durch Absorption der solaren Einstrahlung auswirkt, und nicht auf die Infrarot-Strahlungskühlung, kann der Effekt auf die Nettoheizrate, also die Summe aus Infrarot-Strahlungsaustausch und Absorption der solaren Strahlung, sehr groß sein. Denn wie auch Abb. 5.12 zeigt, balancieren sich beide Terme ungefähr. Ein prozentual kleiner Fehler in einem der beiden Terme kann daher relativ große Auswirkungen auf die Nettoheizrate haben.

Bei der Berechnung von vortexgemittelten Heizraten muß natürlich berücksichtigt werden, daß die Sonnenstrahlung stark abhängig von der geographischen Breite ist. Das Integral der diabatischen Heizraten über den Polarwirbel wurde von mir dadurch approximiert, daß die Heizraten jeweils in  $10^\circ$ -Schritten der geographischen Breite berechnet wurden. Über diese Werte wurde dann gewichtet mit der Fläche des Polarwirbels gemittelt.

Die resultierenden diabatischen Netto-Heizraten, interpoliert auf die 475 K Isentrope sind für den Zeitraum Anfang Februar bis Ende April 1997 in Abb. 5.14 dargestellt. Die gestrichelte Linie stellt die kurzwellige Heizrate aufgrund der Absorption der solaren Strahlung dar. Sie steigt im Laufe des Winters und Frühjahres stetig von etwa 0.1 K/Tag Anfang Februar auf etwa 0.5 K/Tag im April an, entsprechend dem stetig höheren Sonnenstand und der längeren Sonnenscheindauer. Die strich-punktierte Linie gibt die langwellige Strahlungskühlung wieder. Die Strahlungskühlung im langwelligen Bereich ist nahezu konstant bei etwa 0.4 bis 0.5 K/Tag. Sie fällt über den betrachteten Zeitraum leicht ab, im wesentlichen bedingt durch die ansteigenden Temperaturen. Höhere stratosphärische Temperaturen bedeuten, daß die Atmosphäre weiter von der Strahlungs-Gleichgewichtstemperatur entfernt ist, und führen damit zu einer höheren Abstrahlung im Infraroten. Betrachtet man die Summe aus kurzwelliger Absorption der solaren Strahlung und Abstrahlung im Infraroten, so wird deutlich, daß während des gesamten betrachteten Zeitraumes netto eine Strahlungskühlung im Polarwirbel auf der 475 K Isentrope stattfand. Die Kühlungsraten fielen von etwa 0.3 K/Tag Anfang Februar auf nahezu Null im April ab. Die kurzen Bereiche mit netto Heizen Mitte April (Tag 107) und Ende April (nach Tag 117) sind darauf zurückzuführen, daß Ny-Ålesund an diesen Tagen außerhalb beziehungsweise im Randbereich des Polarwirbels lag und entsprechend erhöhte Ozonwerte gemessen wurden (siehe auch Abb. 5.5). Diese erhöhten Ozonwerte führen dann zu einem erhöhten kurzwelligen Heizen durch erhöhte Absorption des Sonnenlichtes. Dies zeigt deutlich, daß die netto diabatische Kühlung im April 1997 nur durch die außergewöhnlich niedrigen Ozonkonzentrationen innerhalb des Polarwirbels begründet ist. Höhere Ozonkonzentrationen hätten zu einem diabatischen Heizen geführt. Dies zeigt damit auch, wie wichtig es ist, tatsächliche aktuelle Ozonmessungen zur Berechnung des diabatischen Absinkens im Polarwirbel zu ver-



**Abb. 5.14.** Berechnete vortexgemittelte diabatische Heizrate auf der 475 K Isentrope für den Zeitraum 11. Februar bis 30. April 1997. Dargestellt sind der kurzwellige Beitrag (gestrichelt), der langwellige Infrarot-Strahlungsaustausch (strich-punktiert) sowie die Netto-Heizrate (durchgezogene Linie).

wenden.

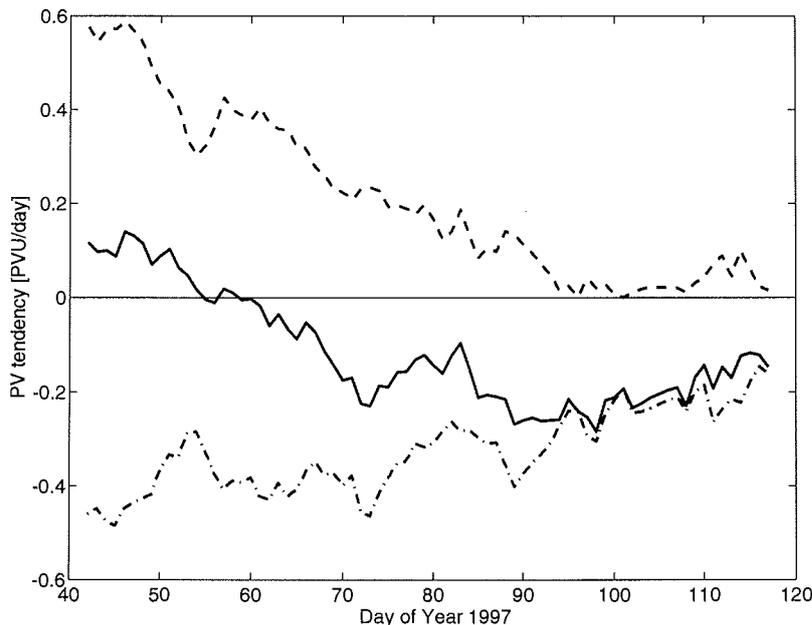
## 5.4 Einfluß der diabatischen Kühlung auf die Dynamik des Polarwirbels

Gewissermaßen als ein Test für die im vorherigen Abschnitt berechneten diabatischen Kühlungsdaten, kann untersucht werden, ob diese die beobachteten (diabatischen) Änderungen der potentiellen Vorticity beschreiben können. Hiermit wird also der Einfluß der diabatischen Strahlungsprozesse auf die Dynamik des Polarwirbels untersucht. Insbesondere ist hier interessant, inwieweit das Zusammenbrechen des Polarwirbels im Frühjahr durch Strahlungsprozesse bestimmt ist.

Die zeitliche Änderung der potentiellen Vorticity  $P$  unter diabatischen Prozessen kann näherungsweise durch die folgende Gleichung beschrieben werden [Andrews *et al.*, 1986, Nash *et al.*, 1996]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -Q(p_0/p)^\kappa \frac{\partial P}{\partial \theta} + P \frac{\partial Q(p_0/p)^\kappa}{\partial \theta}, \quad (5.13)$$

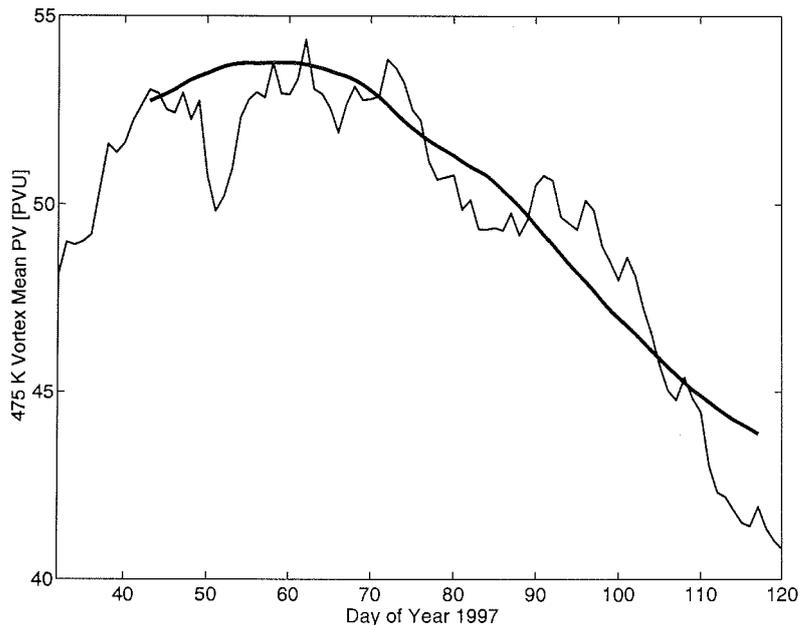
mit  $Q(p_0/p)^\kappa = d\theta/dt$ .  $\kappa = R/c_p \approx 2/7$  ist das Verhältnis der Gaskonstanten für trockene Luft zur spezifischen Wärme bei konstantem Druck. Der erste Term



**Abb. 5.15.** Berechnete potentielle Vorticity-Tendenz innerhalb des Polarwirbels aufgrund diabatischer Strahlungsprozesse im Zeitraum von Anfang Februar bis Ende April 1997. Die gestrichelte Linie gibt den Beitrag der PV-Änderung aufgrund des diabatischen Absinkens wieder. Strich-punktiert dargestellt der Beitrag der PV-Änderung aufgrund des vertikalen Gradienten der Kühlungsraten. Die Summe aus beiden Termen ist durch die durchgezogene Linie gekennzeichnet (jeweils in PV-Einheiten pro Tag).

in (5.13) stellt das diabatische Absinken der potentiellen Vorticity dar. Der zweite Term dagegen beschreibt die Änderung der potentiellen Vorticity aufgrund von Änderungen der Schichtungsstabilität.

Mit den berechneten mittleren Kühlungsraten innerhalb des Polarwirbels kann nun leicht die Tendenz der potentiellen Vorticity innerhalb des Polarwirbels berechnet werden. Dazu müssen die mittlere PV innerhalb des Wirbels, die schon erwähnte mittlere diabatische Kühlungsrate, sowie die mittleren vertikalen Gradienten der PV und der Kühlungsrate bestimmt werden. Abb. 5.15 zeigt die so berechnete PV-Tendenz für den Polarwirbel von Februar bis Ende April 1997. Die gestrichelte Kurve stellt den Beitrag aufgrund des ersten Termes in (5.13) dar. Er ist im betrachteten Zeitraum immer positiv, das heißt er führt also zu einer Erhöhung der PV und damit zu einem Verstärken des Polarwirbels. Die strichpunktierte Linie in Abb. 5.15 gibt den Beitrag aufgrund des zweiten Termes in (5.13) wieder. Dieser Beitrag alleine führt zu einer Verringerung der PV und damit zum Abschwächen des Polarwirbels. Die Summe aus beiden Termen, also die Netto-PV-Tendenz stellt die durchgezogene Linie dar. Am Anfang des betrachteten Zeitraumes im Februar 1997



**Abb. 5.16.** Die berechnete Evolution der potentiellen Vorticity aufgrund diabatischer Strahlungsprozesse auf der 475 K Isentrope innerhalb des Polarwirbels im Zeitraum von Februar bis Ende April 1997 (fette Linie). Zum Vergleich ist der tatsächliche Verlauf der potentiellen Vorticity ebenfalls eingezeichnet (dünne Linie). Die Berechnung erfolgte durch Integration der PV-Tendenz aus Abb. 5.15 ausgehend vom 10. Februar.

überwiegt der positive Term, netto führen die diabatischen Strahlungsprozesse also zu einem Verstärken des Polarwirbels. Ab Anfang März dominiert dann aber der negative Term, es kommt somit zu einer Verringerung der PV und folglich einem Abschwächen des Polarwirbels. Aus der so berechneten PV-Tendenz wurde dann die aufgrund der diabatischen Prozesse zu erwartende PV berechnet, indem ausgehend von der PV am 10. Februar die Tendenz integriert wurde. Dieser berechnete PV-Verlauf ist in Abb. 5.16 (als fette Linie), zusammen mit der mittleren potentiellen Vorticity innerhalb des Polarwirbels (dünne Kurve), dargestellt. Die allgemeine Übereinstimmung zwischen dem tatsächlichen Verlauf der potentiellen Vorticity innerhalb des Polarwirbels und dem berechneten Verlauf aufgrund der diabatischen Prozesse nach Gleichung (5.13) ist sehr gut. Der Anstieg der PV bis zum Ende des Februar wird ebenso richtig wiedergegeben wie der anschließende Abfall. Lediglich in der zweiten Aprilhälfte (etwa ab Tag 100) zeigt der tatsächliche PV-Verlauf eine deutlich steilere Abnahme, als aus den diabatischen Kühlungsdaten berechnet wurde. Allerdings haben auch Nash *et al.* [1996] für den Winter 1992/93 beobachtet, daß am Ende des Winters der Polarwirbel schneller schrumpfte, als sich alleine aufgrund von Strahlungsprozessen erklären läßt. Ihre Vermutung war, daß an der schnellen

Abnahme der PV zum Ende des Winters auch dissipierende Schwerewellen beteiligt waren. Insbesondere wenn man auch dies in Betracht zieht, ist der insgesamt richtig wiedergegebene Verlauf der PV innerhalb des Polarwirbels eine gute Bestätigung dafür, daß die im Rahmen dieser Arbeit berechneten diabatischen Kühlungsraten die Wirklichkeit – also das Absinken der Luftmassen innerhalb des Polarwirbels – richtig beschreiben.

## 5.5 Berechnung der Ozonabbauraten

### 5.5.1 Bestimmung des beobachteten Ozonverlusts

Für die in Abb. 5.5 gezeigten gemessenen Ozonmischungsverhältnisse auf der 475 K Isentrope wurden lineare Trends jeweils über einen Zeitraum von 20 Tagen bestimmt. Ein Zeitraum von 20 Tagen wurde gewählt, weil die Ozonmessungen Variationen auf einer Zeitskala von einigen Tagen zeigen. Diese Variationen lassen erkennen, daß das Ozon innerhalb des Polarwirbels nicht horizontal völlig homogen verteilt ist, sondern Struktur aufweist. Diese horizontale Variation des Ozonmischungsverhältnisses innerhalb des Polarwirbels wurde auch in HALOE-Messungen während des Frühjahres 1997 beobachtet [Pierce *et al.*, 1997]. Bei der Bestimmung von Ozontrends über einen Zeitraum von 20 Tagen wird über diese kurzzeitigen Variationen gemittelt. Andererseits ist ein Zeitraum von 20 Tagen aber noch kurz genug, um die Veränderung der Ozonabnahmeraten während des Spätwinters und Frühjahres zu erfassen. Bei der Berechnung der Trends wurden nur Messungen berücksichtigt, die innerhalb des Polarwirbels gemacht wurden.

In Tabelle 5.1 sind die aus dem beobachteten Ozonmischungsverhältnis berechneten Ozontrends der jeweiligen Zeiträume von Anfang Februar bis Ende April 1997 auf der 475 K Isentrope zusammengefaßt. Die Berechnung der Fehler der Ozontrends ist in Anhang B im einzelnen beschrieben.

Mit den berechneten diabatischen Kühlungsraten für den Winter 1996/97 kann nun gemäß Gl. (5.1) der chemische Ozonabbau aus der beobachteten Ozonabnahme abgeschätzt werden. Abbildung 5.17 zeigt in der oberen Hälfte die berechnete Ozonänderung aufgrund des diabatischen Absinkens innerhalb des Polarwirbels. Sie wurde aus der berechneten Änderung der potentiellen Temperatur  $\partial\theta/\partial t$  und dem beobachteten vertikalen Ozongradienten aus den RAM-Messungen in Ny-Ålesund berechnet. Der Ozongradient bezüglich der potentiellen Temperatur,  $\partial O_3/\partial\theta$  war weitgehend konstant mit 0.1 ppm/K. Die Ozontendenz aufgrund des diabatischen Absinkens lag demzufolge bei etwa 15 ppb/Tag im Februar und fiel dann langsam auf etwa 5 ppb/Tag Ende März 1997 ab. Das Absinken der ozonreicheren Luft maskiert also einen wesentlichen Teil des chemischen Ozonabbaus. Aus der Differenz zwischen beobachteter Ozonabnahme – in Abb. 5.17 durch die Punkte mit Fehlerbalken dargestellt – und berechneter Ozonzunahmetendenz aufgrund des diabatischen Absinkens kann dann der chemische Ozonabbau abgeschätzt werden, dargestellt durch die offenen Rauten in Abb. 5.17. Diese Größen sind nochmals in Tabelle 5.1 für die einzelnen betrachteten Zeiträume zusammengefaßt. Die chemischen Ozonabbauraten betragen dabei etwa 22 ppb/Tag im Februar und fallen langsam im weiteren Verlauf des Spätwinters ab. Im April ergibt sich immerhin noch ein chemischer Ozonabbau von 15 ppb/Tag.

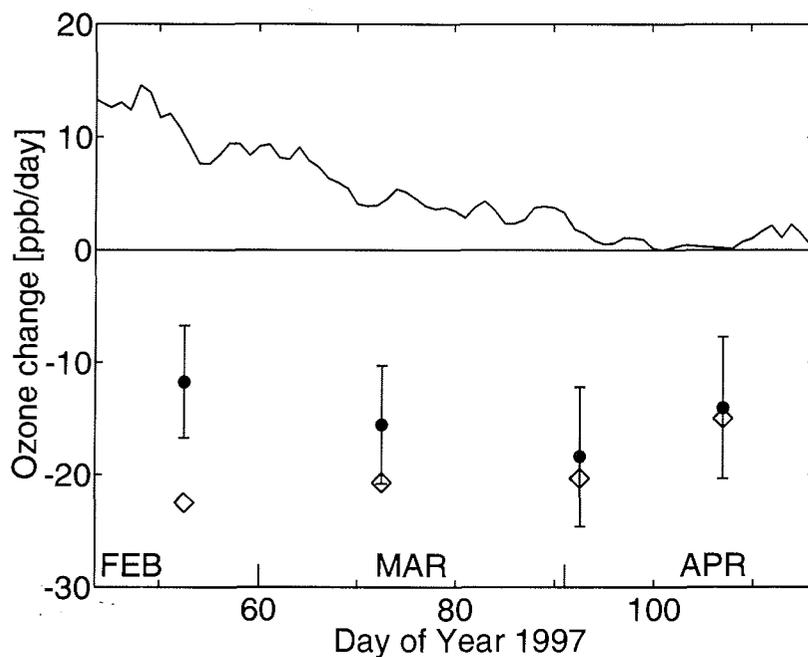


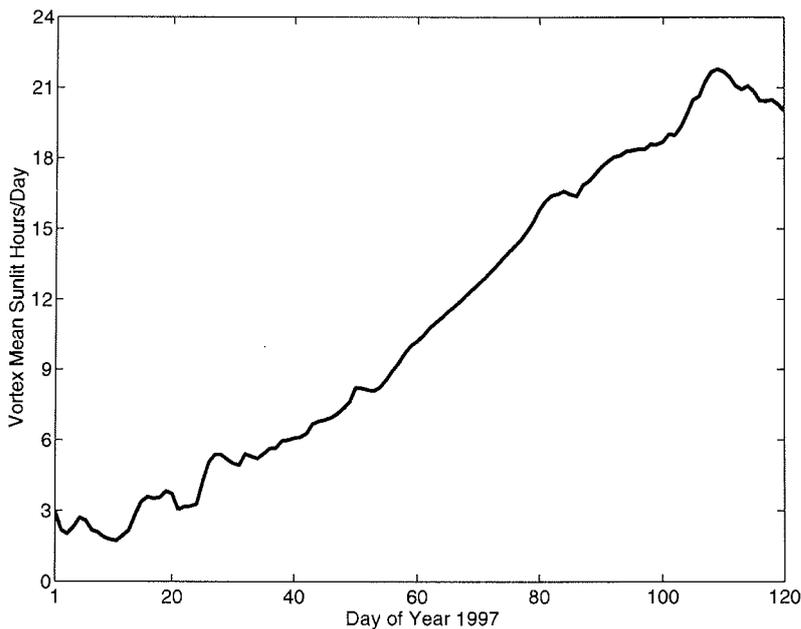
Abb. 5.17. Die berechnete Ozontendenz aufgrund des diabatischen Absinkens (oberer Teil, durchgezogene Linie), die beobachtete Ozonabnahme (Punkte mit Fehlerbalken) und daraus abgeschätzte chemische Ozonabbauraten (offene Rauten) innerhalb des Polarwirbels für die 475 K Isentrope im Zeitraum Februar bis April 1997.

Aus den abgeschätzten Ozonabbauraten pro Tag können jetzt Ozonabbauraten pro Sonnenlichtstunde berechnet werden, wenn die mittlere Anzahl der Sonnenstunden pro Tag innerhalb des Polarwirbels zugrunde gelegt wird. Alle bekannten katalytischen Ozonabbauzyklen können nur bei Sonnenlicht ablaufen. Die Dauer des verfügbaren Sonnenlichts pro Tag bestimmt also den chemischen Ozonabbau. Abb. 5.18 zeigt die berechnete Anzahl der Sonnenstunden pro Tag innerhalb des Polarwirbels im Jahre 1997. Es wurde dabei die Dauer zwischen Sonnenauf- und Untergang bestimmt. Sonnenauf- und Untergang beziehen sich hierbei auf die 475 K Isentrope. Aufgrund der Erdkrümmung findet hier der Sonnenaufgang bereits bei einem Sonnenzenitwinkel von etwa  $94^\circ$  statt. Die Tageslängen wurden alle  $10^\circ$  Breite berechnet und dann über den Polarwirbel gewichtet gemittelt. Die mittlere Anzahl der Sonnenstunden pro Tag innerhalb des Polarwirbels hängt also sowohl von der Lage, als auch der Ausdehnung des Polarwirbels ab. Die Ergebnisse aus Abb. 5.18 können somit nur näherungsweise auf andere Jahre übertragen werden.

Aus den berechneten mittleren Sonnenstunden pro Tag innerhalb des Polarwirbels und den abgeschätzten chemischen Ozonabbauraten pro Tag wurden dann die Ozonabbauraten pro Sonnenlichtstunde berechnet. Sie sind in Abb. 5.19 und Tabelle 5.1 dargestellt. Hier ist ein deutlicher Rückgang der Ozonabbauraten von etwa

**Tabelle 5.1.** Chemischer Ozonabbau auf der 475 K Isentrope, berechnet aus der beobachteten Ozonabnahme und der berechneten Ozonzunahme, aufgrund des diabatischen Absinkens. Zusätzlich ist der berechnete Ozonabbau pro Sonnenlichtstunde angegeben.

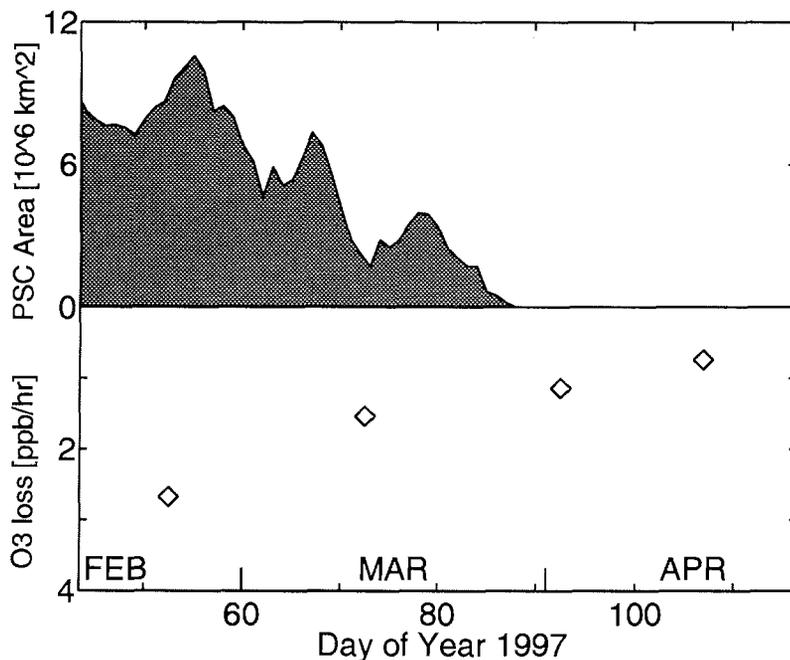
Zeitraum	Beobachtung [ppb/Tag]	Dynamik [ppb/Tag]	Ozonabbau [ppb/Tag]	Ozonabbau [ppb/Stunde]
11.02.–03.03.97:	$-11.7 \pm 5.0$	10.7	-22.5	-2.7
03.03.–23.03.97:	$-15.6 \pm 5.3$	5.2	-20.7	-1.5
23.03.–12.04.97:	$-18.4 \pm 6.2$	1.9	-20.3	-1.1
12.04.–26.04.97:	$-14.1 \pm 6.3$	0.9	-15.0	-0.7



**Abb. 5.18.** Die mittlere Sonnenscheindauer in Stunden pro Tag innerhalb des Polarwirbels 1997.

2.7 ppb/Stunde im Februar auf etwa 1 ppb/Stunde Ende März erkennbar. Zum Vergleich ist in Abb. 5.19 in der oberen Hälfte die Fläche mit Temperaturen unterhalb 195 K dargestellt. Sie gibt näherungsweise die mögliche Ausdehnung polarer Stratosphärenwolken wieder. Dieser Vergleich macht deutlich, daß mit dem Rückgang der möglichen PSC-Ausdehnung auch die chemischen Ozonabbauraten abnehmen. Die noch hohen Ozonabbauraten pro Tag im März und April sind also wesentlich durch die langen Sonnenscheindauern zu dieser Zeit begründet.

Der beobachtete chemische Ozonabbau sind in Übereinstimmung mit den Messungen erhöhter Chlormonoxidkonzentrationen des RAM im Winter 1996/97 in Ny-



**Abb. 5.19.** Der aus den RAM-Messungen in Ny-Ålesund berechnete chemische Ozonabbau pro Sonnenlichtstunde auf der 475 K Isentrope. Zum Vergleich ist in der oberen Hälfte der Abbildung die Fläche mit Temperaturen niedriger als 195 K eingezeichnet, als ein ungefähres Maß für die mögliche Ausdehnung polarer Stratosphärenwolken.

Ålesund. Von Beginn des Sonnenlichts Mitte Februar an bis Mitte April wurde eine starke Chloraktivierung beobachtet [Raffalski, 1997]. Aus den gemessenen ClO-Werten wurden mit dem *Bremen Atmospheric Photochemical Model* (BRAPHO, siehe auch Kapitel 7) Ozonabbauraten berechnet, die in guter Übereinstimmung mit den aus den Ozonmessungen abgeleiteten Ozonabbauraten sind [Raffalski *et al.*, 1998].

### 5.5.2 Vergleich mit anderen Messungen

Die im Rahmen dieser Arbeit aus den Mikrowellenmessungen in Ny-Ålesund bestimmten Ozonabbauraten stimmen im Rahmen der Meßfehler gut mit Ergebnissen der MATCH-Kampagne überein (Peter von der Gathen, persönliche Mitteilung, siehe auch von der Gathen *et al.* [1995] und Rex *et al.* [1998]). Die MATCH-Kampagne lieferte allerdings nur Werte bis Anfang April.

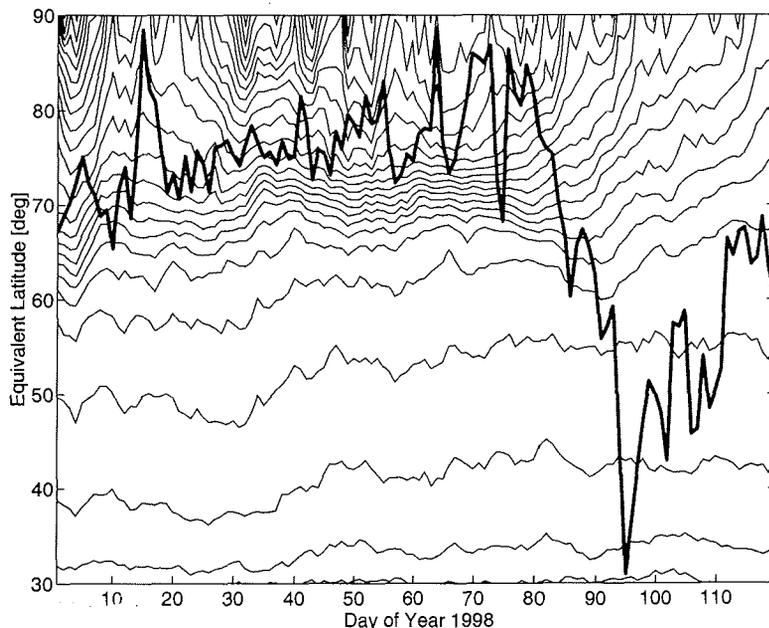
Knudsen *et al.* [1998] haben einen ganz ähnlichen Ansatz wie den hier vorgestellten verwendet, um Ozonabbauraten aus Messungen von Ozonsonden im Winter 1996/97 zu bestimmen. Sie berechneten dabei einen Ozonabbau von 1.2 ppm, entsprechend 35%, zwischen dem 6. Januar und 11. April 1997 auf der 475 K Isentrope. Auf den 425 und 450 K Isentropen ergab sich danach ein noch etwas größerer Ozo-

nabbau. Messungen mit dem Microwave Limb Sounder (MLS) auf dem UARS Satelliten zeigen auf der 465 K Isentrope im Polarwirbel im Mittel eine Abnahme von etwa 0.8 ppm zwischen Ende Januar und Anfang April 1997 [Manney *et al.*, 1997]. Manney *et al.* [1997] schätzen daraus den chemischen Ozonabbau im März 1997 auf etwa 30 ppb/Tag auf der 465 K Isentrope ab. Messungen des HALOE-Instruments auf dem UARS-Satelliten wurden von Müller *et al.* [1997] analysiert. Auch sie berichten über starke Ozonverluste im Polarwirbel im Spätwinter 1996/97, mit einem maximalen chemischen Ozonverlust von ungefähr 2/3 des ursprünglich vorhandenen Ozons im Höhenbereich um 475 K. Damit erreichte der Ozonabbau in diesen Höhen ähnlich große Werte wie im Winter 1995/96, wenn auch der Ozonverlust sich nicht über einen so großen Höhenbereich erstreckt hat [Müller *et al.*, 1996, 1997].

## 5.6 Erste Ergebnisse für den Winter 1997/98

Die Entwicklung des Polarwirbels im Winter 1997/98 begann ähnlich wie im Winter 1996/97. Im Januar war der Polarwirbel recht stark gestört, intensivierte sich dann aber im Februar und März. Obwohl zwar die Absolutwerte der PV geringer waren als im Winter 1996/97, war der Polarwirbel im Februar und März 1998 trotzdem gut ausgebildet, löste sich aber schon Ende März auf (siehe Abb. 5.20). Die Temperaturen im Winter 1997/98 waren deutlich höher als im Winter 1996/97 und entsprachen ungefähr dem langjährigen Mittel. Es wurden nur vereinzelt Temperaturen erreicht, die die Bildung von polaren Stratosphärenwolken ermöglichen könnten. In Abb. 5.21 ist die mögliche Ausdehnung der polaren Stratosphärenwolken auf der 475 K Isentrope für den Zeitraum vom 1. Januar bis zum 30. April 1998 dargestellt, approximiert durch die Fläche von Temperaturen unterhalb 195 K. Ein Vergleich mit Abb. 5.2 zeigt, daß gegenüber dem Winter 1996/97 mit einer deutlich geringeren Chloraktivierung und entsprechend mit einem deutlich geringeren Ozonabbau zu rechnen ist.

Die Ozonmessungen mit dem RAM in Ny-Ålesund im Winter 1997/98 sind in Abb. 5.22 gezeigt. Anfang Februar 1998 entsprachen die gemessenen Ozonmischungsverhältnisse ungefähr denen des Vorjahres. Im Gegensatz zum Winter 1996/97 blieben sie allerdings im Februar und März 1998 weitgehend konstant und zeigen keine deutliche Abnahme. Es ist lediglich in der ersten Märzhälfte eine ganz leichte Ozonabnahme zu erkennen. Um zu untersuchen, ob es auch im Winter 1997/98 zu einem Ozonabbau gekommen ist, und um diesen zu quantifizieren, müsste auch für den Winter 1997/98 das diabatische Absinken der Luftmassen bestimmt werden. Näherungsweise kann ausgehend von den Ergebnissen für den Winter 1996/97 eine Abschätzung gemacht werden: Diese zeigt, daß der Anstieg des Ozonmischungsverhältnisses im Januar 1998 in etwa dem entspricht, was aufgrund des diabatichen Absinkens der Luftmassen zu erwarten ist. Daß dieser Anstieg recht abrupt Ende Januar aufhört, läßt darauf schließen, daß in diesem Zeitraum chemischer Ozonabbau einsetzte. Dies wird unterstützt durch die Tatsache, daß in diesem Zeitraum die Temperaturen niedrig genug zur Bildung von PSCs waren (siehe Abb. 5.21). Den Februar hindurch zeigen die Messungen ein weitgehend konstantes Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope. Legt man die Ergebnisse für das diabatische Absinken vom Februar 1997 zugrunde, ist demzufolge für Februar 1998 mit einem



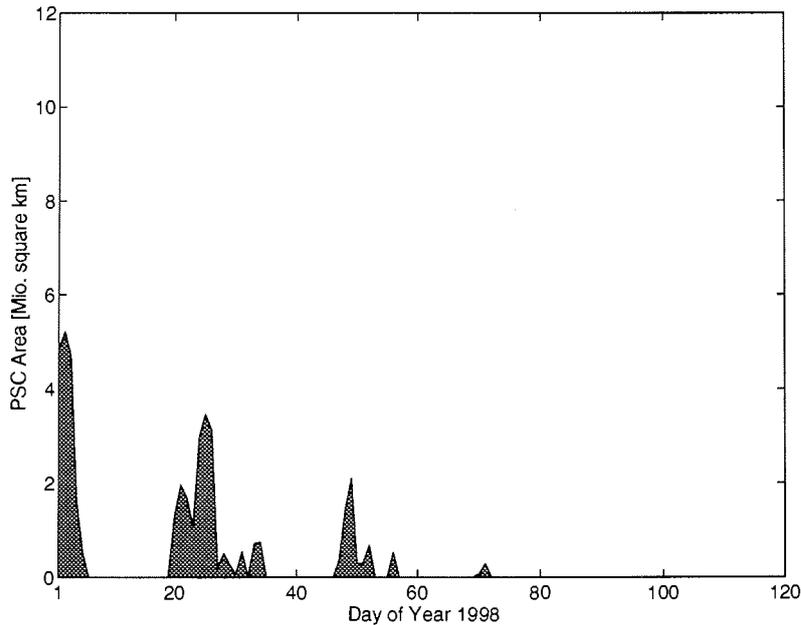
**Abb. 5.20.** Die Entwicklung der potentiellen Vorticity auf der 475 K Isentrope für den Winter 1997/98. Der Randbereich des Polarwirbels ist erkennbar an dem starken Gradienten der Potentiellen Vorticity. Die fette Linie gibt die potentielle Vorticity für Ny-Ålesund wieder, ausgedrückt durch die äquivalente Breite.

chemischen Ozonabbau in der Größenordnung von 10 ppb/Tag zu rechnen (siehe Abb. 5.17). Ab Ende Februar (etwa zwischen Tag 50 und Tag 60) ist eine Abnahme des Ozonmischungsverhältnisses zu beobachten, wiederum in Übereinstimmung mit niedrigen Temperaturen, die erneut die Bildung von PSCs ermöglichten (Abb. 5.21). Nach Tag 75 zog der Polarwirbel von Ny-Ålesund weg und löste sich anschließend auf. Die niedrigen Ozonmischungsverhältnisse, die im April 1998 gemessen wurden, sind daher eindeutig Luftmassen mittlerer Breiten zuzuordnen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß aufgrund der höheren Temperaturen im Winter 1997/98 der Ozonabbau im Polarwirbel deutlich geringer war als im Winter 1996/97. Trotzdem ergibt die vorläufige Analyse der Ozonmessungen mit dem RAM in Ny-Ålesund einen signifikanten Ozonabbau auch im Winter 1997/98. Eine detaillierte quantitative Analyse, wie im vorliegenden Kapitel für den Winter 1996/97 dargestellt, ist derzeit in Arbeit.

## 5.7 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

In diesem Kapitel wurden aus den mit dem RAM in Ny-Ålesund gemessenen Ozonmischungsverhältnissen chemische Ozonabbauraten bestimmt. Dabei konzentrierte sich die Untersuchung auf den Winter 1996/97, wobei bereits erste Ergebnisse auch

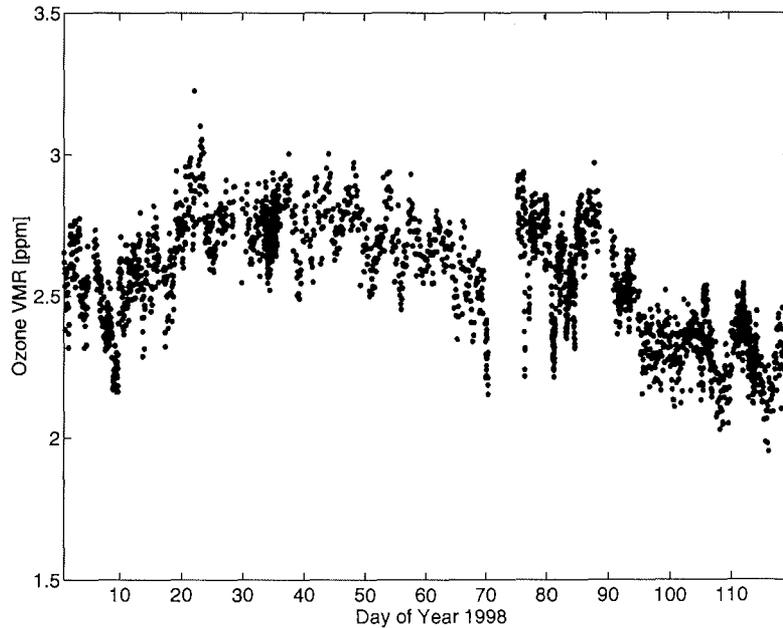


**Abb. 5.21.** Die Fläche von Temperaturen auf der 475 K Isentrope, die unterhalb 195 K lag, vom 1. Januar bis zum 30. April 1998. Dies entspricht näherungsweise der möglichen Ausdehnung polarer Stratosphärenwolken. Man vergleiche dies auch mit Abb. 5.2.

für den Winter 1997/98 vorgestellt wurden.

Die Untersuchung für den Winter 1996/97 hat gezeigt, daß ein wesentlicher Teil des chemischen Ozonabbaus durch das diabatische Absinken ozonreicherer Luftmassen überdeckt wird. Eine Berücksichtigung des diabatischen Absinkens ist zur Bestimmung von chemischen Ozonabbauraten daher unbedingt notwendig. Insbesondere später im Winter, wenn die Absorption solarer Strahlung durch Ozon an Bedeutung gewinnt, hängen die berechneten diabatischen Heizraten kritisch vom zugrundeliegenden Ozonmischungsverhältnis ab. Die Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit hat daher auch gezeigt, daß zur Berechnung des diabatischen Absinkens nicht auf eine Ozonklimatologie zurückgegriffen werden kann. Vielmehr muß das diabatische Absinken jeweils in Abhängigkeit von den beobachteten Ozonmischungsverhältnissen berechnet werden.

Ein Vergleich zwischen den Wintern 1996/97 und 1997/98 hat gezeigt, daß der Ozonabbau im arktischen Polarwirbel eine große Variabilität von Jahr zu Jahr aufweist. Die außergewöhnlich niedrigen Temperaturen im Winter und Frühjahr 1996/97 ermöglichten die Bildung polarer Stratosphärenwolken über einen großen Bereich des Polarwirbels und über einen langen Zeitraum bis Ende März. Die Folge davon war eine weitgehende, lang anhaltende Chloraktivierung, die zum beobachteten Ozonabbau führte. Insbesondere durch die tiefen Temperaturen im März 1997



**Abb. 5.22.** Das mit dem RAM im Winter 1997/98 in Ny-Ålesund gemessene Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope.

konnte der Ozonabbau lange anhalten und war aufgrund der bereits reichlich vorhandenen Sonnenstrahlung zu der Zeit sehr effektiv.

Im Winter 1997/98 hingegen wurde zwar ebenfalls chemischer Ozonabbau beobachtet, jedoch in deutlich geringerem Maße, als im Winter 1996/97. Der Grund hierfür ist zum einen, daß die Temperaturen im Winter 1997/98 deutlich höher lagen, so daß nur vereinzelt, räumlich und zeitlich begrenzt, die Bildung von PSCs möglich war. Zum anderen brach der Polarwirbel bereits Ende März 1998 zusammen, so daß sich der Ozonabbau nicht so weit in das Frühjahr hinein erstrecken konnte, wie im Vorjahr.

In naher Zukunft, wenn eine sorgfältige Reanalyse der RAM-Messungen vergangener Jahre vorliegt, kann die in diesem Kapitel vorgestellte Untersuchung des chemischen Ozonabbaus dann auch für die früheren Winter durchgeführt werden, um so einen direkten quantitativen Vergleich des chemischen Ozonabbaus für die verschiedenen Winter zu gewinnen.

### Anhang 5.A Berechnung der Fläche des Polarwirbels

Die Fläche einer Kugelkalotte zwischen der geographischen Breite  $\phi$  und dem Pol ist

$$A_\phi = 2\pi r^2 (1 - \cos(90^\circ - \phi)).$$

Dabei bezeichnet  $r$  den Erdradius. Demzufolge ist die Fläche eines Bandes zwischen  $\phi_1$  und  $\phi_2$

$$A_{\Delta\phi} = A_{\phi_1} - A_{\phi_2}.$$

Für ein 'Tortenstück', daß durch die geographischen Breiten  $\phi_1$  und  $\phi_2$  sowie die Längengrade  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  begrenzt ist, gilt daher

$$A = \frac{\Delta\lambda}{360^\circ} A_{\Delta\phi}.$$

Einer gegebenen Fläche  $A$  entspricht damit dann eine äquivalente Breite  $\phi$  mit

$$\phi = 90^\circ - \cos^{-1} \left( 1 - \frac{A}{2\pi r^2} \right).$$

### Anhang 5.B Bestimmung des Fehlers der berechneten Ozontrends

Die Berechnung eines linearen Trends der Ozonmessungen kann formal geschrieben werden als Anpassen einer Gerade mit Koeffizienten  $c_1$  und  $c_0$ , so daß die Differenz zu den Meßdaten  $d_i$  minimal wird:

$$d_i - (c_1 \cdot t_i + c_0) \quad \text{minimal.} \quad (5.14)$$

Die  $t_i$  sind dabei die Zeitpunkte der Messungen. Gleichung (5.14) kann auch in Matrixschreibweise als

$$\mathbf{d} - \mathbf{A}\mathbf{c} \quad (5.15)$$

geschrieben werden. Die Matrix  $\mathbf{A}$  hat dann die Gestalt

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} t_1 & 1 \\ t_2 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ t_N & 1 \end{bmatrix}.$$

Die Lösung von (5.15) im Sinne der kleinsten Quadrate (*least squares* Lösung) ist dann gegeben durch

$$\mathbf{c} = \mathbf{G}\mathbf{d},$$

mit

$$\mathbf{G} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T.$$

Eine ausführliche Begründung und Herleitung ist beispielsweise in Sinnhuber [1995] zu finden. Die allgemeine Formel zur Berechnung der Fehler von  $\mathbf{c}$ , genauer gesagt der Kovarianzmatrix von  $\mathbf{c}$ , ist dann gegeben durch

$$\text{cov}(\mathbf{c}) = \mathbf{G} \text{cov}(\mathbf{d}) \mathbf{G}^T. \quad (5.16)$$

Im einfachsten Fall ist  $\text{cov}(\mathbf{d})$  eine Diagonalmatrix, das heißt die Fehler der einzelnen Messungen  $d_i$  sind nicht miteinander korreliert, und wenn man weiterhin annimmt, alle Meßfehler seien gleich, entsprechend einem  $\sigma_d$ , dann reduziert sich (5.16) auf

$$\text{cov}(\mathbf{c}) = \sigma_d^2 \mathbf{G} \mathbf{G}^T.$$

Die in Abb. 5.5 zu erkennende Streuung der gemessenen Ozonwerte ist teilweise auf den Meßfehler der Millimeterwellen-Messungen zurückzuführen und zum anderen Teil durch reale kurzzeitige Variationen des Ozons begründet. Während die Annahme, daß die Meßfehler der Ozonmessungen nicht untereinander korreliert sind sicher gut erfüllt ist, gilt dies für die realen Ozonvariationen natürlich nicht. Hier ist vielmehr damit zu rechnen, daß zeitlich benachbarte Messungen miteinander korreliert sind, wobei eine Korrelation auf einer Zeitskala von der Größenordnung eines Tages zu erwarten ist. Unter der Annahme, daß sich die Statistik der kurzzeitigen Ozonvariationen im Laufe der Zeit nicht ändert, kann die Korrelation der einzelnen Ozonmessungen durch die Autokorrelation der Ozonzeitserie bestimmt werden. Die Autokorrelation kann über die Fouriertransformation aus der Ozonzeitserie bestimmt werden [Press *et al.*, 1993]. Eine Berechnung hat gezeigt, daß die Autokorrelation der Ozonzeitserie,  $\text{akf}(O_3)$  im Mittel recht gut durch eine abklingende Exponentialfunktion mit einer Korrelationslänge  $\tau$  von 0.5 Tagen beschrieben werden kann:

$$\text{akf}(O_3) = \sigma_{O_3}^2 \exp(-t/\tau).$$

Die sich ergebenden Fehler für die berechneten Ozontrends sind bei Berücksichtigung der Autokorrelation der einzelnen Ozonmessungen deutlich größer, als wenn angenommen wird, die Messungen seien unkorreliert. Andererseits stellte sich heraus, daß die Fehler relativ insensitive gegenüber der genauen Form der Autokorrelationsfunktion sowie deren Korrelationslänge  $\tau$  sind, solange  $\tau$  in der richtigen Größenordnung liegt.



# 6

## Dynamisch bedingte Ozonvariabilität

Die beobachteten kurzzeitigen Ozonvariabilitäten in der unteren Stratosphäre sind vor allem durch die Dynamik, genauer gesagt, durch die Advektion von Luftmassen unterschiedlichen Ursprungs, beeinflusst. Der Vergleich mit dem SLIMCAT Modell in Kapitel 4 hat gezeigt, daß unter Zuhilfenahme von Windfeldern aus aktuellen meteorologischen Analysen die beobachteten Ozonvariabilitäten sehr gut nachvollzogen werden können.

Um die Advektion von unterschiedlichen Luftmassen untersuchen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Trajektorienmodell entwickelt, das die Bewegung einzelner Luftpakete ausgehend von Windfeldern aus meteorologischen Analysen beschreibt. Dieses Modell wird im Abschnitt 6.1 vorgestellt.

Werden statt einzelner Luftpakete gleich eine ganze Schar von Luftpaketen verfolgt, können darüber Erkenntnisse über die großräumige Dynamik, insbesondere des Polarwirbels gewonnen werden. Solche ‘*Domain Filling*’ Trajektorienrechnungen sind in den Abschnitten 6.2 bis 6.4 dargestellt. Durch diese Rechnungen läßt sich auch untersuchen, inwieweit die Luftmassen innerhalb des Polarwirbels gegenüber den Luftmassen mittlerer Breiten isoliert sind. Zum anderen lassen sich durch die ‘*Domain Filling*’ Trajektorien auch hochaufgelöste Karten des Polarwirbels erzeugen, die anders nicht zu erlangen wären. Diese Rechnungen sind in Abschnitt 6.4 vorgestellt. Die feinen Strukturen in den so erzeugten Wirbelkarten lassen sich dann beispielsweise mit Ozonmessungen vergleichen (Abschnitt 6.3.1).

In der letzten Hälfte des vorliegenden Kapitels wird ein hochaufgelöstes Ozontransportmodell vorgestellt, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Mit diesem Modell wurde die Ozonentwicklung am Beispiel eines Zeitraums im März 1995 verfolgt und mit den Messungen des RAM in Ny-Ålesund verglichen.

### 6.1 Das Trajektorien-Modell

Bei der Berechnung von Luftmassen-Trajektorien geht es darum, die Bewegung einzelner Luftpakete zu simulieren. Es soll also berechnet werden, welchen Weg ein Luftpaket in der Vergangenheit zurückgelegt hat oder in der Zukunft zurücklegen wird. Man spricht dementsprechend von Rückwärts- oder Vorwärtstrajektorien, je

nachdem, ob die Bewegung der Luftmasse von einem Startpunkt aus zurückverfolgt, oder vorausberechnet werden soll. Zur Berechnung der Trajektorien werden Windfelder aus (globalen) Analysen verwendet, die dann auf die Orte der Luftpakete interpoliert werden. Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Trajektorienrechnungen wurden ausschließlich adiabatisch durchgeführt, die potentielle Temperatur ist also explizit erhalten. Die Bewegung der Luftmassen erfolgt dann ausschließlich 2-dimensional auf Isentropen. Diese Näherung – die Vernachlässigung diabatischer Effekte – ist für Rechnungen im Bereich bis etwa 10 Tagen gerechtfertigt. Bei typischen diabatischen Kühlungsraten von etwa 0.5 K/Tag in der unteren Stratosphäre innerhalb des Polarwirbels (siehe Abschnitt 5.3) bedeutet dies einen vertikalen Versatz der Luftmassen von etwa 20 Meter pro Tag.

Zur Berechnung der Trajektorien muß eine ganze Reihe von Interpolationen durchgeführt werden: Zuerst wird das Windfeld, das gewöhnlich auf Isobaren vorliegt, auf die gewünschte Isentrope interpoliert. Anschließend muß das Windfeld zeitlich und räumlich von dem zugrundeliegenden Länge/Breite-Gitter auf den Ort des Luftpaketes interpoliert werden. Ist das Windfeld am Ort des Luftpaketes bekannt, so kann die weitere Bewegung des Luftpaketes durch die folgenden beiden gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben werden:

$$\begin{aligned}\frac{d\phi}{dt} &= \frac{1}{a}v(t, \lambda, \phi) \\ \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{1}{a \cos \phi}u(t, \lambda, \phi).\end{aligned}\tag{6.1}$$

Dabei bezeichnet  $\phi$  die geographische Breite und  $\lambda$  die geographische Länge des Luftpaketes.  $u$  und  $v$  sind der Wind in West/Ost- beziehungsweise Süd/Nord-Richtung und  $a$  ist der Erdradius. Die Gleichungen (6.1) sagen also nichts anderes, als daß der Wind in eine Richtung, angegeben in Meter pro Sekunde, einer Änderung in Grad pro Sekunde entspricht.

Die einfachste und naheliegenste Lösung von (6.1) wäre

$$\begin{aligned}\phi(t + \Delta t) &= \phi(t) + \frac{1}{a}v(t, \lambda, \phi)\Delta t \\ \lambda(t + \Delta t) &= \lambda(t) + \frac{1}{a \cos \phi}u(t, \lambda, \phi)\Delta t.\end{aligned}\tag{6.2}$$

Ausgehend vom Punkt  $(\lambda(t), \phi(t))$  zum Zeitpunkt  $t$  wird der nächste Punkt  $(\lambda(t + \Delta t), \phi(t + \Delta t))$  berechnet, indem mit einem Zeitschritt  $\Delta t$  in Richtung des Windfeldes  $\mathbf{u}(t, \lambda(t), \phi(t))$  gegangen wird. Das Windfeld am Ort  $(\lambda(t), \phi(t))$  und zum Zeitpunkt  $t$  wird dabei durch Interpolation des auf einem Gitter vorliegenden Windfeldes gewonnen.

Das Verfahren in (6.2) stellt das sogenannte Eulerverfahren dar. Leider ist das Eulerverfahren aber nicht stabil. Stattdessen wird das Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung verwendet, das eine Art Standardverfahren zur Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen ist [Press *et al.*, 1992]. Dabei werden erst zwei ‘Testschritte’ mit dem halben Zeitschritt ausgeführt, bevor dann der endgültige Schritt berechnet

wird. Die folgende Darstellung entspricht weitgehend der von Morris [1994].

$$\phi(t + \Delta t) = \phi(t) + \frac{\Delta t}{6}(d\phi_1 + 2d\phi_2 + 2d\phi_3 + d\phi_4)$$

$$\lambda(t + \Delta t) = \lambda(t) + \frac{\Delta t}{6}(d\lambda_1 + 2d\lambda_2 + 2d\lambda_3 + d\lambda_4)$$

mit

$$d\phi_1 = a^{-1}v(t, \lambda(t), \phi(t))$$

$$d\phi_2 = a^{-1}v\left(t + \frac{\Delta t}{2}, \lambda(t) + d\lambda_1 \frac{\Delta t}{2}, \phi(t) + d\phi_1 \frac{\Delta t}{2}\right)$$

$$d\phi_3 = a^{-1}v\left(t + \frac{\Delta t}{2}, \lambda(t) + d\lambda_2 \frac{\Delta t}{2}, \phi(t) + d\phi_2 \frac{\Delta t}{2}\right)$$

$$d\phi_4 = a^{-1}v(t + \Delta t, \lambda(t) + d\lambda_3 \Delta t, \phi(t) + d\phi_3 \Delta t).$$

und

$$d\lambda_1 = \frac{u(t, \lambda(t), \phi(t))}{a \cos(\phi(t) + d\phi_1 \frac{\Delta t}{2})}$$

$$d\lambda_2 = \frac{u\left(t + \frac{\Delta t}{2}, \lambda(t) + d\lambda_1 \frac{\Delta t}{2}, \phi(t) + d\phi_1 \frac{\Delta t}{2}\right)}{a \cos(\phi(t) + d\phi_2 \frac{\Delta t}{2})}$$

$$d\lambda_3 = \frac{u\left(t + \frac{\Delta t}{2}, \lambda(t) + d\lambda_2 \frac{\Delta t}{2}, \phi(t) + d\phi_2 \frac{\Delta t}{2}\right)}{a \cos(\phi(t) + d\phi_3 \frac{\Delta t}{2})}$$

$$d\lambda_4 = \frac{u(t + \Delta t, \lambda(t) + d\lambda_3 \Delta t, \phi(t) + d\phi_3 \Delta t)}{a \cos(\phi(t) + d\phi_4 \frac{\Delta t}{2})}.$$

Es muß für jeden Schritt das Windfeld also auf drei Zeitpunkte interpoliert werden, nämlich den letzten Zeitpunkt  $t$ , den nächsten Zeitpunkt  $t + \Delta t$  sowie zur Zwischenzeit  $t + \frac{\Delta t}{2}$ .

Der Unterschied zwischen Vorwärts- und Rückwärtstrajektorien besteht nun lediglich darin, ob der Zeitschritt  $\Delta t$  positiv oder negativ ist, also ob vorwärts oder rückwärts in der Zeit gerechnet werden soll.

Um Fehler für Trajektorien in der Nähe des Nordpols zu vermeiden, werden die Trajektorienrechnungen nördlich von  $30^\circ$  N nicht im sphärischen, durch Länge und Breite gegebenen Koordinatensystem berechnet, sondern in Polarprojektion. Die Koordinaten in Länge und Breite,  $(\lambda, \phi)$ , werden transformiert in neue Koordinaten  $(x, y)$  mit

$$\begin{aligned} x &= \cos \lambda \cos \phi \\ y &= \sin \lambda \cos \phi. \end{aligned} \tag{6.3}$$

Ebenfalls möglich wäre auch die Verwendung von transformierten sphärischen Koordinaten, bei denen der Pol verlegt wird [Williamson und Rasch, 1989]. Mit der Transformation (6.3) müssen auch die Windfelder transformiert werden. Die Winde liegen ja ursprünglich vor in Meter pro Sekunde in West/Ost und Nord/Süd-Richtung. Aus dem zonalen Wind  $u$  und dem meridionalen Wind  $v$  ergibt sich (siehe (6.1))

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{v}{a}$$

und

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{u}{a \cos \phi}.$$

Daraus folgt dann für die Windfelder im transformierten  $(x, y)$ -System:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= -\sin\phi \cos\lambda \frac{d\phi}{dt} - \cos\phi \sin\lambda \frac{d\lambda}{dt} \\ \frac{dy}{dt} &= -\sin\phi \sin\lambda \frac{d\phi}{dt} + \cos\phi \cos\lambda \frac{d\lambda}{dt}.\end{aligned}\tag{6.4}$$

Für alle hier durchgeführten Berechnungen wurde ein Zeitschritt von 0.02 Tagen verwendet, entsprechend 50 Zeitschritten pro Tag. Sowohl die zeitliche, als auch die räumliche Interpolation der Windfelder erfolgt dabei durch lineare Interpolation. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Trajektorienmodell ist somit vergleichbar dem von Morris [1994], Fisher und O'Neill [1993], Manney *et al.* [1994, 1995].

Morris [1994] hat gezeigt, daß Fehler in Trajektorienrechnungen dominiert werden durch Fehler oder Unsicherheiten in den verwendeten Windfeldern. Numerische Fehler bei der Integration der Trajektorien können demgegenüber vernachlässigt werden. Es hat sich gezeigt, daß eine Erhöhung der zeitlichen Auflösung der Windfelder – also beispielsweise viermal täglich statt einmal täglich – eine weitaus größere Verbesserung darstellt, als eine Verbesserung der räumlichen Auflösung der Windfelder. Dies ist auch verständlich, wenn man sich überlegt, daß bei typischen stratosphärischen Windgeschwindigkeiten die Luftpakete schon nach wenigen Zeitschritten von einem Gitterpunkt des Windfeldes zum nächsten gewandert sind, aber erst nach 50 Zeitschritten (bei Windfeldern die einmal täglich vorliegen) ein neues analysiertes Windfeld vorliegt.

### 6.1.1 Die verwendeten meteorologischen Felder

**ECMWF.** Die Analysen des European Centre for Medium Range Weather Forecast (ECMWF) entstammen dem operationellen Wettervorhersagemodell. Die Analysen liegen vom Boden bis in eine Höhe von 10 hPa vor, etwa 30 km Höhe. Die entsprechenden Niveaus in der Stratosphäre sind 100, 70, 50, 30 und 10 hPa. Das ECMWF-Modell ist ein Spektralmodell, das heißt, die Felder liegen entwickelt nach Kugelflächenfunktionen – *spherical harmonics* – vor, siehe Anhang A. Die derzeit aktuellen Versionen sind das T106 sowie das T213 Modell, entsprechend 106 beziehungsweise 213 Wellen in zonaler Richtung. Die dazugehörigen Gausschen Gitter haben eine Auflösung von etwa  $1.125^\circ$  mal  $1.125^\circ$  für das T106 Modell und etwa  $0.5^\circ$  mal  $0.5^\circ$  für das T213 Modell. Die Analysen liegen viermal täglich um 6, 12, 18 und 24 Uhr (UTC) vor.

Viele der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Trajektorienrechnungen wurden mit Windfeldern aus ECMWF-Analysen berechnet, die einmal täglich mittags auf einem auf  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  reduzierten Gitter vorliegen. Diese Daten haben den Vorteil, daß sie leicht über das Norwegische Institut für Luftforschung (NILU) zu erhalten sind.

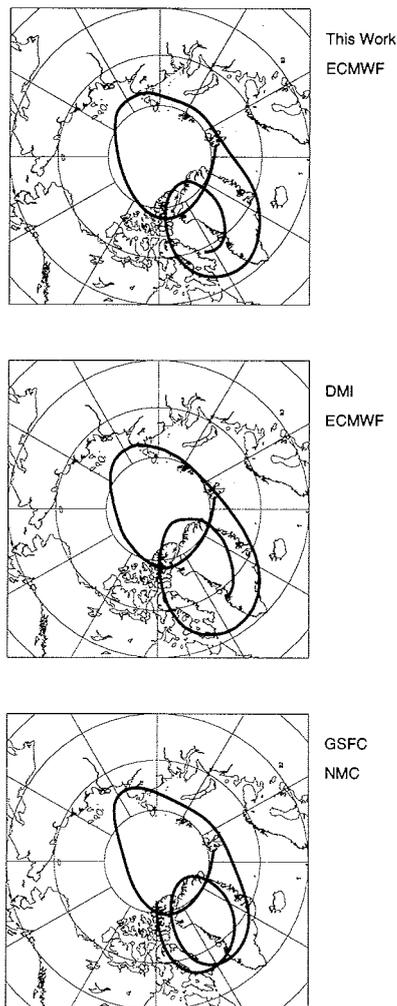
**UKMO.** Im Rahmen des UARS-Projektes werden vom britischen United Kingdom Meteorological Office (UKMO) operationelle meteorologische Analysen bereitgestellt. Sie entstammen einem troposphärisch-stratosphärischen Datenassimilationschema [Swinbank und O'Neill, 1994]. Die Analysen beruhen auf Radiosonden und Satellitenmessungen, jedoch (zumindest für die operationelle Analyse) nicht auf

Messungen vom UARS-Satelliten selber. Der analysierte Bereich reicht vom Boden bis in eine Höhe von 0.316 hPa, mit einer vertikalen Auflösung von ungefähr 1.6 km. Das zugrundeliegende Zirkulationsmodell hat eine horizontale Auflösung von meridional  $2.5^\circ$  und zonal  $3.75^\circ$ , wobei das verwendete Gitter vom sogenannten Arakawa Typ B ist. Dies bedeutet, daß das Windfeld und das Temperatur- und Geopotentialfeld gegeneinander verschachtelt angeordnet sind. Die Analysen des UKMO liegen einmal täglich für 12 Uhr (UTC) vor. Da das Assimilationsschema auf den primitiven Gleichungen beruht, und nicht auf geostrophischen Approximationen, sind die Windfelder in den Tropen verlässlicher. So wird auch die tropische *Quasi Biennial Oscillation* (QBO) des Windes wiedergegeben [Swinbank *et al.*, 1994]. Allerdings sind Probleme der UKMO-Analysen bei Advektion über den Pol bekannt [Manney *et al.*, 1996].

**NMC.** Die stratosphärischen Analysen des U.S. amerikanischen National Meteorological Center (NMC) – zwischenzeitlich umbenannt in National Center for Environmental Prediction (NCEP) – stellen keine echte Datenassimilierung dar. Vielmehr werden täglich Temperatur und Geopotentialhöhen mit einer objektiven Analyse bestimmt. Sie enthalten somit auch keine analysierten Windfelder. Der Bereich der stratosphärischen Analyse reicht von 70 hPa bis 0.4 hPa, entsprechend etwa 50 km Höhe. In der Nordhemisphäre fließen Messungen von Radiosonden in die Analysen ein bis zu einer Höhe von 10 hPa. Darüber basieren die Analysen ausschließlich auf Messungen des satellitengestützten TIROS Operational Vertical Sounders (TOVS). Auf der Südhemisphäre basieren die Analysen im gesamten Höhenbereich ausschließlich auf Satellitendaten. Die Analyse erfolgt horizontal auf einem 65 mal 65 Punkte polar-stereographischem Gitter [Manney *et al.*, 1996]. Windfelder können aus den analysierten Geopotentialhöhen beispielsweise durch die Balancegleichungen bestimmt werden [Randel, 1987], siehe Abschnitt 2.1.2. Manney *et al.* [1996] haben die Analysen des NMC mit denen des UKMO verglichen. Grundsätzlich ergibt sich danach eine gute Übereinstimmung zwischen den Windfeldern aus NMC- und UKMO-Analysen. In Einzelfällen kann es jedoch zu signifikanten Unterschieden kommen. Aufgrund des anderen Analyseschemas haben Windfelder, die aus NMC-Analysen berechnet werden nicht die Probleme mit Advektion über den Pol wie Winde aus UKMO-Analysen. Da die Windfelder aus den NMC-Analysen über die Balancegleichung berechnet werden, sind sie in den Tropen sehr unsicher.

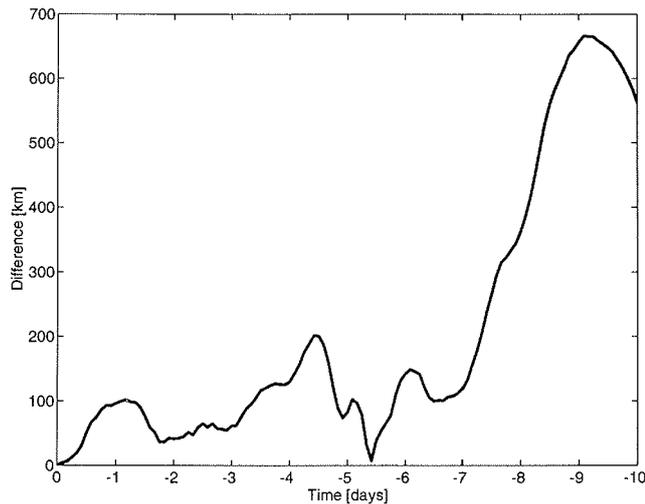
Zusammenfassend kann gesagt werden, daß aufgrund der höchsten horizontalen und zeitlichen Auflösung die Windfelder aus den ECMWF-Analysen zu bevorzugen sind. Der größte Nachteil der ECMWF-Analysen ist, daß sie nur bis 10 hPa vorliegen, sie für Untersuchungen der mittleren und oberen Stratosphäre also nicht geeignet sind. In der mittleren Stratosphäre haben die Windfelder aus UKMO-Analysen eindeutig Vorteile gegenüber denen aus NMC-Analysen, da sie nicht über die Balancegleichung gewonnen werden müssen.

Ein Beispiel für eine Trajektorie ist in Abb. 6.1 gezeigt. Die Trajektorie wurde am 12.03. 1997 in Ny-Ålesund auf der 475 K Isentrope gestartet und dann 10 Tage zurückverfolgt. Ny-Ålesund lag an dem Tag innerhalb des Polarwirbels. Zum Vergleich sind Trajektorienrechnungen des Dänischen Meteorologischen Instituts (DMI)



**Abb. 6.1.** Vergleich der Trajektorienrechnung mit Trajektorien des Dänischen Meteorologischen Instituts (DMI) und des Goddard Space Flight Center (GSFC). Die Trajektorien wurden am 12.03. 1997 in Ny-Ålesund auf der 475 K Isentrope gestartet und dann 10 Tage zurückverfolgt.

[Knudsen und Carver, 1994], die ebenfalls Windfelder aus ECMWF-Analysen verwenden sowie des NASA Goddard Space Flight Center (GSFC), die Windfelder aus NMC-Analysen verwenden [Schoeberl, 1993] dargestellt. Die wesentlichen Differenzen zwischen den Trajektorien sind durch die Verwendung unterschiedlicher meteorologischer Analysen bestimmt. In Abb. 6.2 ist die Differenz zwischen der in Abb. 6.1 gezeigten im Rahmen dieser Arbeit berechneten Trajektorie und der



**Abb. 6.2.** Die Differenz zwischen der in Abb. 6.1 gezeigten Trajektorien dieser Arbeit und des DMI. Die Diskrepanz ist im wesentlichen darauf zurückzuführen, daß Windfelder verschiedener zeitlicher Auflösung verwendet wurden.

des DMI im Verlauf der Zeit dargestellt. Ungefähr eine Woche lang ist die Differenz im Bereich von 100 km, danach laufen die Trajektorien dann auseinander. Die Differenz zwischen den Trajektorienrechnungen ist darauf zurückzuführen, daß für die im Rahmen dieser Arbeit berechneten Trajektorien ECMWF-Analysen in T106 Auflösung, die einmal täglich vorliegen, verwendet wurden, während die DMI-Trajektorie ECMWF-Analysen in T213 Auflösung alle 6 Stunden verwendet. Nichtsdestotrotz ist die Übereinstimmung zwischen diesen beiden Trajektorien weit besser, als mit der Trajektorie, die unter Verwendung von NMC-Analysen vom GSFC berechnet wurde.

Die aus der Beispieltrajektorie in Abb. 6.1 gewonnenen Schlußfolgerungen werden auch durch viele andere Trajektorienrechnungen bestätigt. Eine umfangreiche (statistische) Untersuchung zum Vergleich der Trajektorien verschiedener Modell und verwendeter meteorologischer Analysen steht aber noch aus.

### 6.1.2 Vertikale Scherung der Trajektorien

Gerade auch zur Interpretation der Mikrowellen-Messungen mit ihrer eingeschränkten Höhenauflösung ist es wichtig zu untersuchen, wie stark Luftpakete in unterschiedlichen Höhen im Laufe der Zeit auseinanderlaufen. Um dies zu untersuchen, wurden Trajektorien auf einer Reihe von Isentropen vom selben Ort aus gestartet. Ein Beispiel ist in Abb. 6.3 gezeigt. Die Luftpakete wurden auf 12 Isentropen zwischen 400 K und 675 K im Abstand von 25 K für den 01.03. 1997 in Ny-Ålesund gestartet. Eine Differenz der potentiellen Temperatur von 25 K entspricht in der unteren Stratosphäre in etwa einer Höhendifferenz von 1 km. Der hier betrachtete Bereich reicht also von etwa 15 bis 25 km Höhe. In Abb. 6.3 ist zu erkennen, wie

schon nach 2 Tagen die Luftpakete in den unterschiedlichen Höhen auseinander gelaufen sind. Nach 6 Tagen haben sich die Luftpakete praktisch einmal ganz um den Polarwirbel herum verteilt. Aber auch Luftpakete in benachbarten Höhenschichten sind im Laufe von einigen Tagen bereits um mehrere hundert Kilometer auseinander gelaufen. Doch obwohl die Trajektorien schon nach wenigen Tagen um einige hundert Kilometer auseinander gelaufen sind, zeigen sie eine ganz ähnliche, vergleichbare Historie auf den einzelnen Isentropen. Die Trajektorien bewegen sich mit zunehmender Höhe lediglich schneller, verlaufen aber dennoch auf ganz ähnlichen Bahnen – zumindest für einige Tage. Das in Abb. 6.3 gezeigte Beispiel ist ein typischer Fall, ähnliches Verhalten der Trajektorien mit der Höhe wird nahezu immer beobachtet.

Der Grund für das Auseinanderlaufen ist im wesentlichen, daß die Windgeschwindigkeit im Bereich der unteren Stratosphäre im Winter mit der Höhe kontinuierlich zunimmt. Es kann daher nicht damit gerechnet werden, daß Luftpakete über einen Höhenbereich von einigen Kilometern im Laufe von Tagen zusammen bleiben. Vielmehr laufen schon dicht benachbarte Höhenschichten schnell auseinander. Daß die Luftmassen dennoch, wie diese Untersuchung gezeigt hat, über einen teilweise längeren Zeitraum sehr ähnliche Historien haben, ist möglicherweise der Grund dafür, daß trotz des Auseinanderlaufens der Luftmassen oftmals homogene Ozonverteilungen über einen Höhenbereich von einigen Kilometern beobachtet werden. So führen beispielsweise Rechnungen mit Chemiemodellen entlang von Trajektorien auf unterschiedlichen Höhen oftmals zu sehr ähnlichen Ergebnissen, obwohl die genauen Positionen der Luftmassen am Endpunkt der Trajektorienrechnung in der Regel dabei weit auseinander liegen. Die Erklärung ist auch hier, daß die betrachteten Luftpakete nicht zum selben Zeitpunkt am selben Ort waren, aber dennoch eine sehr ähnliche Historie hatten.

## 6.2 Domain-filling Trajektorien

Einen Eindruck von der allgemeinen Dynamik der Luftmassen und insbesondere der Entwicklung des Polarwirbels erhält man, wenn die Bewegung einer großen Anzahl von Luftpaketen gleichzeitig verfolgt wird. Dazu werden also viele Luftpakete gleichzeitig auf einem Gitter gestartet und ihre Bewegung verfolgt. Man spricht hier von *domain filling* Trajektorien, weil ein ganzer Bereich, etwa das Innere des Polarwirbels, mit Luftpaketen gefüllt wird.

Ein Beispiel ist in Abb. 6.4 und 6.5 gezeigt. Es wurden dabei Luftpakete auf einem  $1^\circ \times 1^\circ$ -Gitter für den 01.03. 1997 initialisiert und dann ihre Bewegung über die nächsten 10 Tage verfolgt. Abb. 6.4 (rechts) zeigt dann die Endpunkte der Luftpakete am 11. März. Zum Vergleich ist die 42 PVU-Kontur am 11.03. eingezeichnet, die näherungsweise als Grenze des Polarwirbels betrachtet werden kann. Es ist gut zu erkennen, wie die Luftmassen, die sich ursprünglich innerhalb des Polarwirbels befunden hatten, auch 10 Tage später noch innerhalb des Polarwirbels lagen. Die Grenze des Polarwirbels stellt somit eine Barriere für die großskalige Dynamik dar. Sowohl innerhalb, wie auch außerhalb des Polarwirbels findet hingegen eine weitgehende Mischung der Luftmassen statt.

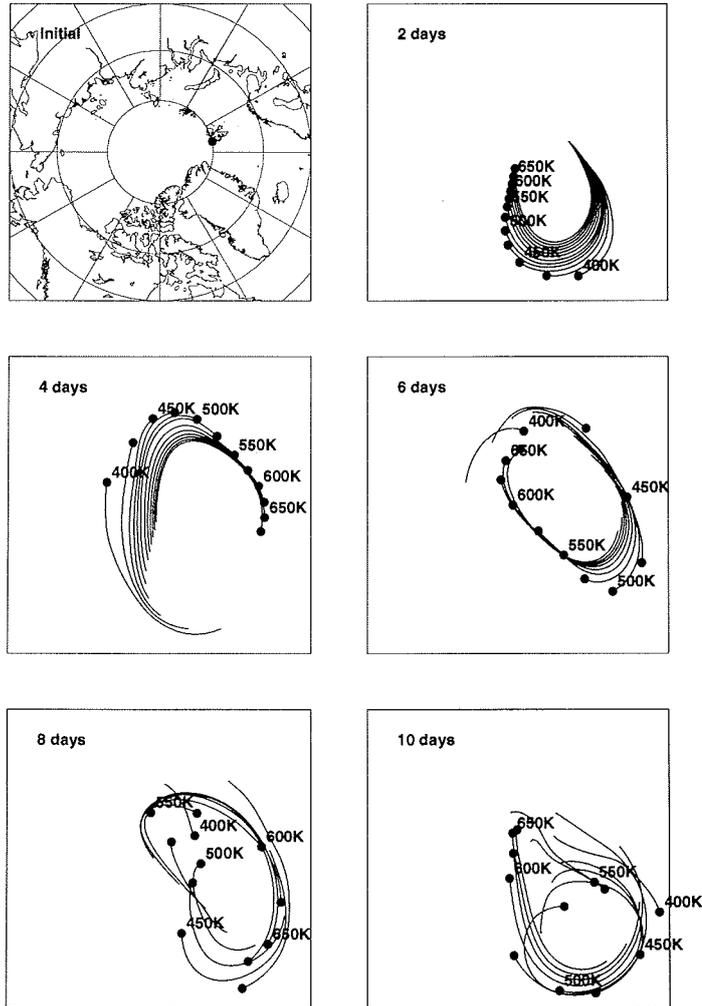
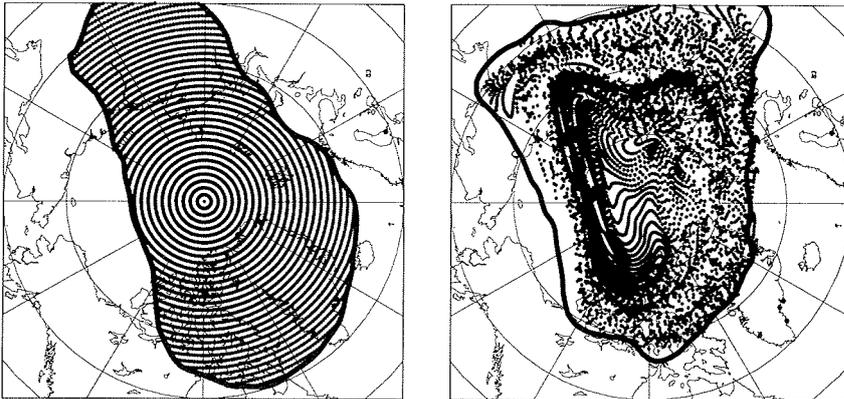


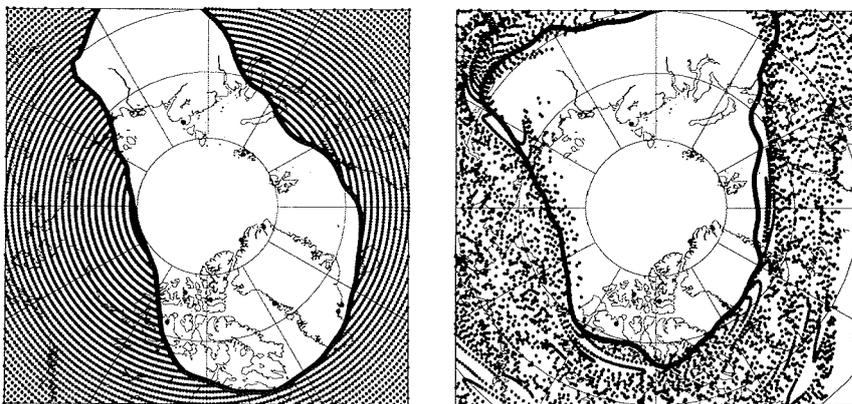
Abb. 6.3. Trajektorienrechnungen auf 12 Isentropen zwischen 400 K und 675 K in Schritten von 25 K. Die Trajektorien wurden am 01.03. 1997 über Ny-Ålesund gestartet und 10 Tage verfolgt. Dargestellt sind die Trajektorien nach jeweils 2 Tagen. Ein starkes Auseinanderlaufen der Luftpakete in den unterschiedlichen Höhen ist deutlich erkennbar.

### 6.2.1 Konturadvektion

Statt einen ganzen Bereich, wie zum Beispiel das Innere des Polarwirbels, mit Luftpaketen zu initialisieren und dann ihre Bewegung zu verfolgen, kann auch gleich die Evolution der Grenze des Polarwirbels selber verfolgt werden. Dazu wird dann eine Anzahl von Luftpaketen, die eine bestimmte Kontur bilden im Laufe der Zeit



**Abb. 6.4.** Ausgehend von der links gezeigten Initialisierung am 01.03. 1997 wurden eine große Anzahl von Luftpaketen innerhalb des Polarwirbels 10 Tage verfolgt. Die Endpunkte der Trajektorien 10 Tage später am 11.03. sind rechts eingezeichnet. Zusätzlich ist die 42 PVU-Kontur aus Analysen jeweils für den 01. und 11.03. eingezeichnet. Man erkennt, daß die Luftpakete im Laufe der 10 Tage die 42 PVU-Kontur praktisch nicht überschritten haben.



**Abb. 6.5.** Wie in Abb. 6.4, jedoch wurden hier die Luftmassen außerhalb des Polarwirbels gestartet.

verfolgt. Um die Kontur stets mit ausreichender Genauigkeit auflösen zu können, ist es nötig, gegebenenfalls während der Advektion neue Luftpakete auf der Kontur einzufügen.

Im ursprünglichen Algorithmus von Dritschel [Dritschel, 1988, siehe auch Waugh und Plumb, 1994] wird für das Einfügen neuer Luftpakete oder Vertices in die Kontur im Laufe der Advektion in Abhängigkeit von der lokalen Krümmung der Kontur vor-

genommen. Außerdem werden Strukturen aus der Kontur herausgenommen, die eine bestimmte räumliche Skala unterschritten haben, die sogenannte *Contour Advection with Surgery*, CAS. Schoeberl und Newman [1995] haben gezeigt, daß anstelle des aufwendigen Algorithmus von Dritschel praktisch identische Ergebnisse erreicht werden, wenn für das Einfügen neuer Vertices lediglich der Abstand zwischen den Vertices berücksichtigt wird. Dieses Verfahren wurde auch hier angewendet: Wenn der Abstand zwischen zwei Vertices auf der Kontur größer als eine bestimmte Schranke wird (im Beispiel 100 km), wird zwischen diese Vertices ein neuer Vertex eingefügt. Der Einfachheit halber werden keine Vertices aus der Kontur wieder heraus genommen. Die Anzahl der advectierten Vertices steigt also im Laufe der Rechnung an.

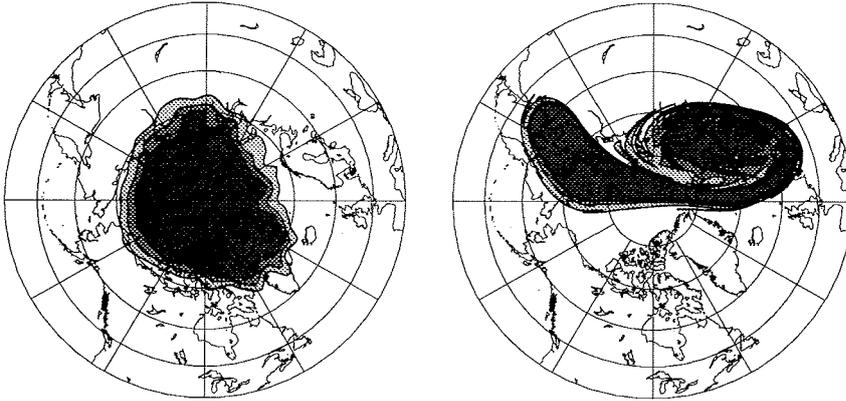
Ein Beispiel ist in Abb. 6.6 gezeigt. Ausgehend von den Konturen der potentiellen Vorticity vom 12.03. 1995, die einen ungestörten Polarwirbel zeigen, werden die 36, 42 und 48 PVU-Konturen 10 Tage lang advectiert. Das Resultat ist in Abb. 6.6 rechts gezeigt. Der Polarwirbel hat sich gewissermaßen aufgewickelt. Dadurch werden Luftmassen vom äußeren Rand des Polarwirbels in den Polarwirbel hinein gezogen. Zum Vergleich ist in Abb. 6.7 die analysierte potentielle Vorticity am 22.03. 1995 gezeigt. Die groben Strukturen stimmen sehr gut überein, was zeigt, daß die berechneten Trajektorien die tatsächliche Advektion sehr gut wiedergeben. Es ist aber auch der enorme Vorteil der Kontur-Advektion bezüglich der Auflösung zu erkennen. Die Kontur-Advektion zeigt klar und deutlich den Prozeß des Aufrollens des Polarwirbels und das Eindringen der Luftmassen in den Polarwirbel, wohingegen die analysierte PV-Karte nur einen sehr vagen Eindruck der zugrundeliegenden Prozesse vermitteln kann.

Bei der Advektion bilden sich in den Konturen Filamentstrukturen, die immer länger und dünner gezogen werden. Da diese Filamente auf immer kleinere Skalen deformiert werden bewirken sie ein Vermischen der Luftmassen. Während in der 36 PVU und 48 PVU-Kontur im betrachteten Beispiel die Bildung solcher kleinen und kleinsten Filamente zu beobachten ist, wurde die 42 PVU-Kontur nicht in gleichem Maße deformiert. Dies zeigt einen Erosionsprozeß, bei dem potentielle Vorticity jeweils auf beiden Seiten der 42 PVU-Kontur vermischt wird, die 42 PVU-Kontur aber bestehen bleibt. Die Folge davon ist eine Verstärkung des PV-Gradienten am Rande des Polarwirbels, also gewissermaßen ein Anti-Diffusionsprozess, der den bestehenden Gradienten noch verstärkt.

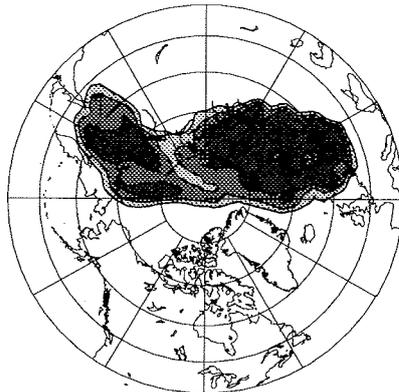
Ein weiteres Beispiel für die Möglichkeiten der Kontur-Advektion ist in Abb. 6.8 für den Zeitraum vom 10. bis 20.04. 1997 gezeigt. Im Laufe der Advektion werden Luftmassen aus dem inneren des Polarwirbels in Form langgestreckter Filamente vom Polarwirbel abgelöst und in mittlere Breiten transportiert.

Durch die Kontur-Advektion ist es also möglich, feine Strukturen in der potentiellen Vorticity oder anderen Spurenstoff-Feldern aufzulösen, die in den ursprünglichen Analysen nicht sichtbar sind.

Waugh und Plumb [1994] haben gezeigt, daß die feinen Strukturen in der Kontur-Advektion durch das großskalige Windfeld bestimmt werden. Eine anschauliche – wenn auch nicht mathematisch rigorose – Erklärung kann am Beispiel der 1-dimensionalen Advektionsgleichung gegeben werden: Betrachten wir das Feld eines



**Abb. 6.6.** Kontur-Advektion für den 12.–22.03. 1995 auf der 475 K Isentrope. Links dargestellt die Ausgangssituation am 12.03., rechts nach 10-tägiger Advektion dann am 22.03. 1995. Gezeigt sind jeweils die 36, 42 und 48 PVU-Kontur auf der 475 K Isentrope.



**Abb. 6.7.** Die analysierte potentielle Vorticity am 22.03. 1995, zum Vergleich mit der Kontur-Advektionsrechnung in Abb. 6.6. Gezeigt sind wieder die 36, 42 und 48 PVU-Kontur.

konservativen Spurenstoffs  $\psi$ :

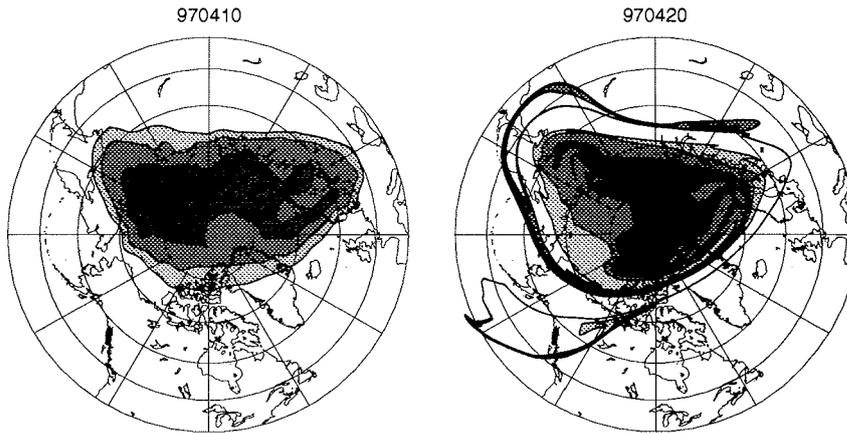
$$\frac{\partial \psi(x)}{\partial t} = -u(x) \frac{\partial \psi(x)}{\partial x}. \quad (6.5)$$

Dabei bezeichnet  $u(x)$  das (1-dimensionale) Windfeld. Eine diskretisierte Lösung von (6.5) ist

$$\psi(x)_{t+\Delta t} = -u(x) \frac{\partial \psi(x)}{\partial x} \Delta t.$$

Wenn wir jetzt für das Spurenstofffeld  $\psi$  und das Windfeld  $u$  den Ansatz

$$\psi(x) = \psi_0 \cos(kx), \quad u(x) = u_0 \cos(kx)$$



**Abb. 6.8.** Kontur-Advektion für den 10.–20.04. 1997. Links dargestellt die Ausgangssituation am 10.04., rechts nach 10-tägiger Advektion dann am 20.04. 1997. Gezeigt sind jeweils die 36, 42 und 48 PVU-Kontur auf der 475 K Isentrope.

machen – man kann hier zum Beispiel an eine Fourierentwicklung denken –, so ergibt sich

$$\begin{aligned}\psi(x)_{t+\Delta t} &= u_0 \cos(kx) \psi_0 \sin(kx) k \Delta t \\ &= 1/2 u_0 \psi_0 \sin(2kx) k \Delta t.\end{aligned}$$

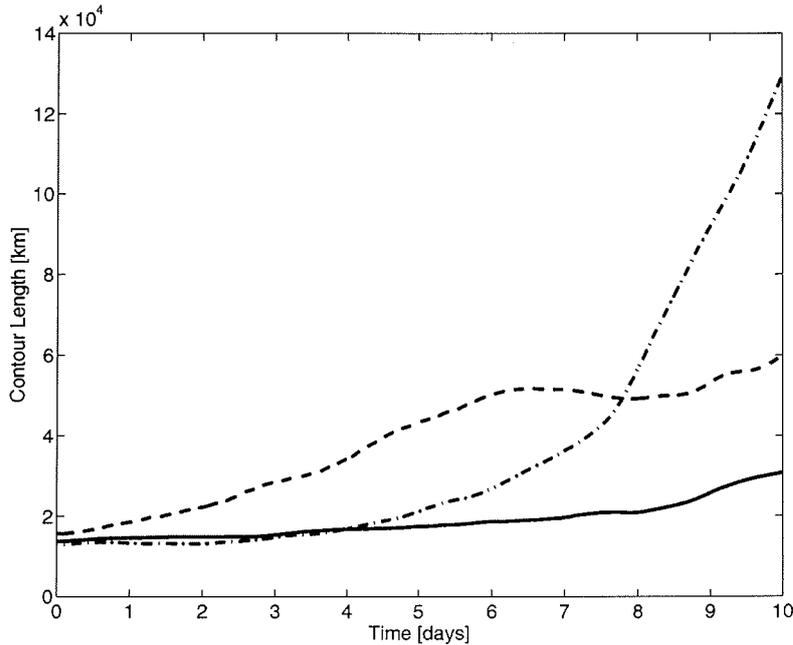
Innerhalb des Zeitschritts  $\Delta t$  hat sich die Skala, auf der das Feld  $\psi$  variiert halbiert. Es werden also ausgehend von einem auf einer groben Skala vorliegenden Feld  $\psi$  durch ein großskaliges Windfeld im Laufe der Advektion feine Strukturen im Feld  $\psi$  erzeugt. Man kann sich leicht vorstellen, daß eventuell ursprünglich vorhandene feine Strukturen im Spurenstofffeld zu noch feineren deformiert werden, die dann praktisch keine Rolle mehr spielen.

**Tabelle 6.1.** Ljapunov-Exponenten  $\alpha$  für die Konturadvektion vom 12.–22.03. 1995.

Kontur	$\alpha$
36 PVU	0.14 Tage <sup>-1</sup>
42 PVU	0.07 Tage <sup>-1</sup>
48 PVU	0.24 Tage <sup>-1</sup>

Im Laufe der Advektion wird ein mehr oder weniger stetiges Anwachsen der Länge der Konturen beobachtet. Für chaotische Fluidbewegungen erwartet man dabei ein exponentielles Anwachsen der Konturlänge [Pierce und Fairlie, 1993, Schoeberl und Newman, 1995, Bowman, 1993]:

$$\ell(t) = \ell_0 \exp(\alpha t). \quad (6.6)$$



**Abb. 6.9.** Die Länge der PV-Konturen für die in Abb. 6.6 gezeigte Rechnung, im Laufe der Advektion. Gestrichelte Linie: 36 PVU-Kontur, durchgezogene Linie: 42 PVU-Kontur, strich-punktiert: 48 PVU-Kontur. Die entsprechenden Ljapunov-Exponenten sind  $0.14$ ,  $0.07$  und  $0.24 \text{ Tage}^{-1}$  für die 36, 42 und 48 PVU-Kontur (siehe Text).

Der Parameter  $\alpha$ , der die Rate des Anwachsens beschreibt ist der sogenannte Ljapunov-Exponent (siehe auch Peitgen *et al.* [1992]). Ein hoher Ljapunov-Exponent bedeutet dabei, daß benachbarte Luftpakete sich schnell voneinander entfernen. Da aber die von einer PV-Kontur eingeschlossene Fläche in guter Näherung konstant ist und außerdem natürlich die Fläche auf der Erde beschränkt ist, bedeutet ein stetes Anwachsen der Konturlänge automatisch, daß die Kontur gestreckt und fortwährend gefaltet wird. So kommt es, daß ursprünglich entfernte Punkte nahe zusammengeführt werden, während gleichzeitig ursprünglich benachbarte Punkte sich voneinander entfernen. Dieses 'Strecken und Falten' ist ein in der Chaostheorie wohl-bekanntes allgemeines Phänomen, das zu einem effektiven Mischen führt [Peitgen *et al.*, 1992].

In Abb. 6.9 ist die Länge der 36, 42 und 48 PVU-Kontur aus der Kontur-Advektionsrechnung vom 12.–22.03. 1995 im Laufe der Zeit dargestellt. An diese Kurven wurde ein exponentielles Anwachsen nach (6.6) angepasst und der Ljapunov-Exponent bestimmt. Die sich ergebenden Ljapunov-Exponenten sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Das Minimum des Ljapunov-Exponenten liegt bei 42 PVU, sie steigen sowohl zum inneren wie auch zum äußeren des Polarwirbels deutlich an. Das Minimum im Ljapunov-Exponenten kann somit auch gut zur Definition des Polar-

wirbelrandes verwendet werden. Er stellt dann eine Grenzfläche dar, während auf beiden Seiten davon ein Durchmischen der Luftmassen stattfindet. Die aus der Rechnung vom 12.–22.03. bestimmten Ljapunov-Exponenten stimmen erstaunlich gut mit – lokal berechneten und dann zonal gemittelten – Ljapunov-Exponenten überein, die Bowman [1993] im Rahmen einer Klimatologie für den antarktischen Polarwirbel bestimmt hat. Auch dort wird ein Minimum von etwa  $0.07 \text{ Tage}^{-1}$  und Maximalwerte von etwas über  $0.2 \text{ Tage}^{-1}$  beobachtet. Schoeberl und Newman [1995] zeigen, wie Störungen im arktischen Polarwirbel im Anwachsen des Ljapunov-Exponenten zu erkennen sind.

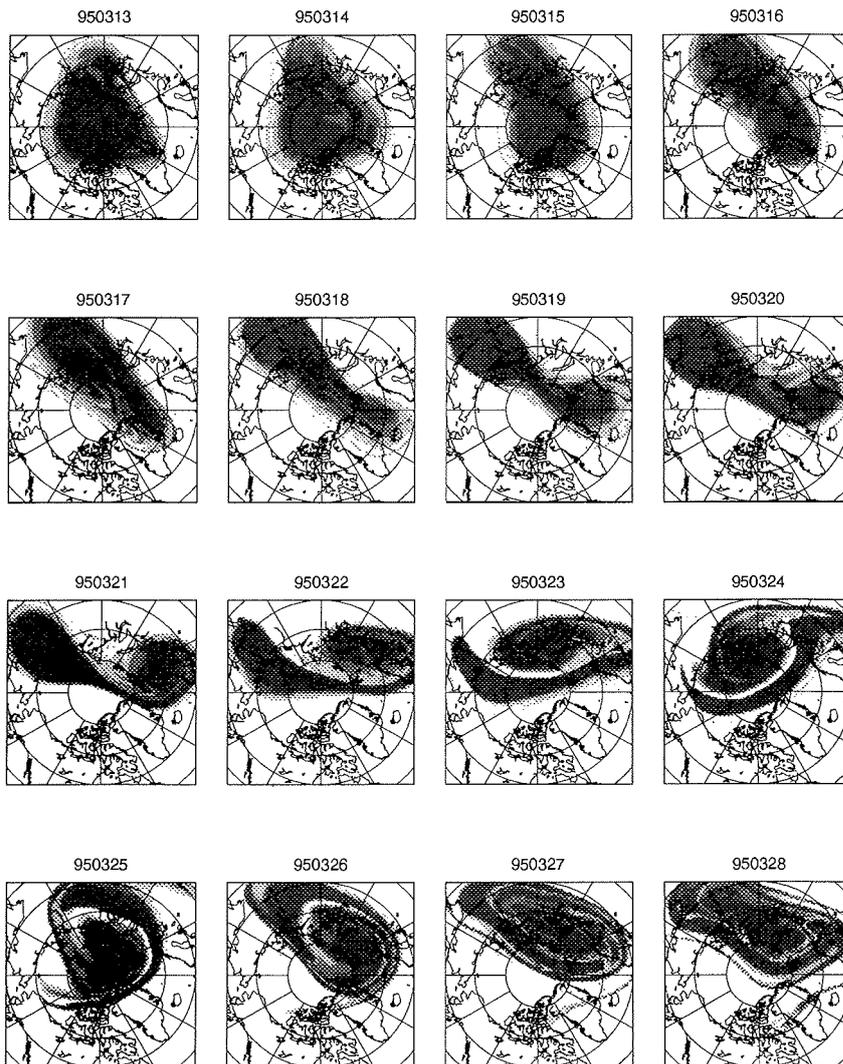
### 6.3 Hochaufgelöste Karten des Polarwirbels

Ein anderes Verfahren zur Erzeugung hochaufgelöster PV-Karten, das zu vergleichbaren Ergebnissen wie die Methode der Kontur-Advektion führt, ist das sogenannte ‘Reverse Domain Filling’, RDF-Verfahren [Sutton *et al.*, 1994]. Es ist eine Weiterentwicklung der Domain Filling-Rechnungen, wie sie in Abschnitt 6.2 beschrieben wurden. Dazu werden ausgehend von einem regelmäßigen Gitter Trajektorien für einige Tage zurückverfolgt und anschließend das Spurenstoff- (oder PV-)Feld auf die Trajektorienendpunkte interpoliert. Als Resultat erhält man ein Spurenstofffeld auf einem regelmäßigen Gitter, das – wie auch bei der Kontur-Advektion – eine Vielzahl feiner Strukturen enthält, die im initialisierten Feld nicht erkennbar waren. Der Vorteil gegenüber den Kontur-Advektionsrechnungen ist, daß nicht nur einige ausgewählte Konturen des Spurenstoffs, sondern der gesamte Wertebereich betrachtet werden kann. Weiterhin ist ein wesentlicher Vorteil, daß die Rechnungen auf bestimmte Regionen beschränkt werden können, während bei der Konturadvektion die Rechnungen auf der gesamten Hemisphäre durchgeführt werden müssen, also auch für Regionen, an denen man eventuell gar nicht interessiert ist.

Ein Beispiel der RDF-Rechnungen ist in Abb. 6.10 für den Zeitraum vom 13. bis zum 28.03. 1995 gezeigt. Jedes Einzelbild zeigt die potentielle Vorticity auf der 475 K Isentrope, berechnet aus RDF-Rechnungen, die 10 Tage zuvor initialisiert wurden. Jede einzelne Rechnung ist also völlig unabhängig gemacht worden. Die Rechnungen wurden für ein regelmäßiges Gitter in polarer Projektion mit  $201 \times 201$  Punkten durchgeführt. Insgesamt wurden also für jede einzelne RDF-Rechnung über 40.000 Trajektorien 10 Tage zurückgerechnet. Ein nicht unerheblicher Rechenaufwand.

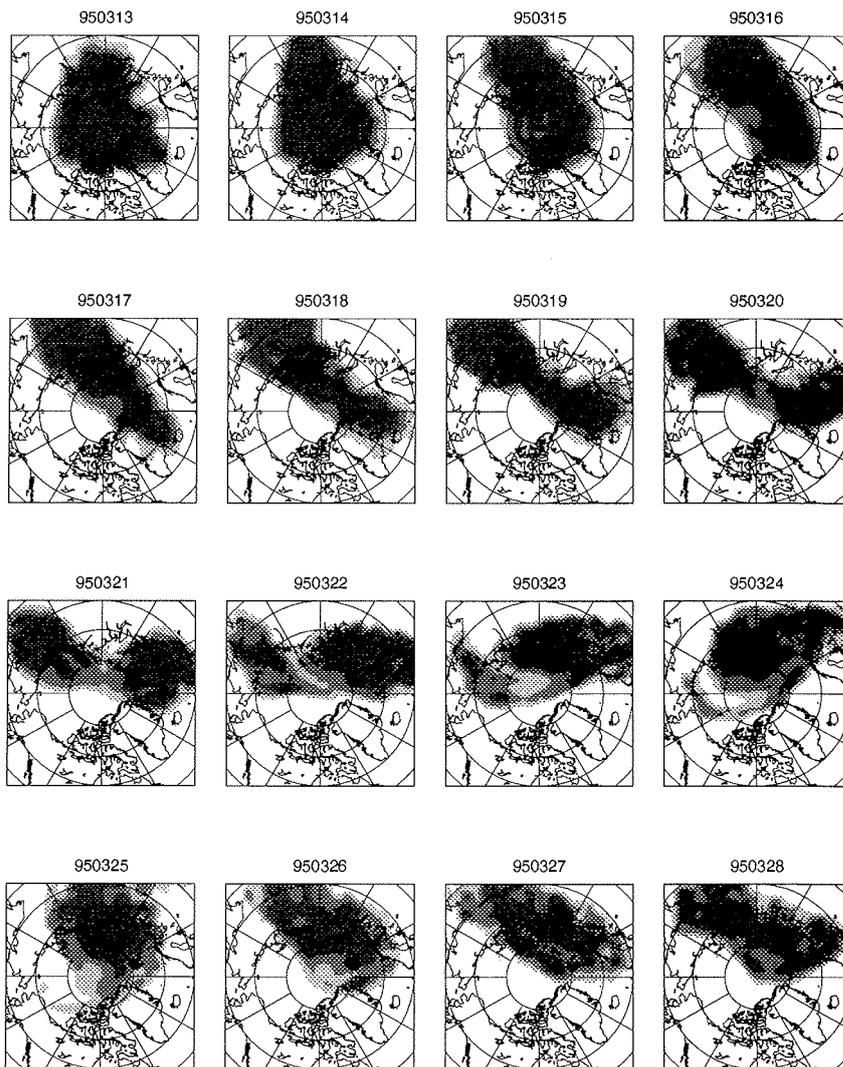
Die RDF-Rechnungen in Abb. 6.10 geben einem einen hervorragenden Eindruck von der Evolution des Polarwirbels. Während am 13.03. der Polarwirbel weitgehend ungestört ist, ist ab dem 16.03. zu beobachten, wie der Wirbel in die Länge gezogen wird, und sich dann ab dem 20.03. anfängt aufzurollen. Durch dieses Aufrollen des Polarwirbels werden Luftmassen aus dem äußeren Randbereich des Wirbels in das Innere des Polarwirbels hineingezogen. Diese in den Polarwirbel eingedrungenen Luftmassen sind noch über viele Tage hinweg in den RDF-Rechnungen deutlich zu erkennen.

In Abb. 6.11 ist zum Vergleich mit den RDF-Rechnungen die analysierte PV für die einzelnen Tage über den gleichen Zeitraum dargestellt. Die groben Strukturen stimmen ausgezeichnet mit den RDF-Rechnungen überein. Dies zeigt wiederum, daß das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Trajektorienmodell die Bewegung der



**Abb. 6.10.** Karten der potentiellen Vorticity auf der 475 K Isentrope aus RDF-Rechnungen für den 13.03. bis zum 28.03. 1995. Werte der potentiellen Vorticity sind grau schattiert eingezeichnet, wobei die Graustufen 36, 42 und 48 PVU entsprechen.

Luftmassen auch über einen Zeitraum von 10 Tagen mit hoher Genauigkeit richtig wiedergibt. Abb. 6.11 zeigt aber auch, daß in der gewöhnlichen PV-Analyse feine Strukturen nicht zu erkennen sind. Man erhält nur einen sehr groben Eindruck von der Evolution des Polarwirbels – das Aufrollen des Polarwirbels und das folgende Eindringen von Luftmassen aus dem äußeren Randbereich lassen sich allenfalls mit viel Erfahrung erahnen. Die RDF-Rechnungen stellen also ein überaus nützliches Hilfsmittel dar, um die Morphologie und Evolution des Polarwirbels untersuchen



**Abb. 6.11.** Zum Vergleich mit den RDF-Rechnungen in Abb. 6.10, Karten der analysierten PV auf der 475 K Isentrope für den 13.03. bis zum 28.03. 1995. Graustufen wie in Abb. 6.10.

und verstehen zu können.

In gleicher Weise wie im Beispiel in Abb. 6.10 gezeigt, wurden RDF-Rechnungen für die letzten vier Winter durchgeführt. Dabei konnte die Evolution des Polarwirbels im Laufe der verschiedenen Winter verfolgt werden. Es zeigte sich, daß Ereignisse wie das in Abb. 6.10 gezeigte Eindringen von Luftmassen von außerhalb des Polarwirbels in den Wirbel hinein zwar in jedem Winter beobachtet werden konnten, aber vergleichsweise selten sind. Sehr häufig dagegen werden Luftmassen vom äußeren Randbereich des Polarwirbels abgelöst und in Form langgestreckter Filamente in

mittlere Breiten transportiert. Diese Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit Untersuchungen von Waugh *et al.* [1994] und Plumb *et al.* [1994].

### 6.3.1 Vergleich mit Mikrowellen-Messungen

Es stellt sich nun die Frage, ob die in den berechneten hochaufgelösten Wirbelkarten zu erkennenden Strukturen auch in den Ozonmessungen des RAM in Ny-Ålesund zu finden sind. Oder anders ausgedrückt, ob sich die Ozonvariabilität in den Messungen des RAM durch die hochaufgelösten Karten der potentiellen Vorticity erklären lassen.

Abb. 6.12 zeigt die Ozonmessungen des RAM für den Zeitraum vom 15. März bis zum 31. März 1995, interpoliert auf die 475 K Isentrope. Zwischen dem 15. und 20.03. ist ein konstanter Abfall des gemessenen Ozonmischungsverhältnis zu beobachten. Die Messungen in diesem Zeitraum fanden klar innerhalb des Polarwirbels statt, die beobachtete Abnahme des Ozonmischungsverhältnisses in diesem Zeitraum ist daher auf den auch von vielen anderen Instrumenten beobachteten chemischen Ozonabbau zurückzuführen. Die Variabilität des gemessenen Ozonmischungsverhältnisses ist gering, die Streuung der Meßwerte entspricht in etwa der Meßunsicherheit. Nach dem 21.03. steigt das Ozonmischungsverhältnis dann schnell an und in den folgenden Tagen wird eine sehr große Variabilität des Ozonmischungsverhältnisses gemessen. Innerhalb von Stunden variiert das Ozonmischungsverhältnis um bis zu 1 ppm. Ab dem 27.03. ist die beobachtete Ozonvariabilität dann wieder viel geringer, allerdings signifikant höher als vor dem 20. März.

Da die beobachteten kurzzeitigen Ozonvariationen mit Sicherheit auf die Advektion unterschiedlicher Luftmassen zurückzuführen ist, kann nun versucht werden aus den beobachteten zeitlichen Variationen auf räumliche Variationen des Ozonmischungsverhältnisses zu schließen. Die im Laufe einer Zeitspanne zu unterschiedlichen Zeiten über Ny-Ålesund beobachteten Luftmassen werden dazu mit Hilfe von Trajektorienrechnungen auf einen bestimmten Zeitpunkt zurückverfolgt. Diese Technik ist auch als *trajectory mapping* bekannt [Morris *et al.*, 1995]. In Abb. 6.13 sind jeweils die Positionen der Luftmassen eingezeichnet, die innerhalb eines Tages vor und eines Tages nach dem angegebenen Zeitpunkt sich über Ny-Ålesund befunden haben. Diese mit Buchstaben gekennzeichneten Schnitte entsprechen den in Abb. 6.12 eingezeichneten Zeitabschnitten.

Die RDF-Karten der potentiellen Vorticity zeigen die starke Störung des Polarwirbels Ende März 1995 mit dem Aufrollen des Polarwirbels ab etwa dem 20. März. Infolge dieses Aufrollens des Polarwirbels werden Luftmassen aus dem Randbereich des Polarwirbels in das Wirbelinnere hineingezogen. In Abb. 6.13 ist nun zu sehen, daß dieses Eindringen von Luftmassen aus dem äußeren Randbereich des Polarwirbels mit dem beobachteten steilen Anstieg und nachfolgenden Abfall des Ozonmischungsverhältnisses am 22.03. übereinstimmt (Schitt E-F). Bei genauerem Hinsehen wird aber deutlich, daß die Zunge mit Luftmassen niedriger potentieller Vorticity in der RDF-Rechnung nicht exakt mit dem Ort beziehungsweise Zeitpunkt der beobachteten hohen Ozonwerte übereinstimmt.

Die RDF-Rechnung vom 27.03. zeigt, wie die in den Polarwirbel eingedrungenen Luftmassen geringer potentieller Vorticity verwirbelt werden. Diese Luftmassen sind

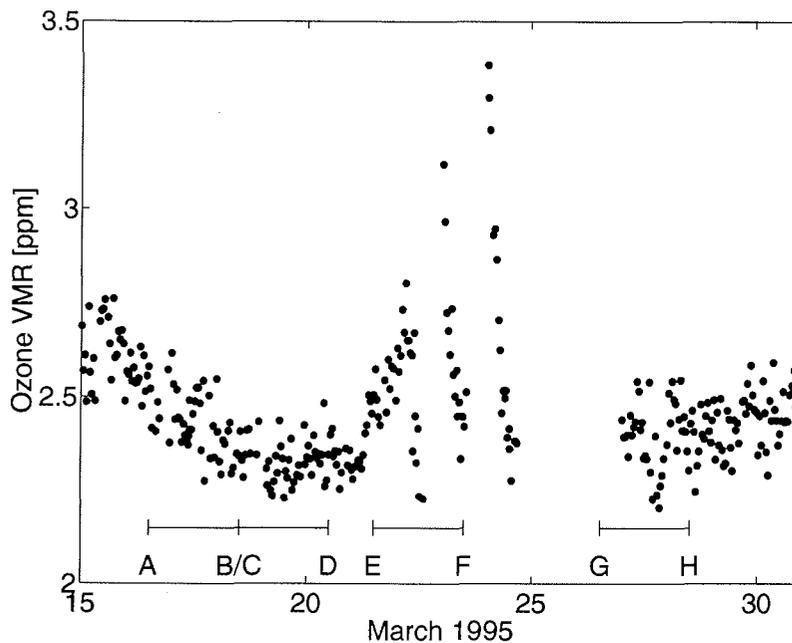
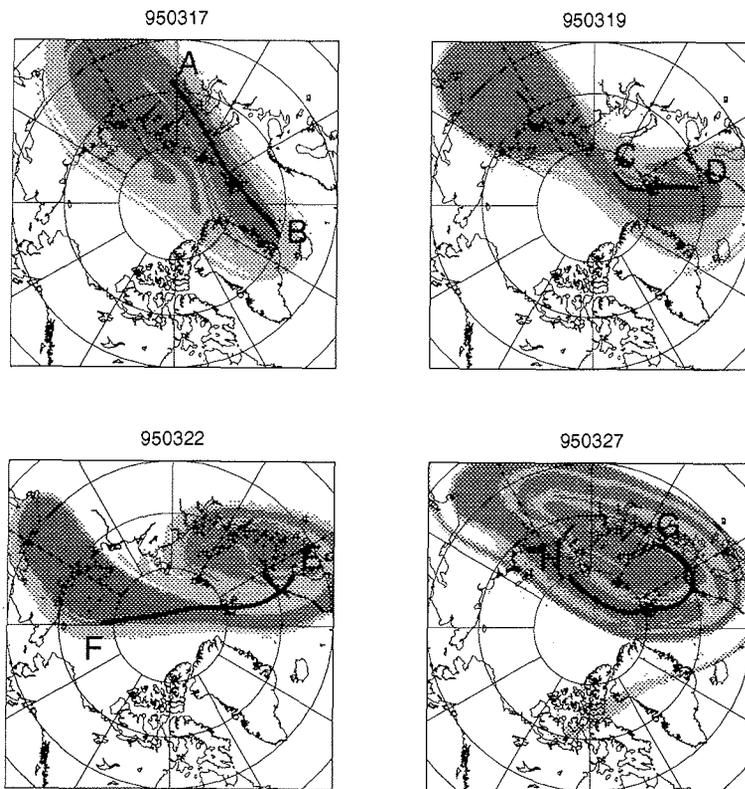


Abb. 6.12. Das mit dem RAM in Ny-Ålesund beobachtete Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope zwischen dem 15. und 31. März 1995.

zwar in den Mikrowellenmessungen entlang des Schnittes G–H nicht mehr zu erkennen. Gleichwohl ist die (leicht) erhöhte Variabilität in den Messungen des Ozonmischungsverhältnisses ein Hinweis darauf, daß das Ozonmischungsverhältnis innerhalb des Polarwirbel zu diesem Zeitpunkt nicht so homogen ist, wie vor dem 20. März. Vermutlich ist der Grund dafür, daß die Einschlüsse von Luftmassen von außerhalb des Polarwirbels in den Mikrowellenmessungen nach dem 25.03. nicht mehr so klar sichtbar sind, darauf zurückzuführen, daß die eingedrungenen Luftmassen sich im Laufe der Zeit mit der Höhe neigen. Sie erstrecken sich also nicht mehr homogen über einen größeren Höhenbereich, und können demzufolge von den Mikrowellenmessungen mit ihrer eingeschränkten Höhenauflösung nur schwach detektiert werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die hochaufgelösten PV-Karten aus RDF-Rechnungen die beobachtete Ozonvariabilität erklären können. Sie sind allerdings nicht in der Lage, die genaue Position oder den genauen Zeitpunkt der beobachteten Variabilität wiederzugeben. Von Fairlie *et al.* [1997] wurde eine statistische Untersuchung durchgeführt, bei der RDF-Rechnungen mit Messungen langlebiger Spurenstoffe während der ASHOE/MAESA-Kampagne (Airborne Southern Hemisphere zone Experiment/Measurements for Assessing the Effects of Stratospheric Aircraft) verglichen wurden. Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß die RDF-Rechnungen zwar in der Lage sind, in Einzelfällen Filamente vorherzusagen, die auch tatsächlich beobachtet wurden. Statistisch gesehen stellen sie aber keine Verbesserung gegenüber der potentiellen Vorticity aus Analysen dar. Tatsächlich zeigen



**Abb. 6.13.** Karten der potentiellen Vorticity aus RDF-Rechnungen für den 17., 19., 22. und 27. März 1995 auf der 475 K Isentrope. PV-Werte größer 36 PVU sind hellgrau, Werte größer 48 PVU dunkelgrau schattiert. Die mit den Buchstaben gekennzeichneten Schnitte entsprechen den in Abb. 6.12 eingezeichneten Zeiträumen. Sie kennzeichnen die Luftmassen, die jeweils innerhalb eines Tages vor und eines Tages nach dem angegebenen Zeitpunkt über Ny-Ålesund beobachtet wurden.

gewöhnliche PV-Karten sogar eine leicht bessere Korrelation mit den Spurenstoff-Messungen.

#### 6.4 Transport über den Rand des Polarwirbels

Die Domain-Filling-Trajektorienrechnungen aus Abb. 6.4, Abschnitt 6.2 haben ja schon gezeigt, daß Transporte von Luftmassen über den Rand des Polarwirbels weitgehend unterbunden werden. Der Rand des Polarwirbels stellt somit eine Art Barriere für großskalige Bewegungen dar. Wie unter anderem die RDF- oder Konturadvektions-Rechnungen gezeigt haben, kommt es in Einzelfällen dazu, daß Luftmassen

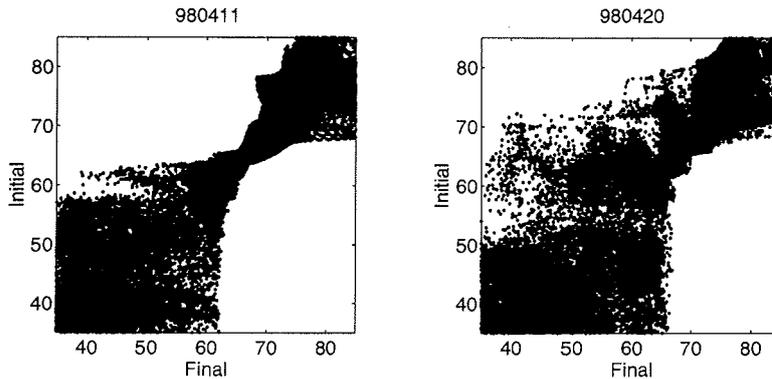
aus dem inneren des Polarwirbels herausgelöst und in mittlere Breiten transportiert werden. Ebenso treten vereinzelt Situationen auf, in denen Luftmassen von außerhalb des Polarwirbels in den Wirbel hineintransportiert werden.

Seitdem innerhalb des antarktischen und dann auch im arktischen Polarwirbel chemischer Ozonabbau beobachtet wurde, wurde die Frage gestellt, wie groß der Austausch der Luftmassen zwischen Polarwirbel und mittleren Breiten ist. Die beiden gegensätzlichen Thesen waren hier der *'flow processor'* und das *'containment vessel'*. Es stellte sich dann bald heraus, daß die Luftmassen in beiden Polarwirbeln weitgehend isoliert gegenüber den mittleren Breiten sind. Aber um den Einfluß des polaren Ozonabbaus auf mittlere Breiten zu untersuchen – eine gerade heutzutage sehr aktuelle Frage – ist es nötig den Austausch zwischen Polarwirbel und mittleren Breiten quantitativ zu erfassen.

Relativ einfach zu lösen wäre diese Frage, wenn es darum ginge, den Transport über eine feste Grenze – sagen wir einmal den Transport über einen bestimmten Breitengrad – zu bestimmen. Man bräuchte dann nur Domain-Filling-Trajektorienrechnungen durchzuführen, wobei die Luftpakete, die die vorgegebene Grenze passieren gezählt werden. Viel schwieriger wird es allerdings, wenn die Grenze, über die hinweg der Transport bestimmt werden soll nicht fest ist. So wie dies bei der Grenze des Polarwirbels der Fall ist. Definiert man die Grenze des Polarwirbels beispielsweise durch eine bestimmte Kontur der potentiellen Vorticity – man könnte auch konservative Spurenstoffe zur Definition verwenden – so kann man die Anzahl der Luftpakete ermitteln, die am Beginn der Rechnung auf der einen Seite der Kontur lagen, am Ende der Rechnung dann auf der anderen Seite. Dazu ist zu beachten, daß wenn die potentielle Vorticity exakt erhalten ist, es nach dieser Definition trivialerweise überhaupt keinen Transport über die so definierte Grenze gibt.

Eine naheliegende Idee besteht nun darin, die analysierte potentielle Vorticity zu Beginn der Advektion zu vergleichen mit der PV-Analyse am Ende der Rechnung, siehe Abb. 6.4 und 6.5. Die zugrundeliegende Idee ist dabei, daß kleinräumige Strukturen und Filamente zu immer kleinskaligeren Strukturen deformiert werden bis sie schließlich eine Skala erreicht haben, wo eine Mischung der Luftmassen stattfindet. Filamente, die sich vom Polarwirbel lösen und eine bestimmte horizontale Struktur unterschritten haben, können somit praktisch als irreversibel in mittlere Breiten transportiert betrachtet werden. Praktisch werden dazu eine große Anzahl an Luftpaketen advektiert und die analysierte PV zu Beginn und am Ende der Advektionsrechnung verglichen.

In Abb. 6.14 sind zwei Beispiele dazu gezeigt. Im ersten Beispiel wurde die RDF-Rechnung am 11.04. 1997 gestartet und 10 Tage zurückverfolgt. In der Abbildung ist dann für jedes Luftpaket die potentielle Vorticity am 01.04. ('Initial') gegenüber der potentiellen Vorticity am 11.04. ('Final') aufgetragen. Statt der potentiellen Vorticity selber wurde die äquivalente PV-Breite verwendet, siehe Abschnitt 5.1.1. Dies hat den Vorteil, daß der Einfluß diabatischer Effekte auf die Darstellung minimiert wird. Die Abbildung zeigt deutlich zwei verschiedene Bereiche jeweils jenseits einer Grenze bei etwa  $62^\circ$  äquivalenter Breite. In beiden Bereichen findet eine starke Mischung statt: Luftpakete die am 01.04. beispielsweise bei  $60^\circ$  waren, befanden sich 10 Tage

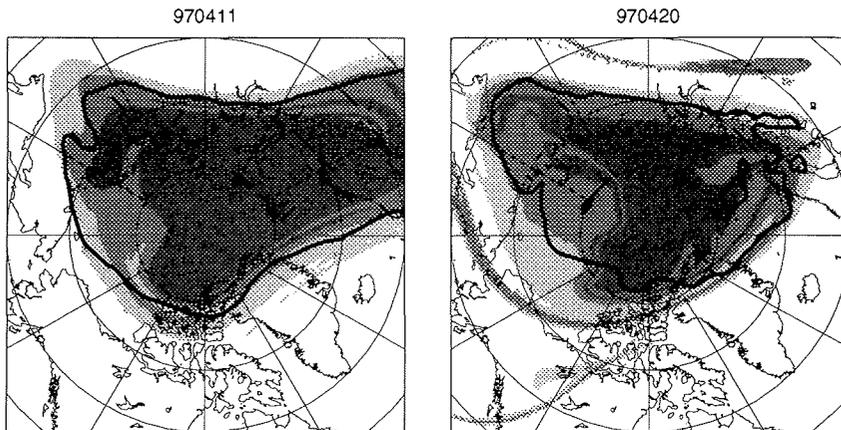


**Abb. 6.14.** Sogenannter Scatterplot der analysierten PV zu Beginn und am Ende der Advektion. Links für den 01.–11.04., rechts für den 10.–20.04. 1997.

später bei  $40^\circ$  und umgekehrt. Demgegenüber gibt es praktisch keine Luftpakete, die ursprünglich nördlich von etwa  $62^\circ$  also innerhalb des Polarwirbels lagen und dann über diese Grenze in mittlere Breiten transportiert wurden. Ebenso wurden praktisch keine Luftpakete aus mittleren Breiten in den Polarwirbel transportiert. Abb. 6.15 (links) zeigt die zugehörige RDF-Rechnung vom 11.04. 1997. Zusätzlich wurde die analysierte 42 PVU-Kontur eingezeichnet.

Eine andere Situation ist in Abb. 6.14 auf der rechten Seite dargestellt für den 20.04. 1997. Es gibt hier eine große Anzahl von Luftpaketen, die sich zu Beginn der Rechnung am 10.04. bei  $70^\circ$  oder sogar noch nördlich davon befunden haben und am Ende der Rechnung in mittlere Breiten transportiert wurden. Das innere des Polarwirbels ist gleichwohl auch hier gegenüber den mittleren Breiten isoliert. Keine Luftmassen wurden aus mittleren Breiten in den Polarwirbel hinein transportiert. Man beachte, daß die Grenze des Polarwirbels von etwa  $62^\circ$  am 11.04. zu etwa  $66^\circ$  am 20.04. verschoben wurde. Dies ist im wesentlichen darauf zurückzuführen, daß sich ein Teil der Luftmassen vom Polarwirbel gelöst haben und in mittlere Breiten transportiert wurden. Abb. 6.15 (rechts) zeigt die zugehörige RDF-Rechnung vom 20.04. 1997. Es ist gut zu erkennen, wie Luftmassen mit ursprünglich hoher PV in langgestreckten Filamenten in mittlere Breiten transportiert werden. Diese Filamente können durch PV-Karten nicht aufgelöst werden. Gleichzeitig ist zu erkennen, daß keine Luftmassen in das Innere des Polarwirbels eingedrungen sind.

Diese hier dargestellte Methode – von Sobel *et al.* [1997] *Contour Crossing Method* genannt – zeigt zwar qualitativ den Transport über den Wirbelrand, hat jedoch für die quantitative Bestimmung eine Reihe schwerwiegender Probleme. Darüber hinaus kann sich die betrachtete PV-Kontur aufgrund diabatischer Prozesse ändern. Dies würde dann als Transport über den Wirbelrand detektiert werden, obwohl sich lediglich der Rand zu anderen PV-Werten verschoben hat. Weitaus problematischer



**Abb. 6.15.** RDF-Rechnungen für den 11.04. (links) und den 20.04. 1997 (rechts). Die Rechnungen wurde mit der potentiellen Vorticity 10 Tage vorher initialisiert. Es ist jeweils auch die analysierte 42 PVU-Kontur für den Endzeitpunkt der Rechnung eingezeichnet, um die Transporte über diese Kontur anschaulich zu machen.

ist allerdings, daß sowohl die analysierten PV-Konturen, als auch die berechneten Trajektorien natürlich Unsicherheiten aufweisen. So ist auch in Abb. 6.4 zu erkennen, daß aufgrund dieser Unsicherheiten eine nicht unerhebliche Anzahl der Luftpakete über die betrachtete Grenze transportiert wurde, während man intuitiv sagen würde, daß in dem Beispiel kein Transport über die Grenze stattgefunden hat.

Eine ganz andere Idee, als die Contour-Crossing-Methode ist es, kleinskalige Strukturen zu detektieren und zu quantifizieren. So haben beispielsweise Waugh *et al.* [1994] und Plumb *et al.* [1994] den Transport von Luftmassen durch Konturadvektions-Rechnungen bestimmt: Wenn immer sich Strukturen in den advektierten Konturen gebildet hatten, die eine bestimmte Skala unterschritten, wurden diese Strukturen abgetrennt. Die zugrunde liegende Idee ist dabei wiederum, daß diese Strukturen irreversibel zu immer kleineren Skalen deformiert werden und sich dann vermischen. Die Menge der von den abgetrennten Konturen eingeschlossenen Luftmassen gibt dann den Transport über den Polarwirbelrand. Eine ganz ähnliche Technik hat Sobel [1998] entwickelt, wobei ausgehend von RDF-Rechnungen nach Filamenten gesucht wird. Als Filament werden dabei Luftpakete klassifiziert, die ein lokales Maximum oder Minimum in der potentiellen Vorticity darstellen – das sogenannte *local gradient reversal*-Verfahren. Diese Verfahren haben den Vorteil, daß sie gewissermaßen selbstkonsistent sind, und nicht oder nur wenig von diabatischen Effekten beeinflusst werden. Auch sind sie relativ insensitiv gegenüber Unsicherheiten in den berechneten Trajektorien, da es bei diesen Verfahren nicht darauf ankommt, wo genau sich Filamente bilden.

Sobel *et al.* [1997] kommen jedoch zu dem Schluß, daß alle derzeit bekannten Verfahren zur quantitativen Bestimmung von Transporten über den Polarwirbelrand mit großen Unsicherheiten verbunden sind. Es wurde daher in der vorliegenden Ar-

beit darauf verzichtet, die Transporte über den Rand des Polarwirbels quantitativ zu bestimmen. Qualitativ kann aber der Transport über den Wirbelrand gut durch die RDF-Rechnungen, die im Rahmen dieser Arbeit für die letzten vier Winter durchgeführt wurden, abgeschätzt werden. Ohne Zweifel läßt sich sagen, daß der innere Bereich des Polarwirbels, in dem wesentlicher chemischer Ozonabbau beobachtet wird, gut isoliert ist gegenüber Luftmassen in mittleren Breiten. Ein irreversibler Transport der Luftmassen aus dem Inneren des Polarwirbels findet nur in einigen wenigen Ereignissen innerhalb des Winters statt. Im Gegensatz dazu werden aber praktisch fortlaufend ozonreiche Luftmassen vom äußeren Rand des Polarwirbels abgelöst und in mittlere Breiten gemischt.

## 6.5 Ozontransportmodellierung

Der Vergleich der hochaufgelösten Karten der potentiellen Vorticity mit den Ozonmessungen des RAM in Ny-Ålesund hat gezeigt, daß die beobachtete Ozonvariabilität durch die RDF-Rechnungen gut wiedergegeben werden kann. Ein detaillierter Vergleich zwischen Messungen und RDF-Rechnungen ist aber so nicht möglich, da die potentielle Vorticity ja niemals direkt gemessen werden kann. Es liegt daher nahe, statt potentieller Vorticity die Rechnungen mit Ozon zu initialisieren. Das im Modell transportierte Ozon kann dann unmittelbar mit Messungen verglichen werden.

Orsolini *et al.* [1995] haben Rechnungen mit einem hochaufgelösten Transportmodell mit Ozonsondenmessungen verglichen. Die Rechnungen wurden dabei nicht nur auf einer einzelnen Isentrope, sondern auf einer ganzen Reihe von Höhenschichten durchgeführt, um die vertikale Struktur der Transportprozesse untersuchen zu können. Angetrieben wurde das Modell durch Windfelder aus ECMWF Analysen. Eine vergleichbare Untersuchung wurde auch von Schoeberl und Newman [1996] durchgeführt. Orsolini *et al.* [1995] gelang es, mit dem verwendeten Transportmodell die Bildung von Filamenten im Ozonprofil zumindest zum Teil zu reproduzieren. Das Modell wurde allerdings nicht mit Ozon, sondern mit einem hypothetischen Spurenstoff, proportional zur potentiellen Vorticity initialisiert. Orsolini *et al.* [1997] haben dann auch Transportrechnungen mit Ozonmessungen des MLS-Instrumentes auf dem UARS-Satelliten initialisiert. Eine vergleichbare Modellrechnung wurde vor kurzem von Manney *et al.* [1998] durchgeführt. In beiden Modelluntersuchungen konnte Ozonfilamente teilweise reproduziert werden.

Es wurden nun in Anlehnung an Orsolini *et al.* [1995] ebenfalls hochaufgelöste Ozontransportrechnungen durchgeführt. Diese Rechnungen sollten dazu dienen, die in den Mikrowellenmessungen in Ny-Ålesund beobachteten Ozonvariabilitäten zu erklären. Zur Initialisierung des Modells wurden dazu Ozonmessungen aus Ozonsondenaufstiegen verwendet. Dies erlaubt den unmittelbaren Vergleich des Modells mit den Messungen, was ja bei Verwendung eines idealisierten Spurenstoffs wie von Orsolini *et al.* [1995] nicht möglich wäre. Das Modell kann somit auch dazu verwendet werden, einen Vergleich der Mikrowellenmessungen mit Ozonsonden oder anderen Messungen von entfernten Orten durchzuführen.

Die Eigenschaften eines Transportmodells werden wesentlich bestimmt durch die Wahl des verwendeten Advektionsschemas. Insbesondere muß dabei auf die nu-

merische Stabilität geachtet werden. Für Eulersche Modelle, also Modelle, die die Entwicklung des Spurenstofffeldes auf festen Gitterpunkten berechnen, gilt dabei das Courant-Friedrich-Levy-Kriterium (CFL-Kriterium). Es besagt, daß der im Modell verwendete Zeitschritt niemals größer werden darf, als die Zeit, die zum Zurücklegen der Strecke von einem Gitterpunkt zum nächsten erforderlich ist. Formal also

$$\Delta t \leq \frac{1}{|c|} \Delta x,$$

wobei  $\Delta t$  der verwendete Zeitschritt,  $\Delta x$  der Abstand zweier Gitterpunkte und  $c$  die größte im Modell vorkommende Geschwindigkeit ist. Wird das CFL-Kriterium verletzt, wird das Modell numerisch instabil.

Von Rood [1987] wurden eine Reihe von Advektionsschemata auf ihre Eignung zur Verwendung in atmosphärischen Transport- und Chemiemodellen untersucht. Orsolini *et al.* [1995, 1997, 1998] haben für ihr hochaufgelöstes Transportmodell das Prather-Schema [Prather, 1986] verwendet, das zum Beispiel auch im SLIMCAT-Modell verwendet wird [Chipperfield, 1996]. Das Prather-Schema hat eine sehr geringe numerische Diffusion – starke Gradienten werden lange aufrecht erhalten –, was dadurch erreicht wird, das auch höhere Momente der Spurenstoffverteilung mit advektiert werden.

Für die hier beschriebenen Modellrechnungen wurde ein Semi-Lagrange-Advektionsschema verwendet, vor allem auch, weil dadurch auf das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Trajektorienmodell zurückgegriffen werden konnte. Die Grundlagen des Semi-Lagrange-Schemas sind im folgenden kurz erläutert.

### 6.5.1 Semi-Lagrange Modellierung

Ein Semi-Lagrange-Modell stellt gewissermaßen eine Kombination dar aus einem Eulerschen Modell, bei dem das advektierte Feld an festen Gitterpunkten betrachtet wird, und einem Lagrangeschen Modell, bei dem einzelne Luftpakate verfolgt werden. Dazu wird für jeden Gitterpunkt eine Trajektorie für einen bestimmten Zeitschritt rückwärts gerechnet und dann das Spurenstofffeld von den Endpunkten der Trajektorienrechnung – die im allgemeinen natürlich irgendwo zwischen den Gitterpunkten liegen – auf das Modellgitter interpoliert. Ganz ähnlich wie bei den RDF-Rechnungen (siehe Abschnitt 6.3). Ein großer Vorteil der Semi-Lagrange-Modelle ist, daß sie unbedingt stabil sind. Das CFL-Kriterium gilt für sie nicht. Einen Überblick und historischen Rückblick über die Entwicklung der Semi-Lagrange-Modelle geben Staniforth und Côté [1991].

### 6.5.2 Interpolationsschemata

Größte Bedeutung kommt bei Semi-Lagrange-Modellen dem Interpolationsschema zu. Gemeint ist hier die Interpolation des auf dem Gitter vorliegenden Spurenstoffs auf die Endpunkte der Trajektorien. Die Wahl des Interpolationsschemas bestimmt die Eigenschaften des Modells, wie etwa die numerische Diffusion, das heißt also das Auseinanderlaufen oder Verschmieren von Strukturen im Spurenstofffeld, oder aber ob bestimmte Größen wie etwa die Masse erhalten ist. Konkret sind folgende Forderungen an ein Interpolationsschema zu stellen:

**Massenerhaltung.** Das Interpolationsschema sollte möglichst die Gesamtmasse, also die Summe über alle Spurenstoffwerte vor, und nach dem Interpolationsschritt nicht verändern. Dabei spricht man gewöhnlich auch dann von ‘Massenerhaltung’, wenn die transportierte Größe nicht die Einheit einer Masse hat, wie etwa Mischungsverhältnisse, oder potentielle Vorticity.

**Monotonie.** Durch die Interpolation sollten keine künstlichen Maxima oder Minima in dem Spurenstofffeld erzeugt werden. Dies ist gleichbedeutend damit, daß durch die Interpolation niemals höhere oder tiefere Werte als die auf dem Gitter vorliegenden höchsten oder tiefsten Werte erzeugt werden. Insbesondere für den Transport von Luftfeuchte in Klima- und Wettervorhersagemodellen ist die Monotonie von großer Bedeutung. Da auch leichte ‘Überschwinger’ in der Feuchte zur Bildung von Wolken oder Niederschlag führen können, und so das modellierte Klima völlig durcheinanderbringen. Dies hat in der Vergangenheit die Suche nach geeigneten Interpolationsschemata stark motiviert [Williamson, 1990]. Einfache lineare Interpolation erfüllt das Kriterium der Monotonie.

**Numerische Diffusion.** Mit numerischer Diffusion wird das Verschmieren oder Auseinanderlaufen von Strukturen durch das Interpolationsschema bezeichnet. Das verwendete Interpolationsschema sollte eine möglichst geringe numerische Diffusion aufweisen, um feine Strukturen und starke Gradienten im Spurenstofffeld zu erhalten. Interpolationsschemata höherer Ordnung, etwa Polynome dritten oder höheren Grades, führen zu einer geringeren numerischen Diffusion, haben aber den unerwünschten Nebeneffekt, daß sie oftmals zu Überschwängern im Spurenstofffeld führen, also das Kriterium der Monotonie verletzen. Lineare Interpolation andererseits führt zu einer schlechten numerischen Diffusion.

Leider gibt es das ideale Interpolationsschema nicht. Vielmehr muß für die entsprechende Anwendung das geeignete Interpolationsschema ausgewählt werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Ozontransportrechnungen wurde ein Polynom dritten Grades mit der Einschränkung auf Monotonie verwendet. Dieses wurde von Williamson und Rasch [1989] für den Feuchtetransport im Globalmodell des National Meteorological Center (NMC) entwickelt [Williamson, 1990] und wird beispielsweise auch für den Spurenstofftransport im REPROBUS 3D Chemie-Transportmodell verwendet [Levefre *et al.*, 1994].

Im folgenden sei das Interpolationsschema erstmal für den 1-dimensionalen Fall erklärt. Im Intervall  $x_i \leq x \leq x_{i+1}$  wird das Polynom dritten Grades  $P_i(\theta)$  bestimmt:

$$P_i(\theta) = f_{i+1}\theta^3 + (3f_{i+1} - h_i d_{i+1})\theta^2(1 - \theta) + (3f_i + h_i d_i)\theta(1 - \theta)^2 + f_i(1 - \theta)^3, \quad (6.7)$$

mit

$$h_i = x_{i+1} - x_i,$$

und

$$\theta = (x - x_i)/(x_{i+1} - x_i).$$

Desweiteren bezeichnet  $f_i$  den Wert am Gitterpunkt  $x_i$  und  $d_i$  die Ableitung am Punkt  $x_i$ . Die Ableitungen werden hierbei berechnet durch

$$d_i = f[x_i, x_{i-1}] + (x_i - x_{i-1})f[x_{i+1}, x_i, x_{i-1}]$$

$$+ (x_i - x_{i-1})(x_i - x_{i+1})f[x_{i+2}, x_{i+1}, x_i, x_{i-1}],$$

und

$$d_{i+1} = f[x_i, x_{i-1}] + ((x_{i+1} - x_i) + (x_{i+1} - x_{i-1}))f[x_{i+1}, x_i, x_{i-1}] \\ + (x_{i+1} - x_{i-1})(x_{i+1} - x_i)f[x_{i+2}, x_{i+1}, x_i, x_{i-1}],$$

mit

$$f[x_2, x_1] = (f_2 - f_1)/(x_2 - x_1),$$

$$f[x_n, x_{n-1}, \dots, x_1] = (f[x_n, x_{n-1}, \dots, x_2] - f[x_{n-1}, x_{n-2}, \dots, x_1])/(x_n - x_1).$$

Es werden zur Interpolation zwischen den Punkten  $x_i$  und  $x_{i+1}$  also auch noch die jeweils übernächsten Punkte  $x_{i-1}$  und  $x_{i+2}$  verwendet.

Um Monotonie sicherzustellen, müssen die Ableitungen  $d_i$  so begrenzt werden, daß gilt

$$0 \leq d_i/\Delta_i \leq 3,$$

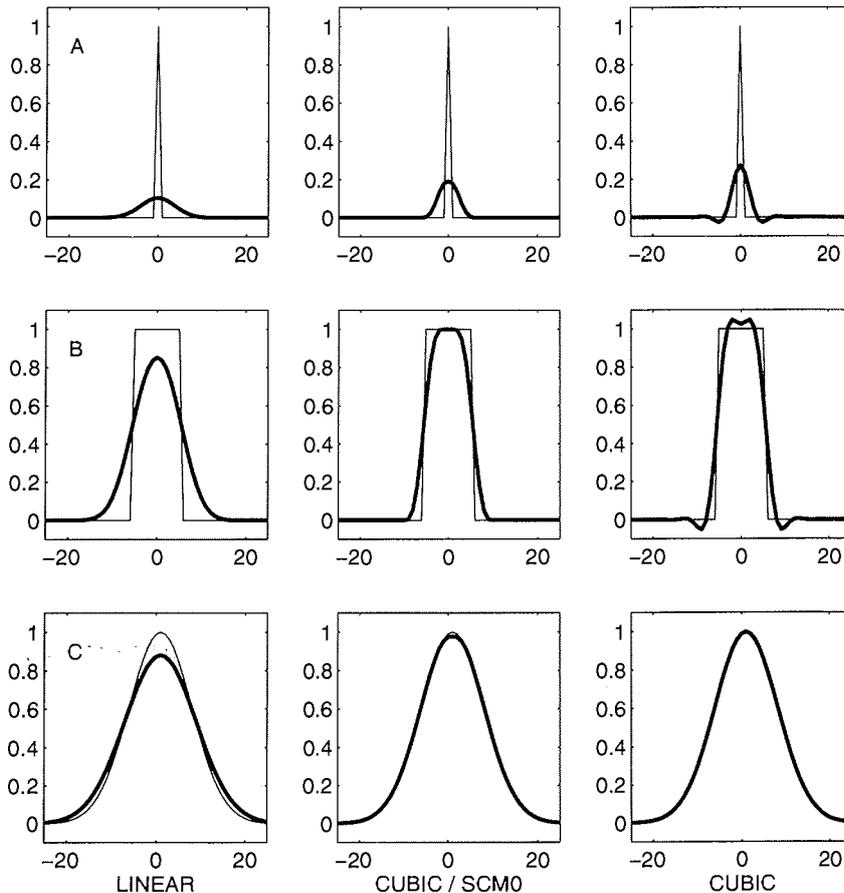
wobei

$$\Delta_i = \frac{f_{i+1} - f_i}{x_{i+1} - x_i}.$$

Dies entspricht dem sogenannten SCM0-Kriterium von Williamson [1990].

Drei Beispiele sind in Abb. 6.16 gezeigt. Ausgehend von drei verschiedenen Anfangsverteilungen – ein scharfer Zacken, ein Rechteck und eine Gauss-Verteilung – wurden die Verteilungen mit konstanter Geschwindigkeit transportiert. Dargestellt sind die transportierten Verteilungen nach 58 Zeitschritten. Bei einem Zeitschritt von 6 Stunden, wie ich ihn bei den Ozontransportrechnungen verwendet habe, entspricht dies der transportierten Verteilung nach etwa 15 Tagen. In der obersten Reihe ist die transportierte Verteilung für einen scharfen Zacken gezeigt. Die verwendeten Interpolationsschemata sind, von links, lineare Interpolation, kubische Interpolation mit Beschränkung auf Monotonie sowie ganz rechts kubische Interpolation ohne Beschränkung auf Monotonie. Deutlich ist erkennbar, wie von links nach rechts die Gradienten besser aufrecht erhalten werden. Sehr scharfe Strukturen werden aber von allen Interpolationsschemata schnell verschmiert. Diese sehr scharfen Zacken werden schon nach einigen wenigen Zeitschritten so verschmiert, daß sie einer Gauss-Verteilung ähneln. Dementsprechend ändert sich in den folgenden Zeitschritten nicht mehr viel. Für diese Beispiele mit konstanter Advektionsgeschwindigkeit sind die lineare sowie die kubische Interpolation ohne Beschränkung auf Monotonie massenerhaltend. Die kubische Interpolation mit Beschränkung auf Monotonie führt bei den hier gezeigten Beispielen zu einem Massenverlust von maximal 2% nach 58 Zeitschritten.

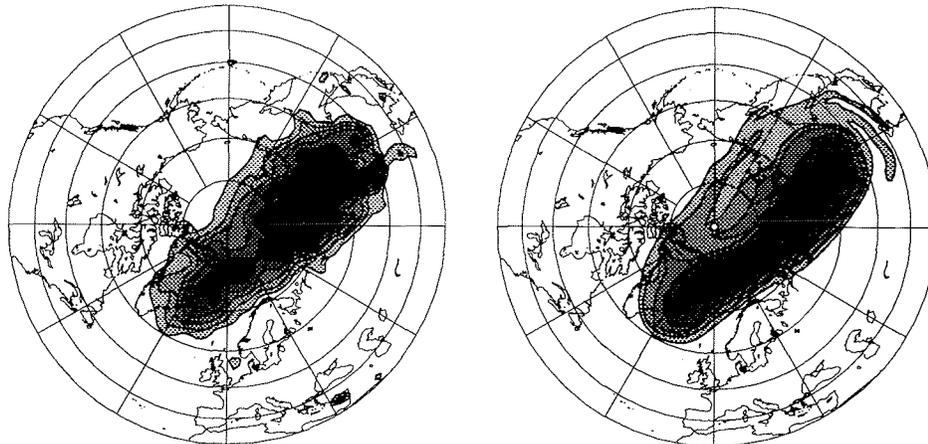
Für die 2-dimensionale Interpolation wird dann das sogenannte Tensorprodukt aus den 1-dimensionalen Interpolationen gebildet. Praktisch wird dies so gemacht, daß zuerst zonal interpoliert wird auf die vier Breitengrade, die den zu interpolierenden Punkt umgeben, und anschließend meridional interpoliert wird. Es werden also bei der 2-dimensionalen Interpolation fünf 1-dimensionale Interpolationen durchgeführt. Zu bemerken ist, daß die Interpolation zu leicht unterschiedlichen Ergebnissen führen kann, je nachdem, ob erst zonal und dann meridional oder umgekehrt erst meridional und dann zonal interpoliert wird, da das Interpolationsschema nicht-linear ist.



**Abb. 6.16.** Transportierte Verteilungen nach 58 Zeitschritten. A: scharfer Zacken, B: Rechteck, C: Gauss-Verteilung. Von links nach rechts jeweils lineare Interpolation, kubische Interpolation mit Beschränkung auf Monotonie sowie ganz rechts kubische Interpolation ohne Beschränkung auf Monotonie.

### 6.5.3 Modellbeschreibung

Angetrieben wird das Ozontransportmodell durch Windfelder des ECMWF, die alle 6 Stunden auf einem T106-Gitter vorliegen. Die Ozontransportrechnungen wurden dabei auf 31 Isentropen zwischen 400 K und 550 K durchgeführt. Die vertikale Auflösung ist somit 5 K, was ungefähr 200 m entspricht. Das horizontal zugrunde liegende Gitter ist ein Gaußsches Gitter, entsprechend einer T106-Auflösung, also ungefähr  $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ . Das Modell erstreckt sich dabei von  $30^\circ\text{N}$  bis zum Nordpol. Das Ozon wird also an 320 mal 53 mal 31 oder genau 525760 Gitterpunkten berechnet. Das Modell ist rein adiabatisch, die Advektion auf den einzelnen Isentropen daher unabhängig voneinander. Man beachte aber, daß die verwendeten Windfelder auf den einzelnen Isentropen nicht unabhängig voneinander sind, da sie durch lineare Interpolation zwischen den Windfeldern auf den 400, 475 und 550 K Isentropen



**Abb. 6.17.** Ein Vergleich zwischen der vom Modell transportierten potentiellen Vorticity (rechts) und der potentiellen Vorticity aus der Analyse des ECMWF (links) am 17.03. 1995, 12 Uhr auf der 475 K Isentrope. Die Konturlinien sind im Abstand von 6 PVU, beginnend bei 30 PVU.

berechnet wurden. Der Modell-Zeitschritt beträgt 6 Stunden, es wird also viermal pro Tag ein Ozonfeld berechnet. Der Zeitschritt der Trajektorien beträgt dabei, wie bei allen in dieser Arbeit gezeigten Trajektorienrechnungen 0.02 Tage (28.8 Minuten). Das Modell wurde für den 10. März 1995 initialisiert und 13 Tage bis zum 23. März laufengelassen. Das in dieser Arbeit verwendete Modell ist also bezüglich der Auflösung und des betrachteten Bereichs vergleichbar dem von Orsolini *et al.* [1995].

#### 6.5.4 Test mit potentieller Vorticity

Um das Modell zu testen, wurde zuerst ein Lauf durchgeführt, bei dem das Modell mit der potentiellen Vorticity initialisiert wurde. Dies ermöglicht den direkten Vergleich der Transportrechnung mit den Analysen, was ja für Ozon nicht möglich ist. Das Modell wurde dazu am 10. März mit der PV aus ECMWF-Analysen initialisiert, wobei die PV auf T42-Auflösung geglättet wurde, um das Rauschen zu minimieren. In Abb. 6.17 und 6.18 ist die im Modell transportierte potentielle Vorticity mit den PV-Analysen aus ECMWF-Daten verglichen. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß das Modell die Transportprozesse richtig wiedergibt. Im Laufe der Modellrechnung bilden sich immer mehr Details heraus, die in den PV-Analysen nicht erkennbar sind. Es ist auch deutlich erkennbar, wie der Gradient der potentiellen Vorticity am Rande des Polarwirbels im Laufe der Rechnungen steiler wird.

#### 6.5.5 Ozoninitialisierung

Für die Ozontransportrechnungen wurde das Modell wie schon gesagt mit Ozonmessungen aus Ozonsondenaufstiegen für den 10. März 1995 initialisiert. Dazu wurden alle europäischen Ozonsonden aus der Woche vom 6. bis zum 13. März verwendet. Die Verwendung von Daten einer ganzen Woche, statt nur eines Tages ist notwendig, um eine hinreichend große Menge an Datenpunkten zu haben. Andererseits sollten die zur Initialisierung verwendeten Daten natürlich auch keinen zu großen Zeitraum

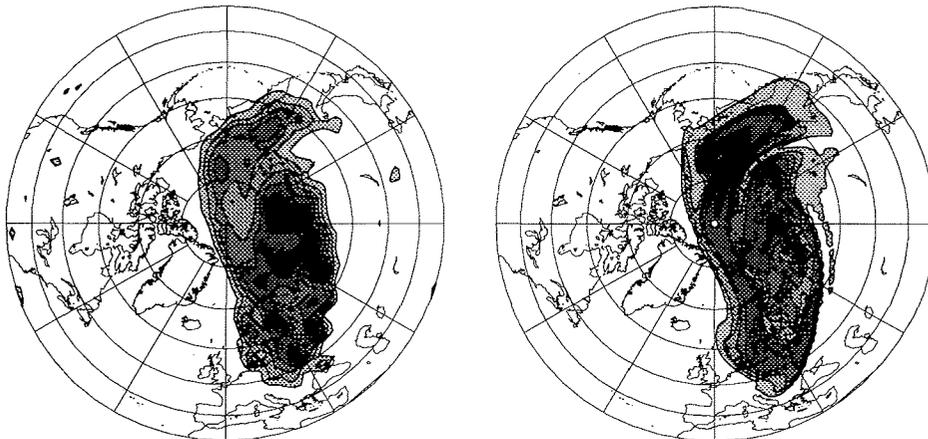


Abb. 6.18. Wie Abb. 6.17, jedoch für den 23.03. 1995.

umfassen, um den Einfluß von diabatischen und chemischen (Ozonabbau!) Effekten möglichst klein zu halten.

Zur Initialisierung wurde die Methode von Lary *et al.* [1995] verwendet, indem das Ozonmischungsverhältnis aus Ozonsondenmessungen in einem Koordinatensystem dargestellt werden, das aus potentieller Temperatur als Vertikalkoordinate und äquivalenter PV-Breite gebildet wird. Die zugrundeliegende Idee ist folgende: Unter adiabatischen Bedingungen findet die Advektion der Luftmassen auf Isentropen – also bei konstanter potentieller Temperatur – statt. Es bietet sich daher an, die Initialisierung auf Isentropen vorzunehmen, da hiermit automatisch adiabatische vertikale Bewegungen mit berücksichtigt werden. Zusätzlich ist unter adiabatischen Bedingungen auch die potentielle Vorticity eine Erhaltungsgröße. Die potentielle Vorticity kann somit als horizontale Koordinate verwendet werden, in ähnlicher Weise, wie die potentielle Temperatur als vertikale Koordinate dient. Darüberhinaus steigt die potentielle Vorticity im wesentlichen monoton zum Nordpol hin an, so daß sie als äquivalente Breite verwendet werden kann, siehe Abschnitt 5.1.1.

Die zu verschiedenen Zeiten an verschiedenen Orten gemachten Ozonmessungen werden nun entsprechend der potentiellen Temperatur  $\theta$  und potentiellen Vorticity am Ort der Messung auf Isentropen gegenüber der äquivalenten Breite  $\phi_e$  aufgetragen. Man erhält somit die Ozonverteilung in  $\theta/\phi_e$ -Koordinaten. Der Vorteil der äquivalenten Breite gegenüber der gewöhnlichen geographischen Breite, also gegenüber gewöhnlichen zonalen Mittelungen, ist, daß das so definierte Koordinatensystem gewissermaßen dem Polarwirbel folgt. Die starken Spurenstoff-Gradienten am Rande des Polarwirbels bleiben in dieser Darstellung erhalten und werden nicht verschmiert, wie bei der Bildung zonaler Mittelwerte. Liegt das Ozonmischungsverhältnis nun in  $\theta/\phi_e$ -Darstellung vor, kann anschließend diese Ozonverteilung dann für eine bestimmte meteorologische Situation wieder in Länge/Breite-Koordinaten dargestellt werden, wenn die PV für diese Situation gegeben ist. Dieses ist das Prinzip der sogenannten PV-Rekonstruktion von Spurenstofffeldern. Sie wurde erstmals von Schoeberl *et al.* [1989] für in-situ Messungen von Ozon und  $N_2O$  im antarktischen

schen Polarwirbel verwendet. Die Grundannahme dabei ist, daß die Ozonmischungsverhältnisse mehr oder weniger konstant entlang der PV-Konturen sind.

Die Wahl der äquivalenten PV-Breite statt der potentiellen Vorticity selber hat große Vorteile. So sind die Absolutwerte der potentiellen Vorticity selber stark abhängig von der jeweiligen meteorologischen Situation. Werte der potentiellen Vorticity für verschiedene Situationen sind daher nur schwer miteinander zu vergleichen. Die äquivalente Breite stellt somit eine Art Normierung der PV dar, um unterschiedliche Situationen besser miteinander vergleichen zu können. Darüber hinaus ist sie unabhängig von der Höhe, im Gegensatz zur PV selber, die monoton mit der Höhe ansteigt und erst geeignet transformiert werden muß, um Vergleiche in verschiedenen Höhen durchführen zu können [Lait, 1994]. Außerdem ist die äquivalente Breite direkt auch als geographische Breite interpretierbar, was eine Vorstellung von der Verteilung der Spurenstoffe erleichtert.

Zur Initialisierung der Ozontransportrechnungen wurden die Ozonsondenmessungen auf drei Isentropen, nämlich 400 K, 475 K und 550 K in Abhängigkeit der äquivalenten Breite aufgetragen. Die verwendeten Ozonsonden der einzelnen Stationen sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst, Abb. 6.19 zeigt die geographischen Positionen der einzelnen Stationen. Leider standen mir nur die Ozonsonden der europäischen Stationen zur Verfügung und nicht die der kanadischen Stationen, was insbesondere deswegen etwas ungünstig ist, weil der Polarwirbel im fraglichen Zeitraum in Richtung des kanadischen Sektors der Arktis verrückt war. Somit wurden nur wenige Ozonsondenmessungen innerhalb des Polarwirbels gemacht. In Abb. 6.20 sind die Ozonsondenmessungen im Zeitraum 6. bis 13. März 1995 auf den drei betrachteten Isentropen 400 K, 475 K und 550 K dargestellt. Die Ozonsondenmessungen wurden hierzu über einen Höhenbereich von 3 km gemittelt, um den Einfluß von Ozonlaminae und Datenfehlern zu verringern. Ein Vergleich mit nicht gemittelten Ozonmessungen zeigte, daß dies weder zu einer verringerten Streuung der Meßwerte, noch zu systematisch anderen Werten führt. An die in Abb. 6.20 dargestellten Messungen wurden Legendre-Polynome vom Grade 21 im Sinne der kleinsten Quadrate angepasst. Eine andere Möglichkeit hätte darin bestanden, das Ozonmischungsverhältnis über bestimmte Bereiche der äquivalenten Breite zu mitteln, oder aber eine statistische Interpolation zwischen den Meßwerten durchzuführen [Daley, 1991], siehe auch Sinnhuber [1995, S. 106ff].

Da auf der 400 K Isentrope nördlich einer äquivalenten Breite von 80° keine Messungen vorliegen, wurde das Ozonmischungsverhältnis auf 1.4 ppm am Nordpol extrapoliert. Ebenso gibt es auf der 550 K Isentrope eine recht große Datenlücke zwischen 50° und 65° äquivalenter Breite. Hier wurde zusätzlich ein Wert von 4.5 ppm bei 60° angenommen.

Die Ozonmischungsverhältnisse in Abb. 6.20 zeigen eine recht große Steuung, von ungefähr  $\pm 0.2$  ppm. Dennoch sind deutlich einige grundlegenden Strukturen erkennbar: Auf der 400 K Isentrope steigt das Ozonmischungsverhältnis kontinuierlich nach Norden hin an. Diese Zunahme des Ozonmischungsverhältnisses ist darauf zurückzuführen, daß durch das diabatische Absinken der Luftmassen im und am Rande des Polarwirbels ozonreichere Luft aus größeren Höhen im Laufe des

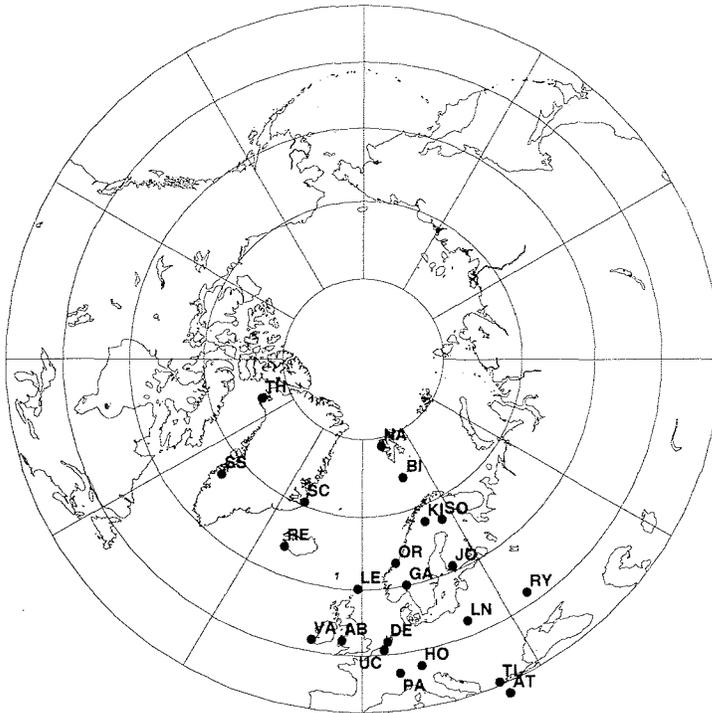


Abb. 6.19. Die Orte der zur Initialisierung des Modelles verwendeten Ozonsondenmessungen.

Winters hinabtransportiert wird. Auch auf der 475 K Isentrope steigt das Ozonmischungsverhältnis bis etwa  $65^\circ$  oder  $70^\circ$  auf etwa 3 ppm an, um dann innerhalb des Polarwirbels wieder auf Werte zwischen 2 und 2.5 ppm abzufallen. Dieses ist eindeutig ein Zeichen für den chemischen Ozonabbau innerhalb des Polarwirbels, der schon vor dem hier betrachteten Zeitraum stattgefunden haben muß. Es ist nicht auszuschließen, daß auch auf der 400 K Isentrope ein Ozonabbau stattgefunden haben kann, dieser hat dann aber jedenfalls noch nicht zu einer Umkehr des Ozongradienten innerhalb des Polarwirbels geführt. Auch auf der 550 K Isentrope ist deutlich eine Abnahme des Ozons innerhalb des Polarwirbels zu erkennen. Es ist auch hier normalerweise – ohne chemischen Ozonabbau – mit einer Zunahme des Ozonmischungsverhältnisses innerhalb des Polarwirbels aufgrund des diabatischen Absinkens zu rechnen.

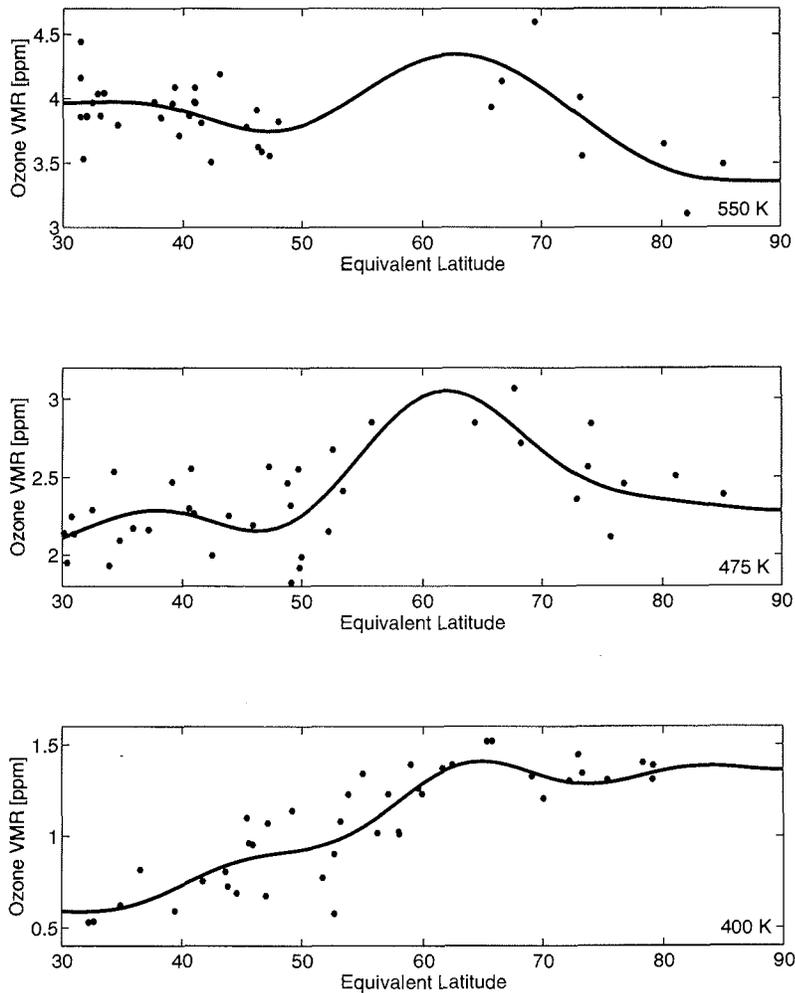
Die Darstellung der Ozonmessungen in  $\theta/\phi_e$ -Koordinaten ist also nicht nur zur Initialisierung gut geeignet, sondern erlaubt auch eine Interpretation der Messungen. So ist es beispielsweise möglich, durch Vergleich des Ozonmischungsverhältnisses in  $\theta/\phi_e$ -Koordinaten zu unterschiedlichen Zeiten, den chemischen Ozonabbau zu identifizieren. Eine Reihe von Studien wurden zu diesem Thema durchgeführt [z.B. Schoeberl *et al.*, 1989, 1990, Lait *et al.*, 1990, Sinnhuber *et al.*, 1995]. Durch das

**Tabelle 6.2.** Liste der zur Initialisierung des Ozontransportmodells verwendeten Ozonsonden.

Ort		Länge	Breite	Anzahl der Sonden
Aberystwyth	AB	4.1°W	52.4°N	1
Athen	AT	23.8° E	37.9°N	1
Bäreninsel	BI	19.0° E	74.3°N	2
De Bilt	DE	5.2° E	52.1°N	2
Gardermoen	GA	11.0° E	60.1°N	1
Hohenpeisenberg	HO	11.0° E	47.5°N	1
Jokioinen	JO	23.5° E	60.8°N	2
Reykjavik	RE	22.6°W	64.0°N	1
Kiruna	KI	21.1° E	67.9°N	2
Legionowo	LN	22.0° E	52.4°N	3
Lerwick	LE	1.2°W	60.1°N	1
Ny-Ålesund	NA	12.0° E	78.9°N	4
Orland	OR	9.2° E	63.4°N	1
Payerne	PA	7.0° E	46.8°N	3
Rylsk	RY	35.0° E	52.0°N	1
Scoresbysund	SC	22.0°W	70.5°N	2
Sodankylä	SO	26.4° E	67.2°N	2
Søndre Strømfjord	SS	50.6°W	67.0°N	2
Thessaloniki	TL	23.0° E	40.6°N	2
Thule	TH	68.8°W	76.5°N	3
Uccle	UC	4.4° E	50.8°N	4
Valentia	VA	10.3°W	51.9°N	3

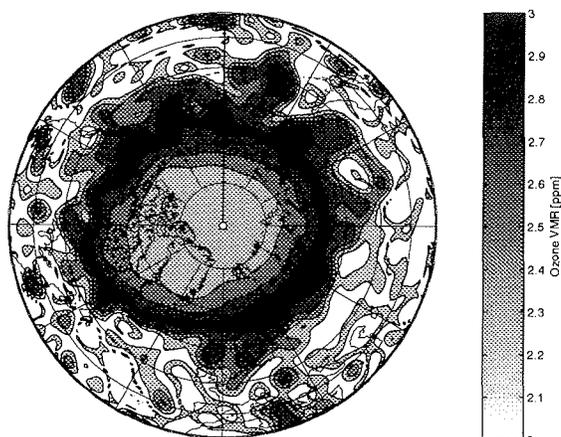
fortlaufende Einfügen von Ozonmessungen in die  $\theta/\phi_e$ -Darstellung kann auch die zeitliche Entwicklung der 3-dimensionalen Ozonverteilung erfaßt werden. Dies stellt sicher den hoffnungsvollsten Weg in Richtung auf eine Datenassimilation von Ozonmessungen dar.

Abb. 6.21 zeigt beispielhaft das rekonstruierte Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope für den 10. März 1995, mit dem die Modellrechnungen initialisiert wurden. Die zugrundeliegende Analyse der potentiellen Vorticity wurde in ihrer Auflösung verringert auf T42, um das 'Rauschen' in den PV-Daten zu verringern. Trotzdem sind vor allem in mittleren Breiten noch eine ganze Reihe von Strukturen im Ozonmischungsverhältnis zu erkennen, die beispielsweise in Messungen mit dem Microwave Limb Sounder (MLS) auf dem UARS-Satelliten aufgrund der geringeren horizontalen Auflösung nicht sichtbar sind [Manney *et al.*, 1995]. Die großräumigen Strukturen stimmen aber ausgezeichnet mit den MLS-Messungen überein [Manney *et al.*, 1995], was ein Zeichen dafür ist, daß Ozon und potentielle Vorticity grundsätzlich gut miteinander korreliert sind. Deutlich erkennbar ist innerhalb des Polarwirbels der Bereich mit stark verringerten Ozonmischungsverhältnissen, das arktische Ozonloch. Es stellt sich nun die Frage, ob die starken Strukturen im Ozonmischungsverhältnis in mittleren Breiten real sind. Ozonsondenmessungen in

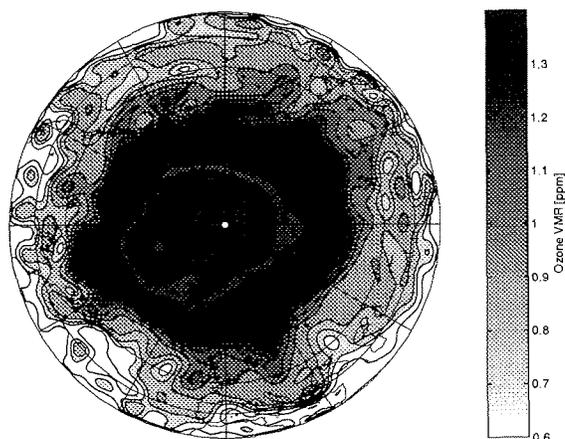


**Abb. 6.20.** Das Ozonmischungsverhältnis aus Ozonsonden zwischen dem 6. und 13. März, aufgetragen gegenüber der äquivalenten Breite auf der 400, 475 und 550 K Isentrope (Punkte). Die durchgezogenen Linien sind an die Messpunkte angepasste Legendre-Polynome und geben die im Modell verwendete Initialisierung wieder.

mittleren Breiten zeigen oftmals auch eine starke Variabilität des Ozonmischungsverhältnisses. Desweiteren haben RDF-Rechnungen (siehe Abschnitt 6.3) gezeigt, daß Ende Februar/Anfang März der Polarwirbel gestört war und Luftmassen vom



**Abb. 6.21.** Das Ozonmischungsverhältnis für den 10. März 1995 auf der 475 K Isentrope, gewonnen aus Rekonstruktion von Ozonsondenmessungen über die äquivalente PV-Breite (siehe Text). Mit dieser Initialisierung wurde das Ozontransportmodell gestartet.



**Abb. 6.22.** Wie in Abb. 6.21, jedoch für die 400 K Isentrope.

äußeren Rand des Polarwirbels in mittlere Breiten transportiert wurden. Es ist somit wahrscheinlich, daß die in Abb. 6.21 zu erkennende Struktur des Ozonmischungsverhältnisses in mittleren Breiten eine Folge dieser vorhergehenden Transporte ist. Die Ozontransportrechnungen selber haben auch ergeben, daß sich fortlaufend ozonreiche Luftmassen vom Rand des Polarwirbels lösen und stark verwirbelt in mittlere Breiten transportiert werden.

In gleicher Weise wie für die 475 K Isentrope in Abb. 6.21 gezeigt, wurde auch auf der 400 K und der 550 K Isentrope das Ozonmischungsverhältnis rekonstruiert. Zwischen diesen drei Isentropen wurde zur Initialisierung des Modells das Ozonmischungsverhältnis linear interpoliert. In Abb. 6.24 sind beispielhaft die Modellinitialisierung mit Ozonsondenprofilen aus Thule (76.5° N) und Gardermoen (60° N)

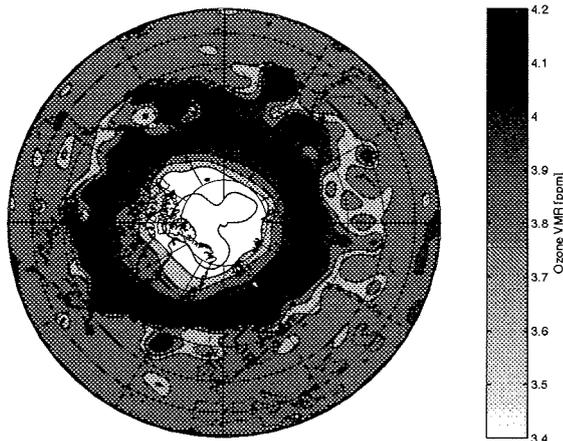


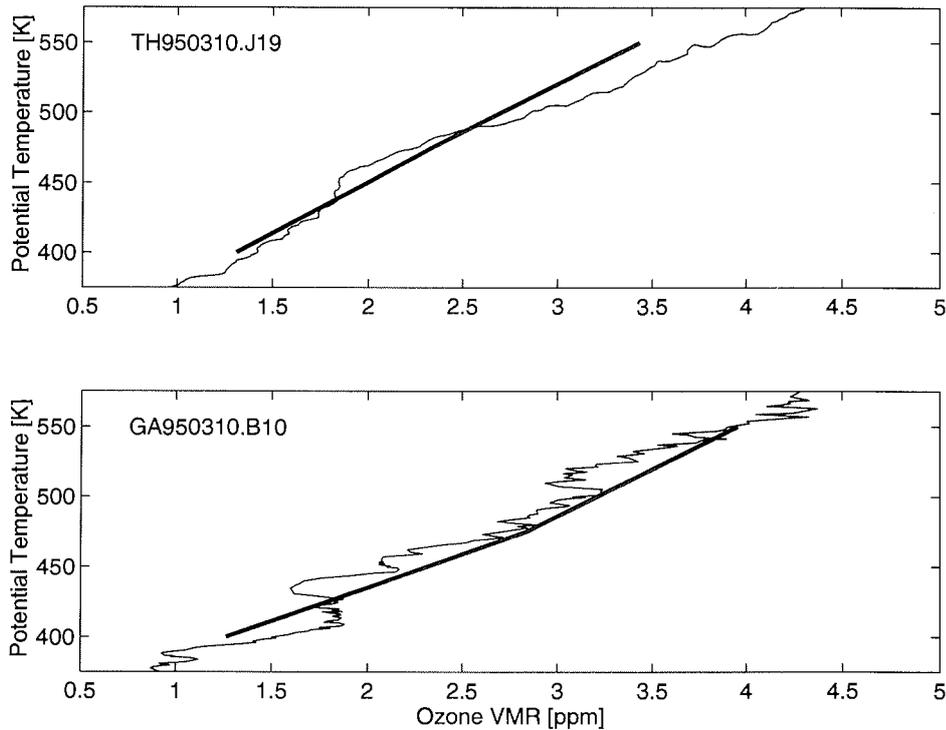
Abb. 6.23. Wie in Abb. 6.21, jedoch für die 550 K Isentrope.

verglichen. Während Thule am 10.03. deutlich innerhalb des Polarwirbels lag, befand sich Gardermoen im äußeren Randbereich des Polarwirbels. Idealerweise wäre es natürlich wünschenswert, daß die rekonstruierten Profile möglichst gut mit den zugrundeliegenden Ozonsondenmessungen übereinstimmen. Wie aber schon die Streuung in Abb. 6.20 zeigt, kann mit einer perfekten Übereinstimmung nicht gerechnet werden.

#### 6.5.6 Ergebnisse der Ozontransportmodellierung

Die Evolution des modellierten Ozons ist in Abb. 6.25 auf der 475 K Isentrope für den 16., 18., 20. und 22. März gezeigt. Deutlich ist zu erkennen, wie ständig ozonreiche Luftmassen vom Rand des Polarwirbels gelöst und in mittlere Breiten transportiert werden. Die ozonarme Luftmasse innerhalb des Polarwirbels ist dagegen gut isoliert; es sind keine irreversiblen Transporte von Luftmassen aus dem Inneren des Polarwirbels in mittlere Breiten zu beobachten. Man kann allerdings erkennen, wie sich der Polarwirbel gewissermaßen aufrollt, und infolgedessen eine Zunge ozonreicher Luft in den Polarwirbel gezogen wird. Abb. 6.26 zeigt dann das Ozonmischungsverhältnis am Ende des Modellaufs für den 23.03. auf der 475 K Isentrope. Das Einmischen ozonreicher Luftmassen in das innere des Polarwirbels ist gut zu erkennen. Von Sibirien, am Nordpol vorbei bis in Baltikum erstreckt sich eine Zunge ozonreicher Luft.

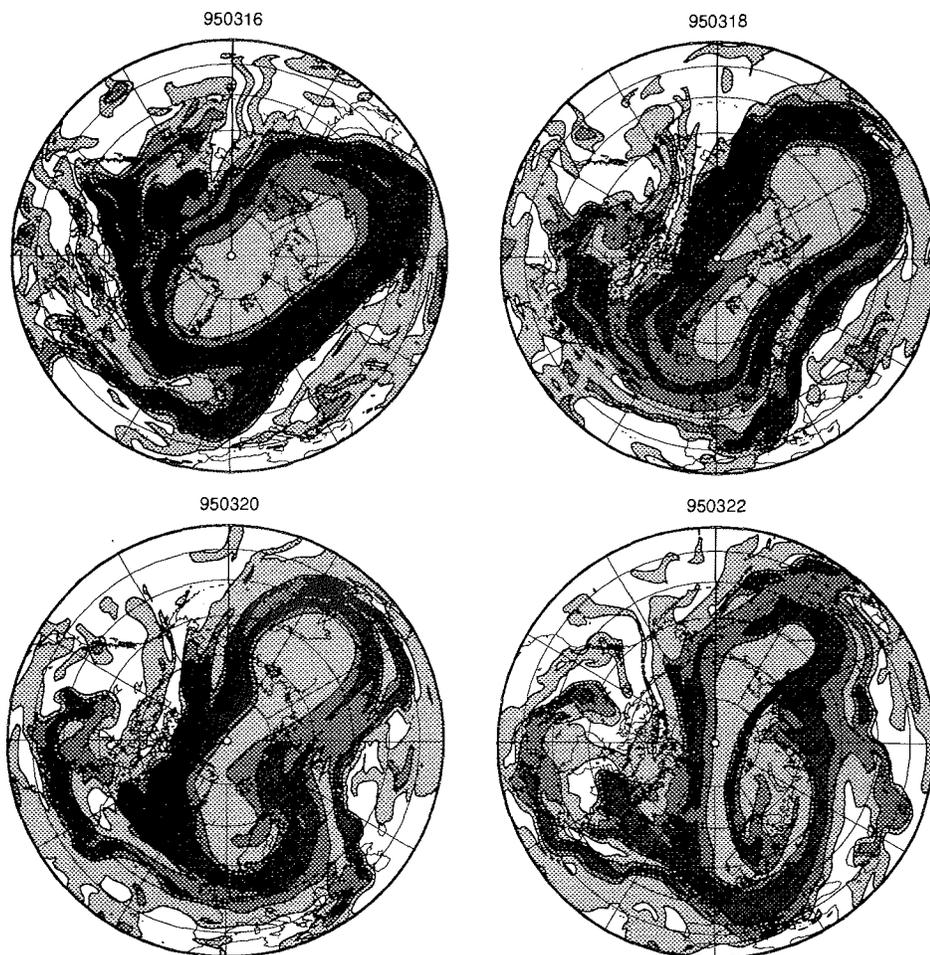
Abb. 6.27 zeigt die Profile des modellierten Ozons für Ny-Ålesund, im Vergleich mit Ozonsonden. Die Übereinstimmung zwischen modelliertem Ozon und den Ozonsondenmessungen ist eher mäßig. Die deutliche Diskrepanz zwischen den Ozonsondenmessungen und dem Modell vor allem im unteren Höhenbereich ist zum großen Teil sicher auch auf den chemischen Ozonabbau zurückzuführen. Die Differenz zwischen dem passiv transportierten Ozon im Modell und den tatsächlichen Messungen sollte rein theoretisch den chemischen Ozonverlust ergeben. Ergebnisse der MATCH-Kampagne zeigen einen Ozonabbau im März 1995 von etwa 1% pro Tag auf der 475 K Isentrope und sogar etwa 2% pro Tag auf der 400 K Isentrope [Rex *et al.*, 1995, Bericht der Europäischen Kommission, 1997]. Dies entspricht einem Ozonver-



**Abb. 6.24.** Vergleich der initialisierten Ozonprofile mit zwei Ozonsondenmessungen. Oben für Thule (76.5° N), unten für Gardermoen (60° N).

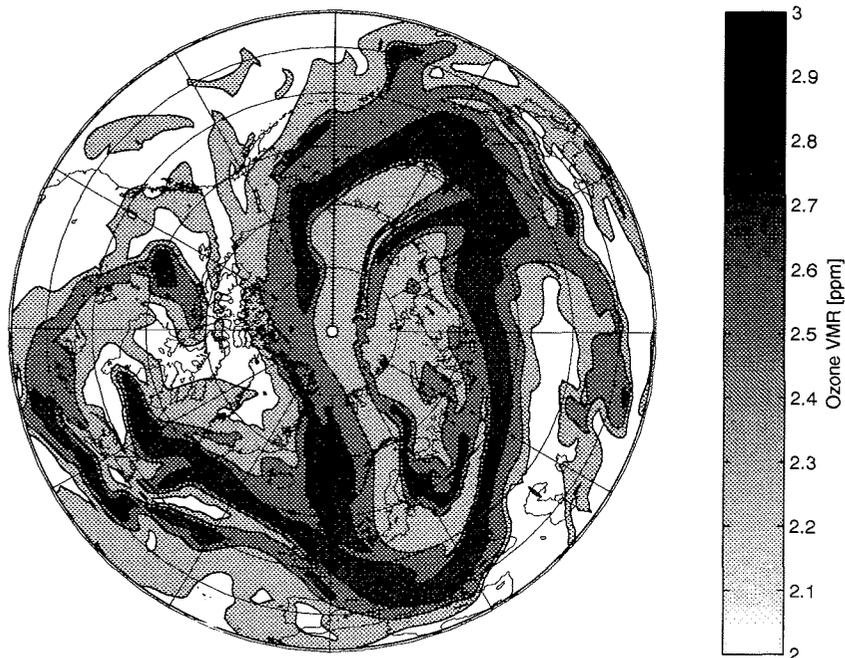
lust von etwa 0.3 ppm innerhalb von 13 Tagen, was in recht guter Übereinstimmung mit der in Abb. 6.27 zu erkennenden Differenz zwischen Modell und Ozonsondenmessungen ist. Andererseits zeigt die deutlich bessere Übereinstimmung zwischen Modell und Ozonsondenmessungen im Bereich zwischen 475 K und 550 K, daß in diesem Höhenbereich – für den hier betrachteten Zeitraum – kein wesentlicher chemischer Ozonabbau stattgefunden haben kann. Dies wird auch durch die Ergebnisse der MATCH-Kampagne bestätigt, die für März 1995 keinen signifikanten Ozonabbau auf der 550 K Isentrope zeigen. Für eine genaue quantitative Bestimmung des chemischen Ozonverlustes muß aber das diabatische Absinken der Luftmassen mit berücksichtigt werden, siehe Kapitel 5.

In der Ozonsonde von Ny-Ålesund vom 22.03. ist in einer Höhe von 450 K ein Ozonfilament deutlich zu erkennen. Dies ist im Modellprofil vom 22.03., 12 Uhr nicht vorhanden. Allerdings zeigt das Modell einige Stunden vorher die Entwicklung eines Filamentes im Ozonprofil. Abb. 6.28 zeigt die vom Modell berechneten Ozonprofile am 21.03. über Ny-Ålesund zwischen Mitternacht und 18 Uhr. Im Höhenbereich zwischen 500 und 520 K bildet sich ein Filament, das dann im folgenden nach unten wandert und sich anschließend auflöst. Auch die Ozonsonde vom 21.03., 18 Uhr (Abb. 6.29) zeigt ein Filament, allerdings bei 450 K, also bei etwas niedrigerer Höhe, als das Modell. Das Filament entspricht der in Abb. 6.26 gut zu erkennenden Zunge



**Abb. 6.25.** Die Evolution des modellierten Ozons auf der 475 K Isentrope. Gezeigt ist der 16., 18., 20. und 22. März (von links oben nach rechts unten). Die Konturintervalle betragen 0.25 ppm, identisch zu Abb. 6.21.

ozonreicher Luft, die in den Polarwirbel gezogen wird. Die vertikale Ausdehnung des in Abb. 6.28 gezeigten Filaments beträgt etwa 25 K, was ungefähr einer Dicke von 1 km entspricht. Reid und Vaughan [1991] haben in ihrer Klimatologie aus Ozonsonden beobachtet, daß die vorherrschende vertikale Ausdehnung der Ozonfilamente im Bereich von 1 bis 1.5 km liegt, siehe auch Orsolini *et al.* [1995]. Das Modell ist also grundsätzlich in der Lage, die Bildung von Filamenten im Ozonprofil zu reproduzieren. Es gibt allerdings auch eine Reihe von Fällen, wo eine konkrete Übereinstimmung zwischen Modell und Ozonsondenmessungen nicht gegeben ist. Dies ist zum Teil auch darauf zurückzuführen, daß in den hier betrachteten Vergleichen die Drift der Ozonsonden während ihres Aufstieges nicht berücksichtigt wurde. Im einzelnen können die Ozonsonden über hundert Kilometer vom Aufstiegsort entfernt gemessen haben. Vor allem ist die Diskrepanz aber sicher auf das Modell selber



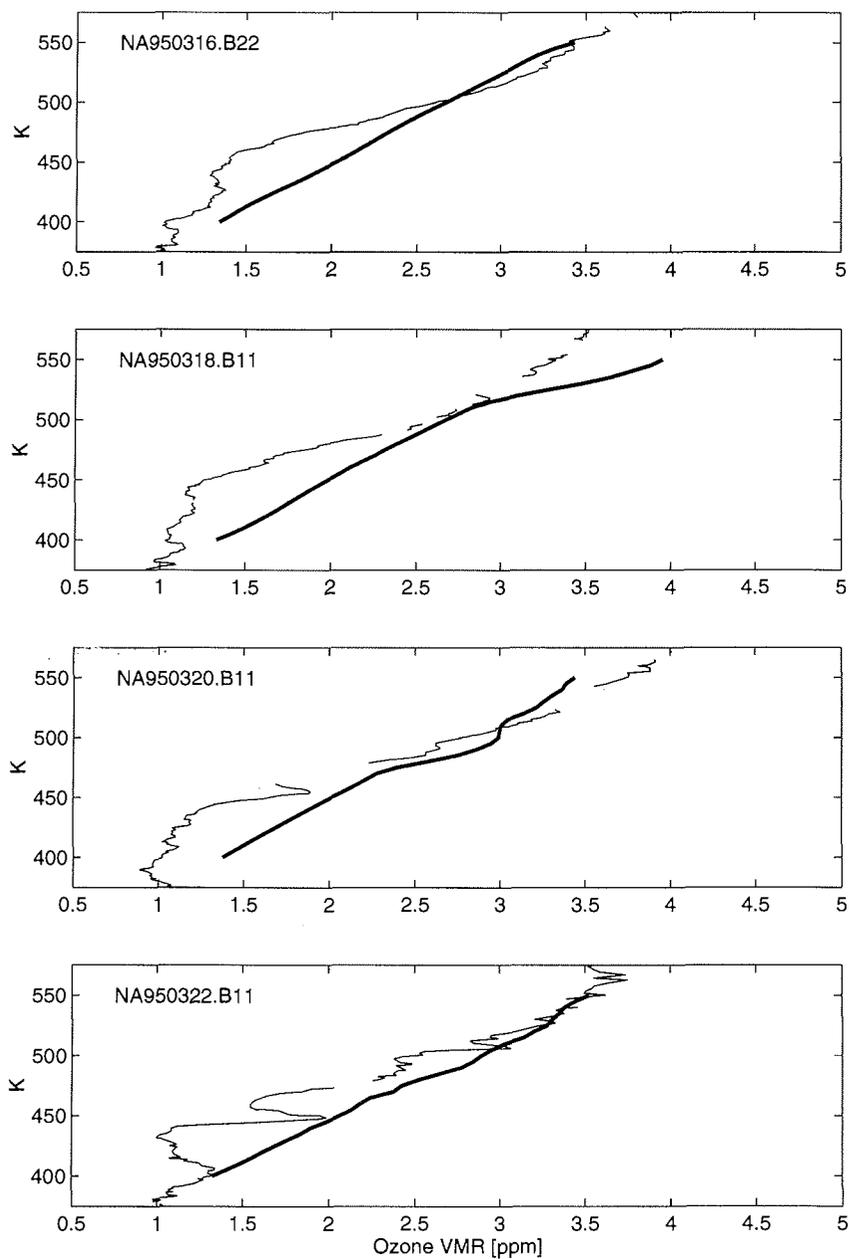
**Abb. 6.26.** Das modellierte Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope für den 23.03., 12 Uhr. Deutlich ist das Einmischen ozonreicher Luft in den Polarwirbel zu erkennen: eine Zunge ozonreicher Luft erstreckt sich von Sibirien am Nordpol vorbei bis ins Baltikum. Gleichzeitig lösen sich ozonreiche Luftmassen vom äußeren Rand des Polarwirbels und werden recht stark verwirbelt in mittlere Breiten transportiert.

zurückzuführen.

Abb.6.30 zeigt einen Schnitt durch das modellierte Ozonmischungsverhältnis für den 21.03., 12 Uhr entlang des Längengrades von Ny-Ålesund (11.25° O). Um die Strukturen besser erkennen zu können wurde der mittlere Anstieg des Ozons mit der Höhe abgezogen. Bei 79° N, der geographischen Breite von Ny-Ålesund, liegt im Bereich von 475 K ein Einschluß ozonreicherer Luft, der nach Süden hin leicht mit der Höhe ansteigt. Dies entspricht der Zunge ozonreicherer Luft, die in Abb. 6.26 zu erkennen ist. Dieser Einschluß ozonreicherer Luft in den Polarwirbel ist in der vertikalen Ausdehnung deutlich lokalisierter, als Filamente, die sich am Rande des Polarwirbels lösen. Schoeberl und Newman [1995] sowie Orsolini *et al.* [1995] haben beobachtet, daß sich Luftmassen, die sich vom Rande des Polarwirbels lösen, über einen teilweise großen Höhenbereich erstrecken, dabei sich aber mit der Höhe neigen. Diese sich neigenden ozonreichen, beziehungsweise ozonarmen Luftmassen werden dann in Ozonsondenmessungen als Filamente beobachtet.

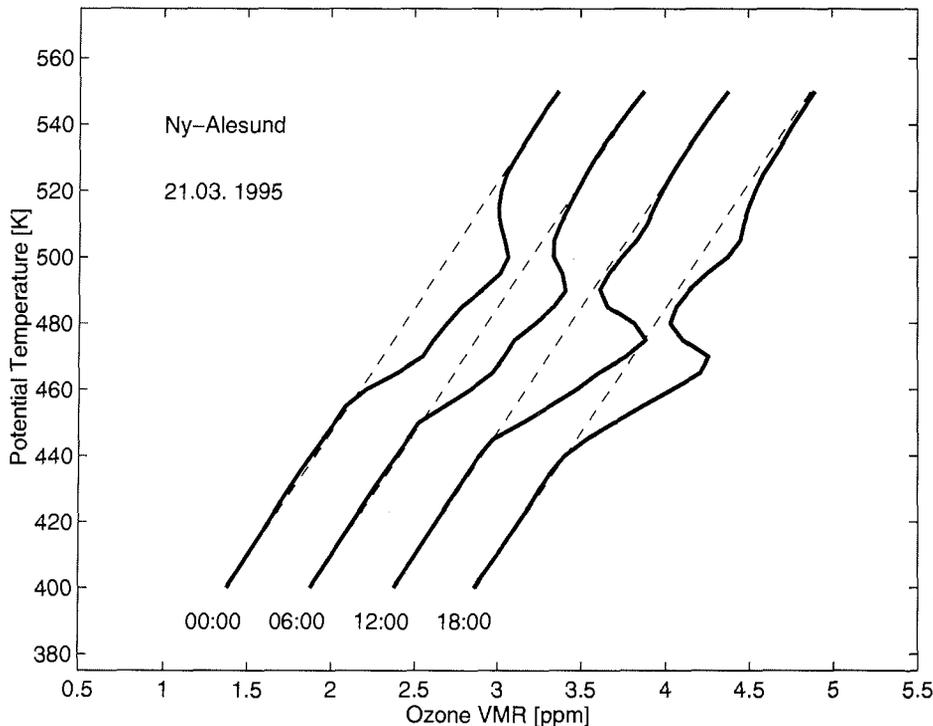
### 6.5.7 Vergleich mit Messungen des RAM in Ny-Ålesund

Das modellierte Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope über Ny-Ålesund ist in Abb. 6.31 (dicke Linie) für den im Modell betrachteten Zeitraum vom 10.03.



**Abb. 6.27.** Vergleich der modellierten Ozonprofile mit Ozonsondenmessungen in Ny-Ålesund für den 16., 18., 20. und 22. März 1995 (von oben nach unten).

bis zum 23.03. dargestellt. Sehr deutlich zu erkennen ist der starke Anstieg am 20./21.03. und die sehr hohe Variabilität des Ozonmischungsverhältnisses in den

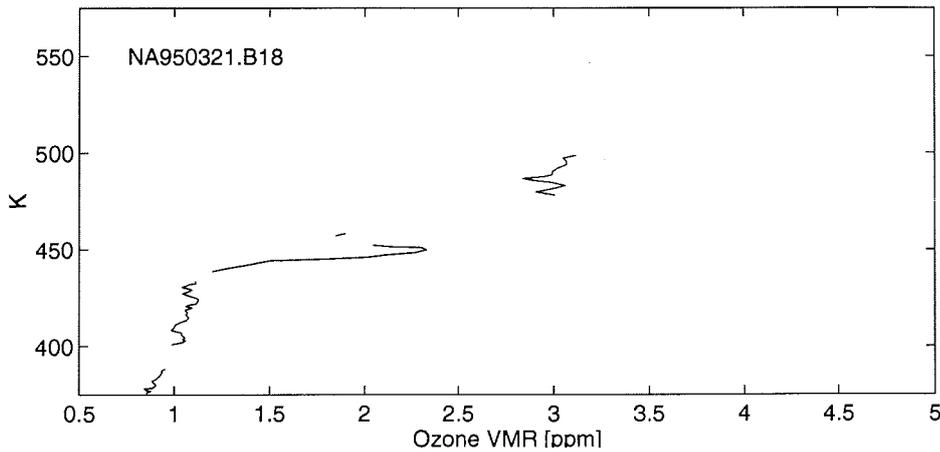


**Abb. 6.28.** Aufeinander folgende Ozonsondenprofile aus der Modellrechnung vom 21.03. zwischen 0 und 18 Uhr für Ny-Ålesund. Die Profile sind zur besseren Übersicht jeweils um 0.5 ppm nach rechts verschoben. Ein Ozonfilament im Höhenbereich zwischen 460 und 520 K ist gut erkennbar. Im Laufe der Zeit wandert das Filament nach unten und löst sich anschließend auf. Die gestrichelten Linien sollen lediglich der besseren Orientierung dienen.

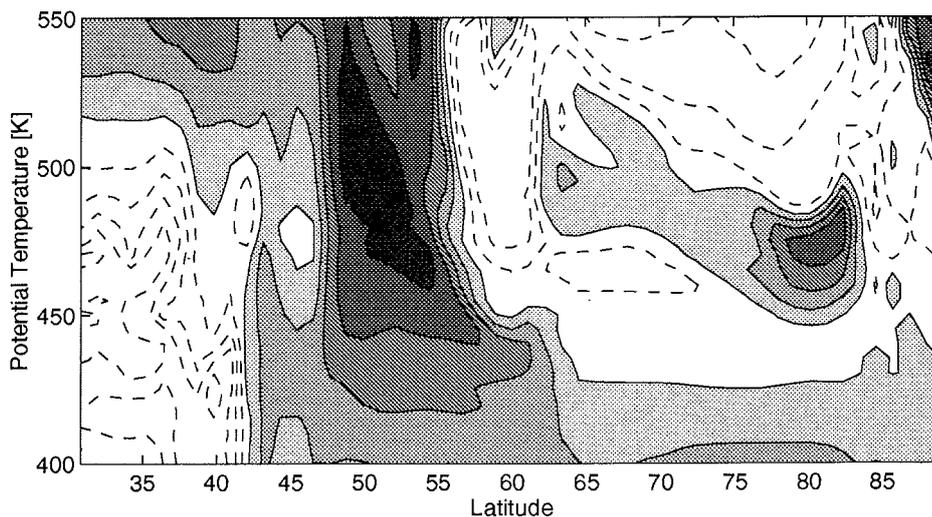
folgenden Tagen.

Zum Vergleich sind in Abb. 6.31 die Messungen des RAM in Ny-Ålesund eingezeichnet (Punkte). Die RAM-Messungen sind gegenüber dem mit Ozonsonden initialisierten Modell systematisch um etwa 0.3 ppm zu hoch. Dies wird auch durch den direkten Vergleich der RAM-Messungen mit Ozonsonden deutlich. Die Diskrepanz zwischen RAM-Messungen und Modell wird im Laufe des betrachteten Zeitraumes geringer, was daran liegt, daß im Modell der chemische Ozonverlust nicht mit berücksichtigt ist. Der steile Anstieg des Ozonmischungsverhältnisses am 22.03. wird prinzipiell vom Modell gut wiedergegeben, allerdings zeigt das Modell den Anstieg schon ein paar Stunden früher, als tatsächlich beobachtet.

Um die reduzierte Höhenauflösung der Mikrowellenmessungen im Vergleich zu berücksichtigen, wurde das Modell über den Höhenbereich von etwa 6 km gemittelt. Dies entspricht grob der Höhenauflösung der RAM-Messungen. Das vertikal gemittelte Modell ist in Abb. 6.31 als dünne Linie eingezeichnet. Der steile Ozonanstieg am 21./22.03. ist bei den gemittelten Modellergebnissen aber nicht mehr vorhanden. Daß die RAM-Messungen trotzdem eine hohe Ozonvariabilität zeigen, läßt darauf



**Abb. 6.29.** Ozonsondenmessung in Ny-Ålesund vom Abend des 21.03. 1995. Obwohl die Sonde leider viele Meßlücken hat, ist dennoch ein Filament in einer Höhe von 450 K zu erkennen.

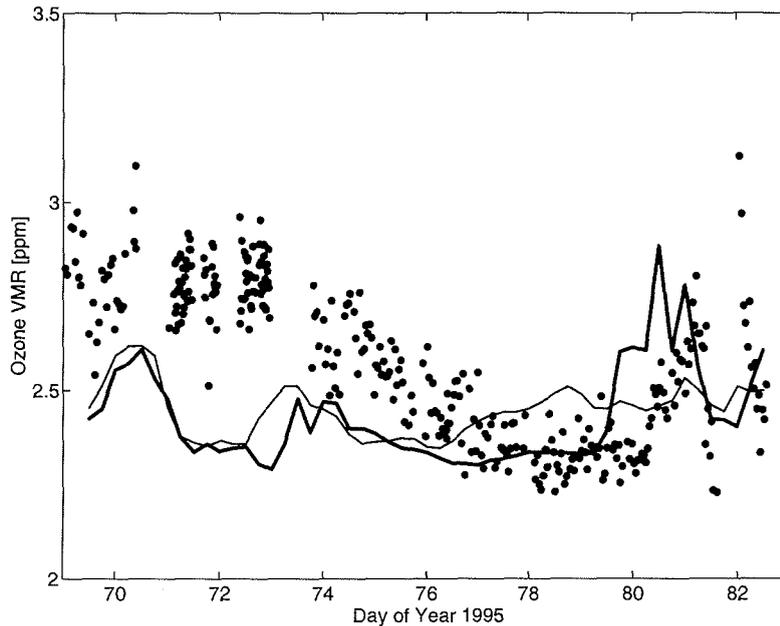


**Abb. 6.30.** Schnitt durch das modellierte Ozonmischungsverhältnis für den 21.03., 12 Uhr, entlang des Längengrades von Ny-Ålesund ( $11.25^\circ \text{O}$ ). Um die Strukturen besser erkennen zu können, wurde ein mittleres Ozonprofil abgezogen. Negative Ozonanomalien sind gestrichelt dargestellt. Das Konturintervall beträgt 0.1 ppm.

schließen, daß die vertikale Ausdehnung des Einschlußes der ozonreichen Luft in Wirklichkeit größer war, als im Modell.

### 6.5.8 Schlußfolgerungen

Die Modellrechnung hat gezeigt, daß die dynamisch bedingte Variabilität des Ozons im Prinzip gut wiedergegeben werden kann. Das Modell ist in der Lage, Filamente



**Abb. 6.31.** Das Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope aus RAM-Messungen in Ny-Ålesund (Punkte). Die dicke Linie stellt das modellierte Ozon auf der 475 K Isentrope dar, die dünne Linie stellt das über einen Höhenbereich von etwa 6 km gemittelte Modell dar, was grob der vertikalen Auflösung der Mikrowellenmessungen entspricht.

im Ozonprofil zu erzeugen, wie auch schon von Orsolini [1995] und Orsolini *et al.* [1997] demonstriert wurde. Es besteht wohl heutzutage kein Zweifel mehr daran, daß solche beobachteten Filamente oder Laminae in den Ozonprofilen durch differentielle Advektion verursacht werden, wobei natürlich in Einzelfällen auch Schwerewellen eine Rolle spielen können.

Es muß aber auch gesagt werden, daß die konkrete Reproduktion von beobachteten Filamenten in Ozonsondenprofilen durch das Modell eher mäßig ist. Diese Beobachtung wurde auch von Manney *et al.* [1998] gemacht, insbesondere für Filamente, die sich innerhalb des Polarwirbels bilden. Die Autoren führen dies darauf zurück, daß innerhalb des Polarwirbels die Korrelation zwischen Ozon und potentieller Vorticity oftmals nur gering ist. Durch eine Initialisierung des Transportmodells mit Ozondaten des Microwave Limb Sounders (MLS) statt über eine Korrelation mit potentieller Vorticity (wie in meiner Arbeit) haben Manney *et al.* [1998] eine deutliche Verbesserung im Hinblick auf die Reproduktion von Ozonfilamenten erreichen können.

## Anhang 6.A Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen

Jedes Feld auf einer Kugel läßt sich ausdrücken durch eine Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen. Für ein skalares Feld  $\psi(\lambda, \phi)$  in Abhängigkeit von der geographischen Länge  $\lambda$  und Breite  $\phi$ , (beziehungsweise  $\mu = \sin \phi$ ) läßt sich dann schreiben [Kiehl *et al.*, 1996]:

$$\psi(\lambda, \mu) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^{N(m)} \psi_n^m P_n^m(\mu) e^{im\lambda}. \quad (6.8)$$

$P_n^m(\mu)$  sind die assoziierten Legendre-Polynome [Press *et al.*, 1992].  $M$  bezeichnet die höchste Fourier-Wellenzahl in zentraler Richtung,  $N(m)$  ist der höchste berücksichtigte Grad des assoziierten Legendre-Polynoms bei der zentralen Wellenzahl  $m$ . Für den Spezialfall, daß  $N(m)$  konstant gewählt wird und außerdem  $N = M$ , spricht man von triangulärer Beschränkung. Es hat sich eingebürgert, die Art der Beschränkung durch einen Buchstaben und nachfolgend die höchste Wellenzahl anzugeben. So bezeichnet beispielsweise T106 eine trianguläre Beschränkung, bei der die höchste berücksichtigte Wellenzahl – und entsprechend auch der höchste Grad der assoziierten Legendre-Polynome – gleich 106 ist.

Die Koeffizienten  $\psi_n^m$  sind nun gegeben durch

$$\psi_n^m = \int_{-1}^1 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\lambda, \mu) e^{-im\lambda} d\lambda P_n^m(\mu) d\mu. \quad (6.9)$$

Das innere Integral in (6.9) stellt eine Fouriertransformation dar,

$$\psi^m(\mu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\lambda, \mu) e^{-im\lambda} d\lambda.$$

Über die Fourierkoeffizienten  $\psi^m(\mu)$  wird dann integriert, wobei das Integral durch Gauss-Quadratur erfolgt:

$$\psi_n^m = \sum_{j=1}^J \psi^m(\mu_j) P_n^m(\mu_j) w_j.$$

Dabei stellen die  $\mu_j$  die Gitterpunkte eines Gaussschen Gitters dar. Sie ergeben sich als die Nullstellen eines Legendrepolynoms. Die  $w_j$  sind die Gaussschen Gewichte

$$w_j = \frac{2(1 - \mu_j^2)}{(JP_{J-1}(\mu_j))^2}.$$

Man beachte, daß die Abstände zwischen den Gitterpunkten in Nord/Süd-Richtung,  $\mu_j$  nicht konstant sind. Liegt das Feld  $\psi(\lambda, \mu)$  ursprünglich nicht auf einem Gaussschen Gitter vor, muß dieses vorher auf die  $\mu_j$  interpoliert werden.

Um eine eindeutige Transformation zu erhalten, muß die Anzahl der Gitterpunkte in Nord/Süd-Richtung  $J$  die Bedingung

$$J \geq (3N + 1)/2$$

erfüllen. Ebenso gilt für die Anzahl der Gitterpunkte in Ost/West-Richtung  $I$ :

$$I \geq 3M + 1.$$

So ergibt sich für eine T106-Auflösung ein Gaußssches Gitter mit  $320 \times 160$  Punkten. Dies entspricht einer Auflösung in Ost/West-Richtung von  $1.125^\circ$ . In Nord/Süd-Richtung sind die Abstände der Gitterpunkte zwar nicht exakt konstant, ergeben aber in etwa auch eine Auflösung von  $1.125^\circ$ . Die Gaußsschen Gewichte  $w_j$  können übrigens interpretiert werden als Flächengewichte:  $2\pi a^2 w_j / I$  ist die einem Gitterpunkt bei Breite  $\mu_j$  entsprechende Fläche (mit  $a$  dem Erdradius).



# 7

## Ozonvariabilität in der mittleren Stratosphäre

Als mittlere Stratosphäre wird der Höhenbereich von etwa 30 bis 40 km bezeichnet. Die mittlere Stratosphäre stellt für die Ozonvariation einen besonderen Bereich da, da hier die atmosphärische Dynamik und die Photochemie des Ozons auf gleichen Zeitskalen ablaufen. Im Gegensatz zur oberen Stratosphäre und zur Mesosphäre, wo die Photochemie so schnell ist, daß sich unabhängig von der Dynamik das Ozon praktisch immer im photochemischen Gleichgewicht befindet, und im Gegensatz zur unteren Stratosphäre, in der die natürliche Photochemie so langsam ist, daß sie über Zeiträume von einigen Tagen oftmals vernachlässigt werden kann, muß in der mittleren Stratosphäre zur Erklärung der beobachteten Ozonvariation die Photochemie der Luftmasse während der letzten paar Tage berücksichtigt werden. Sie hängt dabei vor allem von der solaren Einstrahlung ab, der die Luftmasse während der letzten Tage ausgesetzt war.

Die Dynamik der mittleren Stratosphäre wird in der nördlichen Hemisphäre im Winter vom Polarwirbel beherrscht. Innerhalb des Polarwirbel kommt es zu einem starken Absinken der Luftmassen, so daß relativ schnell sogar mesosphärische Luftmassen bis in die mittlere Stratosphäre transportiert werden können [Fisher und O'Neill, 1993, Manney *et al.*, 1994]. Neben dem Polarwirbel formiert sich in der Regel ein antizyklonischer Wirbel, das sogenannte Aläutenhoch. Wie der Name schon sagt, befindet sich das Aläutenhoch meist im Bereich der Datumsgrenze, kann aber auch um den Polarwirbel herumwandern und zur Störung oder Auflösung des Polarwirbels beitragen [O'Neill, 1998].

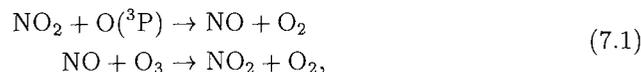
McIntyre und Palmer [1983] zeigten erstmals Karten der potentiellen Vorticity im Bereich der mittleren Stratosphäre, die aus Temperaturmessungen von Satelliten gewonnen wurden. Diese isentropen PV Karten zeigen trotz ihrer relativ schlechten Auflösung deutlich den Polarwirbel und das Brechen planetarer Wellen. Beim Brechen planetarer Wellen werden die PV Konturen so weit deformiert, daß sie sich irreversibel deformieren. Dadurch werden Luftmassen aus dem Polarwirbel heraus in mittlere Breiten transportiert. Leovy *et al.* [1985] zeigen Ozonmessungen mit dem Limb Infrared Monitor of the Stratosphere (LIMS), die zeigen, wie das Ozon in der mittleren Stratosphäre durch das Brechen planetarer Wellen transportiert wird.

Relativ niedrige Ozonmischungsverhältnisse werden dabei im Polarwirbel beobachtet. Die niedrigsten Ozonmischungsverhältnisse wurden Ende Oktober innerhalb des polarzentrierten arktischen Polarwirbels beobachtet. Die Autoren vermuten, daß dieses Ozonminimum photochemisch bedingt ist. Interessanterweise verwenden sie dafür den Ausdruck 'Ozone Hole', zu einer Zeit, als das antarktische Ozonloch noch nicht entdeckt war. Obwohl grundsätzlich eine Korrelation zwischen potentieller Vorticity und Ozonmischungsverhältnis beobachtet wird – niedrige Ozonmischungsverhältnisse innerhalb des Polarwirbels, hohe Mischungsverhältnisse außerhalb des Polarwirbels in mittleren Breiten – zeigt sich im Detail oftmals eine eher geringe Korrelation zwischen PV und Ozonmischungsverhältnis. Manney *et al.* [1995] berichten über Ozonmessungen in der mittleren Stratosphäre mit dem Microwave Limb Sounder (MLS) auf dem UARS Satelliten, die zeigen, wie Luftmassen mit hohen Ozonmischungsverhältnissen aus den Subtropen in hohe Breiten transportiert werden und dort in das Aläutenhoch hineingezogen werden. Im Laufe von ein paar Tagen nimmt das Ozonmischungsverhältnis dieser Luftmassen deutlich ab und sie bilden sogenannte 'Low Ozone Pockets' mit Ozonmischungsverhältnissen vergleichbar denen innerhalb des Polarwirbels. In zwei unlängst erschienen Artikeln zeigen Morris *et al.* [1998] sowie Nair *et al.* [1998], daß diese beobachtete Abnahme des Ozonmischungsverhältnisses auf dem Weg der Luftmasse von den Subtropen in hohe Breiten und die Bildung der 'Low Ozone Pockets' durch die bekannte Photochemie erklärt werden kann. Das Ozonmischungsverhältnis strebt dabei dem lokalen photochemischen Gleichgewicht entgegen. Innerhalb des Aläutenhochs sind die Luftmassen, ähnlich der Situation im Polarwirbel, für längere Zeiträume in hohen Breiten gefangen, so daß sich hier sehr niedrige Ozonmischungsverhältnisse einstellen können.

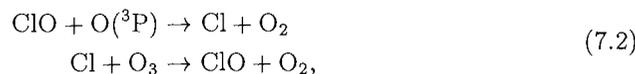
In diesem Kapitel soll nun untersucht werden, ob, und inwieweit die mit dem RAM in Ny-Ålesund beobachtete Ozonvariation in der mittleren Stratosphäre durch die bekannte Photochemie erklärt werden kann.

### 7.1 Chemie des Ozons in der mittleren Stratosphäre

Die Ozonchemie in der mittleren Stratosphäre ist im wesentlichen bestimmt durch katalytische Abbaureaktionen sowie durch die Ozonproduktion aufgrund der  $O_2$ -Photolyse. Eine der wichtigsten Abbaureaktionen stellt der  $NO_x$ -Zyklus dar,

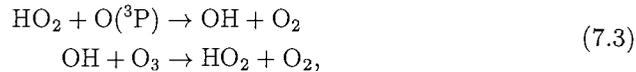


wobei die Reaktion  $NO_2 + O(^3P)$  der ratenbestimmende Schritt ist. Das bedeutet, daß die Rückreaktion  $NO + O_3$  vergleichsweise schnell abläuft, so daß immer wenn ein  $NO$ -Molekül gebildet wurde, dieses praktisch sofort zu  $NO_2$  reagiert, und der katalytische Zyklus so geschlossen wird. Der zweite bedeutende Ozonabbauzyklus in der mittleren Stratosphäre ist der  $ClO_x$ -Zyklus

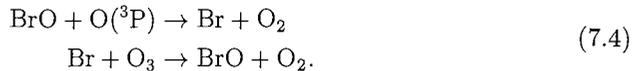


der mit zunehmendem Chlorgehalt der Atmosphäre natürlich noch an Bedeutung gewinnt. Der ratenbestimmende Schritt ist die Reaktion  $ClO + O(^3P)$ . Eher von

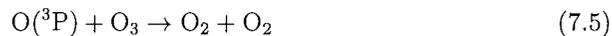
untergeordneter Bedeutung für den Ozonabbau in der mittleren Stratosphäre sind der HOx-Zyklus



wobei der Zyklus (7.3) in der mittleren Stratosphäre schon der effektivste neben einer Reihe von anderen HOx-Zyklen ist, sowie der BrOx-Zyklus

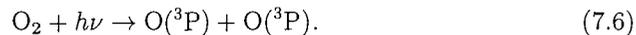


Die Reaktion

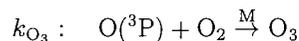


trägt nur zum geringen Teil zum Ozonabbau bei.

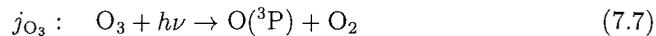
Die Ozonproduktion ist praktisch ausschließlich durch die O<sub>2</sub>-Photolyse gegeben:



Durch die Reaktionen



und



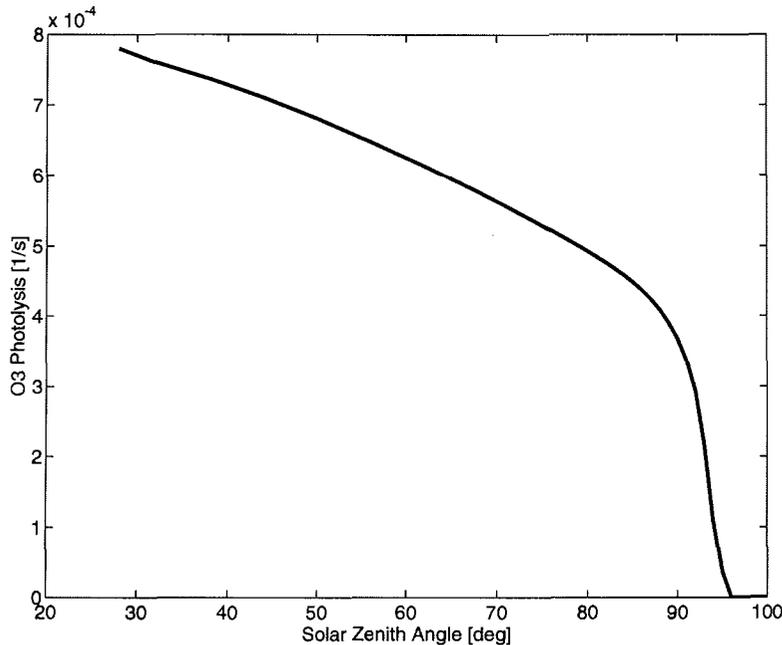
stellt sich zwischen O<sub>3</sub> und O(<sup>3</sup>P) sehr schnell ein photochemisches Gleichgewicht ein. Das Verhältnis von O(<sup>3</sup>P) zu O<sub>3</sub> ist dabei näherungsweise gegeben durch [Brasseur und Solomon, 1985]

$$\frac{[\text{O}({}^3\text{P})]}{[\text{O}_3]} \approx \frac{j_{\text{O}_3}}{k_{\text{O}_3}[\text{O}_2][\text{M}]}$$

Es erweist sich daher als praktisch, die Ox-Familie als Summe des ungradzahligen Sauerstoffs – im wesentlichen also die Summe aus O<sub>3</sub> und O(<sup>3</sup>P) – zu betrachten. Nur Reaktionen, die die Anzahl des ungradzahligen Sauerstoffs ändern, führen zu einer netto Ozonänderung.

Die katalytischen Abbaureaktionen (7.1) bis (7.4) können alle nur bei Vorhandensein von atomarem Sauerstoff ablaufen. In der Dunkelheit reagiert O(<sup>3</sup>P) aber sehr schnell zu Ozon, da die Rückreaktion über die Ozonphotolyse (7.7) nicht stattfinden kann, so daß im Dunkeln praktisch kein atomarer Sauerstoff vorliegt. Darüberhinaus liegen Chlor und Brom in Abwesenheit von Sonnenlicht in nichtreaktiver Form vor, im wesentlichen als Chlornitrat ClONO<sub>2</sub> beziehungsweise Bromnitrat BrONO<sub>2</sub>. Es ist also nicht nur die Ozonproduktion auf Sonnenlicht angewiesen, sondern auch alle katalytischen Abbaureaktionen benötigen Sonnenlicht. In der Dunkelheit gibt es keine wesentlichen chemischen Ozonänderungen.

Die Reaktionsraten der Photolysereaktionen hängen natürlich wesentlich von der Intensität der solaren Strahlung ab. Zur Berechnung der Photolyseraten müssen daher wellenlängenabhängige Strahlungstransferrechnungen durchgeführt werden. Die Photolysefrequenz  $J$  ist dabei die Rate für eine Photolysereaktion erster Ordnung. So ist beispielsweise für die Reaktion  $\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{O}$  die Änderung der O<sub>2</sub>-Konzentration gegeben durch  $d[\text{O}_2]/dt = J_{\text{O}_2} \cdot [\text{O}_2]$ . Die Photolysefrequenz wird



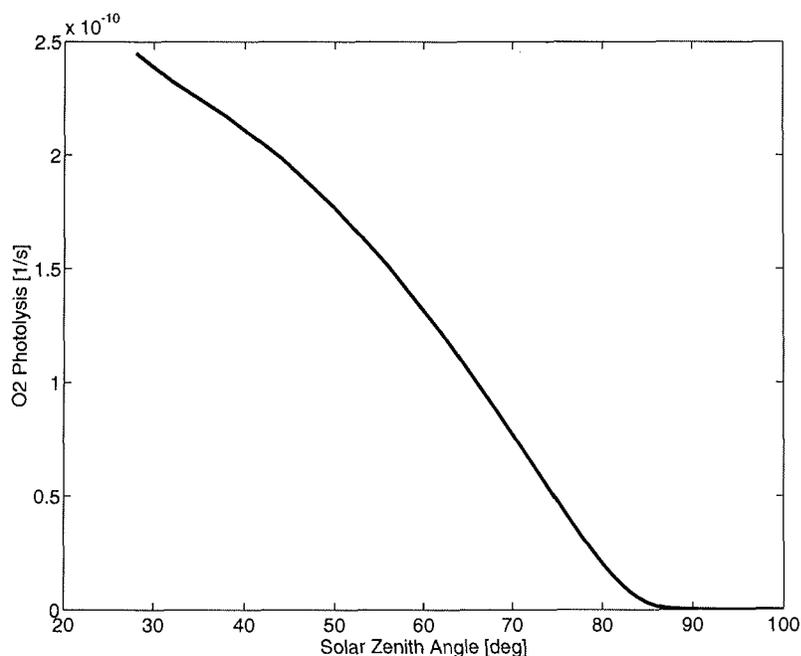
**Abb. 7.1.** Berechnete Ozonphotolyserate (in 1/Sekunde) gegenüber dem Sonnenzenitwinkel für eine angenommene Höhe von 33 km. Zur Berechnung wurde ein mittleres Ozonprofil aus RAM-Messungen vom März 1997 verwendet.

angegeben in 1/Sekunde. Die Photolyserate  $j$  hingegen ist die Änderung der photolytierten Spezies:  $j_{\text{O}_2} = d[\text{O}_2]/dt$  [Blindauer *et al.*, 1996]. Oftmals wird in der Literatur allerdings nicht begrifflich unterschieden zwischen Photolyserate und -frequenz.

Die Photolysefrequenz  $J$  in der Höhe  $z$  ist gegeben durch

$$J(z) = \int \sigma(\lambda, T(z)) \cdot \phi(\lambda, T(z)) \cdot \Phi(\lambda, z) d\lambda.$$

Dabei bezeichnet  $\sigma(\lambda, T)$  den wellenlängen- und temperaturabhängigen Absorptionsquerschnitt der betrachteten Spezies,  $\phi$  die ebenfalls wellenlängen- und temperaturabhängigen Quanteneffizienz und  $\Phi(\lambda, z)$  den aktinischen Fluß bei der Wellenlänge  $\lambda$  in der Höhe  $z$ . Der aktinische Fluß, ein Maß für die solare Einstrahlung, ist dabei vor allem abhängig von der Absorption durch Sauerstoff und Ozon entlang des Lichtweges bis zur Höhe  $z$ . In Abb. 7.1 und 7.2 sind die Photolysefrequenzen für die Reaktionen  $\text{O}_3 + h\nu \rightarrow \text{O}(^3\text{P}) + \text{O}_2$  beziehungsweise  $\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O}(^3\text{P}) + \text{O}(^3\text{P})$  für eine Höhe von 33 km in Abhängigkeit des Sonnenzenitwinkels dargestellt. Zur Berechnung der Photolyseraten wurde das am Institut für Umweltp Physik entwickelte PhotoGT-Modell verwendet [Blindauer *et al.*, 1996]. PhotoGT selber beruht auf dem Strahlungstransfermodell GOMETRAN [Rozanov *et al.*, 1997]. Als Ozonprofil wurde ein Monatsmittel der RAM-Messungen vom März 1997 verwendet, typisch

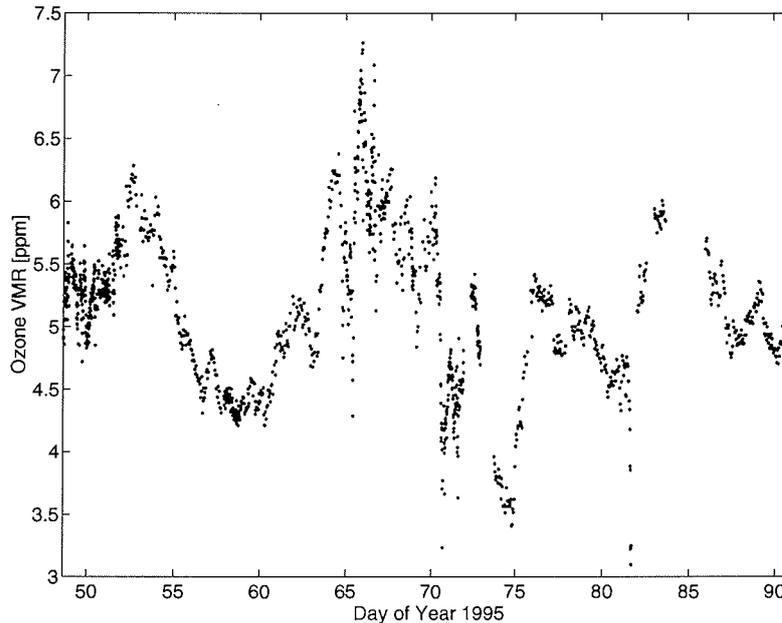


**Abb. 7.2.** Berechnete O<sub>2</sub>-Photolyserate (in 1/Sekunde) gegenüber dem Sonnenzenitwinkel für eine angenommene Höhe von 33 km. Zur Berechnung wurde ein mittleres Ozonprofil aus RAM-Messungen vom März 1997 verwendet.

für die Situation im Winter und Frühjahr im Polarwirbel. Wie in Abb.7.1 zu sehen ist, steigt die Ozonphotolyserate gleich nach Sonnenaufgang – bei einer Höhe von 33 km bei einem Sonnenzenitwinkel von etwa 96° – schnell an, um dann mit steigender Sonne (abnehmenden Zenitwinkeln) nur noch langsam zuzunehmen. Im Gegensatz dazu findet eine nennenswerte O<sub>2</sub>-Photolyse erst bei Sonnenzenitwinkeln kleiner etwa 85° statt, um dann relativ gleichförmig mit abnehmendem Zenitwinkel anzusteigen. Es existiert also ein Bereich zwischen Sonnenaufgang und einem Sonnenzenitwinkel von etwa 85°, in dem aufgrund der Ozonphotolyse Ozonabbau durch die katalytischen Reaktionen möglich ist, eine nennenswerte Ozonproduktion aber nicht stattfindet. Bei niedrigem Sonnenstand ist also mit einem Netto-Ozonverlust zu rechnen.

## 7.2 Ozonmessungen im Winter 1994/95

Die Messungen mit dem RAM in Ny-Ålesund im Winter 1994/95 zeigen eine starke Variabilität in der mittleren Stratosphäre. In Abb.7.3 ist das Ozonmischungsverhältnis, interpoliert auf die 1000 K Isentrope, entsprechend einer Höhe von etwa 33 km, von Mitte Februar bis Ende März 1995 dargestellt. Das gemessene Ozonmischungsverhältnis variiert im betrachteten Zeitraum zwischen weniger als 4 ppm und mehr als 7 ppm. Außergewöhnlich niedrige Ozonmischungsverhältnisse von et-

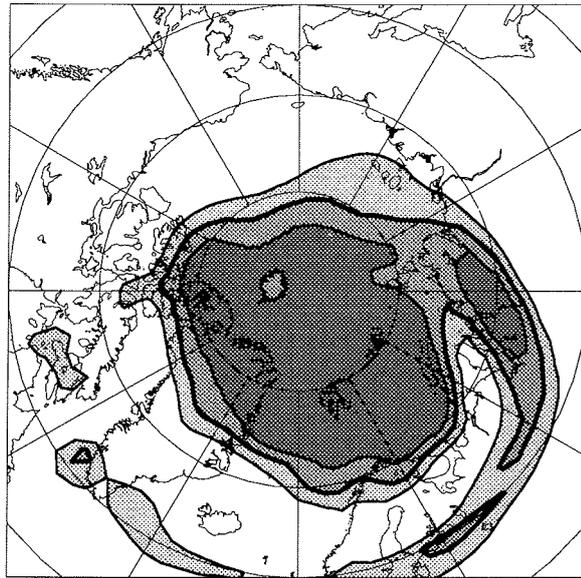


**Abb. 7.3.** Ozonmischungsverhältnis im Februar und März 1995 aus Millimeterwellen-Messungen in Ny-Ålesund, interpoliert auf die 1000 K Isentrope, entsprechend einer Höhe von etwa 33 km.

wa 3.5 ppm wurden um den 15. März herum beobachtet. Innerhalb weniger Tage, teilweise sogar Stunden, schwankt das Ozonmischungsverhältnis um bis zu einem Faktor zwei.

Der Polarwirbel war im März 1995 recht instabil. Abb.7.4 zeigt die potentielle Vorticity am 28. Februar 1995 auf der 1000 K Isentrope, berechnet aus UKMO Analysen. Bereiche innerhalb des Polarwirbels sind schraffiert. Der Polarwirbel lag an diesem Tag mehr oder weniger polarzentriert, Ny-Ålesund war klar innerhalb des Polarwirbels. Deutlich sichtbar ist das Brechen einer planetaren Welle zu erkennen: Luftmassen mit hoher potentieller Vorticity werden in Form einer langgestreckten Zunge aus dem Polarwirbel in mittlere Breiten transportiert. In den ersten Tagen des März wanderte der Polarwirbel in Richtung Kanada, so daß Ny-Ålesund um den 7. März außerhalb des Polarwirbels lag. Anschließend zog der Polarwirbel wieder über Ny-Ålesund, die Messungen der besonders niedrigen Ozonmischungsverhältnisse am 14. und 15. März wurden wieder klar innerhalb des Polarwirbels gemacht. Zu dieser Zeit war der Polarwirbel bereits recht stark gestört. In der zweiten Märzhälfte begann das Auflösen des Polarwirbels.

Die Messungen der hohen Ozonmischungsverhältnisse um den 7. und 25. März herum fanden klar außerhalb des Polarwirbels statt. Messungen innerhalb des Polarwirbels zeigen deutlich niedrigere Ozonmischungsverhältnisse. Darüber hinaus ist allerdings keine deutliche Korrelation zwischen potentieller Vorticity und beobach-



**Abb. 7.4.** Karte der potentiellen Vorticity auf der 1000 K Isentrope für den 28.02. 1995. Berechnet aus UKMO Analysen. Bereiche innerhalb des Polarwirbels sind schattiert. Deutlich erkennbar das Brechen einer planetaren Welle: Luftmassen hoher potentieller Vorticity werden in Form einer langgestreckten Zunge in mittlere Breiten transportiert.

tem Ozonmischungsverhältnis erkennbar.

### 7.3 Modellierung der beobachteten Ozonvariabilität

Es stellt sich nun die Frage, ob die Ozonvariationen in der mittleren Stratosphäre, wie sie vom RAM gemessen wurden, alleine durch die bekannte Photochemie erklärt werden können. Dazu wurde der Weg der Luftmassen während der letzten 15 Tage, bevor sie über Ny-Ålesund beobachtet wurden anhand von Trajektorienrechnungen zurückverfolgt und entlang dieser Trajektorien die Photochemie innerhalb des bewegten Luftpaketes berechnet. Um direkt den Einfluß der Photochemie entlang der Trajektorien zu zeigen, wurden alle Trajektorienläufe mit der selben Ozonkonzentration initialisiert. Somit hängt die modellierte Ozonkonzentration am Ende des Modellaufs nur von der Photochemie der letzten 15 Tage ab. Transporte im gewöhnlichen Sinne werden dabei also nicht betrachtet.

Die Trajektorien wurden mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Trajektorienmodell berechnet. Dabei wurden Windfelder der Analysen des *United Kingdom Meteorological Office* (UKMO) [Swinbank and O'Neill, 1994], die auf die 1000 K

**Tabelle 7.1.** Die im Modell berücksichtigten chemischen Spezies. MeOO bezeichnet den Methylrest CH<sub>3</sub>OO.

---

Berechnet:
O( <sup>3</sup> P), O( <sup>1</sup> D), O <sub>3</sub> , H <sub>2</sub> O, OH, H <sub>2</sub> , HO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub> , CO, NO <sub>2</sub> , NO, NO <sub>3</sub> , N <sub>2</sub> O <sub>5</sub> , HO <sub>2</sub> NO <sub>2</sub> , HONO <sub>2</sub> , CH <sub>2</sub> O, MeOO, MeOOH, Cl, Cl <sub>2</sub> , ClO, Cl <sub>2</sub> O <sub>2</sub> , OCIO, HOCl, ClNO <sub>2</sub> , ClONO <sub>2</sub> , HCl, H, N, Br, BrO, HBr, BrCl, BrONO <sub>2</sub> , MeOH, MeOONO <sub>2</sub> , MeO, HCO, ClOO, CH <sub>3</sub> , HOBr
Konstant:
O <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> O, H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>

---

Isentrope interpoliert wurden, verwendet. Druck und Temperatur entlang der Trajektorie wurden ebenfalls aus den UKMO Analysen durch Interpolation gewonnen. Alle Trajektorien wurden ausschließlich adiabatisch berechnet, die Trajektorienrechnungen also auf festen Isentropen durchgeführt.

Als Chemiemodell wurde das am Institut für Umwelphysik entwickelte Bremen Atmospheric Photochemical Modell (BRAPHO) verwendet. Die im Modell verwendeten Photolyseraten wurden mit dem PhotoGT Modell berechnet. Dazu wurde die Absorption von Sauerstoff und Ozon berücksichtigt. Als Ozonprofil wurde das Monatsmittel vom März 1997 aus RAM-Messungen in Ny-Ålesund verwendet, typisch für die Situation im Spätwinter innerhalb des Polarwirbels. Als Temperatur- und Druckprofil ging das Monatsmittel für März 1997 aus UKMO Analysen ein. Die Photolyseraten wurden einmal vor den Modellläufen berechnet und als Tabelle in Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel und der Höhe gespeichert. Während der Modellläufe wurden die Photolyseraten dann vom BRAPHO-Modell durch Interpolation innerhalb der Tabelle gewonnen. Alle Photolyseraten wurden also mit dem selben Ozonprofil berechnet, es gibt keine Rückkopplung der Ozonchemie auf den Strahlungstransfer und damit auf die Photolyseraten.

Insgesamt 47 chemische Spezies wurden in den hier gezeigten Modellrechnungen berücksichtigt. Sie sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Die berücksichtigten Reaktionen zwischen den Spezies sind in den Tabellen 7.2 bis 7.4 aufgelistet. Insgesamt wurden 77 bi- und 13 trimolekulare Gasphasen Reaktionen sowie 28 Photolysereaktionen berücksichtigt. Heterogene Reaktionen wurden nicht berücksichtigt. Die Reaktionsraten und Absorptionsquerschnitte entstammen der jüngsten JPL Empfehlung [DeMore *et al.*, 1997].

Wie schon erwähnt, wurden alle Modellläufe mit der gleichen Ozon- und Spurenstoffkonzentration initialisiert. Die Ozoninitialisierung wurde mit 5.5 ppm vorgenommen, was in etwa dem Mittel der Messungen entspricht. Da über die Konzentrationen der anderen chemischen Substanzen keine Messungen vorliegen, können hier nur Annahmen über ihre Konzentration gemacht werden. Um einerseits repräsentative Werte zu erhalten und zum anderen die Spurenstoffe möglichst konsistent zu initialisieren, wurden für die hier gezeigten Läufe die Spurenstoffe aus dem SLIMCAT Modell entnommen. Sie entsprechen Werten innerhalb des Polarwirbels Ende Februar 1997, siehe Tabelle 7.5.

**Tabelle 7.2.** Die im Modell berücksichtigten bimolekularen Reaktionen.

$k_{b1}$ :	$O(^3P)$	+	$O_3$	$\rightarrow$	$O_2$	+	$O_2$
$k_{b2}$ :	$O(^1D)$	+	$O_2$	$\rightarrow$	$O(^3P)$	+	$O_2$
$k_{b3}$ :	$O(^1D)$	+	$H_2$	$\rightarrow$	$OH$	+	$H$
$k_{b4}$ :	$O(^1D)$	+	$H_2O$	$\rightarrow$	$OH$	+	$OH$
$k_{b5}$ :	$O(^1D)$	+	$N_2$	$\rightarrow$	$O(^3P)$	+	$N_2$
$k_{b6}$ :	$O(^1D)$	+	$N_2O$	$\rightarrow$	$N_2$	+	$O_2$
$k_{b7}$ :	$O(^1D)$	+	$N_2O$	$\rightarrow$	$NO$	+	$NO$
$k_{b81}$ :	$O(^3P)$	+	$OH$	$\rightarrow$	$O_2$	+	$H$
$k_{b9}$ :	$O(^3P)$	+	$HO_2$	$\rightarrow$	$OH$	+	$O_2$
$k_{b10}$ :	$O(^3P)$	+	$H_2O_2$	$\rightarrow$	$OH$	+	$HO_2$
$k_{b11}$ :	$H$	+	$O_3$	$\rightarrow$	$OH$	+	$O_2$
$k_{b12}$ :	$OH$	+	$O_3$	$\rightarrow$	$HO_2$	+	$O_2$
$k_{b13}$ :	$OH$	+	$H_2$	$\rightarrow$	$H_2O$	+	$H$
$k_{b14}$ :	$OH$	+	$OH$	$\rightarrow$	$H_2O$	+	$O(^3P)$
$k_{b15}$ :	$OH$	+	$HO_2$	$\rightarrow$	$H_2O$	+	$O_2$
$k_{b16}$ :	$OH$	+	$H_2O_2$	$\rightarrow$	$H_2O$	+	$HO_2$
$k_{b17}$ :	$HO_2$	+	$HO_2$	$\rightarrow$	$H_2O_2$	+	$O_2$
$k_{b18}$ :	$O(^3P)$	+	$NO_2$	$\rightarrow$	$NO$	+	$O_2$
$k_{b19}$ :	$OH$	+	$HONO_2$	$\rightarrow$	$H_2O$	+	$NO_3$
$k_{b20}$ :	$HO_2$	+	$NO$	$\rightarrow$	$NO_2$	+	$OH$
$k_{b21}$ :	$N$	+	$O_2$	$\rightarrow$	$NO$	+	$O(^3P)$
$k_{b22}$ :	$N$	+	$NO$	$\rightarrow$	$N_2$	+	$O(^3P)$
$k_{b23}$ :	$N$	+	$NO_2$	$\rightarrow$	$N_2O$	+	$O(^3P)$
$k_{b24}$ :	$NO$	+	$O_3$	$\rightarrow$	$NO_2$	+	$O_2$
$k_{b25}$ :	$NO$	+	$NO_3$	$\rightarrow$	$NO_2$	+	$NO_2$
$k_{b26}$ :	$NO_2$	+	$O_3$	$\rightarrow$	$NO_3$	+	$O_2$
$k_{b27}$ :	$OH$	+	$CH_4$	$\rightarrow$	$MeOO$	+	$H_2O$
$k_{b28}$ :	$HO_2$	+	$MeOO$	$\rightarrow$	$MeOOH$	+	$O_2$
$k_{b29}$ :	$HCO$	+	$O_2$	$\rightarrow$	$CO$	+	$HO_2$
$k_{b30}$ :	$O(^3P)$	+	$ClO$	$\rightarrow$	$Cl$	+	$O_2$
$k_{b31}$ :	$O(^3P)$	+	$HOCl$	$\rightarrow$	$OH$	+	$ClO$
$k_{b32}$ :	$OH$	+	$Cl_2$	$\rightarrow$	$HOCl$	+	$Cl$
$k_{b33}$ :	$OH$	+	$ClO$	$\rightarrow$	$HO_2$	+	$Cl$
$k_{b34}$ :	$OH$	+	$HCl$	$\rightarrow$	$H_2O$	+	$Cl$
$k_{b35}$ :	$OH$	+	$HOCl$	$\rightarrow$	$H_2$	+	$ClO$
$k_{b36}$ :	$HO_2$	+	$Cl$	$\rightarrow$	$HCl$	+	$O_2$
$k_{b37}$ :	$HO_2$	+	$ClO$	$\rightarrow$	$OH$	+	$ClO$
$k_{b38}$ :	$HO_2$	+	$ClO$	$\rightarrow$	$HOCl$	+	$O_2$
$k_{b39}$ :	$Cl$	+	$O_3$	$\rightarrow$	$ClO$	+	$O_2$

Als Beispiel seien hier die Modellläufe vom 10. und 14. März 1995 gezeigt. Abb. 7.5 zeigt die 15-Tage Rückwärtstrajektorien für die Luftmassen, die am 10. März (Abb. 7.5a) beziehungsweise am 14.03. 1995 (Abb. 7.5b) über Ny-Ålesund be-

Tabelle 7.2. (Fortsetzung)

$k_{b40}$ :	Cl	+	H <sub>2</sub>	→	HCl	+	H		
$k_{b41}$ :	Cl	+	CH <sub>4</sub>	→	HCl	+	MeOO		
$k_{b42}$ :	Cl	+	OCIO	→	ClO	+	ClO		
$k_{b43}$ :	ClO	+	NO	→	NO <sub>2</sub>	+	Cl		
$k_{b44}$ :	O( <sup>3</sup> P)	+	BrO	→	Br	+	O <sub>2</sub>		
$k_{b45}$ :	OH	+	HBr	→	H <sub>2</sub> O	+	Br		
$k_{b46}$ :	HO <sub>2</sub>	+	Br	→	HBr	+	O <sub>2</sub>		
$k_{b47}$ :	Br	+	O <sub>3</sub>	→	BrO	+	O <sub>2</sub>		
$k_{b48}$ :	BrO	+	NO	→	NO <sub>2</sub>	+	Br		
$k_{b49}$ :	BrO	+	ClO	→	Br	+	OCIO		
$k_{b50}$ :	BrO	+	ClO	→	Br	+	Cl	+	O <sub>2</sub>
$k_{b51}$ :	BrO	+	ClO	→	BrCl	+	O <sub>2</sub>		
$k_{b52}$ :	BrO	+	BrO	→	Br	+	Br	+	O <sub>2</sub>
$k_{b53}$ :	O( <sup>1</sup> D)	+	CH <sub>4</sub>	→	OH	+	MeOO		
$k_{b54}$ :	HO <sub>2</sub>	+	O <sub>3</sub>	→	OH	+	O <sub>2</sub>	+	O <sub>2</sub>
$k_{b55}$ :	OH	+	CO	→	CO <sub>2</sub>	+	H		
$k_{b56}$ :	H	+	NO <sub>3</sub>	→	HO <sub>2</sub>	+	NO <sub>2</sub>		
$k_{b57}$ :	HO <sub>2</sub>	+	NO <sub>3</sub>	→	OH	+	NO <sub>2</sub>	+	O <sub>2</sub>
$k_{b58}$ :	Cl	+	Cl <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	→	Cl <sub>2</sub>	+	Cl	+	O <sub>2</sub>
$k_{b59}$ :	Cl	+	HOCl	→	Cl <sub>2</sub>	+	OH		
$k_{b60}$ :	Cl	+	ClONO <sub>2</sub>	→	Cl <sub>2</sub>	+	NO <sub>3</sub>		
$k_{b61}$ :	HO <sub>2</sub>	+	BrO	→	OH	+	Br	+	O <sub>2</sub>
$k_{b62}$ :	H	+	HO <sub>2</sub>	→	OH	+	OH		
$k_{b63}$ :	H	+	HO <sub>2</sub>	→	H <sub>2</sub> O	+	O( <sup>3</sup> P)		
$k_{b64}$ :	H	+	HO <sub>2</sub>	→	H <sub>2</sub>	+	O <sub>2</sub>		
$k_{b65}$ :	OH	+	CH <sub>2</sub> O	→	H <sub>2</sub> O	+	HCO		
$k_{b66}$ :	Cl	+	CH <sub>2</sub> O	→	HBr	+	HCO		
$k_{b67}$ :	Br	+	CH <sub>2</sub> O	→	HBr	+	HCO		
$k_{b68}$ :	OH	+	MeOH	→	H <sub>2</sub> O	+	CH <sub>2</sub> O	+	H
$k_{b69}$ :	Cl	+	MeH	→	CH <sub>2</sub> O	+	HCl	+	H
$k_{b70}$ :	MeOO	+	NO	→	MeO	+	NO <sub>2</sub>		
$k_{b71}$ :	MeO	+	O <sub>2</sub>	→	CH <sub>2</sub> O	+	HO <sub>2</sub>		
$k_{b72}$ :	ClO	+	MeOO	→	Cl	+	CH <sub>2</sub> O	+	HO <sub>2</sub>
$k_{b73}$ :	MeOO	+	MeOO	→	MeOH	+	CH <sub>2</sub>	+	O <sub>2</sub>
$k_{b74}$ :	OH	+	MeOOH	→	MeOO	+	H <sub>2</sub> O		
$k_{b75}$ :	OH	+	MeOOH	→	CH <sub>2</sub> O	+	OH	+	H <sub>2</sub> O
$k_{b76}$ :	Cl	+	MeOH	→	HCl	+	CH <sub>2</sub> O	+	OH
$k_{b77}$ :	OH	+	HO <sub>2</sub> NO <sub>2</sub>	→	NO <sub>2</sub>	+	H <sub>2</sub> O	+	O <sub>2</sub>

obachtet wurden. Während am 10.03. Ozonmischungsverhältnisse von etwa 5.5 ppm gemessen wurden, also nicht besonders niedrige Werte, wurden am 14. und 15.03. die niedrigsten Ozonmischungsverhältnisse von etwa 3.5 ppm gemessen. Die Karten der potentiellen Vorticity zeigen, daß Ny-Ålesund am 10.03. am Rande des Polar-

**Tabelle 7.3.** Die im Modell berücksichtigten trimolekularen Reaktionen.

$k_{t1}$ :	O( <sup>3</sup> P)	+	O <sub>2</sub>	$\xrightarrow{M}$	O <sub>3</sub>		
$k_{t2}$ :	H	+	O <sub>2</sub>	$\xrightarrow{M}$	HO <sub>2</sub>		
$k_{t3}$ :	OH	+	NO <sub>2</sub>	$\xrightarrow{M}$	HONO <sub>2</sub>		
$k_{t4}$ :	HO <sub>2</sub>	+	NO <sub>2</sub>	$\xrightarrow{M}$	HO <sub>2</sub> NO <sub>2</sub>		
$k_{t5}$ :	HO <sub>2</sub> NO <sub>2</sub>			$\xrightarrow{M}$	HO <sub>2</sub>	+	NO <sub>2</sub>
$k_{t6}$ :	NO <sub>2</sub>	+	NO <sub>3</sub>	$\xrightarrow{M}$	N <sub>2</sub> O <sub>5</sub>		
$k_{t7}$ :	N <sub>2</sub> O <sub>5</sub>			$\xrightarrow{M}$	NO <sub>2</sub>	+	NO <sub>3</sub>
$k_{t8}$ :	MeOO	+	NO <sub>2</sub>	$\xrightarrow{M}$	MeOONO <sub>2</sub>		
$k_{t9}$ :	MeOONO <sub>2</sub>			$\xrightarrow{M}$	MeOO	+	NO <sub>2</sub>
$k_{t10}$ :	ClO	+	NO <sub>2</sub>	$\xrightarrow{M}$	ClONO <sub>2</sub>		
$k_{t11}$ :	ClO	+	ClO	$\xrightarrow{M}$	Cl <sub>2</sub> O <sub>2</sub>		
$k_{t12}$ :	Cl <sub>2</sub> O <sub>2</sub>			$\xrightarrow{M}$	ClO	+	ClO
$k_{t13}$ :	BrO	+	NO <sub>2</sub>	$\xrightarrow{M}$	BrONO <sub>2</sub>		

wirbels lag, während die Messungen am 14.03. mehr im Zentrum des Polarwirbels erfolgten. In Abb. 7.6 ist das modellierte Ozonmischungsverhältnis entlang der Trajektorien vom 10.03. und 14.03. gezeigt. Ausgehend von der selben Initialisierung mit 5.5 ppm nimmt das Ozonmischungsverhältnis der Luftmasse vom 14.03. kontinuierlich ab, um nach 15 Tagen einen Wert von etwa 3.8 ppm zu erreichen. Das modellierte Ozonmischungsverhältnis für den 10.03. dagegen nimmt während des 15-tägigen Modellaufs leicht zu. Am Ende des Modellaufs ergeben sich trotz identischer Initialisierung deutlich unterschiedliche Ozonmischungsverhältnisse für beide Luftmassen, in sehr guter Übereinstimmung mit den RAM-Messungen in Ny-Ålesund. Im folgenden soll dies etwas näher untersucht werden.

Die Trajektorien in Abb. 7.5 zeigen, daß die Luftmasse, die am 14.03. in Ny-Ålesund beobachtet wurde sich die letzten 15 Tage in sehr hohen Breiten – im wesentlichen im Bereich der kanadischen Arktis – befunden hatte, während die Luftmasse, die am 10.03. über Ny-Ålesund beobachtet wurde auch deutlich weiter nach Süden gewandert ist. Das Ergebnis ist, daß die Luftmasse vom 10.3. einer höher über dem Horizont stehenden Sonne, also niedrigeren Sonnenzenitwinkel ausgesetzt war, als die Luftmasse vom 14.03. Dies ist auch in Abb. 7.7 deutlich zu erkennen. Die Luftmasse vom 10.03. hat Sonnenzenitwinkel von bis zu 65° erfahren. Die Luftmassentrajektorie vom 14.03. befand sich demgegenüber überwiegend in einem Zenitwinkelbereich bis etwa 80°. Also überwiegend in einem Bereich, in dem mit einem Netto-Ozonverlust zu rechnen ist, da hier die Ozonproduktion aufgrund der O<sub>2</sub>-Photolyse praktisch noch nicht zum Tragen kommt. Abb. 7.8 und 7.9 zeigen die berechnete Sauerstoff- und Ozonphotolyse entlang der beiden Trajektorien. Wie schon bei Betrachtung der Sonnenzenitwinkel in Abb. 7.7 zu erwarten war, ist die O<sub>2</sub>-Photolyse während der letzten 15 Tage entlang der Trajektorie vom 14.03. wesentlich geringer als entlang der Trajektorie vom 10.03. Die Ozonphotolyse entlang der Trajektorien hingegen ist für beide Luftmassen fast gleich. Die deutliche Ozonabnahme in der Luftmasse vom 14.03. gegenüber der vom 10.03. ist also nicht durch einen erhöhten Ozonabbau,

**Tabelle 7.4.** Die im Modell berücksichtigten Photolysereaktionen.

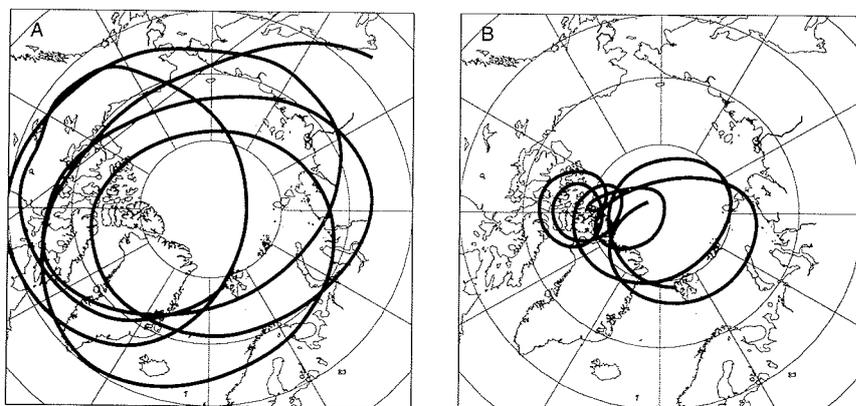
$j_1$ :	$O_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$O(^3P)$	$+ O(^3P)$
$j_2$ :	$O_3$	$+ h\nu \rightarrow$	$O_2$	$+ O(^3P)$
$j_3$ :	$O_3$	$+ h\nu \rightarrow$	$O_2$	$+ O(^1D)$
$j_4$ :	$H_2O$	$+ h\nu \rightarrow$	$OH$	$+ H$
$j_5$ :	$H_2O_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$OH$	$+ OH$
$j_6$ :	$NO$	$+ h\nu \rightarrow$	$N$	$+ O(^3P)$
$j_7$ :	$NO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$NO$	$+ O(^3P)$
$j_8$ :	$NO_3$	$+ h\nu \rightarrow$	$NO$	$+ O_2$
$j_9$ :	$NO_3$	$+ h\nu \rightarrow$	$NO_2$	$+ O(^3P)$
$j_{10}$ :	$N_2O$	$+ h\nu \rightarrow$	$N_2$	$+ O(^1D)$
$j_{11}$ :	$HONO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$OH$	$+ NO_2$
$j_{12}$ :	$HO_2NO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$HO_2$	$+ NO_2$
$j_{13}$ :	$CH_2O$	$+ h\nu \rightarrow$	$H$	$+ HCO$
$j_{14}$ :	$CH_2O$	$+ h\nu \rightarrow$	$H_2$	$+ CO$
$j_{15}$ :	$Cl_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$Cl$	$+ Cl$
$j_{16}$ :	$OCIO$	$+ h\nu \rightarrow$	$O(^3P)$	$+ ClO$
$j_{17}$ :	$Cl_2O_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$Cl$	$+ Cl + O_2$
$j_{18}$ :	$HCl$	$+ h\nu \rightarrow$	$H$	$+ Cl$
$j_{19}$ :	$HOCl$	$+ h\nu \rightarrow$	$OH$	$+ Cl$
$j_{20}$ :	$ClNO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$Cl$	$+ NO_2$
$j_{21}$ :	$ClONO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$Cl$	$+ NO_3$
$j_{22}$ :	$BrCl$	$+ h\nu \rightarrow$	$Br$	$+ Cl$
$j_{23}$ :	$MeOONO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$MeOO$	$+ NO_2$
$j_{24}$ :	$N_2O_5$	$+ h\nu \rightarrow$	$NO_3$	$+ NO_2$
$j_{25}$ :	$BrONO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$NO_2$	$+ BrO$
$j_{26}$ :	$MeOOH$	$+ h\nu \rightarrow$	$CH_2O$	$+ OH + H$
$j_{27}$ :	$BrONO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$NO_3$	$+ Br$
$j_{28}$ :	$ClONO_2$	$+ h\nu \rightarrow$	$ClO$	$+ NO_2$

sondern eine verringerte Ozonproduktion begründet.

Die Initialisierung der Modellläufe mit jeweils demselben Ozonmischungsverhältnis wurde wie gesagt gewählt, um zu untersuchen, inwieweit die Photochemie entlang der Luftmassentrajektorien in der Lage ist, die beobachtete Ozonvariabilität zu reproduzieren. Selbstverständlich ist nicht davon auszugehen, daß das Ozonmischungsverhältnis aller Luftmassen 15 Tage vor ihrer Beobachtung über Ny-Ålesund tatsächlich identisch war. Im allgemeinen war das Ozonmischungsverhältnis zu Beginn des Modellaufs natürlich verschieden von den angenommenen 5.5 ppm. Um nun zu untersuchen, wie stark das modellierte Ozonmischungsverhältnis am Ende des Modellaufs von der Ozoninitialisierung abhängt, wurden die Modelrechnungen mit verschiedenen Ozoninitialisierungen gestartet. Abb. 7.6 zeigt als schattierten Bereich die gleichen Modellläufe wie vorher, allerdings mit jeweils um 1 ppm erhöhter beziehungsweise verringerter Ozoninitialisierung. Wie die Abbildung zeigt, nimmt der Einfluß der Ozoninitialisierung mit der Zeit während des Modellaufs ab. Entlang

**Tabelle 7.5.** Die Initialisierung für die Modellrechnungen.

O(3P)	$2.20 \cdot 10^{-10}$	O(1D)	$6.37 \cdot 10^{-17}$
O <sub>3</sub>	$5.5 \cdot 10^{-6}$	H <sub>2</sub> O	$5.72 \cdot 10^{-6}$
OH	$1.33 \cdot 10^{-11}$	HO <sub>2</sub>	$2.31 \cdot 10^{-11}$
H <sub>2</sub>	$6.63 \cdot 10^{-12}$	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	$2.81 \cdot 10^{-11}$
H	$4.94 \cdot 10^{-17}$	CO	$1.87 \cdot 10^{-8}$
N	$1.1 \cdot 10^{-18}$	CH <sub>4</sub>	$3.88 \cdot 10^{-7}$
N <sub>2</sub> O	$3.24 \cdot 10^{-9}$	NO <sub>2</sub>	$1.36 \cdot 10^{-9}$
NO <sub>3</sub>	$2.15 \cdot 10^{-13}$	N <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	$7.18 \cdot 10^{-10}$
HO <sub>2</sub> NO <sub>2</sub>	$1.75 \cdot 10^{-11}$	HONO <sub>2</sub>	$1.14 \cdot 10^{-9}$
CH <sub>2</sub> O	0.0	MeO	$4.76 \cdot 10^{-16}$
MeOO	$8.38 \cdot 10^{-13}$	MeOH	0.0
MeOOH	$1.85 \cdot 10^{-13}$	MeOONO <sub>2</sub>	$2.4 \cdot 10^{-12}$
Cl	$7.3 \cdot 10^{-13}$	Cl <sub>2</sub>	$5.1 \cdot 10^{-13}$
Cl <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	$7.12 \cdot 10^{-14}$	ClOO	0.0
OCIO	$9.96 \cdot 10^{-14}$	HOCl	$3.54 \cdot 10^{-11}$
ClONO <sub>2</sub>	$2.34 \cdot 10^{-13}$	ClONO <sub>2</sub>	$4.67 \cdot 10^{-10}$
ClO	$2.81 \cdot 10^{-10}$	HCl	$2.51 \cdot 10^{-9}$
Br	$2.70 \cdot 10^{-12}$	HBr	$7.48 \cdot 10^{-13}$
HOBr	$1.36 \cdot 10^{-12}$	BrCl	$9.11 \cdot 10^{-14}$
BrONO <sub>2</sub>	$5.66 \cdot 10^{-13}$	BrO	$1.56 \cdot 10^{-11}$
HCO	$1.8 \cdot 10^{-20}$	CH <sub>3</sub>	$2.19 \cdot 10^{-18}$
NO	$3.19 \cdot 10^{-9}$	CO <sub>2</sub>	$350.0 \cdot 10^{-6}$
N <sub>2</sub>	0.78084	O <sub>2</sub>	0.20945
H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	0.0		

**Abb. 7.5.** 15 Tage-Rückwärtstrajektorien für Luftmassen die am 10. März 1995 (a) und am 14. März 1995 (b) über Ny-Ålesund beobachtet wurden.

der Trajektorie vom 14.03. führt die Variation der Ozoninitialisierung um 1 ppm zu

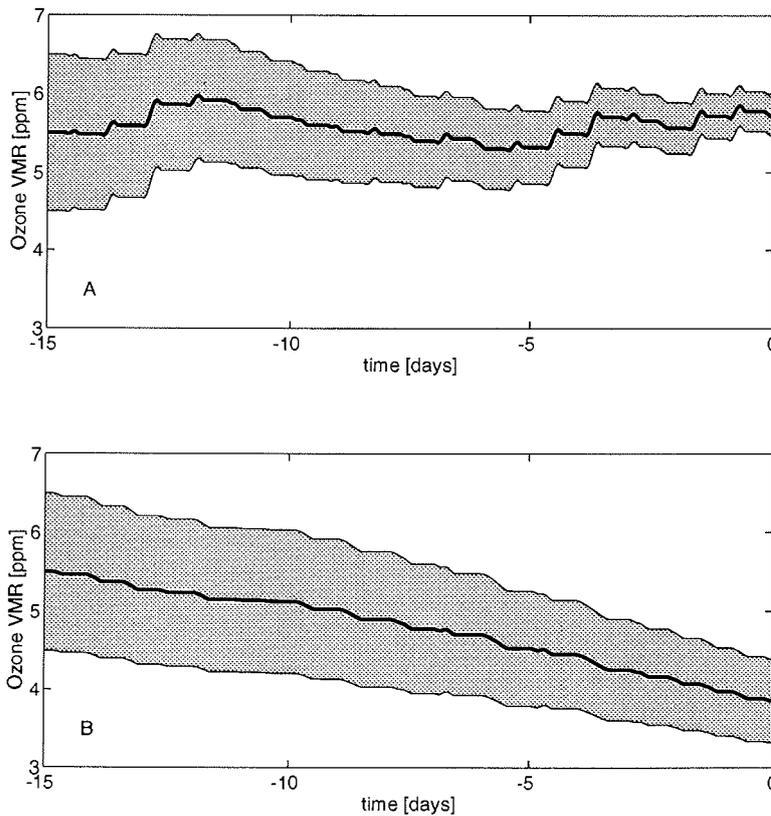
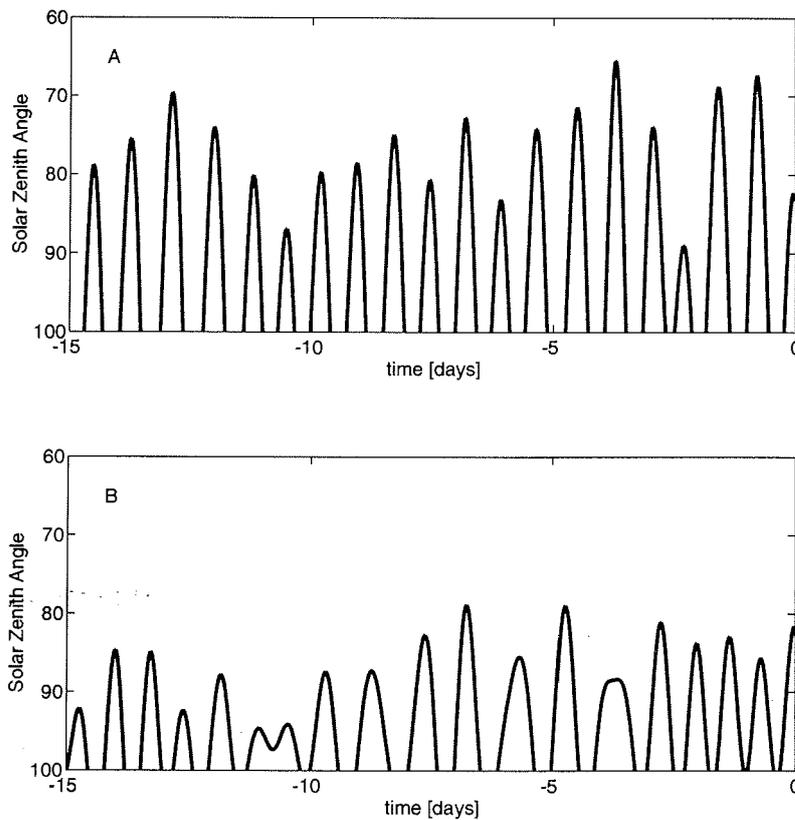


Abb. 7.6. Das modellierte Ozonmischungsverhältnis für den 10. März (a) und 14. März 1995 (b). Beide Rechnungen wurden identisch mit 5.5 ppm initialisiert. Der schattierte Bereich zeigt eine Variation der Ozoninitialisierung um 1 ppm.

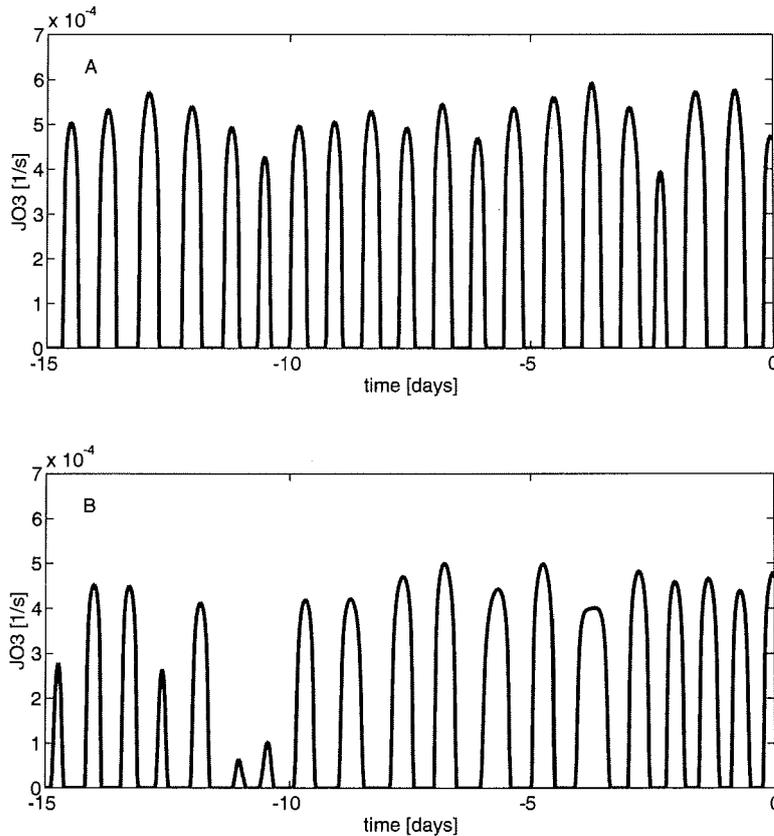
einer Variation des Ozonmischungsverhältnisses am Ende des Modellaufs von etwa 0.5 ppm. Bei der Trajektorie vom 10.03. hängt das modellierte Ozonmischungsverhältnis am Ende des Laufs noch deutlich weniger von der Initialisierung ab. Dies ist auch leicht verständlich, da die Zeit, in der sich ein photochemisches Gleichgewicht einstellt – die photochemische Lebensdauer des Ozons – natürlich von der solaren Einstrahlung abhängt. Im Extremfall einer Trajektorie, die vollständig in der Dunkelheit verläuft, hängt das modellierte Ozon dann zu 100% von der Initialisierung ab, da überhaupt keine Photochemie stattfand. Die Abhängigkeit des modellierten Ozons von der Ozoninitialisierung kann also neben dem Vergleich mit den tatsächlichen Messungen auch als ein Maß dafür verwendet werden, wie gut das Ozonmischungsverhältnis durch die Photochemie innerhalb der letzten Tage erklärt



**Abb. 7.7.** Die Sonnenzenitwinkel entlang der in Abb. 7.5 gezeigten Trajektorien für den 10. März (a) und 14. März 1995 (b). Zenitwinkelbereiche größer  $100^\circ$  sind nicht dargestellt, da sie Bereichen der Dunkelheit entsprechen. Die Trajektorie vom 14.03. befand sich überwiegend im Zenitwinkelbereich bis  $85^\circ$ , während die Trajektorie vom 10.03. auch deutlich höhere Sonnenstände erfahren hat.

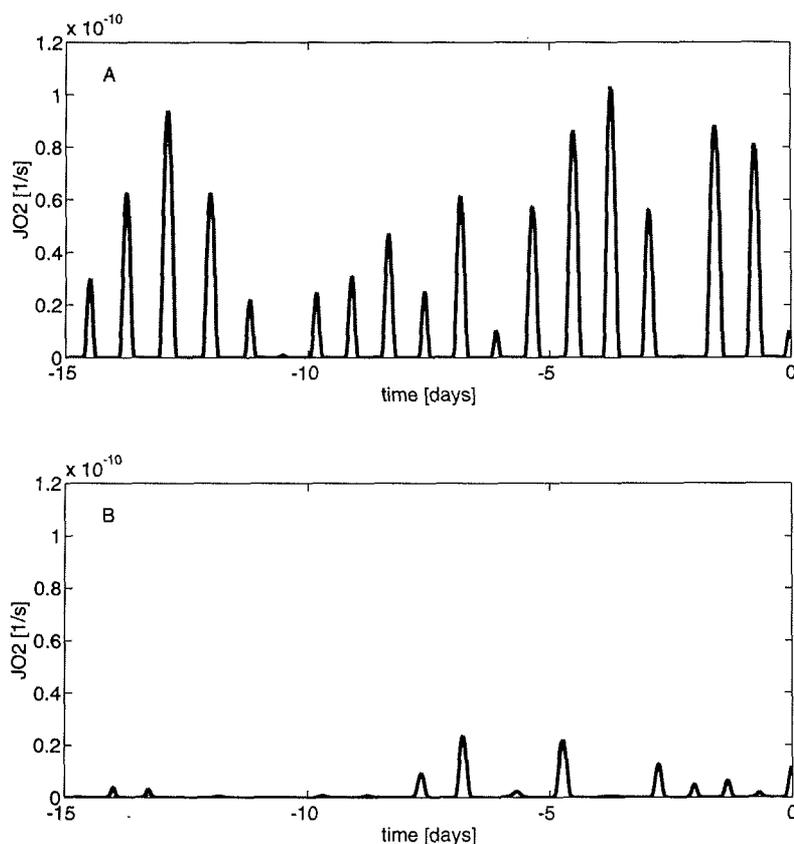
werden kann.

In gleicher Weise wie oben beispielhaft für die zwei Trajektorien vom 10. und 14. März gezeigt, wurden für jeden Tag innerhalb der betrachteten Periode vom 15. Februar bis zum 31. März 1995 das Ozon modelliert. Jeweils um 12UT wurden 15 Tage Rückwärtstrajektorien berechnet, entlang derer dann die Ozonphotochemie modelliert wurde. Die Initialisierung mit Ozon und den anderen Spurenstoffen erfolgte für alle Rechnungen identisch, wie oben beschrieben. Das aus diesen Rechnungen resultierende Ozonmischungsverhältnis am Ende der Modellläufe ist in Abb. 7.10 zusammen mit den RAM-Messungen gezeigt. Eine erstaunlich gute Übereinstimmung



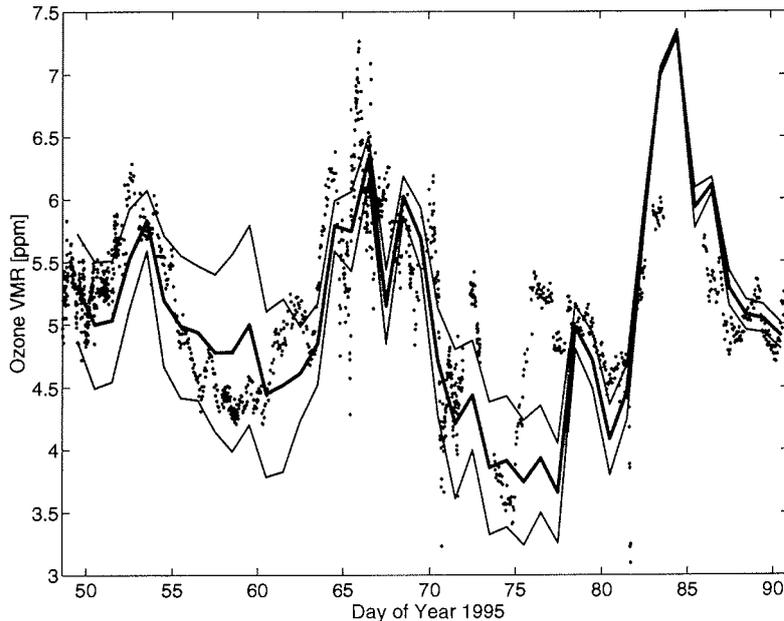
**Abb. 7.8.** Berechnete Ozonphotolysefrequenzen entlang der in Abb. 7.5 gezeigten Trajektorien vom 10. März (a) und 14. März 1995 (b). Die Photolysefrequenzen sind für beide Luftmassen zumindest größenordnungsmäßig vergleichbar.

von modelliertem Ozonmischungsverhältnis und RAM-Messungen ist dabei zu beobachten. Die Übereinstimmung von Modellrechnung und Messungen ist dabei in den meisten Fällen besser als 0.5 ppm. Lediglich im Bereich um den 16. bis 18. März (Tag 75 bis 78) sind etwas größere Unterschiede zu erkennen: Die Modellrechnungen zeigen hier niedrige Werte von unter 4 ppm, während die gemessenen Ozonmischungsverhältnisse ab dem 16.3. schnell auf Werte um 5 ppm ansteigen. Dieser beobachtete Anstieg erfolgt bei den Modellrechnungen gewissermaßen erst drei Tage verspätet. Ähnlich am 13. März (Tag 72): hier zeigen die Messungen zwischen dem 12. und 14. 3. einen kurzen starken Anstieg auf Werte von etwa 5.5 ppm, während die Modellrechnung zwar ebenfalls einen Anstieg des Ozonmischungsverhältnisses zeigen, die Werte mit etwas unter 4.5 ppm aber deutlich niedriger sind.



**Abb. 7.9.** Berechnete O<sub>2</sub>-Photolysefrequenzen entlang der in Abb. 7.5 gezeigten Trajektorien vom 10. März (a) und 14. März 1995 (b). Die O<sub>2</sub>-Photolyse entlang der Trajektorie vom 14.03. ist deutlich geringer als entlang der Trajektorie vom 10. März.

Die beiden dünneren Kurven in Abb. 7.10 zeigen die modellierte Ozonvariation bei einer um 1 ppm erhöhten beziehungsweise verringerten Ozoninitialisierung. Dort, wo die Trajektorien viel Sonne abbekommen haben – dort, wo sich relativ hohe Ozonmischungsverhältnisse eingestellt haben – hängt das modellierte Ozon nur noch wenig von der Initialisierung ab. Insbesondere um den 25. März herum (Tag 84) hat sich eine photochemische Ozonkonzentration eingestellt, die praktisch nicht mehr von der Initialisierung 15 Tage vorher abhängt. Das Ozon hat hier sein Gedächtnis verloren was die Ozonkonzentration vor 15 Tagen oder früher betrifft. Auf der anderen Seite hängt in Bereichen, in denen die Luftmassen nur wenig Sonnenlicht beziehungsweise Sonnenlicht nur bei hohen Zenitwinkeln erfahren haben das im Modellauf berechnete Ozon noch relativ stark von der Initialisierung ab. Eine



**Abb. 7.10.** Das Modellierte Ozon für Februar und März 1995 auf der 1000 K Isentrope, zusammen mit den RAM-Messungen in Ny-Ålesund. Die beiden dünneren Linien zeigen die Modellrechnungen für eine um 1 ppm erhöhte beziehungsweise verringerte Ozoninitialisierung.

gute Übereinstimmung von Modell und Messung in diesen Bereichen ist also eher 'zufällig', da die Ozoninitialisierung mit 5.5 ppm ja willkürlich erfolgte.

### 7.3.1 Entwicklung des Ozons im Polarwirbel

Die bisher dargestellten Modellrechnungen wurden mit einem willkürlichen Ozonwert initialisiert und dann am Ende des Laufs mit den Messungen verglichen. In diesem Abschnitt soll ein etwas anderer Modellansatz untersucht werden: Ausgehend von einer Messung soll die weitere Entwicklung des Ozons modelliert werden. Dazu wurde eine 30-Tage Vorwärtstrajektorie, ausgehend von Ny-Ålesund, berechnet. Sicher kann nicht davon ausgegangen werden, daß die Trajektorienrechnung über einen so langen Zeitraum die tatsächliche Bahn eines Luftpaketes richtig wiedergibt. So soll diese eine Trajektorie vielmehr stellvertretend für eine typische Luftmasse innerhalb des Polarwirbels stehen. Sie gibt qualitativ die Entwicklung des Ozons innerhalb des Polarwirbels wieder. Für eine quantitative Modellierung des Ozons im Polarwirbel müssten dann aber sicher weit mehr als nur eine Trajektorie berücksichtigt werden. In diesem Falle würde sich aber wieder das Problem der Ozoninitialisierung stellen.

Die in diesem Abschnitt betrachtete 30-Tage Vorwärtstrajektorie wurde am 28. Februar 1995 in Ny-Ålesund auf der 1000 K Isentrope gestartet. Am 28. Februar lag Ny-Ålesund deutlich innerhalb des Polarwirbels, wobei vom RAM ein Ozonmi-

schungsverhältnis von etwa 4.5 ppm auf der 1000 K Isentrope gemessen wurde. Wie weiter oben schon erwähnt, zog im Verlauf der nächsten Tage der Polarwirbel von Ny-Ålesund weg, was auch an den hohen beobachteten Ozonmischungsverhältnissen während dieser Tage erkennbar ist. Nach dem 12. März befand sich der Polarwirbel wieder über Ny-Ålesund, am 14. und 15. März wurden die niedrigsten Ozonmischungsverhältnisse mit etwa 3.5 ppm beobachtet.

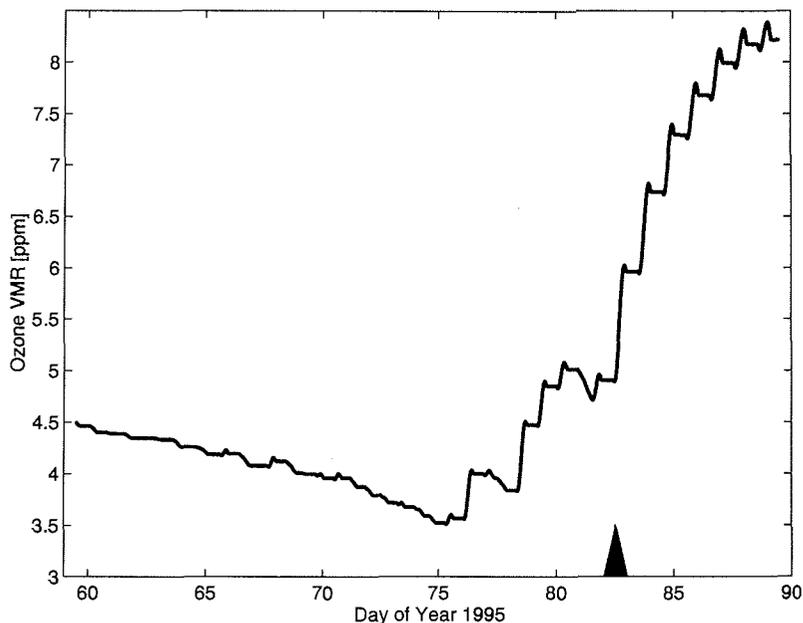
In Abb. 7.11 ist das modellierte Ozonmischungsverhältnis für die am 28. Februar 1995 in Ny-Ålesund beobachtete Luftmasse dargestellt. Die Modellrechnung wurde mit 4.5 ppm Ozon initialisiert, entsprechend der Messung in Ny-Ålesund am 28. Februar. Bis zum 14. März fällt das Ozonmischungsverhältnis kontinuierlich ab, bis es ein etwa am 14. März ein Minimum von etwa 3.5 ppm erreicht. Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem, was tatsächlich an diesem Tag in Ny-Ålesund gemessen wurde. Anschließend steigt das modellierte Ozonmischungsverhältnis recht schnell wieder an und erreicht am 23. März Werte von mehr als 5 ppm. In der letzten Märzwoche ist der Polarwirbel in der mittleren Stratosphäre stark gestört und im Auflösen begriffen. Die berechnete Trajektorie bewegt sich nach dem 23. März sehr schnell nach Süden und kann sicher nicht mehr als Teil des Polarwirbels angesehen werden. Es ist allerdings interessant zu sehen, wie schnell das modellierte Ozon ansteigt, für eine Luftmasse die sich vom Polarwirbel löst.

Diese Rechnungen zeigen noch einmal deutlich, wie das Ozonmischungsverhältnis in der mittleren Stratosphäre von der 'dynamisch kontrollierten Photochemie' abhängt. Die Ozonkonzentration innerhalb des Polarwirbels hängt dabei vor allem von der Lage und Ausdehnung des Polarwirbels, und damit vom verfügbaren Sonnenlicht ab. Bewegt sich der Polarwirbel, oder Teile davon, nach Süden, kann insbesondere am Ende des Winters die Ozonkonzentration schnell ansteigen.

#### 7.4 Messungen im Winter 1996/97

Die Messungen des RAM in Ny-Ålesund zeigen für den Spätwinter und Frühjahr 1997 einen deutlich anderen Verlauf des Ozons in der mittleren Stratosphäre als im Jahre 1995. Abb. 7.12 zeigt das Ozonmischungsverhältnis auf der 1000 K Isentrope von Anfang Februar (genau gesagt vom 7. Februar an) bis Ende April 1997. Die Variabilität ist deutlich geringer als 1995: von Anfang Februar bis in den April hinein – etwa bis zum 10. April, Tag 100 – schwankt das Ozonmischungsverhältnis zwischen etwa 4.5 und 5.5 ppm. Mitte April sieht man dann einen Anstieg des Ozonmischungsverhältnisses auf etwa 6.5 ppm. Ein kurzer Einbruch auf Werte, die in etwa denen entsprechen, die bis einschließlich zur ersten Aprilwoche beobachtet wurden, findet noch einmal um den 20. April statt. Danach steigt das Ozonmischungsverhältnis auf Werte zwischen 5 und 6 ppm. Es sollte allerdings darauf hingewiesen werden, daß ein Vergleich der absoluten Ozonwerte aus den RAM-Messungen von 1995 und 1997 etwas problematisch ist, da sowohl am Radiometer selbst, als auch am Auswerteverfahren leichte Änderungen vorgenommen wurden. Um absolute Vergleiche zwischen den Jahren vornehmen zu können, bedarf es erst einer sorgfältigen Reanalyse der RAM-Daten.

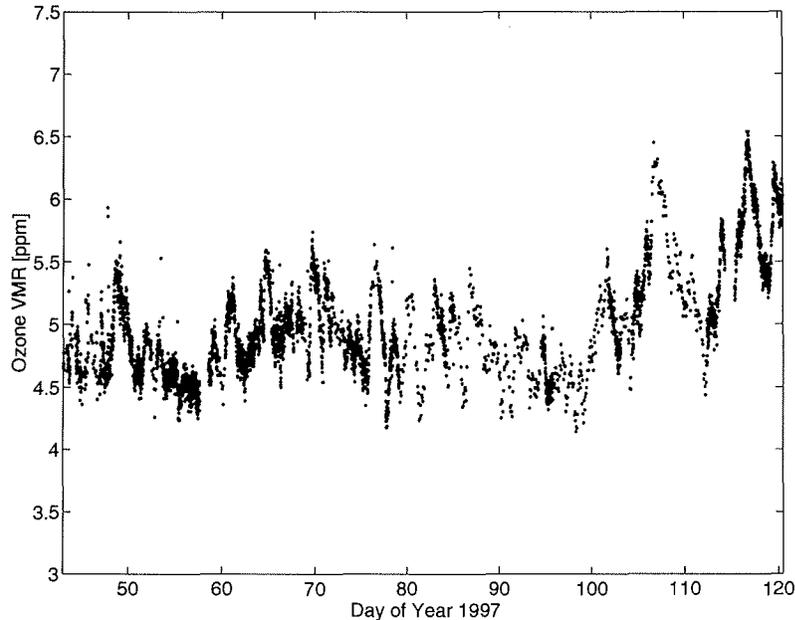
Die Karten der potentiellen Vorticity zeigen, daß die Entwicklung des Polarwirbels auf der 1000 K Isentrope ähnlich wie im Jahr 1995 verlief. Bis etwa Ende



**Abb. 7.11.** Modelliertes Ozonmischungsverhältnis entlang einer Trajektorie, die am 28. Februar 1995 in Ny-Ålesund gestartet wurde. Die Modellrechnung wurde mit 4.5 ppm Ozon initialisiert, entsprechend der RAM-Messung. Nach dem 23. März bewegt sich die Trajektorie weit in den Süden. Dieser Zeitpunkt ist durch den Pfeil am unteren Bildrand markiert.

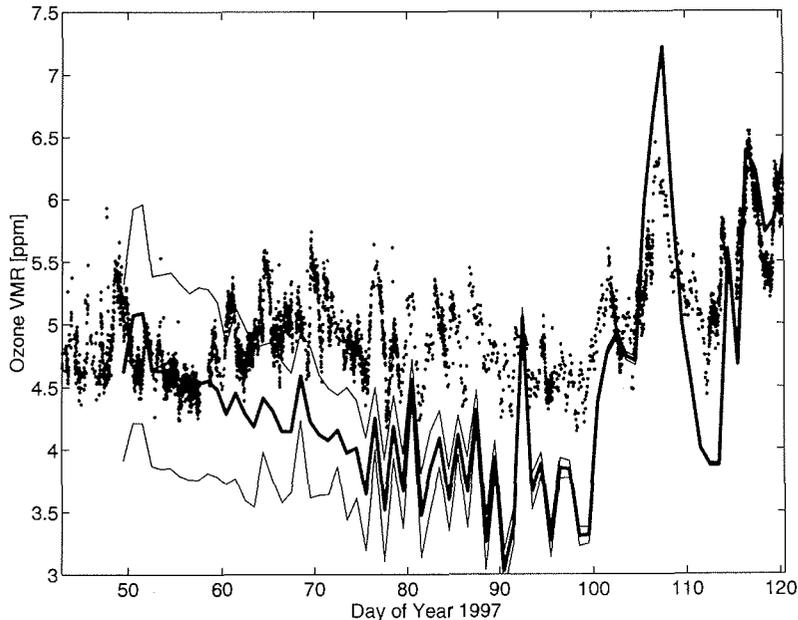
Februar war der Polarwirbel stabil, wobei Ny-Ålesund innerhalb des Polarwirbels lag. Ab Anfang März war der Polarwirbel dann recht stark gestört und im Auflösen begriffen. Ny-Ålesund lag den März 1997 über überwiegend im Randbereich des Polarwirbels. Der beobachtete Anstieg des Ozonmischungsverhältnisses nach dem 10. April ist verbunden mit dem Wegziehen des Polarwirbels, beziehungsweise seiner Überreste. Um den 22. April herum ziehen Überreste des Polarwirbels noch einmal über Ny-Ålesund, in Übereinstimmung mit der Beobachtung niedriger Ozonmischungsverhältnisse.

Es ist nun interessant zu sehen, ob der Modellansatz, der so erfolgreich die beobachtete Ozonvariabilität im März 1995 erklären kann, auch die Ozonvariabilität im Jahr 1997 wiedergibt. Dazu wurden die Modellrechnungen genauso wie für die 1995er Periode auch für 1997 durchgeführt. Für jeden Tag innerhalb des beobachteten Zeitraumes zwischen Anfang Februar und Ende April 1997 wurden wieder 15 Tage-Rückwärtstrajektorien berechnet, entlang derer das Boxchemiemodell laufen gelassen wurde. Die Initialisierung der Modellläufe wurde identisch zu denen des Jahres 1995 vorgenommen – sowohl für die Ozoninitialisierung (wiederum 5.5 ppm), als auch die Initialisierung der anderen chemischen Spurenstoffe. Abb. 7.13 zeigt das modellierte Ozonmischungsverhältnis am Ende der berechneten Trajektorien zusam-



**Abb. 7.12.** Ozonmischungsverhältnis von Anfang Februar bis Ende April 1997 aus Millimeterwellen-Messungen in Ny-Ålesund, interpoliert auf die 1000 K Isentrope, entsprechend einer Höhe von etwa 33 km.

men mit den RAM-Messungen. Im wesentlichen zeigt sich auch für 1997 wieder eine gute Übereinstimmung zwischen den Modellrechnungen und den tatsächlichen Beobachtungen. Die niedrigen Ozonmischungsverhältnisse ohne starke Variabilität bis zum 10. April und der nachfolgende Anstieg des Ozons, unterbrochen durch den Einbruch um den 20. April herum, werden gut durch die berechnete Photochemie der letzten 15 Tage entlang der Rückwärtstrajektorien wiedergegeben. Allerdings ist das berechnete Ozonmischungsverhältnis im März deutlich niedriger, als tatsächlich vom RAM beobachtet. Interessanterweise ist die modellierte Tag zu Tag Ozonvariabilität innerhalb dieses Zeitraumes in erstaunlich guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen; nur ergeben die Modellrechnungen eben ein um etwa 1 ppm zu niedriges Ozonmischungsverhältnis gegenüber den Messungen. Die gute Übereinstimmung der modellierten Strukturen in der Ozonvariabilität legen die Vermutung nahe, daß die Diskrepanz zwischen modelliertem Ozon und Messung nicht etwa durch falsche Ozontrajektorien, sondern eher durch Unzulänglichkeiten in der Chemie, beziehungsweise der Initialisierung, begründet ist. Dies wird auch dadurch bestätigt, daß das SLIMCAT Modell, dem ja die selben Windfelder aus UKMO Analysen zugrunde liegen, in diesem Zeitraum eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den RAM-Messungen aufweist (siehe Abschnitt 7.5). Abb. 7.13 zeigt, daß die Ozoninitialisierung zumindest für Ende März 1997 nur einen sehr geringen Einfluß auf das modellierte Ozonmischungsverhältnis hat. Die Ozoninitialisierung ist also nicht verant-



**Abb. 7.13.** Das modellierte Ozon für 1997 auf der 1000 K Isentrope, zusammen mit den RAM-Messungen in Ny-Ålesund. Die beiden dünneren Linien zeigen die Modellrechnungen für eine um 1 ppm erhöhte beziehungsweise verringerte Ozoninitialisierung.

wortlich für die starke Diskrepanz zwischen berechnetem Ozonmischungsverhältnis und den Messungen. Andererseits zeigt sich, daß während des Februars 1997 das modellierte Ozon recht stark von der Ozoninitialisierung abhängt, da die Trajektorien in diesem Zeitraum sehr wenig Sonnenlicht erfahren haben. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen Modell und Messung in diesem Zeitraum ist also zufällig, da die Initialisierung mit 5.5 ppm ja eher willkürlich erfolgte. Eine andere Ozoninitialisierung hätte dann zu einer schlechteren Übereinstimmung mit den Messungen geführt.

Über die Ursachen für die Unterschätzung des Ozonmischungsverhältnisses im März 1997 kann an dieser Stelle nur spekuliert werden. Daß der Grund für die Unterschätzung des Ozons in einer zu niedrigen Ozonproduktion, also einer zu geringen  $O_2$ -Photolyse liegt, ist eher unwahrscheinlich. Schließlich wurde zur Berechnung der  $O_2$ -Photolyse ja ein Ozonprofil aus RAM-Messungen vom März 1997 verwendet. Es gibt allerdings Anzeichen, daß der Ozonabbau durch den Chlorzyklus etwas überschätzt wird. So zeigen die Modellrechnungen einen Anstieg des aktiven Chlors – im wesentlichen also ClO und Chlornitrat,  $ClONO_2$ , das bei Tage recht schnell zu ClO photolysiert wird – verbunden mit einer entsprechenden Abnahme des Chlorreservoirgases HCl. Dieser Anstieg bei den bisherigen Modellrechnungen beträgt nahezu eine Verdopplung des ClO Mischungsverhältnisses innerhalb von 30 Tagen.

Ein Grund hierfür könnte sein, daß in unseren Modellrechnungen der Reaktionskanal  $\text{ClO} + \text{OH} \rightarrow \text{HCl} + \text{O}_2$  neben der 'normalen' Reaktion  $\text{ClO} + \text{OH} \rightarrow \text{HO}_2 + \text{Cl}$  nicht enthalten ist. Diese Reaktion würde aktives Chlor wieder ins Reservoir HCl überführen. Neuere Laboruntersuchungen haben den Reaktionskanal mit einem Anteil von etwa 5% bestätigt [Lipson *et al.*, 1997]. Ob dies aber die Diskrepanz erklären kann, wird in der Zukunft noch genauer überprüft werden müssen.

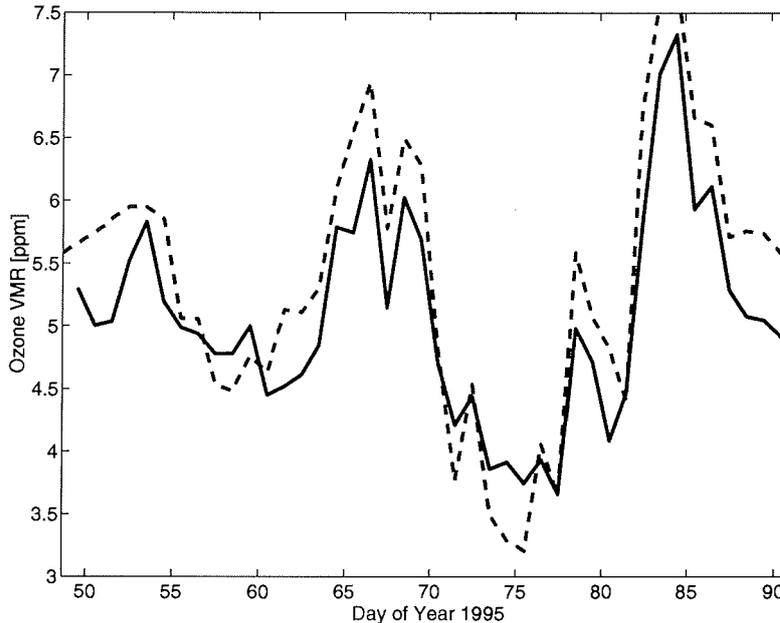
## 7.5 Vergleich mit dem SLIMCAT Modell

Interessant ist auch ein Vergleich des modellierten Ozons aus den hier vorgestellten Modellrechnungen, die ja nur die Photochemie der letzten Tage berücksichtigen, und einer 'vollständigen' Rechnung aus einem 3d Modell, wie dem SLIMCAT Modell. Der Vergleich mit einem 3d Modell zeigt sogar besser als der Vergleich mit den Meßdaten, wieviel der Ozonvariabilität durch die Photochemie der letzten Tage bedingt ist.

Das SLIMCAT Modell wird genau wie die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modellrechnungen mit Wind- und Temperaturdaten aus UKMO Analysen angetrieben. Unzulänglichkeiten insbesondere der Windfelder sollten sich also in beiden Modellansätzen in gleicher Weise auswirken. Die Chemie im SLIMCAT Modell ist ebenfalls vergleichbar mit der von uns verwendeten, allerdings nicht ganz identisch. Abb. 7.14 zeigt den Vergleich der Ozonmischungsverhältnisse wie sie sich am Ende der Boxmodellrechnungen entlang der 15 Tage-Rückwärtstrajektorien ergeben haben zusammen mit dem berechneten Ozon über Ny-Ålesund in 1000 K. Die Übereinstimmung ist nahezu perfekt. Im Bereich vom 16. bis 18. März zeigt das SLIMCAT Modell ebenfalls deutlich niedrigere Ozonwerte als die Messungen ergeben haben; der Verlauf des Ozonmischungsverhältnisses ist hier genauso, wie in den Boxmodellrechnungen. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Dynamik in den UKMO-Windfeldern für diese Tage die Ursache für die beobachtete Diskrepanz zwischen Modell und Messung ist.

Für 1997 (siehe Abb. 7.15) ist die Übereinstimmung von SIMCAT-Modell und den Boxtrajektorienrechnungen weniger gut, als für 1995. Während die Boxmodellrechnungen das Ozonmischungsverhältnis im März 1997 stark unterschätzen, liegt das vom SLIMCAT-Modell berechnete Ozon deutlich näher an den RAM-Messungen. Im April, wo sich hohe Ozonmischungsverhältnisse ergeben, stimmen die Boxmodellrechnungen dann wieder nahezu perfekt mit dem SLIMCAT-Modell überein. Interessant ist, daß die Struktur der Ozonvariabilität in den Trajektorienrechnungen und im SLIMCAT-Modell sehr gut übereinstimmt, es ergibt sich im wesentlichen ein konstanter *offset* zwischen beiden Rechnungen.

Im Februar 1997 zeigt das SLIMCAT-Modell sehr niedrige Ozonwerte, die deutlich niedriger als die RAM-Messungen sind. Die Trajektorienrechnungen hatten ja ergeben, daß die Luftmassen, die im Februar über Ny-Ålesund beobachtet wurden nur sehr wenig Sonnenlicht erfahren hatten. Die Boxmodellrechnungen zeigten eine sehr große Abhängigkeit des berechneten Ozons von der Ozoninitialisierung (siehe Abb. 7.13), was bedeutet, daß es zur Modellierung der beobachteten Ozonwerte nicht ausreicht, nur die Photochemie der letzten paar Tage zu untersuchen. Hier spielen also auch andere Prozesse, etwa Transportprozesse wie das Absinken der Luftmassen im Polarwirbel eine Rolle. Dies könnte die vergleichsweise schlech-



**Abb. 7.14.** Das modellierte Ozon aus den Boxtrajektorienrechnungen dieser Arbeit für 1995 (durchgezogene Linie), verglichen mit dem SLIMCAT-Modell (gestrichelt).

te Übereinstimmung des SLIMCAT-Modells mit den RAM-Messungen im Februar 1997 erklären.

Es ist schon bemerkenswert, wie gut die im SLIMCAT 3d Chemietransportmodell modellierte Ozonvariabilität bereits durch den vereinfachten Modellansatz, wie er im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, wiedergegeben werden kann. Es sei noch einmal explizit erwähnt, welche vereinfachenden Annahmen in den Box-Trajektorienrechnungen gemacht wurden: Neben der Initialisierung aller Luftmassen mit den selben Ozon- und Spurenstoffkonzentrationen, was sicher die am weitest gehende Annahme ist, sind dies vor allem die fehlende Rückkopplung der berechneten Ozonkonzentration auf die Berechnung der Photolyseraten – es wurde zur Berechnung der Photolyseraten stets das gleiche Ozonprofil verwendet – sowie das fehlende diabatische Absinken der Luftmassen im Polarwirbel.

## 7.6 Berücksichtigung der Höhenauflösung

Bisher wurde beim Vergleich der Modellrechnungen mit den RAM Messungen so getan, als würden die Messungen das Ozonmischungsverhältnis auf der 1000 K Isentrope zeigen. Tatsächlich stellen die Messungen aber einen Mittelwert über einen relativ großen Höhenbereich dar, der um die 1000 K Isentrope herum zentriert ist. Ein Teil der Diskrepanz zwischen Modell und Messung ist somit auch darauf zurückzuführen, daß die Millimeterwellenmessungen über einen Höhenbereich mitteln.

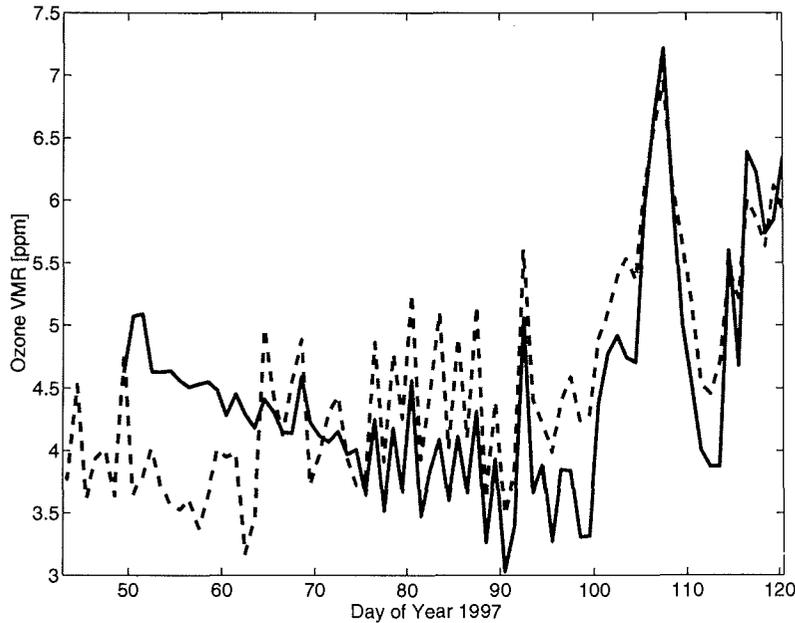


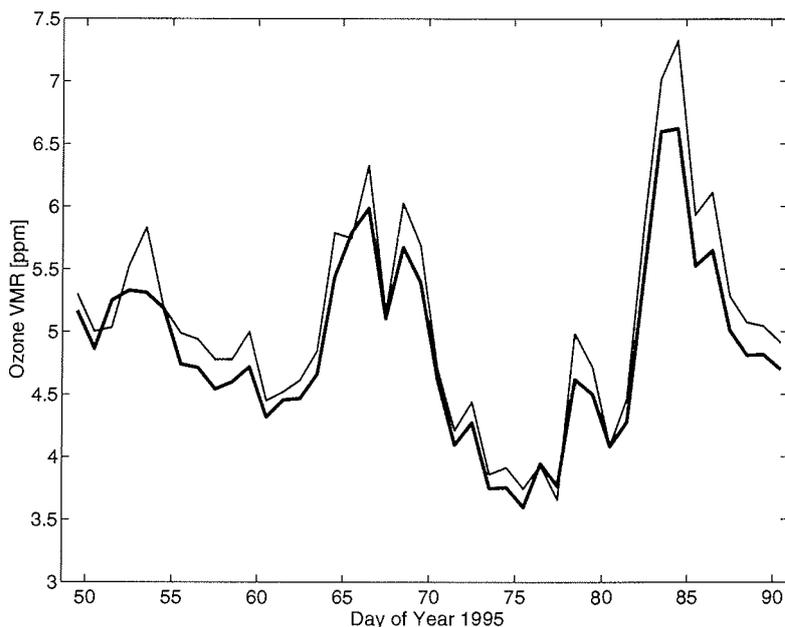
Abb. 7.15. Wie Abb. 7.14, jedoch für 1997.

Um die Höhengauflösung der RAM-Messungen im Modell zu berücksichtigen, wurden zusätzlich die Box-Trajektorienrechnungen auch auf der 1200 K und der 850 K Isentrope durchgeführt. Die 1200 K Isentrope liegt etwa 3 km oberhalb 1000 K, die 850 K Isentrope etwa 3 km unterhalb der 1000 K Isentrope. Über die Rechnungen auf den drei Höhen wurde dann gewichtet gemittelt, entsprechend der Höhengauflösung der RAM-Messungen, wie sie durch die *averaging kernels* gegeben ist. Das modellierte Ozonmischungsverhältnis auf der 1200 K und auf der 850 K Isentrope ging dabei jeweils zu 25%, das modellierte Ozonmischungsverhältnis auf der 1000 K Isentrope zu 50% in das Ergebnis ein.

Von wenigen Ausnahmen abgesehen unterscheiden sich die Modellrechnungen mit der reduzierten vertikalen Auflösung praktisch nicht von den Rechnungen, die nur auf einer Isentrope durchgeführt wurden (Abb. 7.16 und 7.17). Dies zeigt, daß obwohl die Trajektorien in unterschiedlichen Höhen in der Regel schnell auseinanderlaufen, die Luftmassen dabei aber in den verschiedenen Höhen ähnliche meteorologische Bedingungen erfahren. So wird auch eine weit stärkere Scherung der Advektion in zonaler Richtung beobachtet, als in meridionaler Richtung, die ja im wesentlichen das verfügbare Sonnenlicht bestimmt.

## 7.7 Ergebnisse und Schlußfolgerungen

Die Modellrechnungen haben gezeigt, daß die beobachtete Ozonvariabilität durch die bekannte Photochemie erklärt werden kann. Die beobachteten Ozonmischungsverhältnisse sind dabei fast ausschließlich durch die Photochemie während der letz-



**Abb. 7.16.** Das berechnete Ozonmischungsverhältnis entsprechend der Höhenauflösung der Mikrowellenmessungen für 1995 (fette Linie), verglichen mit den Modellrechnungen auf der 1000 K Isentrope (dünne Linie).

ten Tage bestimmt. Sie hängen somit vor allem davon ab, welcher Sonneneinstrahlung, das heißt welchen Sonnenzenitwinkeln die Luftmassen ausgesetzt waren. Die Dynamik, die die Bewegung der Luftmassen bestimmt, bestimmt hier also auch die Photochemie. Ich habe hierfür den Begriff der 'dynamisch kontrollierten Photochemie' geprägt. In Luftmassen, die über längere Zeit in hohen Breiten waren, – ob nun innerhalb des Polarwirbels, am Rand des Polarwirbels oder innerhalb des Aläutenhochs ist dabei unerheblich – stellen sich dabei aufgrund der hohen Zenitwinkeln oft sehr niedrige Ozonkonzentrationen ein.

Daraus ergibt sich unmittelbar als Konsequenz, daß zur Berechnung von Ozontrends in der mittleren Stratosphäre die Dynamik sorgfältig berücksichtigt werden muß. Wie in diesem Kapitel dargestellt wurde, reicht es dabei nicht aus, zum Beispiel nur sicherzustellen, daß alle Messungen innerhalb des Polarwirbels gemacht wurden. Denn in einem polzentrierten Polarwirbel werden sich geringere Ozonkonzentrationen einstellen, als innerhalb eines Polarwirbels, der mehr nach Süden verschoben ist. Das Gegenbeispiel sind Luftmassen des Aläutenhochs: obwohl diese Luftmassen ihren Ursprung in mittleren Breiten oder gar den Subtropen haben, ergeben sich hier Ozonkonzentrationen vergleichbar denen innerhalb des Polarwirbels. Um es noch einmal deutlich zu sagen: durch die Dynamik wird Ozon irreversibel abgebaut oder produziert. *Irreversibel* soll dabei bedeuten, daß, wenn sich eine Luftmasse von A nach B und dann wieder zurück nach A bewegt, ihre ursprüngliche Ozonkonzentra-

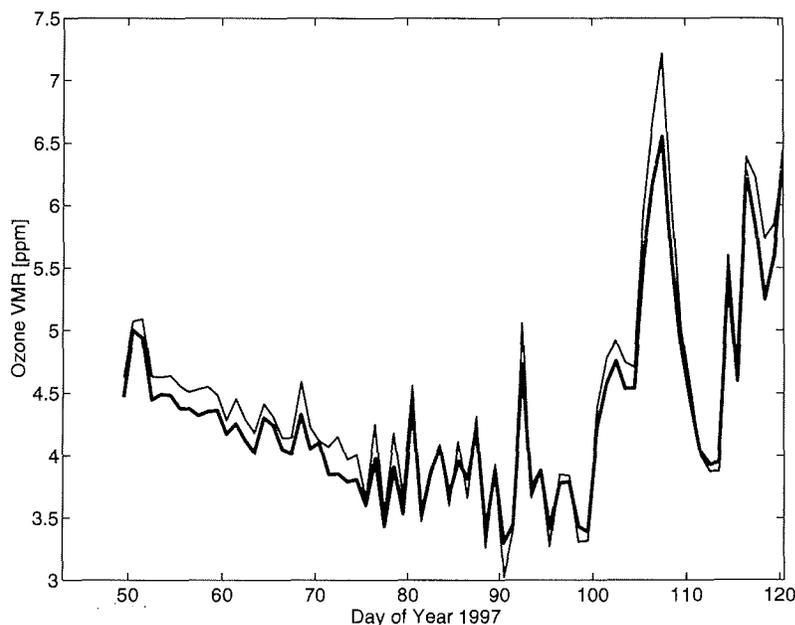


Abb. 7.17. Wie Abb. 7.16, jedoch für 1997.

tion nicht wiederhergestellt wird.

Der gewöhnliche Transport von Ozon spielt in der mittleren Stratosphäre nur eine untergeordnete Rolle im Hinblick auf die beobachtete Ozonvariabilität. Abgesehen von der Situation in der Polarnacht, wo die Photochemie nicht wirksam ist, dominiert die dynamisch kontrollierte Photochemie. Gleichwohl ist natürlich der Transport beispielsweise der an den Ozonabbauzyklen beteiligten Spurenstoffe von Bedeutung.

Anhand von Sensitivitätsuntersuchungen konnte gezeigt werden, daß die Temperatur entlang der Luftmassentrajektorie nur einen geringen Einfluß auf Ozonproduktion und -abbau hat. Zwar sind die beteiligten chemischen Reaktionen temperaturabhängig, aber dieser Einfluß ist weit geringer als die Abhängigkeit von dem verfügbaren Sonnenlicht. Und so ist die oftmals beobachtete Korrelation zwischen Ozonkonzentration und Temperatur nicht ein Zeichen für die direkte Abhängigkeit der Ozonchemie von der Temperatur der Luftmasse, sondern ist vielmehr indirekt begründet: Hohe Ozonkonzentrationen werden in der Regel bei Advektion von Luftmassen aus südlicheren Breiten beobachtet. Dies geht aber normalerweise einher mit erhöhten Temperaturen. Wurde in den Photochemierechnungen für solche Luftmassen die Temperatur künstlich auf niedrigere Werte gesetzt, ergaben die Rechnungen dennoch fast unverändert hohe Ozonkonzentrationen.

Die insgesamt gute Übereinstimmung von den Boxtrajektorienrechnungen mit den RAM-Messungen ist in erster Linie natürlich ein Beweis, daß die Photochemie in der mittleren Stratosphäre im wesentlichen durch das Chemiemodell richtig

beschrieben wird. Die Übereinstimmung zeigt aber auch, daß die Dynamik in der mittleren Stratosphäre durch die berechneten Trajektorien in der Regel gut wiedergegeben wird. Es können damit nicht nur das Trajektorienmodell selber, sondern auch die verwendeten Windfelder – in diesem Fall Windfelder aus Analysen des UKMO – validiert werden.

# 8

## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden bodengebundene Mikrowellenmessungen stratosphärischer Ozonprofile analysiert und interpretiert. Die Messungen mit dem Radiometer für Atmosphärische Messungen (RAM) wurden dabei an der Station des *Network for the Detection of Stratospheric Change* (NDSC) in Ny-Ålesund, Spitzbergen durchgeführt. Ein wesentlicher Vorteil der Mikrowellenradiometrie ist, daß die Messungen auch in Abwesenheit von Sonnenlicht, also auch in der Polarnacht sowie praktisch wetterunabhängig durchgeführt werden können. Da das Instrument somit kontinuierlich mit hoher zeitlicher Auflösung arbeitet – typischerweise werden ein bis vier Ozonmessungen pro Stunde durchgeführt – stellt es eine wertvolle Ergänzung zu anderen Meßverfahren wie etwa Ozonsonden oder Lidarmessungen dar. Die aus den Messungen des RAM gewonnenen Ozondaten können somit Erkenntnisse sowohl über die langfristigen Ozonänderungen liefern, als auch über sehr kurzzeitige Ozonvariabilitäten.

In der Arktis wird ein jahreszeitlicher Zyklus des stratosphärischen Ozons beobachtet, mit einem Maximum der Ozonkonzentration am Ende des Winters und einem Minimum im Sommer. Dies ist durch Transportprozesse begründet: Im Winter sinken die Luftmassen innerhalb des Polarwirbels ab, wodurch ozonreichere Luftmassen aus größeren Höhen nach unten transportiert werden. Die Luftmassen innerhalb des Polarwirbels sind dabei weitgehend abgeschlossen gegenüber den Luftmassen aus mittleren Breiten. Am Ende des Winters, wenn der Polarwirbel aufbricht, vermischen sich die arktischen Luftmassen dann mit denen aus mittleren Breiten.

In den letzten Jahren ist innerhalb des arktischen Polarwirbels im Winter und Frühjahr ein teilweise erheblicher Rückgang des stratosphärischen Ozons beobachtet worden. Es besteht heutzutage kein Zweifel mehr daran, daß diese Ozonverluste durch chemische katalytische Reaktionen mit Chlor und Brom aus anthropogenen Quellen verursacht werden. An den Oberflächen von polaren stratosphärischen Wolken, die sich bei sehr tiefen Temperaturen bilden können, wird das Chlor aus nicht-reaktiven Reservoirverbindungen in reaktive Verbindungen umgewandelt. Diese können dann durch katalytische Zyklen Ozon zerstören. Ein Effekt, der zumindest grundsätzlich vergleichbar ist mit dem antarktischen Ozonloch, das seit etwa Anfang

der Achziger Jahre zu beobachten ist. Der einzige Grund dafür, daß die Ozonverluste im Bereich der Arktis bisher geringer waren als im Bereich der Antarktis, sind die unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen. Zum einen sind die Temperaturen im arktischen Polarwirbel gewöhnlich höher, so daß polare Stratosphärenwolken nur sporadisch auftreten, zum anderen bricht der arktische Polarwirbel gewöhnlich früher zusammen als sein antarktisches Gegenstück, wodurch der Ozonabbau weniger lange anhalten kann.

Die Ozonmessungen mit dem RAM zeigen im Winter und Frühjahr 1997 eine deutliche Abnahme der Ozonkonzentration in der unteren Stratosphäre. Zwischen Mitte Februar und Ende April 1997 nimmt das Ozonmischungsverhältnis auf der 475 K Isentrope (etwa 19 km Höhe) von etwa 3 ppm auf unter 2 ppm ab. Damit einher geht eine Abnahme der stratosphärischen Ozonsäulendichte im gleichen Zeitraum um etwa 50 DU. Um aus der beobachteten Ozonabnahme auf chemische Ozonabbauraten schließen zu können, muß das diabatische Absinken der Luftmassen innerhalb des Polarwirbels abgeschätzt werden. Denn das Absinken ozonreicherer Luftmassen kann den chemischen Ozonverlust in einer Höhe teilweise überdecken. Zur Berechnung des diabatischen Absinkens wurden daher Kühlungsdaten mit einem Strahlungstransfermodell im sichtbaren und infraroten Spektralbereich durchgeführt.

Verursacht werden die diabatischen Temperaturänderungen durch das Heizen aufgrund der Absorption solarer Strahlung auf der einen Seite, und die langwellige Abstrahlung im infraroten Spektralbereich auf der anderen Seite. Verantwortlich für das Heizen durch die Absorption der solaren Strahlung ist in der Stratosphäre vor allem Ozon sowie zu einem geringeren Teil auch Wasserdampf, der allerdings in der Troposphäre einen entscheidenden Anteil am diabatischen Heizen hat. Der Strahlungsaustausch im Infraroten ist vor allem durch Kohlendioxyd, Wasser und Ozon verursacht und hängt wesentlich von der Temperatur der Luftmassen ab. Zur Berechnung der diabatischen Kühlungsdaten in dieser Arbeit wurden Temperaturprofile aus ECMWF-Analysen gemittelt über den Polarwirbel verwendet. Außerdem wurden die mit dem RAM in Ny-Ålesund gemessenen Ozonprofile, die als repräsentativ für den gesamten Polarwirbel angenommen wurden, für die Berechnungen verwendet. Da keine routinemäßigen Messungen von stratosphärischen Wasserdampfprofilen innerhalb des Polarwirbels vorliegen, konnten nur Annahmen über das Wasserdampfprofil gemacht werden. Dies sollte allerdings keine große Auswirkung auf die berechneten diabatischen Kühlungsdaten haben, da Wasserdampf sowohl bei der Absorption der solaren Strahlung, als auch im infraroten Spektralbereich nur einen vergleichsweise geringen Anteil an den diabatischen Temperaturänderungen hat.

Es zeigte sich, daß praktisch über den gesamten betrachteten Zeitraum von Mitte Februar bis Ende April diabatisches Kühlen vorherrschte. Dies führte demzufolge zu einem diabatischen Absinken ozonreicherer Luftmassen von oben, wodurch der chemische Ozonabbau teilweise überdeckt wurde. Es muß also unbedingt das diabatische Absinken mit berücksichtigt werden, wenn der chemische Ozonabbau bestimmt werden soll. Andererseits zeigte sich, daß die diabatischen Kühlungsdaten wesentlich auch vom zugrundeliegenden Ozonprofil abhängen. So halten sich im April 1997 die langwellige Strahlungskühlung und das Heizen durch die kurzwellige Absorption der solaren Strahlung ungefähr die Waage, mit einer leichten netto Kühlung. Da

aber das Heizen durch die Absorption der solaren Strahlung vor allem vom Ozon abhängt, andererseits die langwellige Strahlungskühlung aber nur schwach abhängig ist von der Ozonkonzentration, hätte schon eine leichte Erhöhung der Ozonkonzentration statt zu einem netto Kühlen zu einem netto Heizen geführt. Insbesondere die Verwendung von klimatologischen Ozonprofilen anstatt gemessener Ozonprofile kann somit zu grundlegend anderen Ergebnissen führen.

Unter Berücksichtigung des berechneten diabatischen Absinkens ergaben sich aus den Beobachtungen des RAM für den Höhenbereich um 475 K chemische Ozonabbauraten zwischen etwa 20 ppb/Tag im Februar und 15 ppb/Tag im April 1997. Im Höhenbereich um 475 K erreichte der chemische Ozonabbau damit Werte, die vergleichbar oder sogar noch größer waren als in den Wintern davor. Die außergewöhnlich niedrigen Temperaturen spät im Winter und Frühjahr 1996/97 ermöglichten die Bildung polarer Stratosphärenwolken über einen großen Bereich des Polarwirbels und über einen langen Zeitraum bis Ende März. Die Folge davon war eine weitgehende, lang anhaltende Chloraktivierung, die zum beobachteten Ozonabbau führte. Insbesondere durch die tiefen Temperaturen im März 1997 konnte der Ozonabbau lange anhalten und war aufgrund der bereits reichlich vorhandenen Sonnenstrahlung zu der Zeit sehr effektiv.

Der aus den Messungen des RAM berechnete Ozonabbau ist in guter Übereinstimmung mit anderen Messungen. Es wurde somit gezeigt, daß sich auch durch Messungen an nur einem Ort Erkenntnisse über den chemischen Ozonabbau gewinnen lassen. Begünstigt wurde dies auch dadurch, daß im Winter 1996/97 der Polarwirbel recht stabil war und fast den gesamten Winter über Ny-Ålesund lag. Das grundsätzliche Problem bei der Interpretation von Messungen an nur einem Ort bleibt jedoch, daß nie ganz ausgeschlossen werden kann, daß eine beobachtete Ozonänderung auf horizontale Advektion zurückzuführen ist. Durch zusätzliche Messungen an anderen Orten könnte diese Schwierigkeit aber deutlich minimiert werden.

Ein interessantes Ergebnis am Rande, das sich aus den berechneten diabatischen Kühlungsraten ergibt, ist die Änderung der potentiellen Vorticity aufgrund diabatischer Effekte. Es zeigte sich, daß die aus den diabatischen Kühlungsraten berechnete Tendenz der potentiellen Vorticity in sehr guter Übereinstimmung mit der tatsächlich im Mittel innerhalb des Polarwirbels beobachteten Tendenz der potentiellen Vorticity ist. Zumindest für den Winter 1996/97 war die Entwicklung des Polarwirbels also wesentlich durch Strahlungsprozesse bestimmt. Darüber hinaus ist die gute Übereinstimmung der berechneten und der beobachteten PV-Tendenz aber auch eine Bestätigung dafür, daß die im Rahmen dieser Arbeit berechneten diabatischen Kühlungsraten die Natur hinreichend gut wiedergeben. Eine unmittelbare Anwendung hiervon könnte in der Zukunft darin bestehen, die diabatische Änderung der PV zu berücksichtigen, wenn diese mit Ozon korreliert wird. Denn ein wesentliches Problem solcher Korrelationsuntersuchungen von Ozon mit PV ist, daß sich die Korrelation von Ozon und PV unter diabatischen Prozessen ändert (anders als bei der Korrelation eines chemisch inerten Spurenstoffes mit Ozon).

Um die beobachtete Variabilität des Ozons zu verstehen, muß auch die atmosphär-

ische Dynamik betrachtet werden. Vor allem die kurzzeitigen Ozonvariationen sind durch die Advektion von Luftmassen unterschiedlicher Herkunft bestimmt. Zur Untersuchung der dynamisch beeinflussten Variabilitäten des Ozons wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Trajektorienmodell entwickelt, mit dem sich die Historien einzelner Luftmassen mit Hilfe von analysierten Windfeldern zurückverfolgen lassen. Dieses Trajektorienmodell wurde auch für sogenannte *contour advection* und *domain filling* Trajektorienrechnungen verwendet. Dafür wurden eine große Anzahl von Luftpaketen gleichzeitig verfolgt, wodurch sich die Dynamik der Luftmassen und insbesondere die Entwicklung des Polarwirbels im Detail untersuchen läßt. Durch die *contour advection* und *reverse domain filling* (RDF) Rechnungen lassen sich hochaufgelöste Karten des Polarwirbels erzeugen, die Strukturen zeigen, die herkömmlichen Analysen nicht zugänglich sind. So können die RDF-Rechnungen beispielsweise das Ablösen von Luftmassen aus dem Randbereich des Polarwirbels und den damit verbundenen Transport in mittlere Breiten beziehungsweise das Eindringen von Luftmassen von außerhalb des Polarwirbels in den Polarwirbel hinein veranschaulichen. In den groben Strukturen stimmen die RDF-Rechnungen dabei sehr gut mit PV-Analysen überein, was eine Bestätigung dafür ist, daß die Bewegung der Luftmassen durch die Trajektorienrechnungen zumindest grundsätzlich richtig wiedergegeben wird. Darüber hinaus konnte durch die RDF-Rechnungen auch gezeigt werden, daß die Luftmassen innerhalb des Polarwirbels gut isoliert sind und ein Austausch mit Luftmassen mittlerer Breiten weitgehend unterbunden wird. Eine quantitative Bestimmung des Transportes über den Rand des Polarwirbels ist allerdings mit großen Unsicherheiten verbunden.

Ein Vergleich der RDF-Rechnungen mit den Ozonmessungen des RAM in Ny-Ålesund zeigte eine recht gute Übereinstimmung, wodurch kurzzeitige Variationen im gemessenen Ozonmischungsverhältnis erklärt werden konnten. Ein genauer Vergleich zeigt allerdings, daß die RDF-Rechnungen zwar Strukturen im Feld der potentiellen Vorticity reproduzieren können, die in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen sind, die exakte Position dieser Strukturen aber oftmals nicht richtig wiedergegeben wird. Um die Rechnungen direkt mit den Ozonmessungen vergleichen zu können, was ja für potentielle Vorticity nur indirekt möglich ist, wurden hochaufgelöste Transportrechnungen durchgeführt, die mit Ozon initialisiert wurden. Dafür wurde ein Semi-Lagranges Transportmodell entwickelt, das über eine sehr hohe vertikale Auflösung verfügt. Angetrieben wird dieses Modell durch analysierte Windfelder aus ECMWF-Analysen. Ein Testlauf des Modells, der mit potentieller Vorticity initialisiert wurde, zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit der analysierten PV beziehungsweise mit RDF-Rechnungen. Für die Ozontransportrechnungen wurde das Modell dann mit Ozonsondenmessungen initialisiert.

Mit dem Modell konnte für einen ausgesuchten Zeitraum im März 1995 die Entwicklung des Ozonmischungsverhältnisses nachvollzogen werden. Grundsätzlich zeigt das Modell eine recht gute Übereinstimmung sowohl mit Ozonsondenmessungen, als auch mit Messungen des RAM in Ny-Ålesund. Insbesondere ist das Modell in der Lage, das Entstehen von Filamenten im Ozonprofil wiederzugeben. Konkret ergeben sich aber eine Reihe von Abweichungen zwischen Modell und Messungen. Diese sind sicher zum einen darauf zurückzuführen, daß im Modell der chemische

Ozonabbau nicht berücksichtigt wird. So zeigt sich im Verlaufe der Rechnung eine zunehmende Diskrepanz zwischen Modell und Messungen. Zum anderen wurden bei der Initialisierung des Modells kleinräumige Variationen insbesondere innerhalb des Polarwirbels nicht richtig berücksichtigt. Zusammenfassend kann aber gesagt werden, daß dieses Modell gut geeignet ist, die Evolution des Ozons über einen Zeitraum von einigen Tagen im Detail zu untersuchen.

Im Gegensatz zum Ozon in der unteren Stratosphäre, das in den letzten Jahren viel Beachtung fand, ist nur wenig über die Ozonvariabilität in der mittleren Stratosphäre, dem Höhenbereich von etwa 25–40 km Höhe, bekannt. Dieser Höhenbereich ist insofern interessant, als daß hier die natürliche Photochemie des Ozons auf gleichen Zeitskalen abläuft wie die Transportprozesse.

Die RAM-Messungen in Ny-Ålesund zeigen im Bereich der mittleren Stratosphäre eine sehr hohe Variabilität des Ozonmischungsverhältnisses. Teilweise von einem Tag auf den anderen variiert das Ozonmischungsverhältnis um bis zu einem Faktor Zwei. Da die photochemische Lebensdauer des Ozons in der mittleren Stratosphäre im Bereich einiger Tage liegt, muß zur Untersuchung der Ozonvariabilität in diesem Höhenbereich die Historie der Luftmassen über einen Zeitraum von einigen Tagen betrachtet werden. Zur Interpretation der Beobachtungen wurden dazu Rechnungen mit einem photochemischen Box-Modell entlang von Luftmassentrajektorien durchgeführt. Dazu wurden die Trajektorienrechnungen jeweils identisch initialisiert, um zu untersuchen, inwieweit sich das beobachtete Ozonmischungsverhältnis im Verlauf der Rechnung einstellt. Das Ergebnis dieser Rechnungen zeigte, daß das Ozonmischungsverhältnis vor allem durch die Photochemie während der letzten Tage bestimmt ist. Abhängig davon, wieviel Sonnenlicht das Luftpaket erfahren hat, ergeben sich höhere oder niedrigere Ozonkonzentrationen. Insbesondere wenn die Luftmassen sich lange Zeit im Bereich sehr tief stehender Sonne befunden haben, stellten sich in diesen Luftmassen sehr niedrige Ozonmischungsverhältnisse ein. Der Grund dafür ist, daß unter diesen Bedingungen Ozon bereits photolysiert wird, wodurch ein Ozonabbau ermöglicht wird, die Ozonproduktion aufgrund der Photolyse von Sauerstoff aber noch nicht möglich ist. Die sehr gute Übereinstimmung dieser photochemischen Modellrechnungen mit den Ozonmessungen des RAM in Ny-Ålesund hat klar gezeigt, daß die Ozonvariabilität in der mittleren Stratosphäre wesentlich durch die 'dynamisch kontrollierte Photochemie' bestimmt ist. Es muß daher stets die Dynamik mit betrachtet werden, wenn Aussagen über das Ozon in der mittleren Stratosphäre gemacht werden sollen. Dies gilt insbesondere auch für den Vergleich von Messungen unterschiedlicher Jahre sowie Trenduntersuchungen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die beobachtete Variabilität des Ozons in der arktischen Stratosphäre zumindest grundsätzlich recht gut verstanden ist. Für die Zukunft ergibt sich dabei vor allem die Frage, inwieweit etwa die beobachteten Ozonverluste in der unteren Stratosphäre im Winter und Frühjahr mit unserem derzeitigen Verständnis der Chemie *quantitativ* in Übereinstimmung sind.

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit konzentrierten sich hauptsächlich auf die Ozonmessungen im Winter und Frühjahr. Eine Analyse der Messungen im

Sommer und Herbst steht bisher noch aus. Auch der Bereich der oberen Stratosphäre, oberhalb etwa 40 km Höhe, ist in dieser Arbeit praktisch nicht behandelt worden. Auch hier sind noch interessante Ergebnisse zu erwarten.

Es bleibt zu hoffen, daß das Radiometer für Atmosphärische Messungen noch lange in Ny-Ålesund möglichst unverändert betrieben werden kann, um so einen möglichst langen homogenen Datensatz zu erhalten, dessen Wert mit jedem weiteren Meßtag steigt. Ich würde mir dabei wünschen, daß die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Methoden auch für die Interpretation künftiger Messungen von Nutzen sein können.

## Literaturverzeichnis

- Andrews, D.G., and M.E. McIntyre, Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **33**, 2031-2048, 1976.
- Andrews, D.G.; and M.E. McIntyre, An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow, *J. Fluid Mech.*, **89**, 609-646, 1978.
- Andrews, D.G., J.R. Holton, and C.B. Leovy, *Middle Atmosphere Dynamics*, Academic Press, 1987.
- Armstrong, B.H., Spectrum line profiles: The Voigt function, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **7**, 61-88, 1967.
- Atkinson, R.J., and R.A. Plumb, Three-dimensional ozone transport during the ozone hole breakup in December 1987, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 1451-1466, 1997.
- Austin, J., On the explicit versus family solution of the fully diurnal photochemical equations of the stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 12,941-12,947, 1991.
- Bacmeister, J.T., S.D. Eckermann, P.A. Newman, L. Lait, K.R. Chan, M. Loewenstein, M.H. Proffitt, and B.L. Gary, Stratospheric horizontal wavenumber spectra of winds, potential temperature, and atmospheric tracers observed by high-altitude aircraft, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 9441-9470, 1996.
- Behringer, R.P., S.D. Meyers, and H.L. Swinney, Chaos and mixing in a geostrophic flow, *Phys. Fluids*, **A3**, 1243-1249, 1991.
- Blindauer, C., V. Rozanov, and J.P. Burrows, Actinic flux and photolysis frequency comparison computations using the model PHOTOGT, *Journal of Atmospheric Chemistry*, **24**, 1-21, 1996.
- Bowman, K.P., Large-scale isentropic mixing properties of the Antarctic polar vortex from analyzed winds, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 23,013-23,027, 1993.

- Braathen, G.O., M. Rummukainen, E. Kyrö, U. Schmidt, A. Dahlback, T.S. Jorgensen, R. Fabian, V.V. Rudakov, M. Gil, and R. Borchers, Temporal development of ozone within the Arctic vortex during the winter of 1991/92, *Geophysical Research Letters*, **21**,1407-1410, 1994.
- Brasseur, G., and S. Solomon, *Aeronomy of the Middle Atmosphere*, D. Reidel Publishing Company, 1986.
- Brillet, J., A theoretical study of ozone measurements made with ground-based microwave sensors, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 12833-12850, 1989.
- Butchart, N., and E.E. Remsberg, The area of the stratospheric polar vortex as a diagnostic for tracer transport on an isentropic surface, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **43**, 1319-1339, 1986.
- Carlaw, K.S., T. Peter, and S.L. Clegg, Modeling the composition of liquid stratospheric aerosols, *Reviews of Geophysics*, **35**, 125-154, 1997.
- Carlaw, K.S., M. Wirth, A. Tsias, B.P. Luo, A. Dörnbrack, M. Leutbecher, H. Volkert, W. Renger, J.T. Bacmeister, and T. Peter, Particle microphysics and chemistry in remotely observed mountain polar stratospheric clouds, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 5785-5796, 1998.
- Cerniglia, M.C., R.B. Rood, and A.R. Douglass, Three-dimensional simulation of the influence of a cutoff low on the distribution of northern hemisphere processed air in late January 1992, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 16,431-16,443, 1995.
- Chen, P., The permeability of the Antarctic vortex edge, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 20,563-20,571, 1994.
- Chen, P., J.R. Holton, A. O'Neill, and R. Swinbank, Quasi-horizontal transport and mixing in the Antarctic stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 16,851-16,866, 1994.
- Chen, L., J. London, and G. Brasseur, Middle atmospheric ozone and temperature responses to solar irradiance variations over 27-day periods, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 29,957-29,979, 1997.
- Chipperfield, M.P., D. Cariolle, P. Simon, R. Ramaroson, and D.J. Lary, A three-dimensional modeling study of trace species in the Arctic lower stratosphere during winter 1989-1990, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 7199-7218, 1993.
- Chipperfield, M.P., J.A. Pyle, C.E. Blom, N. Glatthor, M. Höpfner, T. Gulde, C. Piesch, and P. Simon, The variability of ClONO<sub>2</sub> and HNO<sub>3</sub> in the Arctic polar vortex: Comparison of Transall Michelson interferometer for passive atmospheric sounding measurements and three-dimensional model results, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 9115-9129, 1995.
- Chipperfield, M., The SLIMCAT Offline Transport Model, Centre for Atmospheric Science, University of Cambridge, 1996.
- Chipperfield, M.P., M.L. Santee, L. Froidevaux, G.L. Manney, W.G. Read, J.W. Waters, A.E. Roche, and J.M. Russell III, Analysis of UARS data in the southern polar vortex in September 1992 using a chemical transport model, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 18,861-18,881, 1996a.

- Chipperfield, M.P., A.M. Lee, and J.A. Pyle, Model calculations of ozone depletion in the Arctic polar vortex for 1991/92 to 1994/95, *Geophysical Research Letters*, **23**, 559-562, 1996b.
- Chipperfield, M.P., D.E. Shallcross, and D.J. Lary, A model study of the potential role of the reaction  $\text{BrO} + \text{OH}$  in the production of stratospheric HBr, *Geophysical Research Letters*, **24**, 3025-3028, 1997a.
- Chipperfield, M.P., J.A. Lutman, J.A. Kettleborough, J.A. Pyle, and A.E. Roche, Model studies of chlorine deactivation and formation of  $\text{ClONO}_2$  collar in the Arctic polar vortex, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 1467-1478, 1997b.
- Chipperfield, M.P., Multiannual simulations with a three-dimensional chemical transport model, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 1781-1806, 1999.
- Chou, M.-D., and A. Arking, Computation of infrared cooling rates in the water vapor bands, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**, 855-867, 1980.
- Chou, M.-D., Broadband water vapor transmission functions for atmospheric IR flux computations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **42**, 1775-1778, 1984.
- Chubachi, S., A special ozone observation at Syowa station, Antarctica from February 1982 to January 1983, in *Atmospheric Ozone*, edited by C.S. Zerefos, and A.M. Ghuzi, pp. 285-289, 1984.
- Claude, H., F. Schöneborn, W. Steinbrecht, and W. Vandersee, New evidence for ozone depletion in the upper stratosphere, *Geophysical Research Letters*, **21**, 2409-2412, 1994.
- Clough, S.A., N.S. Grahame, and A. O'Neill, Potential vorticity in the stratosphere derived using data from satellites, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **111**, 335-358, 1985.
- Cogley, A.C., and W.J. Borucki, Exponential approximation for daily average solar heating or photolysis, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **33**, 1347-1356, 1976.
- Coy, L., and R. Swinbank, Characteristics of stratospheric winds and temperatures produced by data assimilation, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 25,763-25,781, 1997a.
- Coy, L., E.R. Nash, and P.A. Newman, Meteorology of the polar vortex: Spring 1997, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2693-2696, 1997b.
- Crutzen, P.J., The influence of nitrogen oxides on the atmospheric ozone content, *Q. J. R. Met. Soc.*, **96**, 320-325, 1970.
- Crutzen, P.J., and F. Arnold, Nitric acid cloud formation in the cold Antarctic stratosphere: A major cause for the springtime 'ozone hole', *Nature*, **324**, 651-655, 1986.
- Dahlberg, S.P., and K.P. Bowman, Climatology of large-scale isentropic mixing in the Arctic winter stratosphere from analyzed winds, *Journal Of Geophysical Research*, **99**, 20,585-20,599, 1994.
- Dahlberg, S.P., and K.P. Bowman, Isentropic mixing in the Arctic stratosphere during the 1992-1993 and 1993-1994 winters, *Geophysical Research Letters*, **22**, 1237-1240, 1995.

- Daley, R., *Atmospheric Data Analysis*, Cambridge University Press, 1993.
- Danielsen, E.F., In defense of Ertel's potential vorticity and its general applicability as a meteorological tracer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**, 2013-2020, 1990.
- DeMore, W.B., S.P. Sander, C.J. Howard, A.R. Ravishankara, D.M. Golden, C.E. Kolb, R.F. Hampson, M.J. Kurylo, and M.J. Molina, Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Stratospheric Modeling, JPL Publication 97-4, NASA Jet Propulsion Laboratory, 1997.
- Dessler, A.E., S.R. Kawa, D.B. Considine, J.W. Waters, L. Froidevaux, and J.B. Kumer, UARS measurements of ClO and NO<sub>2</sub> at 40 and 46 km and implications for the model 'ozone deficit', *Geophysical Research Letters*, **23**, 339-342, 1996.
- Donovan, D.P., H. Fast, Y. Makino, J.C. Bird, A.I. Carswell, J. Davies, T.J. Duck, J.W. Kaminski, C.T. McElroy, R.L. Mittermeier, S.R. Pal, V. Savastiouk, D. Velkov, and J.A. Whiteway, Ozone, column ClO, and PSC measurements made at the NDSC Eureka observatory (80N, 86W) during the spring of 1997, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2709-2712, 1997.
- Drayson, S.R., Rapid computation of the Voigt profile, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **16**, 611-614, 1976.
- Dritschel, D.G., Contour surgery: A topological reconnection scheme for extended integrations using contour dynamics, *Journal of Computational Physics*, **77**, 240-266, 1988.
- Dunkerton, T., C.-P.F. Hsu, and M.E. McIntyre, Some Eulerian and Lagrangian diagnostics for a model stratospheric warming, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38**, 819-843, 1981.
- Ellingson, R.G., J. Ellis, and S. Fels, The intercomparison of radiation codes used in climate models: Long wave results, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 8929-8953, 1991.
- Eluszkiewicz, J., R.A. Plumb, and N. Nakamura, Dynamics of wintertime stratospheric transport in the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory SKYHI general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 20,883-20,900, 1995.
- Bericht der Europäischen Kommission, *European research in the stratosphere: The contribution of EASOE and SESAME to our current understanding of the ozone layer*, 1997.
- Fairlie, T.D., R.B. Pierce, W.L. Grose, G. Lingenfelter, M. Loewenstein, and J.R. Podolske, Lagrangian forecasting during ASHOE/MAESA: Analysis of predictive skill for analyzed and reverse-domain-filled potential vorticity, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 13,169-13,182, 1997.
- Farman, J.C., B.G. Gardiner, and J.D. Shanklin, Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO<sub>x</sub>/NO<sub>x</sub> interaction, *Nature*, **315**, 207-210, 1985.
- Fisher, M., and A. O'Neill, Rapid descent of mesospheric air into the stratospheric polar vortex, *Geophysical Research Letters*, **20**, 1267-1270, 1993.
- Fisher, M., and D.J. Lary, Lagrangian four-dimensional variational data assimilation of chemical species, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **121**, 1681-1704, 1995.

- Forster, P.M. de F., and K.P. Shine, Radiative forcing and temperature trends from stratospheric ozone changes, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 10,841-10,855, 1997.
- Fortuin, J.P.F., and H. Kelder, An ozone climatology based on ozonesonde and satellite measurements, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 31,709-31,734, 1998.
- Flaud, J.-M., C. Camy-Peyret, A. Perrin, and C.P. Rinsland, Improved spectroscopic line parameters for the ozone molecule, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **48**, 611-615, 1992.
- Franklin, J.N., Well-posed stochastic extensions of ill-posed problems, *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, **31**, 682-716, 1970.
- von der Gathen, P., M. Rex, N.R.P. Harris, D. Lucic, B.M. Knudson, G.O. Braathen, H. De Backer, R. Fabian, H. Fast, M. Gil, E. Kyrö, I.S. Mikkelsen, M. Rummukainen, J. Stähelin, and C. Varotsos, Observational evidence for chemical ozone depletion over the Arctic in winter 1991-92, *Nature*, **375**, 131-134, 1995.
- Hadjinicolaou, P., J.A. Pyle, M.P. Chipperfield, and J.A. Kettleborough, Effect of interannual meteorological variability on mid-latitude O<sub>3</sub>, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2993-2996, 1997.
- Hanson, D., and K. Mauersberger, Laboratory studies of the nitric acid trihydrate: Implications for the south polar stratosphere, *Geophysical Research Letters*, **15**, 855-858, 1988.
- Haynes, P.H., and M.E. McIntyre, On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **44**, 828-841, 1987.
- Haynes, P.H., and M.E. McIntyre, On the conservation and Impermeability theorems for potential vorticity, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**, 2021-2031, 1990.
- Heese, B., Untersuchungen zum Beitrag chemischer und dynamischer Prozesse zur Variabilität des stratosphärischen Ozons über der Arktis, Dissertation, Universität Bremen, 1996.
- Holton, J.R., *An Introduction to Dynamic Meteorologie*, Academic Press, 1992.
- Holton, J.R., P.H. Haynes, M.E. McIntyre, A.R. Douglass, R.B. Rood, and L. Pfister, Stratosphere-troposphere exchange, *Reviews of Geophysics*, **33**, 403-439, 1995.
- Hoskins, B.J., M.E. McIntyre, and A.W. Robertson, On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **111**, 877-946, 1985.
- Hoskins, B.J., Towards a PV-theta view of the general circulation, *Tellus*, **43AB**, 27-35, 1991.
- Hui, A.K., B.H. Armstrong, and A.A. Wray, Rapid computation of the Voigt and complex error functions, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **19**, 509-516, 1978.
- Jones, A.E., and J.D. Shanklin, Continued decline of total ozone over Halley, Antarctica, since 1985, *Nature*, **376**, 409-411, 1995.

- Juckes, M.N., and M.E. McIntyre, A high-resolution one-layer model of breaking planetary waves in the stratosphere, *Nature*, **328**, 590-596, 1987.
- Kiehl, J.T., and V. Ramanathan, CO<sub>2</sub> radiative parameterization used in climate models: Comparison with narrow band models and with laboratory data, *Journal of Geophysical Research*, **88**, 5191-5202, 1983.
- Kiehl, J.T., and B.P. Briegleb, A new parameterization of the absorptance due to the 15 $\mu$ m band system of carbon dioxide, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 9013-9019, 1991.
- Kiehl, J.T., J.J. Hack, G.B. Bonan, B.A. Boville, B.P. Briegleb, D.L. Williamson, and R.J. Rasch, Description of the NCAR Community Climate Model (CCM3), National Center for Atmospheric Research, Boulder, 1996.
- Kiehl, J.T., Radiative transfer in troposphere-stratosphere global climate models, in *The Stratosphere and its Role in the Climate System*, edited by G.P. Brasseur, pp. 102-131, Springer, 1997.
- Klein, U., Aufbau und Betrieb eines breitbandigen, bodengestützten Millimeterwellen-Radiometers zur Messung atmosphärischer Spurenstoffe, Dissertation, Universität Bremen, 1993.
- Kley, D., E.J. Stone, W.R. Henderson, J.W. Drummond, W.J. Harrop, A.L. Schmeltekopf, T.L. Thompson, and R.W. Winkler, In situ measurements of the mixing ratio of water vapor in the stratosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **36**, 2513-2524, 1979.
- Knudsen, B.M., and G.D. Carver, Accuracy of the isentropic trajectories calculated for the EASOE campaign, *Geophysical Research Letters*, **21**, 1199-1202, 1994.
- Knudsen, B.M., N. Larsen, I.S. Mikkelsen, J.-J. Morcrette, G.O. Braathen, E. Kyrö, H. Fast, H. Gernandt, H. Kanzawa, H. Nakane, V. Dorokhov, V. Yushkhov, G. Hansen, M. Gil, and R.J. Sherman, Ozone depletion in and below the Arctic vortex for 1997, *Geophysical Research Letters*, **25**, 627-630, 1998.
- Kodera, K., The solar and equatorial QBO influences on the stratospheric circulation during the early northern-hemisphere winter, *Geophysical Research Letters*, **18**, 1023-1026, 1991.
- Kodera, K., M. Chiba, and K. Shibata, A general circulation model study of the solar and QBO modulation of the stratospheric circulation during the northern hemisphere winter, *Geophysical Research Letters*, **18**, 1209-1212, 1991.
- Kodera, K., On the origin and nature of the interannual variability of the winter stratospheric circulation in the northern hemisphere, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 14,077-14,087, 1995.
- Koop, T., K.S. Carslaw, and T. Peter, Thermodynamic stability and phase transitions of PSC particles, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2199-2202, 1997.
- Kratz, D.P., B.-C. Gao, and J.T. Kiehl, A study of the radiative effects of the 9.4- and 10.4-micron bands of carbon dioxide, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 9021-9026, 1991.
- Kuntz, M., Bestimmung der Höhenverteilung stratosphärischer Spurengase aus

- Emissionsspektren eines bodengebundenen Millimeterwellen-Radiometers, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1996.
- Kuntz, M., A new implementation of the Humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **57**, 819-824, 1997.
- Labitzke, K., and H. van Loon, On the association between the QBO and the extratropical stratosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **54**, 1453-1463, 1992.
- Lacis, A.A., and J.E. Hansen, A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**, 118-133, 1974.
- Lait, L.R., M.R. Schoeberl, P.A. Newman, M.H. Proffitt, M. Loewenstein, J.R. Podolske, S.E. Strahan, K.R. Chan, B. Gary, J.J. Margitan, E. Browell, M.P. McCormick, and A. Torres, Reconstruction of O<sub>3</sub> and N<sub>2</sub>O fields from ER-2, DC-8, and balloon observations, *Geophysical Research Letters*, **17**, 521-524, 1990.
- Lait, L.R., An alternative form for potential vorticity, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 1754-1759, 1994.
- Langer, J., Charakterisierung eines Radiometers für atmosphärenphysikalische Messungen, Diplomarbeit, Universität Bremen, 1995.
- Lary, D.J., M.P. Chipperfield, J.A. Pyle, W.A. Norton, and L.P. Riishøjgaard, Three-dimensional tracer initialization and general diagnostics using equivalent PV latitude-potential-temperature coordinates, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **121**, 187-210, 1995.
- Lary, D.J., Catalytic destruction of stratospheric ozone, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 21,515-21,526, 1997.
- Lefèvre, F., G.P. Brasseur, I. Folkins, A.K. Smith, and P. Simon, Chemistry of the 1991-1992 stratospheric winter: Three-dimensional model simulations, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 8183-8195, 1994.
- Lefèvre, F., F. Figarol, K.S. Carslaw, and T. Peter, The 1997 Arctic ozone depletion quantified from three-dimensional model simulations, *Geophysical Research Letters*, **25**, 2425-2428, 1998.
- Leovy, C.B., C.-R. Sun, M.H. Hitchman, E.E. Remsberg, J.M. Russel, L.L. Gordley, J.C. Gille, and L.V. Lyjak, Transport of ozone in the middle stratosphere: Evidence for planetary wave breaking, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **42**, 230-244, 1985.
- Lipson, J.B., M.J. Elrod, T.W. Beiderhase, L.T. Molina, and M.J. Molina, Temperature dependence of the rate constant and branching ratio for the OH+ClO reaction, *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, **93**, 2665-2673, 1997.
- Lutman, E.R., J.A. Pyle, M.P. Chipperfield, D.J. Lary, I. Kilbane-Dawe, J.W. Waters, and N. Larsen, Three-dimensional studies of the 1991/1992 northern hemisphere winter using domain-filling trajectories with chemistry, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 1479-1488, 1997.
- MacKenzie, L.A., R.S. Harwood, L. Froidevaux, W.G. Read, and J.W. Waters, Chemical loss of polar vortex ozone inferred from UARS MLS measurements of ClO

- during Arctic and Antarctic late winters of 1993, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 14,505-14,518, 1996.
- Manney, G.L., and R.W. Zurek, Interhemispheric comparison of the development of the stratospheric polar vortex during fall: A 3-dimensional perspective for 1991-1992, *Geophysical Research Letters*, **20**, 1275-1278, 1993.
- Manney, G.L., L. Froidevaux, J.W. Waters, R.W. Zurek, W.G. Read, L.S. Elson, J.B. Kumer, J.L. Mergenthaler, A.E. Roche, A. O'Neill, R.S. Harwood, I. MacKenzie, and R. Swinbank, Chemical depletion of ozone in the Arctic lower stratosphere during winter 1992-93, *Nature*, **370**, 429-434, 1994a.
- Manney, G.L., R.W. Zurek, A. O'Neill, R. Swinbank, J.B. Kumer, J.L. Mergenthaler, and A.E. Roche, Stratospheric warmings during February and March 1993, *Geophysical Research Letters*, **21**, 813-816, 1994b.
- Manney, G.L., R.W. Zurek, M.E. Gelman, A.J. Miller, and R. Nagatani, The anomalous Arctic lower stratospheric polar vortex of 1992-1993, *Geophysical Research Letters*, **21**, 2405-2408, 1994c.
- Manney, G.L., R.W. Zurek, A. O'Neill, and R. Swinbank, On the motion of air through the stratospheric polar vortex, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 2973-2994, 1994d.
- Manney, G.L., L. Froidevaux, J.W. Waters, and R.W. Zurek, Evolution of microwave limb sounder ozone and the polar vortex during winter, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 2953-2972, 1995a.
- Manney, G.L., L. Froidevaux, J.W. Waters, R.W. Zurek, J.C. Gille, J.B. Kumer, J.L. Mergenthaler, A.E. Roche, A. O'Neill, and R. Swinbank, Formation of low-ozone pockets in the middle stratospheric anticyclone during winter, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 13,939-13,950, 1995b.
- Manney, G.L., R.W. Zurek, L. Froidevaux, and J.W. Waters, Evidence for Arctic ozone depletion in late February and March 1994, *Geophysical Research Letters*, **22**, 2941-2944, 1995c.
- Manney, G.L., R.W. Zurek, W.A. Lahoz, R.S. Harwood, J.C. Gille, J.B. Kumer, J.L. Mergenthaler, A.R. Roche, A. O'Neill, R. Swinbank, and J.W. Waters, Lagrangian transport calculations using UARS data. Part I: Passive tracers, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**, 3049-3068, 1995d.
- Manney, G.L., R.W. Zurek, L. Froidevaux, J.W. Waters, A. O'Neill, and R. Swinbank, Lagrangian transport calculations using UARS data. Part II: Ozone, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**, 3069-3081, 1995e.
- Manney, G.L., L. Froidevaux, J.W. Waters, M.L. Santee, W.G. Read, D.A. Flower, R.F. Jarnot, and R.W. Zurek, Arctic ozone depletion observed by UARS MLS during the 1994-95 winter, *Geophysical Research Letters*, **23**, 85-88, 1996a.
- Manney, G.L., M.L. Santee, L. Froidevaux, J.W. Waters, and R.W. Zurek, Polar vortex conditions during the 1995-96 Arctic winter: Meteorology and MLS ozone, *Geophysical Research Letters*, **23**, 3203-3206, 1996b.
- Manney, G.L., R. Swinbank, S.T. Massie, M.E. Gelman, A.J. Miller, R. Nagatani, A. O'Neill, and R.W. Zurek, Comparison of U. K. Meteorological Office and U.

- S. National Meteorological Center stratospheric analyses during northern and southern winter, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 10,311-10,334, 1996c.
- Manney, G.L., L. Froidevaux, M.L. Santee, Z.R. W., and J.W. Waters, MLS observations of Arctic ozone loss in 1996-97, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2697-2700, 1997.
- Manney, G.L., J.C. Bird, D.P. Donovan, T.J. Duck, J.A. Whiteway, S.R. Pal, and A.I. Carswell, Modeling ozone laminae in ground-based Arctic wintertime observations using trajectory calculations and satellite data, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 5797-5814, 1998.
- Matsuno, T., Lagrangian motion of air parcels in the stratosphere in the presence of planetary waves, *Pageoph*, **118**, 189-216, 1980.
- McIntyre, M.E., Towards a Lagrangian-mean description of stratospheric circulations and chemical transports, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **296**, 129-148, 1980.
- McIntyre, M.E., and T.N. Palmer, Breaking planetary waves in the stratosphere, *Nature*, **305**, 593-600, 1983.
- McIntyre, M.E., and T.N. Palmer, A note on the general concept of wave breaking for Rossby and gravity waves, *Pageoph*, **123**, 964-975, 1985.
- McIntyre, M.E., Dynamics and tracer transport in the middle atmosphere: An overview of some recent developments, in *Transport Processes in the Middle Atmosphere*, edited by G. Visconti, and R. Garcia, pp. 267-296, D. Reidel Publishing Company, 1987.
- McIntyre, M.E., On the Antarctic ozone hole, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **51**, 29-43, 1989.
- McIntyre, M.E., The stratospheric polar vortex and sub-vortex: Fluid dynamics and midlatitude ozone loss, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **352**, 227-240, 1995.
- Meilinger, S.K., T. Koop, B.P. Luo, T. Huthwelker, K.S. Carslaw, U. Krieger, P.J. Crutzen, and T. Peter, Size-dependent stratospheric droplet composition in lee wave temperature fluctuations and their potential role in PSC freezing, *Geophysical Research Letters*, **22**, 3031-3034, 1995.
- Molina, J.M., and F.S. Rowland, Stratospheric sink for chlorofluoromethans: Chlorine catalyzed destruction of ozone, *Nature*, **249**, 810-812, 1974.
- Molina, M.J., R. Zhang, P.J. Wooldbridge, J.R. McMahon, J.E. Kim, H.Y. Chang, and K.D. Beyer, Physical chemistry of the H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>/HNO<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O system: Implications for polar stratospheric clouds, *Science*, **261**, 1418-1423, 1993.
- Morcrette, J.-J., Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts Forecasting System, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 9121-9132, 1991.
- Morris, G.A., A Demonstration and Evaluation of Trajectory Mapping, Ph. D. thesis, Rice University, Houston, Texas, 1994.
- Morris, G.A., M.R. Schoeberl, L.C. Sparling, P.A. Newman, L.R. Lait, L. Elson, J. Waters, R.A. Suttie, A. Roche, J. Kumer, and J.R. Russel, Trajectory mapping and applications to data from the Upper Atmosphere Research Satellite, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 16,491-16,505, 1995.

- Morris, G.A., S.R. Kawa, A.R. Douglass, M.R. Schoeberl, L. Froidevaux, and J.W. Waters, Low-ozone pockets explained, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 3599-3610, 1998.
- Mote, P.W., K.H. Rosenlof, M.E. McIntyre, E.S. Carr, J.C. Gille, J.R. Holton, J.S. Kinnersley, H.C. Pumphrey, J.M. Russell, and J.W. Waters, An atmospheric tape recorder: The imprint of tropical tropopause temperatures on stratospheric water vapor, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 3989-4006, 1996.
- Müller, R., P.J. Crutzen, J.-U. Grooß, C. Brühl, J.M. Russell III, and A.F. Tuck, Chlorine activation and ozone depletion in the Arctic vortex: Observations by the Halogen Occultation Experiment on the Upper Atmosphere Research Satellite, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 12,531-12,554, 1996a.
- Müller, R., P.J. Crutzen, J.-U. Grooß, C. Brühl, H. Gernandt, J. Russell III, and A.F. Tuck, Chlorine activation and ozone depletion in the Arctic stratospheric vortex during the first five winters of HALOE observations on the UARS, Proceedings of the XVIII Quadrennial Ozone Symposium, L'Aquila, Italy, 225-228, 1996b.
- Müller, R., P.J. Crutzen, J.-U. Grooß, C. Brühl, J.M. Russell III, H. Gernandt, D.S. McKenna, and A.F. Tuck, Severe chemical ozone loss in the Arctic during the winter of 1995-96, *Nature*, **389**, 709-712, 1997a.
- Müller, R., J.-U. Grooß, D.S. McKenna, P.J. Crutzen, C. Brühl, J.M. Russell III, and A.F. Tuck, HALOE observations of the vertical structure of chemical ozone depletion in the Arctic vortex during winter and early spring 1996-1997, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2717-2720, 1997b.
- Nair, H., M. Allen, L. Froidevaux, and R.W. Zurek, Localized rapid ozone loss in the northern winter stratosphere: An analysis of UARS observations, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 1555-1571, 1998.
- Nash, E.R., P.A. Newman, J.E. Rosenfield, and M.R. Schoeberl, An objective determination of the polar vortex using Ertel's potential vorticity, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 9471-9478, 1996.
- Naujokat, B., and S. Pawson, The cold stratospheric winters 1994/1995 and 1995/1996, *Geophysical Research Letters*, **23**, 3703-3706, 1996.
- Newman, P.A., M.R. Schoeberl, R.A. Plumb, and J.E. Rosenfield, Mixing rates calculated from potential vorticity, *Journal of Geophysical Research*, **93**, 5221-5240, 1988.
- Newman, P., L.R. Lait, M. Schoeberl, E.R. Nash, K. Kelly, D.W. Fahey, R. Nagatani, D. Toohy, L. Avallone, and J. Anderson, Stratospheric meteorological conditions in the Arctic polar vortex, 1991 to 1992, *Science*, **261**, 1143-1146, 1993.
- Newman, P.A., and M.R. Schoeberl, A reinterpretation of the data from the NASA Stratospheric-Tropospheric Exchange Project, *Geophysical Research Letters*, **22**, 2501-2504, 1995.
- Newman, P.A., L.R. Lait, M.R. Schoeberl, M. Seablom, L. Coy, R. Rood, R. Swinbank, M. Proffitt, M. Loewenstein, J.R. Podolske, J.W. Elkins, K. Boering, C.R. Webster, R.D. May, D.W. Fahey, G.S. Dutton, and K.R. Chan, Measurements

- of polar vortex air in themidlatitudes, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 12,879-12,891, 1996.
- Newman, P.A., J.F. Gleason, R.D. McPeters, and R.S. Stolarski, Anomalous low ozone over the Arctic, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2689-2692, 1997.
- Norton, W.A., and M.P. Chipperfield, Quantification of the transport of chemically activated air from the northern hemisphere polar vortex, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 25817-25840, 1995.
- Noxon, J.F., E.C. Whipple, and R.S. Hyde, Stratospheric NO<sub>2</sub>: 1. Observational method and behavior at mid-latitude, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 5047-5065, 1979.
- Noxon, J.F., Stratospheric NO<sub>2</sub>: 2. Global behavior, *Journal of Geophysical Research*, **84**, 5067-5076, 1979.
- O'Neill, A., W.L. Grose, V.D. Pope, H. Maclean, and R. Swinbank, Evolution of the stratosphere during northern winter 1991/92 as diagnosed from U.K. Meteorological Office Analyses, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 2800-2817, 1994.
- O'Neill, A., Observations of dynamical processes, in *The Stratosphere and its Role in the Climate System*, edited by G.P. Brasseur, pp. 59-82, Springer, 1997.
- Orsolini, Y., P. Simon, and D. Cariolle, Filamentation and layering of an idealized tracer by observed winds in the lower stratosphere, *Geophysical Research Letters*, **22**, 839-842, 1995a.
- Orsolini, Y.J., On the formation of ozone laminae at the edge of the Arctic polar vortex, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **121**, 1923-1941, 1995b.
- Orsolini, Y.J., G. Hansen, U.-P. Hoppe, G.L. Manney, and K.H. Fricke, Dynamical modelling of wintertime lidar observations in the Arctic: Ozone laminae and ozone depletion, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123**, 785-800, 1997.
- Orsolini, Y.J., G.L. Manney, A. Engel, J. Ovarlez, C. Claud, and L. Coy, Layering in stratospheric profiles of long-lived trace species: Balloon-borne observations and modeling, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 5815-5825, 1998.
- Ou, S.-C.S., and K.-N. Liou, Parameterization of carbon dioxide 15 $\mu$ m band absorption and emission, *Journal of Geophysical Research*, **88**, 5203-5207, 1983.
- Ovarlez, J., and H. Ovarlez, Stratospheric water vapor content evolution during EASOE, *Geophysical Research Letters*, **21**, 1235-1238, 1994.
- Pawson, S., and B. Naujokat, Trends in daily wintertime temperatures in the northern stratosphere, *Geophysical Research Letters*, **24**, 575-578, 1997.
- Petzold, K., B. Naujokat, and K. Neugeboren, Correlation between stratospheric temperature, total ozone and tropospheric weather systems, *Geophysical Research Letters*, **21**, 1203-1206, 1994.
- Pickett, H.M., R.L. Poynter, and E.A. Cohen, Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalogue, NASA Jet Propulsion Laboratory, 1992.

- Pierce, R.B., and T.D.A. Fairlie, Chaotic advection in the stratosphere: Implications for the dispersal of chemically perturbed air from the polar vortex, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 18589-18595, 1993.
- Pierce, R.B., T.D. Fairlie, E.E. Remsberg, J.M. Russel III, and W.L. Grose, HALOE observations of the Arctic vortex during the 1997 spring: Horizontal structure in the lower stratosphere, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2701-2704, 1997.
- Pierrehumbert, R.T., Large-scale horizontal mixing in planetary atmospheres, *Phys. Fluids*, **A3**, 1250-1260, 1991.
- Plumb, R.A., and M.K.W. Ko, Interrelationship between mixing ratios of long-lived stratospheric constituents, *Journal of Geophysical Research*, **97**, 10145-10156, 1992.
- Plumb, R.A., D.W. Waugh, R.J. Atkinson, P.A. Newman, L.R. Lait, M.R. Schoeberl, E.V. Browell, A.J. Simmons, and M. Loewenstein, Intrusions into the lower stratospheric Arctic vortex during the winter of 1991-1992, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 1089-1105, 1994.
- Plumb, R.A., A 'tropical pipe' model of stratospheric transport, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 3957-3972, 1996.
- Polvani, L.M., and R.A. Plumb, Rossby wave breaking, microbreaking, filamentation, and secondary vortex formation: The dynamics of a perturbed vortex, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **49**, 462-476, 1992.
- Polvani, L.M., D.W. Waugh, and R.A. Plumb, On the subtropical edge of the stratospheric surf zone, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**, 1288-1309, 1995.
- Poynter, R.L., and H.M. Pickett, Submillimeter, millimeter, and microwave spectral line catalog, *Applied Optics*, **24**, 2235-2240, 1985.
- Prather, M.J., Numerical Advection by conservation of second-order moments, *Journal of Geophysical Research*, **91**, 6671-6681, 1986.
- Press, W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, 1992.
- Pyle, J.A., N.R.P. Harris, J.C. Farman, F. Arnold, G. Braathen, R.A. Cox, P. Facon, R.L. Jones, G. Megie, A. O'Neill, U. Platt, J.-P. Pommereau, U. Schmitt, and F. Stordal, An overview of the EASOE campaign, *Geophysical Research Letters*, **21**, 1191-1194, 1994.
- Raffalski, U., Mikrowellen-Radiometrie in der Atmosphärenforschung unter Verwendung der Referenzstrahl-Methode, Diplomarbeit, Universität Bremen, 1993.
- Raffalski, U., Messung stratosphärischer Spurengase über Ny-Ålesund, Sitzbereg, mit Hilfe eines bodengebundenen Mikrowellen-Radiometers, Dissertation, Universität Bremen, 1997.
- Raffalski, U., B. Franke, U. Klein, J. Langer, B.M. Sinnhuber, J. Trentmann, K. Künzi, and O. Schrems, Ground based millimeter-wave observations of Arctic chlorine activation during winter and spring of 1996/97, *Geophysical Research Letters*, **25**, 3331-3334, 1998.
- Ramanathan, V., and R.D. Cess, Radiative transfer within the mesospheres of Venus and Mars, *The Astrophysical Journal*, **188**, 407-416, 1974.

- Randel, W.J., The evaluation of winds from geopotential height data in the stratosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **44**, 3097-3120, 1987.
- Randel, W.J., J.C. Gille, A.E. Roche, J.B. Kumer, J.L. Mergenthaler, J.W. Waters, E.F. Fishbein, and W.A. Lahoz, Stratospheric transport from the tropics to middle latitudes by planetary wave mixing, *Nature*, **365**, 533-535, 1993.
- Randel, W.J., and F. Wu, TOMS total ozone trends in potential vorticity coordinates, *Geophysical Research Letters*, **22**, 683-686, 1995.
- Reid, S.J., and G. Vaughan, Lamination in ozone profiles in the lower stratosphere, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **117**, 825-844, 1991.
- Rex, M., *et al.*, Chemical ozone loss in the Arctic winters 1991/92 and 1994/95 (MATCH), Third European Workshop on Polar Stratospheric Ozone, Schliersee, Germany, 1995.
- Rex, M., N.R.P. Harris, P. von der Gathen, R. Lehmann, G.O. Braathen, E. Reimer, A. Beck, M.P. Chipperfield, R. Alfier, M. Allaart, F. O'Connor, H. Dier, V. Dorokhov, H. Fast, M. Gil, E. Kyrö, Z. Litynska, I.S. Mikkelsen, M.M. G., H. Nakane, J. Notholt, M. Rummukainen, P. Viatte, and J. Wenger, Prolonged stratospheric ozone loss in the 1995/96 Arctic winter, *Nature*, **389**, 835-838, 1997.
- Rex, M., P. von der Gathen, N.R.P. Harris, D. Lucic, B.M. Knudsen, G.O. Braathen, S.J. Reid, H. DeBacker, H. Claude, R. Fabian, H. Fast, M. Gil, E. Kyrö, I.S. Mikkelsen, M. Rummukainen, H.G. Smit, J. Stähelin, C. Varotsos, and I. Zaitcev, In situ measurements of stratospheric ozone depletion rates in the Arctic winter 1991/92: A lagrangian approach, *Journal of Geophysical Research*, **103**, 5843-5853, 1998.
- Reynolds, O., Study of fluid motion by means of coloured bands, *Nature*, **50**, 161-164, 1894.
- Rodgers, C.D., Retrieval of atmospheric temperature and composition from remote measurements of thermal radiation, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **14**, 609-624, 1976.
- Rodgers, C.D., Characterization and error analysis of profile retrieval from remote sounding measurements, *Journal of Geophysical Research*, **95**, 5587-5595, 1990.
- Rodgers, C.D., *Inverse Methods for Atmospheric Sounding: Theory and Practise*, bisher unveröffentlichtes Manuskript, 1999.
- Rood, R.B., Numerical Advection Algorithms and Their Role in Atmospheric Transport and Chemistry Models, *Reviews of Geophysics*, **25**, 71-100, 1987.
- Rosenfield, J.E., M.R. Schoeberl, and M.A. Geller, A computation of the stratospheric diabatic circulation using an accurate radiative transfer model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **44**, 859-876, 1987.
- Rosenfield, J.E., M.R. Schoeberl, L.R. Lait, and P.A. Newman, Radiative heating rates during the Airborne Arctic Stratospheric Experiment, *Geophysical Research Letters*, **17**, 345-348, 1990.
- Rosenfield, J.E., A simple parameterization of ozone infrared absorption for atmospheric heating rate calculations, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 9065-9074,

1991.

- Rosenfield, J.E., P.A. Newman, and M.R. Schoeberl, Computation of diabatic descent in the stratospheric polar vortex, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 16677-16689, 1994.
- Rosenkranz, P.W., Absorption of microwaves by atmospheric gases, in *Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry*, edited by M.E. Jansen, pp. 37-90, John Wiley & Sons, 1993.
- Rosenlof, K.H., and J.R. Holton, Estimates of the stratospheric residual circulation using the downward control principle, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 10465-10479, 1993.
- Rosenlof, K.H., Seasonal cycle of the residual mean meridional circulation in the stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5173-5191, 1995.
- Rothman, L.S., The HITRAN molecular database, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **48**, 469-507, 1992.
- Rozanov, V.V., D. Diebel, R.J.D. Spurr, and J.P. Burrows, GOMETRAN: A radiative transfer model for the satellite project GOME, the plane-parallel version, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 16,683-16,695, 1997.
- Salawitch, R.J., S.C. Wofsy, E.W. Gottlieb, L.R. Lait, P.A. Newman, M.R. Schoeberl, M. Loewenstein, J.R. Podolske, S.E. Strahan, M.H. Proffitt, C.R. Webster, R.D. May, D.W. Fahey, D. Baumgardner, J.E. Dye, J.C. Wilson, K.K. Kelly, J.W. Elkins, K.R. Chan, and J.G. Anderson, Chemical loss of ozone in the Arctic polar vortex in the winter of 1991-1992, *Science*, **261**, 1146-1149, 1993.
- Santee, M.L., L. Froidevaux, G.L. Manney, W.G. Read, J.W. Waters, M.P. Chipperfield, A.E. Roche, J.B. Kumer, J.L. Mergenthaler, and J.M. Russell, Chlorine deactivation in the lower stratospheric polar regions during late winter: Results from UARS, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 18,835-18,859, 1996a.
- Santee, M.L., G.L. Manney, W.G. Read, L. Froidevaux, and J.W. Waters, Polar vortex conditions during the 1995-96 Arctic winter: MLS ClO and HNO<sub>3</sub>, *Geophysical Research Letters*, **23**, 3207-3210, 1996b.
- Santee, M.L., G.L. Manney, L. Froidevaux, R.W. Zurek, and J.W. Waters, MLS observations of ClO and HNO<sub>3</sub> in the 1996-97 Arctic polar vortex, *Geophysical Research Letters*, **24**, 2713-2716, 1997.
- Schoeberl, M.R., L.R. Lait, P.A. Newman, R.L. Martin, M.H. Proffitt, D.L. Hartmann, M. Loewenstein, J. Podolske, S.E. Strahan, J. Anderson, K.R. Chan, and B. Gary, Reconstruction of the constituent distribution and trends in the Antarctic polar vortex from ER-2 flight observations, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 16815-16845, 1989.
- Schoeberl, M.R., M.H. Proffitt, K.K. Kelly, L.R. Lait, P.A. Newman, J.E. Rosenfield, M. Loewenstein, J.R. Podolske, S. Strahan, and K.R. Chan, Stratospheric constituent trends from ER-2 profile data, *Geophysical Research Letters*, **17**, 469-472, 1990.

- Schoeberl, M.R., and S.D. Doiron, A simulation of the Cerro Hudson SO<sub>2</sub> Cloud, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 2949-2955, 1993a.
- Schoeberl, M.R., A.R. Douglass, R.S. Stolarski, P.A. Newman, L.R. Lait, D. Toohey, L. Avallone, G. Anderson, W. Brune, D.W. Fahey, and K. Kelly, The evolution of ClO and NO<sub>2</sub> along air parcel trajectories, *Geophysical Research Letters*, **20**, 2511-2514, 1993b.
- Schoeberl, M.R., M. Luo, and J.E. Rosenfield, An analysis of the Antarctic Halogen Occultation Experiment trace gas observations, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 5159-5172, 1995a.
- Schoeberl, M.R., and P.A. Newman, A multiple level trajectory analysis of vortex filaments, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 25,801-25,815, 1995b.
- Schoeberl, M.R., A.R. Douglass, R.R. Kawa, A.E. Dessler, P.A. Newman, R.S. Stolarski, A.E. Roche, J.W. Waters, J.M. Russell III, Development of the Antarctic ozone hole, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 20,909-20,924, 1996.
- Schreier, F., The Voigt and complex error function: A comparison of computational methods, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **48**, 743-762, 1992.
- Schwarzkopf, M.D., and S.B. Fels, The simplified exchange method revisited: An accurate, rapid method for computation of infrared cooling rates and fluxes, *Journal of Geophysical Research*, **96**, 9075-9096, 1991.
- Searle, K.R., M.P. Chipperfield, S. Bekki, and J.A. Pyle, The impact of spatial averaging on calculated polar ozone loss, *J. Geophys. Res.*, 1998.
- Sessler, J., M.P. Chipperfield, J.A. Pyle, and R. Toumi, Stratospheric OClO measurements as a poor quantitative indicator of chlorine activation, *Geophysical Research Letters*, **22**, 687-690, 1995.
- Sheldon, W.R., J.R. Benbrook, and P. Aimeidieu, Ozone depletion in the upper stratosphere at the dawn terminator, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **59**, 1-7, 1997.
- Shine, K.P., and J.A. Rickaby, Solar radiative heating due to absorption by ozone, edited by R.D. Bojkov, and P. Fabian, pp. 597-600, 1989.
- Shine, K.P., On the cause of the relative greenhouse strength of gases such as the halocarbons, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **48**, 1513-1518, 1991.
- Sinnhuber, B.-M., Bestimmung stratosphärischer Ozonprofile aus Spektren eines bodengebundenen Mikrowellen-Radiometers, Diplomarbeit, Universität Bremen, 1995.
- Sinnhuber, B.-M., U. Raffalski, and G. Schwaab, Ground-based millimeter-wave measurements of stratospheric ozone and chlorine monoxide at the Arctic NDSC-station Ny-Aalesund, International Geoscience and Remote Sensing Symposium, pp. 2072-2074, Firenze Italy, 1995a.
- Sinnhuber, B.-M., K. Kunzi, J. Langer, U. Raffalski, and G. Schwaab, Ground-based millimeter-wave monitoring of ozone at Ny-Aalesund, Spitsbergen from 1993 to 1995, Third European Workshop on Polar Stratospheric Ozone, pp. 473-477, Schliersee, Germany, 1995b.

- Sinnhuber, B.-M., U. Klein, J. Langer, G. Schwaab, U. Raffalski, and K. Kunzi, On short-term variability of Arctic stratospheric ozone, XVIII Quadrennial Ozone Symposium, edited by R.D. Bojkov, and G. Visconti, pp. 229-232, L'Aquila, Italy, 1996.
- Sinnhuber, B.-M., A high-resolution picture of the Arctic polar vortex evolution during winter 1996/97, Fourth European Symposium on Polar Stratospheric Ozone, pp. 78-79, Schliersee, Germany, 1997.
- Sinnhuber, B.-M., U. Klein, J. Langer, V. Eyring, J. Trentmann, R. Müller, H. Bovensmann, J. Burrows, and K. Künzi, Dynamically controlled photochemistry of mid-stratospheric ozone, Fourth European Symposium on Polar Stratospheric Ozone, pp. 313-316, Schliersee, Germany, 1997.
- Sinnhuber, B.-M., J. Langer, U. Klein, U. Raffalski, K. Künzi, and O. Schrems, Ground based millimeter-wave observations of Arctic ozone depletion during winter and spring of 1996/97, *Geophysical Research Letters*, **25**, 3227-3330, 1998.
- Sobel, A.H., R.A. Plumb, and D.W. Waugh, Methods of calculating transport across the polar vortex edge, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **54**, 2241-2260, 1997.
- Sobel, A.H., Quantitative Diagnostics of Stratospheric Mixing, Ph.D. thesis, MIT, 1998.
- Sobel, A.H., and R.A. Plumb, Quantitative diagnostics of mixing in a shallow-water model of the stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, 1998.
- Sparling, L.C., M.E. McIntyre, P.H. Haynes, J.E. Rosenfield, L. Coy, P.A. Newman, and M.R. Schoeberl, Diabatic dispersion in the winter lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 25,817-25,829, 1997.
- Sparling, L.C., A.R. Douglass, and M.R. Schoeberl, An estimate of the effect of unresolved structure on modeled ozone loss from aircraft observations of ClO, *Geophysical Research Letters*, **25**, 305-308, 1998.
- Stamnes, K., S.C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Applied Optics*, **27**, 2502-2509, 1988.
- Staniforth, A., and J. Cote, Semi-Lagrangian integration schemes for atmospheric models - A review, *Monthly Weather Review*, **119**, 2206-2223, 1991.
- Strahan, S.E., J.E. Rosenfield, M. Loewenstein, J.R. Podolske, and A. Weaver, Evolution of the 1991-1992 Arctic vortex and comparison with the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory SKYHI general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 20713-20723, 1994.
- Strobel, D.F., Parameterization of the atmospheric heating rate from 15 to 120 km due to O<sub>2</sub> and O<sub>3</sub> absorption of solar radiation, *Journal of Geophysical Research*, **83**, 6225-6230, 1978.
- Sutton, R.T., H. Maclean, R. Swinbank, A. O'Neill, and F.W. Taylor, High-resolution stratospheric tracer fields estimated from satellite observations using Lagrangian trajectory calculations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 2995-3005, 1994.

- Swinbank, R., and A. O'Neill, Quasi-biennial and semi-annual oscillations in equatorial wind fields constructed by data assimilation, *Geophysical Research Letters*, **21**, 2099-2102, 1994a.
- Swinbank, R., and A. O'Neill, A stratosphere-troposphere data assimilation system, *Monthly Weather Review*, **122**, 686-702, 1994b.
- Trentmann, J., Entwicklung eines photochemischen Atmosphärenmodells, Diplomarbeit, Universität Bremen, 1997.
- Tung, K.K., On the two-dimensional transport of stratospheric trace gases in isentropic coordinates, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **39**, 2330-2355, 1982.
- Turco, R., A. Plumb, and E. Condon, The Airborne Arctic Stratospheric Expedition: Prologue, *Geophysical Research Letters*, **17**, 313-316, 1990.
- Urban, J., Messungen der stratosphärischen Spurengase ClO, HCl, O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O und OH mittels flugzeuggetragener Submillimeterwellen-Radiometrie bei 650 und 2500 GHz, Dissertation, Universität Bremen, 1997.
- Waugh, D.W., Subtropical stratospheric mixing linked to disturbances in the polar vortices, *Nature*, **365**, 535-537, 1993.
- Waugh, D.W., R.A. Plumb, R.J. Atkinson, M.R. Schoeberl, L.R. Lait, P.A. Newman, M. Loewenstein, D.W. Toohey, L.M. Avallone, C.R. Webster, and R.D. May, Transport out of the lower stratospheric Arctic vortex by Rossby wave breaking, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 1071-1088, 1994a.
- Waugh, D.W., and R.A. Plumb, Contour advection with surgery: A technique for investigating finescale structure in tracer transport, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 530-540, 1994b.
- Waugh, D.W., Seasonal variation of isentropic transport out of the tropical stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 4007-4023, 1996.
- Wayne, R.P., *Chemistry of Atmospheres*, Clarendon Press, 1990a.
- Wayne, R.P., Punching a Hole in the Stratosphere, *Proceedings of the Royal Institution*, **61**, 1990b.
- Webster, C.R., R.D. May, D.W. Toohey, L.M. Avallone, J.G. Anderson, P. Newman, L. Lait, M.R. Schoeberl, J.W. Elkins, and K.R. Chan, Chlorine chemistry on polar stratospheric cloud particles in the Arctic winter, *Science*, **261**, 1130-1133, 1993.
- Welander, P., Studies on the general development of motion in a two-dimensional, ideal fluid, *Tellus*, **7**, 141-156, 1955.
- Wild, J.D., M.E. Gelman, A.J. Miller, M.L. Chanin, A. Hauchecorne, P. Keckhut, R. Farly, D. Dao, J.W. Meriwether, G.P. Gobbi, F. Congeduti, A. Adriani, I.S. McDermid, T.J. McGee, and E.F. Fishbein, Comparison of stratospheric temperatures from several lidars, using National Meteorological Center and microwave limb sounder data as transfer references, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 11,105-11,11, 1995.
- Williamson, D.L., and P.J. Rasch, Two-dimensional semi-lagrangian transport with shape-reserving interpolation, *Monthly Weather Review*, **117**, 102-129, 1989.

- Williamson, D.L., Semi-lagrangian moisture transport in the NMC spectral model, *Tellus*, **42A**, 413-428, 1990.
- World Meteorological Organization, *Scientific Assessment of Ozone Depletion*, Geneva, 1994.
- Zhao, X., and R.P. Turco, Photodissociation parameterization for stratospheric photochemical modeling, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 9447-9459, 1997.
- Zurek, R.W., G.L. Manney, A.J. Miller, M.E. Gelman, and R.M. Nagatani, Interannual variability of the north polar vortex in the lower stratosphere during the UARS mission, *Geophysical Research Letters*, **23**, 289-292, 1996.

## Folgende Hefte der Reihe „Berichte zur Polarforschung“ sind bisher erschienen:

- \* **Sonderheft Nr. 1/1981** – „Die Antarktis und ihr Lebensraum“  
Eine Einführung für Besucher – Herausgegeben im Auftrag von SCAR
- Heft Nr. 1/1982** – „Die Filchner-Schelfeis-Expedition 1980/81“  
zusammengestellt von Heinz Kohnen
- \* **Heft-Nr. 2/1982** – „Deutsche Antarktis-Expedition 1980/81 mit FS ‚Meteor‘“  
First International BIOMASS Experiment (FIBEX) – Liste der Zooplankton- und Mikronektonnetzfüge  
zusammengestellt von Norbert Klages.
- Heft Nr. 3/1982** – „Digitale und analoge Krill-Echolot-Rohdatenerfassung an Bord des Forschungsschiffes ‚Meteor‘“ (im Rahmen von FIBEX 1980/81, Fahrtabschnitt ANT III), von Bodo Morgenstern
- Heft Nr. 4/1982** – „Filchner-Schelfeis-Expedition 1980/81“  
Liste der Planktonfänge und Lichtstärkemessungen  
zusammengestellt von Gerd Hubold und H. Eberhard Drescher
- \* **Heft Nr. 5/1982** – „Joint Biological Expedition on RRS ‚John Biscoe‘, February 1982“  
by G. Hempel and R. B. Heywood
- \* **Heft Nr. 6/1982** – „Antarktis-Expedition 1981/82 (Unternehmen ‚Eiswarte‘)“  
zusammengestellt von Gode Gravenhorst
- Heft Nr. 7/1982** – „Marin-Biologisches Begleitprogramm zur Standorterkundung 1979/80 mit MS ‚Polar-sirke‘ (Pre-Site Survey)“ – Stationslisten der Mikronekton- und Zooplanktonfänge sowie der Bodenfischerei  
zusammengestellt von R. Schneppenheim
- Heft Nr. 8/1983** – „The Post-Fibex Data Interpretation Workshop“  
by D. L. Cram and J.-C. Freytag with the collaboration of J. W. Schmidt, M. Mall, R. Kresse, T. Schwinghammer
- \* **Heft Nr. 9/1983** – „Distribution of some groups of zooplankton in the inner Weddell Sea in summer 1979/80“  
by I. Hempel, G. Hubold, B. Kaczmaruk, R. Keller, R. Weigmann-Haass
- Heft Nr. 10/1983** – „Fluor im antarktischen Ökosystem“ – DFG-Symposium November 1982  
zusammengestellt von Dieter Adelung
- Heft Nr. 11/1983** – „Joint Biological Expedition on RRS ‚John Biscoe‘, February 1982 (II)“  
Data of micronekton and zooplankton hauls, by Uwe Piatkowski
- Heft Nr. 12/1983** – „Das biologische Programm der ANTARKTIS-I-Expedition 1983 mit FS ‚Polarstern‘“  
Stationslisten der Plankton-, Benthos- und Grundschnepnetzfüge und Liste der Probenahme an Robben und Vögeln, von H. E. Drescher, G. Hubold, U. Piatkowski, J. Plötz und J. Voß
- \* **Heft Nr. 13/1983** – „Die Antarktis-Expedition von MS ‚Polarbjörn‘ 1982/83“ (Sommerkampagne zur Atka-Bucht und zu den Kraul-Bergen), zusammengestellt von Heinz Kohnen
- \* **Sonderheft Nr. 2/1983** – „Die erste Antarktis-Expedition von FS ‚Polarstern‘ (Kapstadt, 20. Januar 1983 – Rio de Janeiro, 25. März 1983)“, Bericht des Fahrtleiters Prof. Dr. Gotthilf Hempel
- Sonderheft Nr. 3/1983** – „Sicherheit und Überleben bei Polarexpeditionen“  
zusammengestellt von Heinz Kohnen
- \* **Heft Nr. 14/1983** – „Die erste Antarktis-Expedition (ANTARKTIS I) von FS ‚Polarstern‘ 1982/83“  
herausgegeben von Gotthilf Hempel
- Sonderheft Nr. 4/1983** – „On the Biology of Krill *Euphausia superba*“ – Proceedings of the Seminar and Report of the Krill Ecology Group, Bremerhaven 12.–16. May 1983, edited by S. B. Schnack
- Heft Nr. 15/1983** – „German Antarctic Expedition 1980/81 with FRV ‚Walther Herwig‘ and RV ‚Meteor‘“ – First International BIOMASS Experiment (FIBEX) – Data of micronekton and zooplankton hauls  
by Uwe Piatkowski and Norbert Klages
- Sonderheft Nr. 5/1984** – „The observatories of the Georg von Neumayer Station“, by Ernst Augstein
- Heft Nr. 16/1984** – „FIBEX cruise zooplankton data“  
by U. Piatkowski, I. Hempel and S. Rakusa-Suszczewski
- Heft Nr. 17/1984** – „Fahrtbericht (cruise report) der ‚Polarstern‘-Reise ARKTIS I, 1983“  
von E. Augstein, G. Hempel und J. Thiede
- Heft Nr. 18/1984** – „Die Expedition ANTARKTIS II mit FS ‚Polarstern‘ 1983/84“,  
Bericht von den Fahrtabschnitten 1, 2 und 3, herausgegeben von D. Fütterer
- Heft Nr. 19/1984** – „Die Expedition ANTARKTIS II mit FS ‚Polarstern‘ 1983/84“,  
Bericht vom Fahrtabschnitt 4, Punta Arenas–Kapstadt (Ant-II/4), herausgegeben von H. Kohnen
- Heft Nr. 20/1984** – „Die Expedition ARKTIS II des FS ‚Polarstern‘ 1984, mit Beiträgen des FS ‚Valdivia‘ und des Forschungsflugzeuges ‚Falcon 20‘ zum Marginal Ice Zone Experiment 1984 (MIZEX)“  
von E. Augstein, G. Hempel, J. Schwarz, J. Thiede und W. Weigel
- Heft Nr. 21/1985** – „Euphausiid larvae in plankton samples from the vicinity of the Antarctic Peninsula, February 1982“ by Sigrid Marschall and Elke Mizdalski
- Heft Nr. 22/1985** – „Maps of the geographical distribution of macrozooplankton in the Atlantic sector of the Southern Ocean“ by Uwe Piatkowski
- Heft Nr. 23/1985** – „Untersuchungen zur Funktionsmorphologie und Nahrungsaufnahme der Larven des Antarktischen Krills *Euphausia superba* Dana“ von Hans-Peter Marschall

- Heft Nr. 24/1985** – „Untersuchungen zum Periglazial auf der König-Georg-Insel Südshetlandinseln/ Antarktika. Deutsche physio-geographische Forschungen in der Antarktis. – Bericht über die Kampagne 1983/84“ von Dietrich Barsch, Wolf-Dieter Blümel, Wolfgang Flügel, Roland Mäusbacher, Gerhard Stablein, Wolfgang Zick
- \* **Heft-Nr. 25/1985** – „Die Expedition ANTARKTIS III mit FS ‚Polarstern‘ 1984/1985“ herausgegeben von Gotthilf Hempel.
- \* **Heft-Nr. 26/1985** – "The Southern Ocean"; A survey of oceanographic and marine meteorological research work by Hellmer et al.
- Heft Nr. 27/1986** – „Spatpleistozäne Sedimentationsprozesse am antarktischen Kontinentalhang vor Kapp Norvegia, östliche Weddell-See“ von Hannes Grobe
- Heft Nr. 28/1986** – „Die Expedition ARKTIS III mit ‚Polarstern‘ 1985“ mit Beiträgen der Fahrtteilnehmer, herausgegeben von Rainer Gersonde
- \* **Heft Nr. 29/1986** – „5 Jahre Schwerpunktprogramm ‚Antarktisforschung‘ der Deutschen Forschungsgemeinschaft.“ Rückblick und Ausblick. Zusammengestellt von Gotthilf Hempel, Sprecher des Schwerpunktprogramms
- Heft Nr. 30/1986** – "The Meteorological Data of the Georg-von-Neumayer-Station for 1981 and 1982" by Marianne Gube and Friedrich Obleitner
- Heft Nr. 31/1986** – „Zur Biologie der Jugendstadien der Notothenioidei (Pisces) an der Antarktischen Halbinsel“ von A. Kellermann
- Heft Nr. 32/1986** – „Die Expedition ANTARKTIS IV mit FS ‚Polarstern‘ 1985/86“ mit Beiträgen der Fahrtteilnehmer, herausgegeben von Dieter Fütterer
- Heft Nr. 33/1987** – „Die Expedition ANTARKTIS-IV mit FS ‚Polarstern‘ 1985/86 – Bericht zu den Fahrtabschnitten ANT-IV/3–4“ von Dieter Karl Fütterer
- Heft Nr. 34/1987** – „Zoogeographische Untersuchungen und Gemeinschaftsanalysen an antarktischem Makroplankton“ von U. Piatkowski
- Heft Nr. 35/1987** – „Zur Verbreitung des Meso- und Makrozooplanktons in Oberflächenwasser der Weddell See (Antarktis)“ von E. Boysen-Ennen
- Heft Nr. 36/1987** – „Zur Nahrungs- und Bewegungsphysiologie von *Salpa thompsoni* und *Salpa fusiformis*“ von M. Reinke
- Heft Nr. 37/1987** – "The Eastern Weddell Sea Drifting Buoy Data Set of the Winter Weddell Sea Project (WWSP)" 1986 by Heinrich Hoerber und Marianne Gube-Lehnhardt
- Heft Nr. 38/1987** – "The Meteorological Data of the Georg von Neumayer Station for 1983 and 1984" by M. Gube-Lehnhardt
- Heft Nr. 39/1987** – „Die Winter-Expedition mit FS ‚Polarstern‘ in die Antarktis (ANT V/1–3)“ herausgegeben von Sigrid Schnack-Schiel
- Heft Nr. 40/1987** – "Weather and Synoptic Situation during Winter Weddell Sea Project 1986 (ANT V/2) July 16–September 10, 1986" by Werner Rabe
- Heft Nr. 41/1988** – „Zur Verbreitung und Ökologie der Seegurken im Weddellmeer (Antarktis)“ von Julian-Gutt
- Heft Nr. 42/1988** – "The zooplankton community in the deep bathyal and abyssal zones of the eastern North Atlantic" by Werner Beckmann
- Heft Nr. 43/1988** – "Scientific cruise report of Arctic Expedition ARK IV/3" Wissenschaftlicher Fahrtbericht der Arktis-Expedition ARK IV/3, compiled by Jörn Thiede
- Heft Nr. 44/1988** – "Data Report for FV 'Polarstern' Cruise ARK IV/1, 1987 to the Arctic and Polar Fronts" by Hans-Jürgen Hirche
- Heft Nr. 45/1988** – „Zoogeographie und Gemeinschaftsanalyse des Makrozoobenthos des Weddellmeeres (Antarktis)“ von Joachim Voß
- Heft Nr. 46/1988** – "Meteorological and Oceanographic Data of the Winter-Weddell-Sea Project 1986 (ANT V/3)" by Eberhard Fahrbach
- Heft Nr. 47/1988** – „Verteilung und Herkunft glazial-mariner Gerölle am Antarktischen Kontinentalrand des östlichen Weddellmeeres“ von Wolfgang Oskierski
- Heft Nr. 48/1988** – „Variationen des Erdmagnetfeldes an der GvN-Station“ von Arnold Brodscholl
- \* **Heft Nr. 49/1988** – „Zur Bedeutung der Lipide im antarktischen Zooplankton“ von Wilhelm Hagen
- Heft Nr. 50/1988** – „Die gezeitenbedingte Dynamik des Ekström-Schelfeises, Antarktis“ von Wolfgang Kobarg
- Heft Nr. 51/1988** – „Ökomorphologie nototheniider Fische aus dem Weddellmeer, Antarktis“ von Werner Ekau
- Heft Nr. 52/1988** – „Zusammensetzung der Bodenfauna in der westlichen Fram-Straße“ von Dieter Piepenburg
- \* **Heft Nr. 53/1988** – „Untersuchungen zur Ökologie des Phytoplanktons im südöstlichen Weddellmeer (Antarktis) im Jan./Febr. 1985“ von Eva-Maria Nöthig
- Heft Nr. 54/1988** – „Die Fischfauna des östlichen und südlichen Weddellmeeres: geographische Verbreitung, Nahrung und trophische Stellung der Fischarten“ von Wiebke Schwarzbach
- Heft Nr. 55/1988** – "Weight and length data of zooplankton in the Weddell Sea in austral spring 1986 (Ant V/3)" by Elke Mizdalski
- Heft Nr. 56/1989** – "Scientific cruise report of Arctic expeditions ARK IV/1, 2 & 3" by G. Krause, J. Meincke und J. Thiede

- Heft Nr. 57/1989** – „Die Expedition ANTARKTIS V mit FS ‚Polarstern‘ 1986/87“  
Bericht von den Fahrtabschnitten ANT V/4–5 von H. Miller und H. Oerter
- \* **Heft Nr. 58/1989** – „Die Expedition ANTARKTIS VI mit FS ‚Polarstern‘ 1987/88“  
von D. K. Fütterer
- Heft Nr. 59/1989** – „Die Expedition ARKTIS V/1a, 1b und 2 mit FS ‚Polarstern‘ 1988“  
von M. Spindler
- Heft Nr. 60/1989** – „Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis“  
von H. H. Hellmer
- Heft Nr. 61/1989** – „Die Vulkanite im westlichen und mittleren Neuschwabenland, Vestfjella und Ahlmannryggen, Antarktika“ von M. Peters
- \* **Heft-Nr. 62/1989** – „The Expedition ANTARKTIS VII/1 and 2 (EPOS I) of RV ‚Polarstern‘  
in 1988/89“, by I. Hempel
- Heft Nr. 63/1989** – „Die Eisalgenflora des Weddellmeeres (Antarktis): Artenzusammensetzung und Biomasse  
sowie Ökophysiologie ausgewählter Arten“ von Annette Bartsch
- Heft Nr. 64/1989** – „Meteorological Data of the G.-v.-Neumayer-Station (Antarctica)“ by L. Helmes
- Heft Nr. 65/1989** – „Expedition Antarktis VII/3 in 1988/89“ by I. Hempel, P. H. Schalk, V. Smetacek
- Heft Nr. 66/1989** – „Geomorphologisch-glaziologische Detailkartierung  
des arid-hochpolaren Borgmassivet, Neuschwabenland, Antarktika“ von Karsten Brunk
- Heft-Nr. 67/1990** – „Identification key and catalogue of larval Antarctic fishes“,  
edited by Adolf Kellermann
- Heft-Nr. 68/1990** – „The Expedition Antarktis VII/4 (Epos leg 3) and VII/5 of RV ‚Polarstern‘ in 1989“,  
edited by W. Arntz, W. Ernst, I. Hempel
- Heft-Nr. 69/1990** – „Abhängigkeiten elastischer und rheologischer Eigenschaften des Meereises vom  
Eisgefüge“, von Harald Hellmann
- Heft-Nr. 70/1990** – „Die beschalteten benthischen Mollusken (Gastropoda und Bivalvia) des  
Weddellmeeres, Antarktis“, von Stefan Hain
- Heft-Nr. 71/1990** – „Sedimentologie und Paläomagnetik an Sedimenten der Maudkuppe (Nordöstliches  
Weddellmeer)“, von Dieter Cordes.
- Heft-Nr. 72/1990** – „Distribution and abundance of planktonic copepods (Crustacea) in the Weddell Sea  
in summer 1980/81“, by F. Kurbjewit and S. Ali-Khan
- Heft-Nr. 73/1990** – „Zur Frühdiagenese von organischem Kohlenstoff und Opal in Sedimenten des südlichen  
und östlichen Weddellmeeres“, von M. Schlüter
- Heft-Nr. 74/1990** – „Expeditionen ANTARKTIS-VIII/3 und VIII/4 mit FS ‚Polarstern‘ 1989“  
von Rainer Gersonde und Gotthilf Hempel
- Heft-Nr. 75/1991** – „Quartäre Sedimentationsprozesse am Kontinentalhang des Süd-Orkey-Plateaus im  
nordwestlichen Weddellmeer (Antarktis)“, von Sigrun Grünig
- Heft-Nr. 76/1990** – „Ergebnisse der faunistischen Arbeiten im Benthos von King George Island  
(Südschettlandinseln, Antarktis)“, von Martin Rauscher
- Heft-Nr. 77/1990** – „Verteilung von Mikroplankton-Organismen nordwestlich der Antarktischen Halbinsel  
unter dem Einfluß sich ändernder Umweltbedingungen im Herbst“, von Heinz Klöser
- Heft-Nr. 78/1991** – „Hochauflösende Magnetostratigraphie spätquartärer Sedimente arktischer  
Meeresgebiete“, von Norbert R. Nowaczyk
- Heft-Nr. 79/1991** – „Ökophysiologische Untersuchungen zur Salinitäts- und Temperaturtoleranz  
antarktischer Grünalgen unter besonderer Berücksichtigung des  $\beta$ -Dimethylsulfoniumpropionat  
(DMSP) - Stoffwechsels“, von Ulf Karsten
- Heft-Nr. 80/1991** – „Die Expedition ARKTIS VII/1 mit FS ‚Polarstern‘ 1990“,  
herausgegeben von Jörn Thiede und Gotthilf Hempel
- Heft-Nr. 81/1991** – „Paläoglaziologie und Paläozeanographie im Spätquartär am Kontinentalrand des  
südlichen Weddellmeeres, Antarktis“, von Martin Melles
- Heft-Nr. 82/1991** – „Quantifizierung von Meeresseigenschaften: Automatische Bildanalyse von  
Dünnschnitten und Parametrisierung von Chlorophyll- und Salzgehaltsverteilungen“, von Hajo Eicken
- Heft-Nr. 83/1991** – „Das Fließen von Schelfeisen - numerische Simulationen  
mit der Methode der finiten Differenzen“, von Jürgen Determann
- Heft-Nr. 84/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS-VIII/1-2, 1989 mit der Winter Weddell Gyre Study  
der Forschungsschiffe „Polarstern“ und „Akademik Fedorov“, von Ernst Augstein,  
Nikolai Bagriantsev und Hans Werner Schenke
- Heft-Nr. 85/1991** – „Zur Entstehung von Unterwassereis und das Wachstum und die Energiebilanz  
des Meereises in der Atka Bucht, Antarktis“, von Josef Kipfstuhl
- Heft-Nr. 86/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit „FS Polarstern“ 1989/90. Bericht vom  
Fahrtabschnitt ANT-VIII / 5“, von Heinz Miller und Hans Oerter
- Heft-Nr. 87/1991** – „Scientific cruise reports of Arctic expeditions ARK VI / 1-4 of RV „Polarstern“  
in 1989“, edited by G. Krause, J. Meincke & H. J. Schwarz
- Heft-Nr. 88/1991** – „Zur Lebensgeschichte dominanter Copepodenarten (*Calanus finmarchicus*,  
*C. glacialis*, *C. hyperboreus*, *Metridia longa*) in der Framstraße“, von Sabine Diel

- Heft-Nr. 89/1991** – „Detaillierte seismische Untersuchungen am östlichen Kontinentalrand des Weddell-Meereres vor Kapp Norvegia, Antarktis“, von Norbert E. Kaul
- Heft-Nr. 90/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS „Polarstern“ 1989/90. Bericht von den Fahrtabschnitten ANT-VIII/6-7“, herausgegeben von Dieter Karl Fütterer und Otto Schrems
- Heft-Nr. 91/1991** – „Blood physiology and ecological consequences in Weddell Sea fishes (Antarctica)“, by Andreas Kunzmann
- Heft-Nr. 92/1991** – „Zur sommerlichen Verteilung des Mesozooplanktons im Nansen-Becken, Nordpolarmeere“, von Nicolai Mumm
- Heft-Nr. 93/1991** – „Die Expedition ARKTIS VII mit FS „Polarstern“, 1990. Bericht vom Fahrtabschnitt ARK VII/2“, herausgegeben von Gunther Krause
- Heft-Nr. 94/1991** – „Die Entwicklung des Phytoplanktons im östlichen Weddellmeer (Antarktis) beim Übergang vom Spätwinter zum Frühjahr“, von Renate Schabek
- Heft-Nr. 95/1991** – „Radioisotopenstratigraphie, Sedimentologie und Geochemie jungquartärer Sedimente des östlichen Arktischen Ozeans“, von Horst Bohrmann
- Heft-Nr. 96/1991** – „Holozäne Sedimentationsentwicklung im Scoresby Sund, Ost-Grönland“, von Peter Marienfeld
- Heft-Nr. 97/1991** – „Strukturelle Entwicklung und Abkühlungsgeschichte der Heimefrontfjella (Westliches Dronning Maud Land/Antarktika)“, von Joachim Jacobs
- Heft-Nr. 98/1991** – „Zur Besiedlungsgeschichte des antarktischen Schelfes am Beispiel der Isopoda (Crustacea, Malacostraca)“, von Angelika Brandt
- Heft-Nr. 99/1992** – „The Antarctic ice sheet and environmental change: a three-dimensional modelling study“, by Philippe Huybrechts
- \* **Heft-Nr. 100/1992** – „Die Expeditionen ANTARKTIS IX/1-4 des Forschungsschiffes „Polarstern“ 1990/91“, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Meinhard Schulz-Baldes, Eberhard Fahrbach, Victor Smetacek und Hans-Wolfgang Hubberten
- Heft-Nr. 101/1992** – „Wechselbeziehungen zwischen Schwermetallkonzentrationen (Cd, Cu, Pb, Zn) im Meewasser und in Zooplanktonorganismen (Copepoda) der Arktis und des Atlantiks“, von Christa Pohl
- Heft-Nr. 102/1992** – „Physiologie und Ultrastruktur der antarktischen Grünalge *Prasiola crispa* ssp. *antarctica* unter osmotischem Stress und Austrocknung“, von Andreas Jacob
- Heft-Nr. 103/1992** – „Zur Ökologie der Fische im Weddellmeer“, von Gerd Hubold
- Heft-Nr. 104/1992** – „Mehrkanaelige adaptive Filter für die Unterdrückung von multiplen Reflexionen in Verbindung mit der freien Oberfläche in marinen Seismogrammen“, von Andreas Rosenberger
- Heft-Nr. 105/1992** – „Radiation and Eddy Flux Experiment 1991 (REFLEX I)“, von Jörg Hartmann, Christoph Kottmeier und Christian Wamser
- Heft-Nr. 106/1992** – „Ostracoden im Epipelagial vor der Antarktischen Halbinsel - ein Beitrag zur Systematik sowie zur Verbreitung und Populationsstruktur unter Berücksichtigung der Saisonalität“, von Rüdiger Kock
- Heft-Nr. 107/1992** – „ARCTIC '91: Die Expedition ARK-VIII/3 mit FS „Polarstern“ 1991“, von Dieter K. Fütterer
- Heft-Nr. 108/1992** – „Dehnungsbeben an einer Störungszone im Ekström-Schelfeis nördlich der Georg-von-Neumayer Station, Antarktis. – Eine Untersuchung mit seismologischen und geodätischen Methoden“, von Uwe Nixdorf.
- Heft-Nr. 109/1992** – „Spätquartäre Sedimentation am Kontinentalrand des südöstlichen Weddellmeeres, Antarktis“, von Michael Weber.
- Heft-Nr. 110/1992** – „Sedimentfazies und Bodenwasserstrom am Kontinentalhang des nordwestlichen Weddellmeeres“, von Isa Brehme.
- Heft-Nr. 111/1992** – „Die Lebensbedingungen in den Solekanälen des antarktischen Meereises“, von Jürgen Weissenberger.
- Heft-Nr. 112/1992** – „Zur Taxonomie von rezenten benthischen Foraminiferen aus dem Nansen Becken, Arktischer Ozean“, von Jutta Wollenburg.
- Heft-Nr. 113/1992** – „Die Expedition ARKTIS VIII/1 mit FS „Polarstern“ 1991“, herausgegeben von Gerhard Kattner.
- \* **Heft-Nr. 114/1992** – „Die Gründungsphase deutscher Polarforschung, 1865-1875“, von Reinhard A. Krause.
- Heft-Nr. 115/1992** – „Scientific Cruise Report of the 1991 Arctic Expedition ARK VIII/2 of RV „Polarstern“ (EPOS II)“, by Eike Rachor.
- Heft-Nr. 116/1992** – „The Meteorological Data of the Georg-von-Neumayer-Station (Antarctica) for 1988, 1989, 1990 and 1991“, by Gert König-Langlo.
- Heft-Nr. 117/1992** – „Petrogenese des metamorphen Grundgebirges der zentralen Heimefrontfjella (westliches Dronning Maud Land / Antarktis)“, von Peter Schulze.
- Heft-Nr. 118/1993** – „Die mafischen Gänge der Shackleton Range / Antarktika: Petrographie, Geochemie, Isotopengeochemie und Paläomagnetik“, von Rüdiger Hotten.
- \* **Heft-Nr. 119/1993** – „Gefrierschutz bei Fischen der Polarmeere“, von Andreas P.A. Wöhrmann.
- \* **Heft-Nr. 120/1993** – „East Siberian Arctic Region Expedition '92: The Laptev Sea - its Significance for Arctic Sea-Ice Formation and Transpolar Sediment Flux“, by D. Dethleff, D. Nürnberg, E. Reimnitz, M. Saarso and Y. P. Sacchenko. – „Expedition to Novaja Zemlja and Franz Josef Land with RV „Dalnie Zelentsy““, by D. Nürnberg and E. Groth.

- \* **Heft-Nr. 121/1993** – „Die Expedition ANTARKTIS X/3 mit FS 'Polarstern' 1992“, herausgegeben von Michael Spindler, Gerhard Dieckmann und David Thomas.
- Heft-Nr. 122/1993** – „Die Beschreibung der Korngestalt mit Hilfe der Fourier-Analyse: Parametrisierung der morphologischen Eigenschaften von Sedimentpartikeln“, von Michael Diepenbroek.
- \* **Heft-Nr. 123/1993** – „Zerstörungsfreie hochauflösende Dichteuntersuchungen mariner Sedimente“, von Sebastian Gerland.
- Heft-Nr. 124/1993** – „Umsatz und Verteilung von Lipiden in arktischen marinen Organismen unter besonderer Berücksichtigung unterer trophischer Stufen“, von Martin Graeve.
- Heft-Nr. 125/1993** – „Ökologie und Respiration ausgewählter arktischer Bodenfischarten“, von Christian F. von Dorrien.
- Heft-Nr. 126/1993** – „Quantitative Bestimmung von Paläoumweltparametern des Antarktischen Oberflächenwassers im Spätquartär anhand von Transferfunktionen mit Diatomeen“, von Ulrich Zielinski
- Heft-Nr. 127/1993** – „Sedimenttransport durch das arktische Meereis: Die rezente lithogene und biogene Materialfracht“, von Ingo Wollenburg.
- Heft-Nr. 128/1993** – „Cruise ANTARKTIS X/3 of RV 'Polarstern': CTD-Report“, von Marek Zwierz.
- Heft-Nr. 129/1993** – „Reproduktion und Lebenszyklen dominanter Copepodenarten aus dem Weddellmeer, Antarktis“, von Frank Kurbjeweit
- Heft-Nr. 130/1993** – „Untersuchungen zu Temperaturregime und Massenhaushalt des Filchner-Ronne-Schelfeises, Antarktis, unter besonderer Berücksichtigung von Anfrier- und Abschmelzprozessen“, von Klaus Grosfeld
- Heft-Nr. 131/1993** – „Die Expedition ANTARKTIS X/5 mit FS 'Polarstern' 1992“, herausgegeben von Rainer Gersonde
- Heft-Nr. 132/1993** – „Bildung und Abgabe kurzketziger halogenierter Kohlenwasserstoffe durch Makroalgen der Polarregionen“, von Frank Laturnus
- Heft-Nr. 133/1994** – „Radiation and Eddy Flux Experiment 1993 (REFLEX III)“, by Christoph Kottmeier, Jörg Hartmann, Christian Wamser, Axel Bochert, Christof Lüpkes, Dietmar Freese and Wolfgang Cohrs
- \* **Heft-Nr. 134/1994** – „The Expedition ARKTIS-IX/1“, edited by Hajo Eicken and Jens Meincke
- Heft-Nr. 135/1994** – „Die Expeditionen ANTARKTIS X/6-8“, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Victor Smetacek, Hein de Baar, Eberhard Fahrbach und Gunter Krause
- Heft-Nr. 136/1994** – „Untersuchungen zur Ernährungsökologie von Kaiserpinguinen (*Aptenodytes forsteri*) und Königspinguinen (*Aptenodytes patagonicus*)“, von Klemens Pütz
- \* **Heft-Nr. 137/1994** – „Die kanozoische Vereisungsgeschichte der Antarktis“, von Werner U. Ehrmann
- Heft-Nr. 138/1994** – „Untersuchungen stratosphärischer Aerosole vulkanischen Ursprungs und polarer stratosphärischer Wolken mit einem Mehrwellenlängen-Lidar auf Spitzbergen (79° N, 12° E)“, von Georg Beyerle
- Heft-Nr. 139/1994** – „Charakterisierung der Isopodenfauna (Crustacea, Malacostraca) des Scotia-Bogens aus biogeographischer Sicht: Ein multivariater Ansatz“, von Holger Winkler.
- Heft-Nr. 140/1994** – „Die Expedition ANTARKTIS X/4 mit FS 'Polarstern' 1992“, herausgegeben von Peter Lemke
- Heft-Nr. 141/1994** – „Satellitenaltimetrie über Eis – Anwendung des GEOSAT-Altimeters über dem Ekströmisen, Antarktis“, von Clemens Heidland
- Heft-Nr. 142/1994** – „The 1993 Northeast Water Expedition. Scientific cruise report of RV 'Polarstern' Arctic cruises ARK IX/2 and 3, USCG 'Polar Bear' cruise NEWP and the NEWLand expedition“, edited by Hans-Jürgen Hirche and Gerhard Kattner
- Heft-Nr. 143/1994** – „Detaillierte refraktionsseismische Untersuchungen im inneren Scoresby Sund Ost-Grönland“, von Notker Fechner
- Heft-Nr. 144/1994** – „Russian-German Cooperation in the Siberian Shelf Seas: Geo-System Laptev Sea“, edited by Heidemarie Kassens, Hans-Wolfgang Hubberten, Sergey M. Pryamikov und Rüdiger Stein
- \* **Heft-Nr. 145/1994** – „The 1993 Northeast Water Expedition. Data Report of RV 'Polarstern' Arctic Cruises IX/2 and 3“, edited by Gerhard Kattner and Hans-Jürgen Hirche.
- Heft-Nr. 146/1994** – „Radiation Measurements at the German Antarctic Station Neumayer 1982-1992“, by Torsten Schmidt and Gert König-Langlo.
- Heft-Nr. 147/1994** – „Krustenstrukturen und Verlauf des Kontinentalrandes im Weddell Meer / Antarktis“, von Christian Hübscher.
- Heft-Nr. 148/1994** – „The expeditions NORILSK/TAYMYR 1993 and BUNGER OASIS 1993/94 of the AWI Research Unit Potsdam“, edited by Martin Meiles.
- \*\* **Heft-Nr. 149/1994** – „Die Expedition ARCTIC' 93. Der Fahrtabschnitt ARK-IX/4 mit FS 'Polarstern' 1993“, herausgegeben von Dieter K. Fütterer.
- Heft-Nr. 150/1994** – „Der Energiebedarf der Pygoscelis-Pinguine: eine Synopse“, von Boris M. Culik.
- Heft-Nr. 151/1994** – „Russian-German Cooperation: The Transdrift I Expedition to the Laptev Sea“, edited by Heidemarie Kassens and Valeriy Y. Karpiy.
- Heft-Nr. 152/1994** – „Die Expedition ANTARKTIS-X mit FS 'Polarstern' 1992. Bericht von den Fahrtabschnitten / ANT-X / 1a und 2“, herausgegeben von Heinz Miller.
- Heft-Nr. 153/1994** – „Aminosäuren und Huminstoffe im Stickstoffkreislauf polarer Meere“, von Ulrike Hubberten.
- Heft-Nr. 154/1994** – „Regional und seasonal variability in the vertical distribution of mesozooplankton in the Greenland Sea“, by Claudio Richter.

- Heft-Nr. 155/1995** – "Benthos in polaren Gewässern", herausgegeben von Christian Wiencke und Wolf Arntz.
- Heft-Nr. 156/1995** – "An adjoint model for the determination of the mean oceanic circulation, air-sea fluxes und mixing coefficients", by Reiner Schlitzer.
- Heft-Nr. 157/1995** – "Biochemische Untersuchungen zum Lipidstoffwechsel antarktischer Copepoden", von Kirsten Fahl.
- \*\* Heft-Nr. 158/1995** – "Die Deutsche Polarforschung seit der Jahrhundertwende und der Einfluß Erich von Drygalskis", von Cornelia Lüdecke.
- Heft-Nr. 159/1995** – "The distribution of  $\delta^{18}\text{O}$  in the Arctic Ocean: Implications for the freshwater balance of the halocline and the sources of deep and bottom waters", by Dorothea Bauch.
- \* Heft-Nr. 160/1995** – "Rekonstruktion der spätquartären Tiefenwasserzirkulation und Produktivität im östlichen Südatlantik anhand von benthischen Foraminiferenvergesellschaftungen", von Gerhard Schmiedl.
- Heft-Nr. 161/1995** – "Der Einfluß von Salinität und Lichtintensität auf die Osmolytkonzentrationen, die Zellvolumina und die Wachstumsraten der antarktischen Eisdiatomeen *Chaetoceros* sp. und *Navicula* sp. unter besonderer Berücksichtigung der Aminosäure Prolin", von Jürgen Nothnagel.
- Heft-Nr. 162/1995** – "Meereistransportiertes lithogenes Feinmaterial in spätquartären Tiefseesedimenten des zentrale östlichen Arktischen Ozeans und der Framstraße", von Thomas Letzig.
- Heft-Nr. 163/1995** – "Die Expedition ANTARKTIS-XI/2 mit FS "Polarstern" 1993/94", herausgegeben von Rainer Gersonde.
- Heft-Nr. 164/1995** – "Regionale und altersabhängige Variation gesteinsmagnetischer Parameter in marinen Sedimenten der Arktis", von Thomas Frederichs.
- Heft-Nr. 165/1995** – "Vorkommen, Verteilung und Umsatz biogener organischer Spurenstoffe: Sterole in antarktische Gewässern", von Georg Hanke.
- Heft-Nr. 166/1995** – "Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismod mit Beobachtungen im Weddellmeer", von Holger Fischer.
- Heft-Nr. 167/1995** – "Rekonstruktionen von Paläo-Umweltparametern anhand von stabilen Isotopen und Faunen-Vergesellschaftungen planktischer Foraminiferen im Südatlantik", von Hans-Stefan Niebler
- Heft-Nr. 168/1995** – "Die Expedition ANTARKTIS XII mit FS 'Polarstern' 1993/94. Bericht von den Fahrtabschnitten ANT XII/1 und 2", herausgegeben von Gerhard Kattner und Dieter Karl Fütterer.
- Heft-Nr. 169/1995** – "Medizinische Untersuchung zur Circadianrhythmik und zum Verhalten bei Überwinterern auf eir antarktischen Forschungsstation", von Hans Wortmann.
- Heft-Nr. 170/1995** – DFG-Kolloquium: Terrestrische Geowissenschaften - Geologie und Geophysik der Antarktis.
- Heft-Nr. 171/1995** – "Strukturentwicklung und Petrogenese des metamorphen Grundgebirges der nördlichen Heimfrontfjella (westliches Dronning Maud Land/Antarktika)", von Wilfried Bauer.
- Heft-Nr. 172/1995** – "Die Struktur der Erdkruste im Bereich des Scoresby Sund, Ostgrönland: Ergebnisse refraktionsseismischer und gravimetrischer Untersuchungen", von Holger Mandler.
- Heft-Nr. 173/1995** – "Paläozoische Akkretion am paläopazifischen Kontinentalrand der Antarktis in Nordvictorialand – P-T-D-Geschichte und Deformationsmechanismen im Bowers Terrane", von Stefan Matzer.
- Heft-Nr. 174/1995** – "The Expedition ARKTIS-X/2 of RV 'Polarstern' in 1994", edited by Hans-W. Hubberten.
- Heft-Nr. 175/1995** – "Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR 1994", edited by Christine Siebert and Dmitry Bolshiyarov.
- Heft-Nr. 176/1995** – "Russian-German Cooperation: Laptev Sea System", edited by Heidemarie Kassens, Dieter Piepenburg, Jörn Thiede, Leonid Timokhov, Hans-Wolfgang Hubberten and Sergey M. Priamikov.
- Heft-Nr. 177/1995** – "Organischer Kohlenstoff in spätquartären Sedimenten des Arktischen Ozeans: Terrigener Eintrug und marine Produktivität", von Carsten J. Schubert.
- Heft-Nr. 178/1995** – "Cruise ANTARKTIS XII/4 of RV 'Polarstern' in 1995: CTD-Report", by Jüri Sildam.
- Heft-Nr. 179/1995** – "Benthische Foraminiferenfaunen als Wassermassen-, Produktions- und Eisdriftanzeiger im Arktischen Ozean", von Jutta Wollenburg.
- Heft-Nr. 180/1995** – "Biogenopal und biogenes Barium als Indikatoren für spätquartäre Produktivitätsänderungen an antarktischen Kontinentalhang, atlantischer Sektor", von Wolfgang J. Bonn.
- Heft-Nr. 181/1995** – "Die Expedition ARKTIS X/1 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1994", herausgegeben von Eberhard Fahrbach.
- Heft-Nr. 182/1995** – "Laptev Sea System: Expeditions in 1994", edited by Heidemarie Kassens.
- Heft-Nr. 183/1996** – "Interpretation digitaler Parasound Echolotaufzeichnungen im östlichen Arktischen Ozean auf der Grundlage physikalischer Sedimenteigenschaften", von Uwe Bergmann.
- Heft-Nr. 184/1996** – "Distribution and dynamics of inorganic nitrogen compounds in the troposphere of continental, coastal, marine and Arctic areas", by María Dolores Andrés Hernández.
- Heft-Nr. 185/1996** – "Verbreitung und Lebensweise der Aphroditiden und Polynoiden (Polychaeta) im östlichen Weddellmeer und im Lazarevmeer (Antarktis)", von Michael Stiller.
- Heft-Nr. 186/1996** – "Reconstruction of Late Quaternary environmental conditions applying the natural radionuclides  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{231}\text{Pa}$  and  $^{238}\text{U}$ : A study of deep-sea sediments from the eastern sector of the Antarctic Circumpolar Current System", by Martin Frank.
- Heft-Nr. 187/1996** – "The Meteorological Data of the Neumayer Station (Antarctica) for 1992, 1993 and 1994", by Gert König-Langlo and Andreas Herber.
- Heft-Nr. 188/1996** – "Die Expedition ANTARKTIS-XI/3 mit FS 'Polarstern' 1994", herausgegeben von Heinz Miller und Hannes Grobe.
- Heft-Nr. 189/1996** – "Die Expedition ARKTIS-VII/3 mit FS 'Polarstern' 1990", herausgegeben von Heinz Miller und Hannes Grobe.

- Heft-Nr. 190/1996** – “Cruise report of the Joint Chilean-German-Italian Magellan 'Victor Hensen' Campaign in 1994”, edited by Wolf Arntz and Matthias Gorny.
- Heft-Nr. 191/1996** – “Leitfähigkeits- und Dichtemessung an Eisbohrkernen”, von Frank Wilhelms.
- Heft-Nr. 192/1996** – “Photosynthese-Charakteristika und Lebensstrategie antarktischer Makroalgen”, von Gabriele Weykam.
- Heft-Nr. 193/1996** – “Heterogene Reaktionen von  $N_2O_5$  und HBr und ihr Einfluß auf den Ozonabbau in der polaren Stratosphäre”, von Sabine Seisel.
- Heft-Nr. 194/1996** – “Ökologie und Populationsdynamik antarktischer Ophiuroiden (Echinodermata)”, von Corinna Dahm.
- Heft-Nr. 195/1996** – “Die planktische Foraminifere *Neoglobobulimina pachyderma* (Ehrenberg) im Weddellmeer, Antarktis”, von Doris Berberich.
- Heft-Nr. 196/1996** – “Untersuchungen zum Beitrag chemischer und dynamischer Prozesse zur Variabilität des stratosphärischen Ozons über der Arktis”, von Birgit Heese.
- Heft-Nr. 197/1996** – “The Expedition ARKTIS-XI/2 of 'Polarstern' in 1995”, edited by Gunther Krause.
- Heft-Nr. 198/1996** – “Geodynamik des Westantarktischen Riftsystems basierend auf Apatit-Spaltspuranalysen”, von Frank Lisker.
- Heft-Nr. 199/1996** – “The 1993 Northeast Water Expedition. Data Report on CTD Measurements of RV 'Polarstern' Cruises ARKTIS IX/2 and 3”, by Gereon Budéus and Wolfgang Schneider.
- Heft-Nr. 200/1996** – “Stability of the Thermohaline Circulation in analytical and numerical models”, by Gerrit Lohmann.
- Heft-Nr. 201/1996** – “Trophische Beziehungen zwischen Makroalgen und Herbivoren in der Potter Cove (King George-Insel, Antarktis)”, von Katrin Iken.
- Heft-Nr. 202/1996** – “Zur Verbreitung und Respiration ökologisch wichtiger Bodentiere in den Gewässern um Svalbard (Arktis)”, von Michael K. Schmid.
- Heft-Nr. 203/1996** – “Dynamik, Rauigkeit und Alter des Meereises in der Arktis - Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell”, von Markus Harder.
- Heft-Nr. 204/1996** – “Zur Parametrisierung der stabilen atmosphärischen Grenzschicht über einem antarktischen Schelfeis”, von Dörthe Handorf.
- Heft-Nr. 205/1996** – “Textures and fabrics in the GRIP ice core, in relation to climate history and ice deformation”, by Thorsteinn Thorsteinsson.
- Heft-Nr. 206/1996** – “Der Ozean als Teil des gekoppelten Klimasystems: Versuch der Rekonstruktion der glazialen Zirkulation mit verschiedenen komplexen Atmosphärenkomponenten”, von Kerstin Fieg.
- Heft-Nr. 207/1996** – “Lebensstrategien dominanter antarktischer Oithonidae (Cyclopoida, Copepoda) und Oncaeidae (Poecilostomatoida, Copepoda) im Bellingshausenmeer”, von Cornelia Metz.
- Heft-Nr. 208/1996** – “Atmosphäreneinfluß bei der Fernerkundung von Meereis mit passiven Mikrowellenradiometern”, von Christoph Oelke.
- Heft-Nr. 209/1996** – “Klassifikation von Radarsatellitendaten zur Meereiserkennung mit Hilfe von Line-Scanner-Messungen”, von Axel Bochert.
- Heft-Nr. 210/1996** – “Die mit ausgewählten Schwämmen (Hexactinellida und Demospongiae) aus dem Weddellmeer, Antarktis, vergesellschaftete Fauna”, von Kathrin Kunzmann.
- Heft-Nr. 211/1996** – “Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR 1995 and the Expedition KOLYMA 1995”, by Dima Yu. Bolshiyarov and Hans-W. Hubberten.
- Heft-Nr. 212/1996** – “Surface-sediment composition and sedimentary processes in the central Arctic Ocean and along the Eurasian Continental Margin”, by Ruediger Stein, Gennadij I. Ivanov, Michael A. Levitan, and Kirsten Fahl.
- Heft-Nr. 213/1996** – “Gonadenentwicklung und Eiproduktion dreier *Calanus*-Arten (Copepoda): Freilandbeobachtungen, Histologie und Experimente”, von Barbara Niehoff.
- Heft-Nr. 214/1996** – “Numerische Modellierung der Übergangszone zwischen Eisschild und Eisschelf”, von Christoph Mayer.
- Heft-Nr. 215/1996** – “Arbeiten der AWI-Forschungsstelle Potsdam in Antarktika, 1994/95”, herausgegeben von Ulrich Wand.
- Heft-Nr. 216/1996** – “Rekonstruktion quartärer Klimaänderungen im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres anhand von Radiolarien”, von Uta Brathauer.
- Heft-Nr. 217/1996** – “Adaptive Semi-Lagrange-Finite-Elemente-Methode zur Lösung der Flachwassergleichungen: Implementierung und Parallelisierung”, von Jörn Behrens.
- Heft-Nr. 218/1997** – “Radiation and Eddy Flux Experiment 1995 (REFLEX III)”, by Jörg Hartmann, Axel Bochert, Dietmar Freese, Christoph Kottmeier, Dagmar Nagel and Andreas Reuter.
- Heft-Nr. 219/1997** – “Die Expedition ANTARKTIS-XII mit FS 'Polarstern' 1995. Bericht vom Fahrtabschnitt ANT-XII/3”, herausgegeben von Wilfried Jokat und Hans Oerter.
- Heft-Nr. 220/1997** – “Ein Beitrag zum Schwerfeld im Bereich des Weddellmeeres, Antarktis. Nutzung von Altimetermessungen des GEOSAT und ERS-1”, von Tilo Schöne.
- Heft-Nr. 221/1997** – “Die Expeditionen ANTARKTIS-XIII/1-2 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1995/96”, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Mike Lucas and Victor Smetacek.
- Heft-Nr. 222/1997** – “Tectonic Structures and Glaciomarine Sedimentation in the South-Eastern Weddell Sea from Seismic Reflection Data”, by László Oszkó.

- Heft-Nr. 223/1997** – “Bestimmung der Meereisdicke mit seismischen und elektromagnetisch-induktiven Verfahren”, von Christian Haas.
- Heft-Nr. 224/1997** – “Troposphärische Ozonvariationen in Polarregionen”, von Silke Wessel.
- Heft-Nr. 225/1997** – “Biologische und ökologische Untersuchungen zur kryopelagischen Amphipodenfauna des arktischen Meereises”, von Michael Poltermann.
- Heft-Nr. 226/1997** – “Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XI/1 of RV 'Polarstern' in 1995”, edited by Eike Rachor.
- Heft-Nr. 227/1997** – “Der Einfluß kompatibler Substanzen und Kyroprotektoren auf die Enzyme Malatdehydrogenase (MDH) und Glucose-6-phosphat-Dehydrogenase (G6P-DH) aus *Acrosiphonia arctica* (Chlorophyta) der Arktis”, von Katharina Kück.
- Heft-Nr. 228/1997** – “Die Verbreitung epibenthischer Mollusken im chilenischen Beagle-Kanal”, von Katrin Linse.
- Heft-Nr. 229/1997** – “Das Mesozooplankton im Laptevmeer und östlichen Nansen-Becken - Verteilung und Gemeinschaftsstrukturen im Spätsommer”, von Hinrich Hanssen.
- Heft-Nr. 230/1997** – “Modell eines adaptierbaren, rechnergestützten, wissenschaftlichen Arbeitsplatzes am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung”, von Lutz-Peter Kurdelski.
- Heft-Nr. 231/1997** – “Zur Ökologie arktischer und antarktischer Fische: Aktivität, Sinnesleistungen und Verhalten”, von Christopher Zimmermann.
- Heft-Nr. 232/1997** – “Persistente chlororganische Verbindungen in hochantarktischen Fischen”, von Stephan Zimmermann.
- Heft-Nr. 233/1997** – “Zur Ökologie des Dimethylsulfoniumpropionat (DMSP)-Gehaltes temperierter und polarer Phytoplanktongemeinschaften im Vergleich mit Laborkulturen der Coccolithophoride *Emiliania huxleyi* und der antarktischen Diatomee *Nitzschia lecontei*”, von Doris Meyerdierks.
- Heft-Nr. 234/1997** – “Die Expedition ARCTIC '96 des FS 'Polarstern' (ARK XII) mit der Arctic Climate System Study (ACSYS)”, von Ernst Augstein und den Fahrtteilnehmern.
- Heft-Nr. 235/1997** – “Polonium-210 und Blei-210 im Südpolarmeer: Natürliche Tracer für biologische und hydrographische Prozesse im Oberflächenwasser des Antarktischen Zirkumpolarstroms und des Weddellmeeres”, von Jana Friedrich.
- Heft-Nr. 236/1997** – “Determination of atmospheric trace gas amounts and corresponding natural isotopic ratios by means of ground-based FTIR spectroscopy in the high Arctic”, by Arndt Meier.
- Heft-Nr. 237/1997** – “Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR / SEVERNAYA ZEMLYA 1996”, edited by Martin Melles, Birgit Hagedorn and Dmitri Yu. Bolshiyonow.
- Heft-Nr. 238/1997** – “Life strategy and ecophysiology of Antarctic macroalgae”, by Iván M. Gómez.
- Heft-Nr. 239/1997** – “Die Expedition ANTARKTIS XIII/4-5 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1996”, herausgegeben von Eberhard Fahrbach und Dieter Gerdes.
- Heft-Nr. 240/1997** – “Untersuchungen zur Chrom-Speziation im Meerwasser, Meereis und Schnee aus ausgewählten Gebieten der Arktis”, von Heide Giese.
- Heft-Nr. 241/1997** – “Late Quaternary glacial history and paleoceanographic reconstructions along the East Greenland continental margin: Evidence from high-resolution records of stable isotopes and ice-rafted debris”, by Seung-II Nam.
- Heft-Nr. 242/1997** – “Thermal, hydrological and geochemical dynamics of the active layer at a continuous site, Taymyr Peninsula, Siberia”, by Julia Boike.
- Heft-Nr. 243/1997** – “Zur Paläoozeanographie hoher Breiten: Stellvertreterdaten aus Foraminiferen”, von Andreas Mackensen.
- Heft-Nr. 244/1997** – “The Geophysical Observatory at Neumayer Station, Antarctica. Geomagnetic and seismological observations in 1995 and 1996”, by Alfons Eckstaller, Thomas Schmidt, Viola Gaw, Christian Müller and Johannes Røgenhagen.
- Heft-Nr. 245/1997** – “Temperaturbedarf und Biogeographie mariner Makroalgen - Anpassung mariner Makroalgen an tiefe Temperaturen”, von Bettina Bischoff-Bäsmann.
- Heft-Nr. 246/1997** – “Ökologische Untersuchungen zur Fauna des arktischen Meereises”, von Christine Friedrich.
- Heft-Nr. 247/1997** – “Entstehung und Modifizierung von marinen gelösten organischen Substanzen”, von Berit Kirchhof.
- Heft-Nr. 248/1997** – “Laptev Sea System: Expeditions in 1995”, edited by Heidemarie Kassens.
- Heft-Nr. 249/1997** – “The Expedition ANTARKTIS XIII/3 (EASIZ I) of RV 'Polarstern' to the eastern Weddell Sea in 1996” edited by Wolf Arntz and Julian Gutt.
- Heft-Nr. 250/1997** – “Vergleichende Untersuchungen zur Ökologie und Biodiversität des Mega-Epibenthos der Arktis und Antarktis”, von Andreas Starman.
- Heft-Nr. 251/1997** – “Zeitliche und räumliche Verteilung von Mineralvergesellschaftungen in spätquartären Sedimenten des Arktischen Ozeans und ihre Nützlichkeit als Klimaindikatoren während der Glazial/Interglazial-Wechsel”, von Christoph Vogt.
- Heft-Nr. 252/1997** – “Solitäre Ascidien in der Potter Cove (King George Island, Antarktis). Ihre ökologische Bedeutung und Populationsdynamik”, von Stephan Kühne.
- Heft-Nr. 253/1997** – “Distribution and role of microprotozoa in the Southern Ocean”, by Christine Klaas.
- Heft-Nr. 254/1997** – “Die spätquartäre Klima- und Umweltgeschichte der Bungeer-Oase, Ostantarktis”, von Thomas Kulbe.

- Heft-Nr. 255/1997** – “Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XIII/2 of RV 'Polarstern' in 1997”, edited by Ruediger Stein and Kirsten Fahl.
- Heft-Nr. 256/1998** – “Das Radionuklid Tritium im Ozean: Meßverfahren und Verteilung von Tritium im Südatlantik und im Weddellmeer”, von Jürgen Sültenfuß.
- Heft-Nr. 257/1998** – “Untersuchungen der Saisonalität von atmosphärischen Dimethylsulfid in der Arktis und Antarktis”, von Christoph Kleefeld.
- Heft-Nr. 258/1998** – “Bellinghausen- und Amundsenmeer: Entwicklung eines Sedimentationsmodells”, von Frank-Oliver Nitsche.
- Heft-Nr. 259/1998** – “The Expedition ANTARKTIS-XIV/4 of RV 'Polarstern' in 1997”, by Dieter K. Fütterer.
- Heft-Nr. 260/1998** – “Die Diatomeen der Laptevsee (Arktischer Ozean): Taxonomie und biogeographische Verbreitung”, von Holger Cremer.
- Heft-Nr. 261/1998** – “Die Krustenstruktur und Sedimentdecke des Eurasischen Beckens, Arktischer Ozean: Resultate aus seismischen und gravimetrischen Untersuchungen”, von Estella Weigelt.
- Heft-Nr. 262/1998** – “The Expedition ARKTIS-XIII/3 of RV 'Polarstern' in 1997”, by Gunther Krause.
- Heft-Nr. 263/1998** – “Thermo-tektonische Entwicklung von Oates Land und der Shackleton Range (Antarktis) basierend auf Spaltspuranalysen”, von Thorsten Schäfer.
- Heft-Nr. 264/1998** – “Messungen der stratosphärischen Spurengase ClO, HCl, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O und OH mittels flugzeuggetragener Submillimeterwellen-Radiometrie”, von Joachim Urban.
- Heft-Nr. 265/1998** – “Untersuchungen zu Massenhaushalt und Dynamik des Ronne Ice Shelves, Antarktis”, von Astrid Lambrecht.
- Heft-Nr. 266/1998** – “Scientific Cruise Report of the Kara Sea Expedition of RV 'Akademik Boris Petrov' in 1997”, edited by Jens Matthiessen and Oleg Stepanets.
- Heft-Nr. 267/1998** – “Die Expedition ANTARKTIS-XIV mit FS 'Polarstern' 1997. Bericht vom Fahrtabschnitt ANT-XIV/3“, herausgegeben von Wilfried Jokat und Hans Oerter.
- Heft-Nr. 268/1998** – “Numerische Modellierung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Meereis in der arktischen Eisrandzone“, von Gerit Birnbaum.
- Heft-Nr. 269/1998** – “Katabatic wind and Boundary Layer Front Experiment around Greenland (KABEG '97)“, by Günther Heinemann.
- Heft-Nr. 270/1998** – “Architecture and evolution of the continental crust of East Greenland from integrated geophysical studies“, by Vera Schindwein.
- Heft-Nr. 271/1998** – “Winter Expedition to the Southwestern Kara Sea - Investigations on Formation and Transport of Turbid Sea-Ice“, by Dirk Dethleff, Peter Loewe, Dominik Weiel, Hartmut Nies, Gesa Kuhlmann, Christian Bahe and Gennady Tarasov.
- Heft-Nr. 272/1998** – “FTIR-Emissionsspektroskopische Untersuchungen der arktischen Atmosphäre“, von Edo Becker.
- Heft-Nr. 273/1998** – “Sedimentation und Tektonik im Gebiet des Agulhas Rückens und des Agulhas Plateaus ('SETA-RAP')“, von Gabriele Uenzelmann-Neben.
- Heft-Nr. 274/1998** – “The Expedition ANTARKTIS XIV/2“, by Gerhard Kattner.
- Heft-Nr. 275/1998** – “Die Auswirkung der 'NorthEastWater'-Polynya auf die Sedimentation vor NO-Grönland und Untersuchungen zur Paläo-Ozeanographie seit dem Mittelwechsel“, von Hanne Notholt.
- Heft-Nr. 276/1998** – “Interpretation und Analyse von Potentialfelddaten im Weddellmeer, Antarktis: der Zerfall des Superkontinents Gondwana“, von Michael Studingier.
- Heft-Nr. 277/1998** – “Koordiniertes Programm Antarktisforschung“. Berichtskolloquium im Rahmen des Koordinierten Programms “Antarktisforschung mit vergleichenden Untersuchungen in arktischen Eisgebieten“, herausgegeben von Hubert Miller.
- Heft-Nr. 278/1998** – “Messung stratosphärischer Spurengase über Ny-Ålesund, Spitzbergen, mit Hilfe eines bodengebundenen Mikrowellen-Radiometers“, von Uwe Raffalski.
- Heft-Nr. 279/1998** – “Arctic Paleo-River Discharge (APARD). A New Research Programme of the Arctic Ocean Science Board (AOSB)“, edited by Ruediger Stein.
- Heft-Nr. 280/1998** – “Fernerkundungs- und GIS-Studien in Nordostgrönland“, von Friedrich Jung-Rothenhäusler.
- Heft-Nr. 281/1998** – “Rekonstruktion der Oberflächenwassermassen der östlichen Laptevsee im Holozän anhand aquatischen Palynomorphen“, von Martina Kunz-Pirrung.
- Heft-Nr. 282/1998** – “Scavenging of <sup>231</sup>Pa and <sup>230</sup>Th in the South Atlantic: Implications for the use of the <sup>231</sup>Pa/<sup>230</sup>Th ratio as a paleoproductivity proxy“, by Hans-Jürgen Walter.
- Heft-Nr. 283/1998** – “Sedimente im arktischen Meereis - Eintrag, Charakterisierung und Quantifizierung“, von Frank Lindemann.
- Heft-Nr. 284/1998** – “Langzeitanalyse der antarktischen Meereisbedeckung aus passiven Mikrowellendaten“, von Christian H. Thomas.
- Heft-Nr. 285/1998** – “Mechanismen und Grenzen der Temperaturanpassung beim Pierwurm *Arenicola marina* (L.)“, von Angela Sommer.
- Heft-Nr. 286/1998** – “Energieumsätze benthischer Filtrierer der Potter Cove (King George Island, Antarktis)“, von Jens Kowalke.
- Heft-Nr. 287/1998** – “Scientific Cooperation in the Russian Arctic: Research from the Barents Sea up to the Laptev Sea“, edited by Eike Rachor.

- Heft-Nr. 288/1998** – "Alfred Wegener. Kommentiertes Verzeichnis der schriftlichen Dokumente seines Lebens und Wirkens", von Ulrich Wutzke.
- Heft-Nr. 289/1998** – "Retrieval of Atmospheric Water Vapor Content in Polar Regions Using Spaceborne Microwave Radiometry", by Jungang Miao.
- Heft-Nr. 290/1998** – "Strukturelle Entwicklung und Petrogenese des nördlichen Kristallingürtels der Shackleton Range, Antarktis: Proterozoische und Ross-orogene Krustendynamik am Rand des Ostantarktischen Kratons", von Axel Brommer.
- Heft-Nr. 291/1998** – "Dynamik des arktischen Meereises - Validierung verschiedener Rheologieansätze für die Anwendung in Klimamodellen", von Martin Kreyscher.
- Heft-Nr. 292/1998** – "Anthropogene organische Spurenstoffe im Arktischen Ozean. Untersuchungen chlorierter Biphenyle und Pestizide in der Laptevsee, technische und methodische Entwicklungen zur Probenahme in der Arktis und zur Spurenstoffanalyse", von Sven Utschakowski.
- Heft-Nr. 293/1998** – "Rekonstruktion der spätquartären Klima- und Umweltgeschichte der Schirmacher Oase und des Wohlthat Massivs (Ostantarktika)", von Markus Julius Schwab.
- Heft-Nr. 294/1998** – "Besiedlungsmuster der benthischen Makrofauna auf dem ostgrönländischen Kontinentalhang", von Klaus Schnack.
- Heft-Nr. 295/1998** – "Gehäuseuntersuchungen an planktischen Foraminiferen hoher Breiten: Hinweise auf Umweltveränderungen während der letzten 140.000 Jahre", von Harald Hommers.
- Heft-Nr. 296/1998** – "Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XIII/1 of RV 'Polarstern' in 1997", edited by Michael Spindler, Wilhelm Hagen and Dorothea Stübing.
- Heft-Nr. 297/1998** – "Radiometrische Messungen im arktischen Ozean - Vergleich von Theorie und Experiment", von Klaus-Peter Johnsen.
- Heft-Nr. 298/1998** – "Patterns and Controls of CO<sub>2</sub> Fluxes in Wet Tundra Types of the Taimyr Peninsula, Siberia - the Contribution of Soils and Mosses", by Martin Sommerkorn.
- Heft-Nr. 299/1998** – "The Potter Cove coastal ecosystem, Antarctica. Synopsis of research performed within the frame of the Argentinean-German Cooperation at the Dallmann Laboratory and Jubany Station (King George Island, Antarctica: 1991-1997)", by Christian Wiencke, Gustavo Ferreyra, Wolf Arntz & Carlos Rinaldi.
- Heft-Nr. 300/1999** – "The Kara Sea Expedition of RV 'Akademik Boris Petrov' 1997: First results of a Joint Russian-German Pilot Study", edited by Jens Matthiessen, Oleg V. Stepanets, Ruediger Stein, Dieter K. Fütterer, and Eric M. Galimov.
- Heft-Nr. 301/1999** – "The Expedition ANTARKTIS XV/3 (EASIZ II)", edited by Wolf E. Arntz and Julian Gutt.
- Heft-Nr. 302/1999** – "Sterole im herbsthlichen Weddellmeer (Antarktis): Großräumige Verteilung, Vorkommen und Umsatz", von Anneke Mühlebach.
- Heft-Nr. 303/1999** – "Polare stratosphärische Wolken: Lidar-Beobachtungen, Charakterisierung von Entstehung und Entwicklung", von Jens Biele.
- Heft-Nr. 304/1999** – "Spätquartäre Paläoumweltbedingungen am nördlichen Kontinentalrand der Barents- und Kara-See. Eine Multi-Parameter-Analyse", von Jochen Knies.
- Heft-Nr. 305/1999** – "Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study (ARTIST)", by Jörg Hartmann, Frank Albers, Stefania Argentini, Axel Borchert, Ubaldo Bonafé, Wolfgang Cohrs, Alessandro Conidi, Dietmar Freese, Teodoro Georgiadis, Alessandro Ippoliti, Lars Kaleschke, Christof Lüpkes, Uwe Maixner, Giangiuseppe Mastrantonio, Fabrizio Ravegnani, Andreas Reuter, Giuliano Trivellone and Abgelo Viola.
- Heft-Nr. 306/1999** – "German-Russian Cooperation: Biogeographic and biostratigraphic investigations on selected sediment cores from the Eurasian continental margin and marginal seas to analyze the Late Quaternary climatic variability", edited by Robert F. Spielhagen, Max S. Barash, Gennady I. Ivanov, and Jörn Thiede.
- Heft-Nr. 307/1999** – "Struktur und Kohlenstoffbedarf des Makrobenthos am Kontinentalhang Ostgrönlands", von Dan Seiler.
- Heft-Nr. 308/1999** – "ARCTIC '98: The Expedition ARK-XIV/1a of RV 'Polarstern' in 1998", edited by Wilfried Jokat.
- Heft-Nr. 309/1999** – "Variabilität der arktischen Ozonschicht: Analyse und Interpretation bodengebundener Millimeterwellenmessungen", von Björn-Martin Sinnhuber.

\* vergriffen / out of print.

\*\* nur noch beim Autor / only from the author.