

Stiftung Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung,
Forschungsstelle Potsdam
Sektion: Atmosphärische Zirkulation

Der Einfluss der Dynamik auf die stratosphärische Ozonvariabilität über der Arktis im Frühwinter

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
"doctor rerum naturalium"
(Dr. rer. nat.)
in der Wissenschaftsdisziplin „Physik der Atmosphäre“

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von
Daniela Bleßmann

Potsdam im September 2010

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:
Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Weitergabe unter gleichen Bedingungen
3.0 Deutschland
Um die Bedingungen der Lizenz einzusehen, folgen Sie bitte dem Hyperlink:
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/3.0/de/>

Online veröffentlicht auf dem
Publikationsserver der Universität Potsdam:
URL <http://opus.kobv.de/ubp/volltexte/2011/5139/>
URN [urn:nbn:de:kobv:517-opus-51394](http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:kobv:517-opus-51394)
<http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:kobv:517-opus-51394>

Überblick

Der Ozongehalt über der Arktis schwankt von Jahr zu Jahr, wobei der chemische Ozonabbau hauptsächlich die spätwinterlichen Schwankungen verursacht, weisen die beobachteten frühwinterlichen Unterschiede Ende Dezember bis Anfang Januar eher auf einen dynamischen Ursprung hin, der weitestgehend ungeklärt ist. In der vorliegenden Arbeit stehen deshalb die frühwinterliche Dynamik und interannuale Variabilität des stratosphärischen arktischen Ozons im Vordergrund. Dafür wurden die Ozondaten von Ozonsonden und Satellitenmessungen in einem konsistenten Datensatz zusammengefasst, der jeweils vom 1. August bis zum 31. März der Winter 1991/92 bis 2008/09 reicht. Mit Hilfe dieser Daten konnte gezeigt werden, dass zwischen September und Oktober ein markanter Anstieg in der Ozonvariabilität erfolgt, die in den folgenden Monaten bis in den Dezember erhalten bleibt. Da das Ozon sowohl dynamischen als auch chemischen Einflüssen unterliegt, wurden zur Klärung zusätzlich Modellrechnungen mit dem Lagrangeschen Chemie-Transportmodell ATLAS durchgeführt. Diese dienten mittels einer geeigneten Tracerinitialisierung der Identifizierung der Herkunft der Luftmassen im Wirbelinneren und des Einflusses der Chemie auf die Ozonvariabilität. Mit Hilfe der auf den Transport beschränkten Modellrechnungen konnte gezeigt werden, dass die Zusammensetzung der Luftmassen im Inneren des Polarwirbels im Frühwinter überwiegend ein Ergebnis meridionaler Transport- und Durchmischungsprozesse ist.

In Kombination mit dem erstellten Beobachtungsdatensatz konnte der Nachweis erbracht werden, dass die Luftmassenzusammensetzung hinsichtlich ihrer Herkunft im Inneren des Wirbels auch dessen Ozongehalt bestimmt. Ferner wurde anhand der von August bis November zeitlich gemittelten Vertikalkomponente des Eliassen-Palm-Flussvektors (kurz: EP-Fluss) auf 100hPa, die als Maß für die vertikale Ausbreitung troposphärischer planetarischer Wellen in die Stratosphäre genutzt wird, der Zusammenhang zwischen der Wellenaktivität in der Wirbelbildungsphase und der wirbelinneren Luftmassenzusammensetzung herausgearbeitet. Jedoch treffen die Ergebnisse nur für die untere Stratosphäre zu, da die EP-Flussvertikalkomponente den sich innerhalb der Stratosphäre selbst verändernden Wellenausbreitungsbedingungen nicht gerecht wird. Der Nachweis für die gesamte Stratosphäre erfolgte über das zeitliche Integral der mit dem Charney-Drazin-Kriterium gefilterten Wellenamplitude. Auch der Nachweis zwischen der Wellenaktivität und dem wirbelinneren Ozongehalt konnte über dieses Maß gezeigt werden.

Modellrechnungen mit aktivierter Chemie reduzieren den Zusammenhang zwischen Wellenaktivität während der Wirbelbildungsphase und dem wirbelinneren Ozongehalt auf die untere bis mittlere Stratosphäre, da in den oberen Höhenbereichen die NO_x -Chemie das Ozon ins Gleichgewicht bringt und folglich die Information über dessen Herkunft vernichtet. Somit wurde mittels Beobachtungsdaten und Lagrangeschen Chemie-Transportmodellsimulationen der Einfluss der Dynamik auf die Ozonvariabilität im Frühwinter in Qualität und Quantität nachgewiesen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen und Zusammenhänge	3
2.1	Die atmosphärischen Grundgleichungen	3
2.2	Der vertikale Aufbau der Atmosphäre	4
2.2.1	Die thermische Struktur	4
2.2.2	Die hydrostatische Grundgleichung und log-p-Koordinate	5
2.2.3	Die potentielle Temperatur als Vertikalkoordinate	6
2.3	Wirbelgrößen und planetare Wellen	7
2.3.1	Die Rossby-Wellen	9
2.3.2	Das Charney-Drazin-Kriterium	10
2.3.3	Der Eliassen-Palm-Fluss	12
2.4	Ozon	14
2.4.1	Die stratosphärische Ozonchemie	14
2.4.2	Messgrößen für Ozon	16
2.4.3	Die globale Ozonverteilung	17
2.5	Die Zirkulation in der winterlichen Stratosphäre	18
2.5.1	Die winterliche Stratosphärendynamik	18
2.5.2	Die meridionale Zirkulation	20
2.5.3	Die TEM-Zirkulation	22
3	Daten	27
3.1	Die ERA-Interim Daten	27
3.2	Ozondaten	28
3.2.1	Sonden	29
3.2.2	Auswertung der Ozonsonden	31
3.2.3	Satelliten	36
3.2.4	Auswertung der Satellitendaten	40
3.2.5	Vergleich der Ozondaten aus Sonden- und Satellitenmessungen	40
3.3	Gemischte Datensätze	44

4	Interannuale Variabilität im Ozon	45
4.1	Der Jahresgang des Ozons	45
4.2	Die interannuale Variabilität	46
5	Modell	49
5.1	Eulersche und Lagrangesche Hydrodynamik	49
5.2	Eulersche und Lagrangesche Modelle	50
5.3	Das ATLAS Modell	51
5.4	Modellläufe	55
6	Ergebnisse	59
6.1	Transport und Dynamik	59
6.1.1	Ozon, Zirkulation und Durchmischung	60
6.1.1.1	Meridionale Transporte und Durchmischung	60
6.1.1.2	Die vertikale Dimension	63
6.1.1.3	Luftmassenherkunft und Ozongehalt im Polarwirbel	66
6.1.2	Zusammenhang von Luftmassenherkunft und Wellenaktivität	71
6.1.3	Wirbelbildungsphase nach dem Charney-Drazin-Kriterium	73
6.1.3.1	Stratosphärische Dynamikfenster in der Zirkulationsumstellung	74
6.1.3.2	Verbindung von Charney-Drazin-Kriterium und Luftherkunft	79
6.1.3.3	Verbindung von Charney-Drazin-Kriterium und Ozon	82
6.2	Chemiebeitrag	85
6.2.1	Ozon und chemischer Abbau	85
6.2.2	Sensitivitätsstudien	87
7	Zusammenfassung und Ausblick	91
7.1	Zusammenfassung	91
7.2	Fazit und Ausblick	94
A	Liste der Ozonstationen	95
B	Abbildungen	97
C	Grundgleichungen & Skalenanalyse	107
D	Korrelation der Amplitudenintegrale	109
	Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	116
	Abbildungsverzeichnis	120
	Tabellenverzeichnis	121
	Literaturverzeichnis	129

Kapitel 1

Einleitung

Der Ozongehalt der Erdatmosphäre schwankt auf verschiedenen Zeitskalen. So gehen zum Beispiel die Schwankungen von Jahr zu Jahr sowohl auf dynamische als auch auf chemische Einflüsse zurück. Da das Ozon für das Leben auf der Erde aufgrund seiner absorbierenden Wirkung im ultravioletten Bereich der Sonneneinstrahlung und seines Einflusses auf das Klima (Baldwin et al. 2007) eine wichtige Rolle spielt, sind Aussagen über dessen Variabilität von Interesse.

Die chemischen Abbauzyklen wurden in den letzten Jahrzehnten tiefgreifend untersucht und verstanden. Jedoch kann nur die Ozonmenge abgebaut werden, die zuvor erzeugt oder auch heran transportiert wurde. So gelang es Tegtmeier et al. (2008), den Einfluss der Transportprozesse auf die Ozongesamtsäule im arktischen Frühling zu quantifizieren. Für diesen Nachweis wurde angenommen, dass die Ozongesamtsäule Anfang Dezember für alle Winter einen einheitlichen Wert (~ 290 DU) besitzt. Jedoch ist der Ozongehalt im Dezember von Jahr zu Jahr sehr variabel, wie es die Mittel der Sondenaufstiege im Dezember an der Station Ny Ålesund für die Jahre 1991 bis 2008 in Abbildung 1.1 zeigen. Gut sichtbar ist diese Variabilität an den ab der 500 K-Isentrope auseinander laufenden Ozonprofilen der einzelnen farbig kodierten Jahre. Da nur wenige Sonden über 850 K in die Höhe stiegen, kann eine robuste maximale Variabilität um 750 K angenommen werden, was die Standardabweichung in der Teilabbildung in der linken unteren Ecke offenbart. In dieser Höhenschicht variiert das Ozonmischungsverhältnis um circa 2,5 ppm.

Eine gute Kenntnis der Ausgangswerte des Ozons verbessert die Abschätzungen des Ozonabbaus im Spätwinter, da Transport- und Durchmischungsprozesse die chemische Ozonzerstörung überlagern können. Die Vorhersagbarkeit verbessert sich, wenn auch die dynamischen Einflussfaktoren bekannt sind. So gibt es Arbeiten (Kawa et al. 2003, 2005; Fioletov und Shepherd 2003; Sinnhuber et al. 2006), die zwar einen Zusammenhang zwischen dem spätwinterlichen Ozon im März mit dem des Frühwinters zeigen, aber weder eine Erklärung dafür benennen noch die Ursache der Variabilität im Herbst eingehender untersuchten. Das Ziel dieser Arbeit ist es, diese Lücke in der Kausalkette mittels einer Analyse von Messdaten und zusätzlichen Simulationen mit einem Lagrangeschen Chemie-Transportmodell zu schließen. Dabei stehen die frühwinterliche Dynamik und im Besonderen die während der Wirbelbildungsphase im Mittelpunkt der Untersuchungen, die im Gegensatz zu den oben angeführten Arbeiten die vertikale Verteilung des stratosphärischen Ozons berücksichtigen.

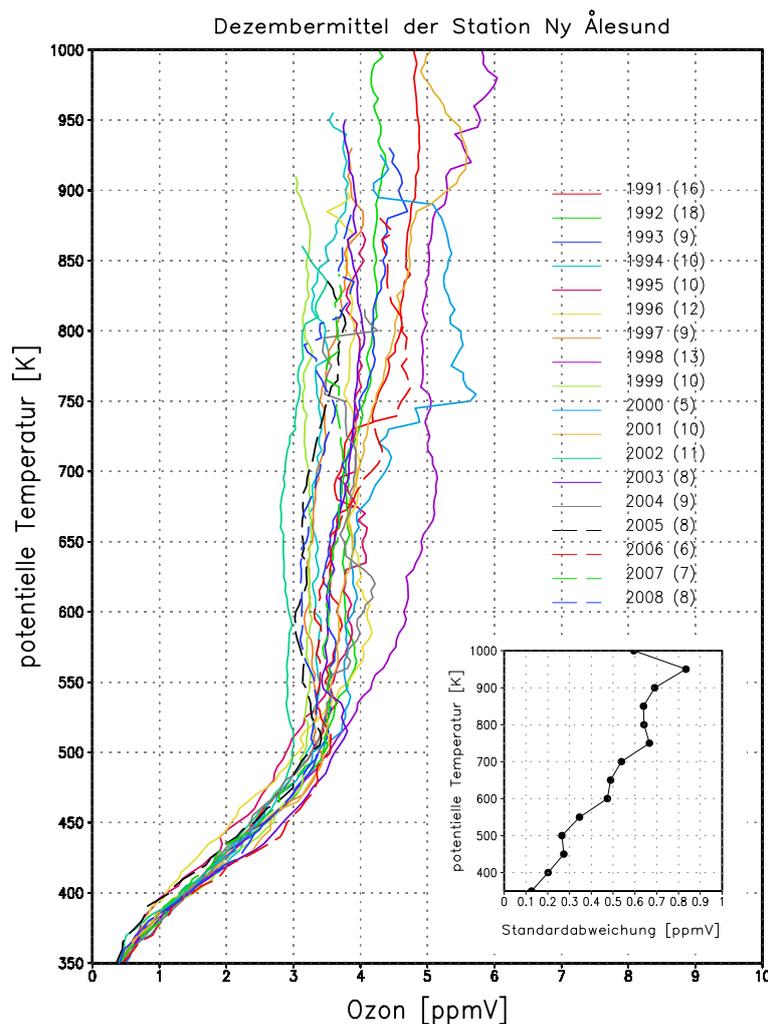


Abbildung 1.1: Die Variabilität des Ozonmischungsverhältnisses mit der Höhe anhand des Mittels über die im Dezember stattgefundenen Sondenaufsteige an der Station Ny Ålesund ($78,9^{\circ}\text{N}$, $11,9^{\circ}\text{O}$) von 1991-2008. Die einzelnen Jahre sind farbig und durch den Linienstil kodiert. Der in Klammern stehende Wert gibt die ins Mittel eingegangene Sondenanzahl wieder. Die Teilabbildung zeigt die Standardabweichung mit der Höhe über die abgetragenen Jahre.

Nach einer kurzen Darstellung der Grundlagen und Zusammenhänge in Kapitel 2 werden in der vorliegenden Arbeit in Kapitel 3 die verwendeten Beobachtungsdaten beschrieben und miteinander verglichen. Anschließend folgt in Kapitel 4 die Erläuterung der interannualen Variabilität des Ozons im Dezember und deren Verbindung zur Wirbelbildungsphase. Zum Nachweis des dynamischen Einflusses der Wirbelbildungsphase auf den frühwinterlichen Ozongehalt werden neben den gemessenen Daten auch die Modellaufdaten des Lagrangeschen Chemie-Transportmodells ATLAS verwendet, das in Kapitel 5 detailliert vorgestellt wird. Im Kapitel 6 werden in separaten Abschnitten die Ergebnisse zum Einfluss der Dynamik und der Chemie eingehend erläutert. Eine Zusammenfassung sämtlicher Ergebnisse dieser Arbeit ist im Kapitel 7 zu finden.

Kapitel 2

Grundlagen und Zusammenhänge

2.1 Die atmosphärischen Grundgleichungen

Die Annahme einer reibungsfreien und trockenen Atmosphäre liefert eine vereinfachte Beschreibung der Atmosphärendynamik. Die unter diesen Voraussetzungen gültigen Grundgleichungen leiten sich aus der Massenbilanz, der Impulsbilanz und der Energiebilanz ab. Dabei handelt es sich um die Kontinuitätsgleichung, die Bewegungsgleichung und den ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Da sich die trockene Atmosphäre wie ein ideales Gas verhält, deren innere Energie nur von der Temperatur abhängt, komplettiert die ideale Gasgleichung das Grundgleichungssystem:

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.1)$$

$$\text{3D-Bewegungsgleichung} \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \phi \quad (2.2)$$

$$\text{1. Hauptsatz der Thermodynamik} \quad \frac{ds}{dt} = \frac{c_p}{T} \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho T} \frac{dp}{dt} \quad (2.3)$$

$$\text{ideale Gasgleichung} \quad p = \rho \frac{R^*}{M} T \quad (2.4)$$

Die Gleichungen 2.1-2.4 stellen ein nichtlineares, gekoppeltes, partielles System von Differentialgleichungen dar, das sich aus insgesamt 8 Variablen, die sich aus den Komponenten des Windgeschwindigkeitsvektors $\mathbf{v} = (u, v, w)$, der Dichte der Luft ρ , der Lufttemperatur T , dem Luftdruck p , dem Geopotenzial ϕ und der Entropie s zusammensetzen. Die Entropie ist eine Prozessgröße der im System befindlichen Wärme. Das Gleichungssystem beinhaltet neben der spezifischen Wärme bei konstantem Druck $c_p = 1004 \text{ J/kgK}$ auch die universelle Gaskonstante $R^* = 8,3143 \text{ J/Kmol}$ sowie die molare Masse trockener Luft $M = 28,96 \text{ g/mol}$ und den Erdrotationsvektor $2\boldsymbol{\Omega} = l\mathbf{j} + f\mathbf{k}$, der sich aus dem meridionalen $l := 2\omega_E \cos \varphi$ und vertikalen Coriolisparameter $f := 2\omega_E \sin \varphi$ zusammensetzt. Die Coriolisparameter berücksichtigen neben der Winkelgeschwindigkeit der Erde $\omega_E = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ 1/s}$ auch die geographische Breite φ . Die Schließung des obigen Gleichungssystems wird über die Strahlungsfreiheit (Adiabasie: $\frac{ds}{dt} = 0$) erreicht.

Die Gleichungen können

1. numerisch gelöst werden,
2. zur Herleitung atmosphärischer Gleichgewichte (z.B. geostrophisches und hydrostatisches Gleichgewicht) und Erhaltungsgrößen (z.B. Ertelsche potentielle Vorticity), mit denen die Dynamik der Stratosphäre gut zu beschreiben ist, verwendet werden und
3. linearisiert oder approximiert werden, um analytische Wellenlösungen (z.B. Rossby-Wellen) zu erhalten.

2.2 Der vertikale Aufbau der Atmosphäre

2.2.1 Die thermische Struktur

Der in Abbildung 2.1 schematisch dargestellte vertikale Temperaturverlauf gliedert die Atmosphäre in unterschiedliche Schichten wie die Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre.

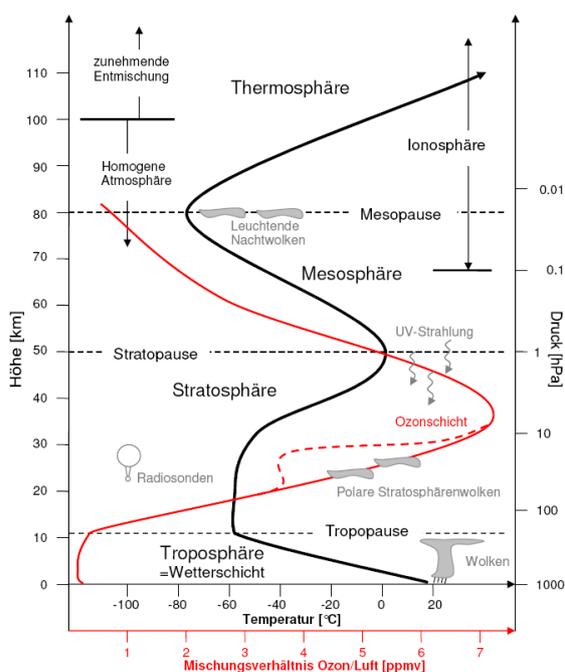


Abbildung 2.1: Thermischer Aufbau der Atmosphäre mit einem mittleren Vertikalprofil der Temperatur (schwarze Kurve und Skala) und des Ozonmischungsverhältnisses (rote Kurve und Skala) ohne und mit chemischem Ozonabbau (gestrichelte rote Kurve). Die Atmosphärenschichtenübergänge sind durch graue gestrichelte Linien markiert. Quelle: Dominik Brunner, ETH Zürich

Diese werden durch dünne Schichten, die auch Pausen genannt werden und innerhalb derer der Temperaturgradient entweder sein Vorzeichen wechselt bzw. einen merklich geänderten Verlauf annimmt, voneinander getrennt. In der Troposphäre sind nahezu 85% der Gesamtluftmasse enthalten und in ihr findet das Wettergeschehen (Wolken, Niederschlag etc.) statt, was durch ihre im Mittel um 6,5 K pro Höhenkilometer Temperaturabnahme begünstigt wird. Begrenzt wird sie durch die Tropopause, die in den Tropen bis 18 km und in den polaren Breiten bis in circa 8 km Höhe hochreicht. Darüber schließt sich die Stratosphäre an, die zunächst durch einen – je nach geographischer Breite mehr oder weniger ausgeprägten – isothermen und später durch einen positiven Temperaturgradienten charakterisiert ist. Zu dieser stabilen Schichtung kommt es durch Erwärmung infolge der Absorption der solaren UV-Strahlung durch die Ozonmoleküle. Da Ozon aber auch im langwelligen terrestrischen Strahlungsbereich absorbiert und emittiert, gehört es neben Kohlenstoffdioxid zu den wichtigsten natürlichen Treibhausgasen. Die Ozonschicht hat in den mittleren Breiten nach dem Ozonmischungsverhältnis (rote Kurve in

Abbildung 2.1), das in Abschnitt 2.4.2 erläutert wird, ihr Maximum in circa 35 km Höhe. Somit befinden sich rund 90% des atmosphärischen Ozons in dieser Schicht. Das Ozon kann zum Beispiel durch das Auftreten von polaren stratosphärischen Wolken und heterogen ablaufenden chemischen Reaktionsketten stark dezimiert werden. Neben den radiativen Prozessen, die vor allem von der Ozonverteilung dominiert werden, kommt es auch zu adiabatischen Kompressionen und Dekompressionen, die teils Folgen der Wechselwirkung mit planetaren Wellen sind. Ein weiterer Gegensatz zur Troposphäre ist der extrem niedrige Wasserdampfgehalt dieser Schicht, die sich bis in eine Höhe von annähernd 50 Kilometern erstreckt.

In der sich darüber anschließenden Stratopause und der Mesosphäre kehrt sich erneut der Temperaturverlauf zu einer Abnahme mit der Höhe um, wobei in der Mesopause in circa 80 km Höhe das Temperaturminimum eintritt und sich die leuchtenden Nachtwolken ausbilden können. Eine rasche durch UV-Strahlung getriebene Photochemie und eine zunehmende Ionisierung der Luftmoleküle am oberen Rand kennzeichnen diese Schicht.

Ein markanter Temperaturanstieg infolge der Absorption solarer Strahlung durch molekularen Sauerstoff erfolgt in der anschließenden Thermosphäre, in der die Gase durch Sonnenstrahlung und kosmische Strahlung ionisiert und aufgrund ihres unterschiedlichen Gewichts zunehmend entmischt werden. Diese Entmischung beginnt bei rund 100 km Höhe und gliedert die Atmosphäre in die gut durchmischte und im mittleren Molekulargewicht konstante Homosphäre und die darüberliegende Heterosphäre.

2.2.2 Die hydrostatische Grundgleichung und log-p-Koordinate

Wird nur der vertikale Anteil der 3D-Bewegungsgleichung (2.2) berücksichtigt und statische Bedingungen ($\mathbf{v} \equiv 0$) angenommen, so erhält man das hydrostatische Gleichgewicht

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial z} \rightarrow \frac{dp}{dz} = -\rho g, \quad (2.5)$$

demzufolge sich die nach unten gerichtete Gravitationskraft und die nach oben gerichtete Druckgradientkraft die Waage halten. Den Übergang zum totalen Differential leistet die größere Höhenabhängigkeit des Drucks gegenüber der des Geopotenzials $\phi = gz$, da für die Beschreibung der atmosphärischen Bewegungen die Erdbeschleunigung $g(z) \cong g = \text{const.} = 9,81 \text{ m/s}^2$ als annähernd konstant angenommen werden kann. Die Integration dieser Gleichung für eine isotherme Schichtung ($T = \text{const.}$) der Atmosphäre unter Verwendung der idealen Gasgleichung (2.4) liefert die barometrische Höhenformel

$$p(z) = p_0 \exp\left[-\frac{z}{H}\right] \quad (2.6)$$

mit dem Referenzdruck $p_0 = 1000 \text{ hPa}$, der Skalenhöhe $H = \frac{RT}{g}$ und der spezifischen Gaskonstanten für trockene Luft $R = \frac{R^*}{M} = 287 \text{ m}^2/\text{sK}$. Unter diesen Annahmen erreicht die Skalenhöhe in ungefähr 7 km Höhe $1/e$ -tel ihres ursprünglichen Drucks. Die Umkehrung der barometrischen Höhenformel (2.6) liefert die Schichtdicke z_T

$$z_T = z_2 - z_1 = -H \ln\left(\frac{p}{p_0}\right)$$

und damit die Vertikalkoordinate für das log-p-Koordinatensystem, die auch „Pseudo-Höhe“ genannt wird und für eine isotherme Schichtung gerade mit der geometrischen Höhe zusammenfällt. Weil vor allem in der (unteren) Stratosphäre die Temperatur nur schwach mit der Höhe variiert, bietet sich das log-p-Koordinatensystem an, da es zum einen durch $\ln(p/p_0)$ die Vorteile der Druckvertikalkoordinate beibehält und zum anderen die ausgedünnten höheren Druckflächen streckt. In dieser Arbeit wird anstelle des Drucks als Höhenskala vorwiegend die potentielle Temperatur verwendet, die im nachfolgenden Abschnitt (2.2.3) erläutert wird.

2.2.3 Die potentielle Temperatur als Vertikalkoordinate

Die potentielle Temperatur ist definiert als

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (2.7)$$

und leitet sich aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik (2.3) ab, wobei dieser keinen Wärmequellterm ($\frac{ds}{dt} = 0$) einschließt, so dass Druck- und Temperaturänderungen ohne Wärmeaustausch mit ihrer Umgebung erfolgen und so auf Kosten der inneren Energie stattfinden. Dies ist ein sogenannter adiabatischer Prozess. Der Exponent $\kappa := R/c_p = 0,286$ wird meteorologischer Adiabatenexponent genannt. Als Referenzdruck ist $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ gesetzt. Die potentielle Temperatur gibt demnach die Temperatur wieder, die ein Luftpaket annähme, wenn es ohne Wärmezufuhr oder Wärmeabgabe (und ohne Kondensation (trocken-adiabatischer Prozess)) auf den Referenzdruck p_0 gebracht würde. Mit Hilfe der potentiellen Temperatur kann der 1. Hauptsatz unter adiabatischen Bedingungen

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \quad (2.8)$$

geschrieben werden und verdeutlicht somit, dass es sich bei der potentiellen Temperatur für adiabatische Prozesse um eine Erhaltungsgröße handelt. Flächen gleicher potentieller Temperatur sind gleichzeitig auch Flächen gleicher Entropie ($ds = c_p d(\ln \theta)$) und werden deshalb auch als Isentropen bezeichnet.

Ein positiver vertikaler Gradient der potentiellen Temperatur $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ weist mit seiner Temperaturzunahme mit der Höhe eine stabile Schichtung und ein negativer mit der Temperaturabnahme eine labile Schichtung aus. Im Fall von Temperaturgleichheit (Isothermie $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$) liegt eine neutrale Schichtung vor. Die Brunt-Väisälä-Frequenz N^2

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.9)$$

berücksichtigt die Schichtung und ist die Kreisfrequenz der vertikalen Trägheitsschwingung.

Da sich die Stratosphäre der mittleren bis hohen Breiten – bis auf lokal begrenzte Gebiete, in denen Schwerewellen dissipieren – durch einen positiven vertikalen Temperaturgradienten und damit durch eine stabile Schichtung auszeichnet, kann mittels der barometrischen Höhenformel (2.6) die potentielle Temperatur als $\theta = T \exp\left(\frac{\kappa z}{H}\right)$ geschrieben werden und ermöglicht somit eine eindeutige Zuordnung zwischen der geometrischen Höhe und der potentiellen Temperatur, was deren

Verwendung als Vertikalkoordinate rechtfertigt. Die potentielle Temperaturskala nimmt mit zunehmender Höhe im Gegensatz zur Druckskala zu.

2.3 Wirbelgrößen und planetare Wellen

Die Anwendung des Rotationsoperators $\nabla \times$ auf die 3D-Bewegungsgleichung (2.2) unter Einführung der Definition des absoluten Wirbelvektors $\xi_a = \nabla \times \mathbf{v} + 2\Omega = \xi + 2\Omega$ aus Wirbelvektor ξ und aus als konstant angenommener Winkelgeschwindigkeit Ω der Erde, der Eulerschen Aufspaltung $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$ und der Weberschen Transformation $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = \xi \times \mathbf{v} + \nabla \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right)$ ergibt

$$\begin{aligned} \nabla \times \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \xi_a \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \phi \right) \right] &\implies \\ \underbrace{\frac{d\xi_a}{dt}}_I + \underbrace{\xi_a \nabla \cdot \mathbf{v}}_{II} - \underbrace{\xi_a \cdot \nabla \mathbf{v}}_{III} &= \underbrace{\nabla p \times \nabla \frac{1}{\rho}}_{IV} \end{aligned} \quad (2.10)$$

die dreidimensionale Wirbelgleichung mit der individuellen Änderung des absoluten Wirbelvektors (I), dem Divergenzterm (II), dem Twistingterm (III) und dem Solenoidterm (IV). Den allgemein gültigen Ertelschen Wirbelsatz in der Vertauschungsrelation (2.11) erhält man, wenn die obige 3D-Wirbelgleichung (2.10) mit $\nabla \alpha$, wobei $\alpha = \alpha(\mathbf{r}, t)$ eine beliebige skalare Feldfunktion ist, multipliziert und die Kontinuitätsgleichung (2.1) einbezogen wird.

$$\left[\frac{d}{dt} \right] \left[\frac{\xi_a}{\rho} \cdot \nabla \right] \alpha - \left[\frac{\xi_a}{\rho} \cdot \nabla \right] \left[\frac{d}{dt} \right] \alpha = \frac{1}{\rho} \left[\nabla \alpha \cdot \left(\nabla p \times \nabla \frac{1}{\rho} \right) \right] \quad (2.11)$$

Durch die entsprechende Wahl der skalaren Funktion α kann dieser Wirbelsatz beispielsweise in den Helmholtzschen Wirbelsatz für barotrope Strömungen ($\nabla p \times \nabla \frac{1}{\rho} = 0$ mit $\alpha = \mathbf{r}(x, y, z)$) überführt werden. Wird die potentielle Temperatur θ (2.7) für α gesetzt, so herrschen barokline Bedingungen (Solenoidterm: $\nabla p \times \nabla \frac{1}{\rho} \neq 0$) vor, weil $\theta = \theta(p, 1/\rho)$ eine Funktion des Drucks und des spezifischen Volumens ist. Und weil die potentielle Temperatur θ darüber hinaus in Abwesenheit von Strahlungs- und Kondensationsprozessen eine konservative Größe ($\frac{d\theta}{dt} = 0$) ist, reduziert sich der Ertelsche Wirbelsatz zum Erhaltungssatz der allgemeinen Ertelschen potentiellen Vorticity (2.12) für barokline Strömungen.

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{\rho} \xi_a \cdot \nabla \theta \right] = \frac{d}{dt} \Pi_{Ertel} = 0 \quad (2.12)$$

Eine Vernachlässigung der Neigung der isentropen Flächen ($\nabla \theta \cong \mathbf{k} \frac{\partial \theta}{\partial z}$) und die Annahme eines konstanten spezifischen Volumens $1/\rho$ führen zu einer Vereinfachung der Ertelschen potentiellen Vorticity

$$\Pi_{Ertel} \cong \frac{1}{\rho} \xi_a \cdot \mathbf{k} \frac{\partial \theta}{\partial z} = g \zeta_a \frac{\partial \theta}{\partial (g\rho z)} = -g(\zeta + f) \frac{\partial \theta}{\partial p}, \quad (2.13)$$

wobei ζ als Vertikalkomponente des 3D-Wirbelvektors $\xi = \nabla \times \mathbf{v}$, auch relative Vorticity genannt, den Anteil der Rotation des Windfeldes senkrecht zur isentropen Fläche angibt. Die Ertelsche potentielle Vorticity erreicht im Zentrum des winterlichen Polarwirbels ihr Maximum und wird mit der Einheit 1 PVU (Potential Vorticity Unit) = $10^{-6} \text{ km}^2/\text{s kg}$ angegeben. Da die Ertelsche potentielle Vorticity mit der Höhe monoton zunimmt, ist es schwierig die verschiedenen Höhenniveaus zu vergleichen. Dunkerton und Delisi (1986) führten diesbezüglich die skalierte potentielle Vorticity sPV ein, die unter adiabatischen Bedingungen ebenfalls erhalten bleibt und durch die Skalierung mit einem mittleren Profil der potentiellen Temperatur nur eine geringe Höhenvariation aufweist. Rex et al. (1998) erweiterten diese Größe um den konstanten Normierungsfaktor $k = 2,65 \cdot 10^5$ zu der normierten potentiellen Vorticity

$$nPV = \frac{\Pi_{Ertel}}{g \cdot \frac{\partial \theta_0(p)}{\partial p}} \cdot k \quad (2.14)$$

Das mittlere Profil der potentiellen Temperatur $\theta_0(p)$ wurde aus etwa 500 Radiosondenaufstiegen an der Station Ny Ålesund in den Monaten Dezember, Januar und Februar der Jahre 1988-1996 ermittelt. Die Umkehrfunktion dieses mittleren Profils wird zwischen 350 K und 700 K sehr gut durch folgendes Polynom

$$p = p_0 \cdot \exp(a_0 + a_1 \cdot \theta_0 + a_2 \cdot \theta_0^2 + a_3 \cdot \theta_0^3) \quad \text{mit}$$

$$\begin{aligned} a_0 &= 12,480 \\ a_1 &= -3,212 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1} \\ a_2 &= 3,708 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-2} \\ a_3 &= -1,627 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-3} \\ p_0 &= 1,0 \text{ hPa} \end{aligned}$$

approximiert. Die Wahl des Normierungsfaktors k führt zu einer Übereinstimmung zwischen den Zahlenwerten von nPV (in s^{-1}) und Π_{Ertel} (in PVU) auf der 475 K Isentrope.

Die Ertelsche potentielle Vorticity (2.13) und somit auch die normierte potentielle Vorticity (2.14) sind zusammengefasste Beschreibungen von Entropie-, Massen- und Zirkulationserhaltung, wobei sich die Zirkulationserhaltung aus dem Rotationsanteil der Impulserhaltung ergibt. Somit sind die rotationsbehafteten Luftteilchen innerhalb einer Luftsäule durch die Isolinien der potentiellen Vorticity materiell und durch die oben und unten anschließenden Isolinien der potentiellen Temperatur auch energetisch eingegrenzt, was ihre Verwendung als Tracer auszeichnet, weil es sich somit stets um dieselben Luftteilchen in der Luftsäule handelt. In der großräumigen horizontalen Strömung werden Barrieren durch einen starken Gradienten hervorgerufen, was im Falle eines maximalen Gradienten der normierten potentiellen Vorticity zu einer Blockade des Transports von Luftpaketen aus dem Wirbel heraus bzw. hinein führt. Mittels des Gradienten der Ertelschen potentiellen Vorticity über die äquivalente Breite, die einer geographischen Breite entspricht, deren Fläche gleich der von einer PV-Isolinie eingeschlossenen und über den Pol zentrierten Fläche ist,

kann der Wirbelrand (Nash et al. 1996) bestimmt werden. Der Wirbelrand ist stark korreliert mit den größten zonalen Windgeschwindigkeiten und fällt mit dem Zentrum des Polarnachtstrahlstroms (engl.: *polar night jet*) zusammen. Allerdings bilden und teils lösen sich am Polarwirbelrand sogenannte Filamente, die zu einer Durchmischung der Luftmassen führen. McIntyre und Palmer (1984) bezeichneten das Band außerhalb des Polarwirbels, in dem die potentielle Vorticity und ihr Gradient nur geringe Werte aufzeigen und die Luftmassen gut durchmischt sind, als *surf zone*.

2.3.1 Die Rossby-Wellen

Ausgehend vom Ertelschen Wirbelsatz (2.11) ergibt sich für $\alpha = z$ und unter Annahme von Inkompressibilität ($\rho = \text{const.}$) einer zweidimensionalen Strömung der Erhaltungssatz der absoluten Vorticity

$$\frac{d}{dt} [\xi_a \cdot \nabla z] = \frac{d}{dt} [\zeta + f] = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla [\zeta + f] = 0 \quad (2.15)$$

Aufgrund der Divergenzfreiheit ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$), die mit der Inkompressibilitätsannahme aus der Kontinuitätsgleichung (2.1) folgt, kann der horizontale Windvektor $\mathbf{v}_h = \mathbf{k} \times \nabla_h \psi$ mit Hilfe der Stromfunktion ψ geschrieben werden, was zu der Vorticitydarstellung $\zeta = \nabla_h^2 \psi$ führt. Mit Verwendung der Definition des Jacobi-Operators $J(a, b) = \mathbf{k} \cdot \nabla_h a \times \nabla_h b = \mathbf{k} \times \nabla_h a \cdot \nabla_h b$ und des Rossby-Parameters $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ ergibt sich

$$\frac{d\zeta_a}{dt} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + J(\psi, \zeta) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (2.16)$$

die nichtlineare partielle Differentialgleichung 1. Ordnung, die mit dem Störungsansatz

$$\psi = \bar{\psi}(y) + \psi^*(x, y, t) \quad (2.17)$$

($\bar{\psi}$ zonales Mittel und ψ^* kleinräumige Abweichung) und der Annahme eines konstanten zonalen Grundstroms $\bar{u} = -\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} = \text{const.}$ gelöst werden kann. Das Einsetzen des Störungsansatzes (2.17) verändert die Rossby-Wellengleichung (2.16)

$$\frac{\partial (\nabla_h^2 \psi^*)}{\partial t} + J(\bar{\psi}, \nabla_h^2 \psi^*) + J(\psi^*, \nabla_h^2 \psi^*) + \beta \frac{\partial \psi^*}{\partial x} = 0$$

dergestalt, dass diese nunmehr mittels eines konkreten Wellenansatzes mit endlicher Amplitude A in der Form

$$\psi^*(x, y, t) = A \sin(kx - \omega t) \sin ly = A \sin k(x - c_x t) \sin ly$$

für die Störung ψ^* und dem daraus resultierenden Entfallen des nichtlinearen Terms (Jacobi-Operatorterm $J(\psi^*, \nabla_h^2 \psi^*)$) aufgrund der linearen Abhängigkeit zwischen Vorticity und Stromfunktion die folgende Lösung

$$c_x = \bar{u} - \frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad (2.18)$$

ergibt. Dabei handelt es sich um die zonale Phasengeschwindigkeit c_x der Rossby-Wellen, die neben dem zonalen Grundstrom \bar{u} auch die Wellenzahlen $k = \frac{2\pi}{L_x}$ in zonaler und $l = \frac{2\pi}{L_y}$ in meridionaler

Richtung berücksichtigt. Unter der Annahme, dass der zonale Grundstrom verschwindet, ist die zonale Phasengeschwindigkeit der Rossby-Wellen stets westwärts gerichtet. Darüber hinaus ist sie umgekehrt proportional zum Quadrat der horizontalen Wellenzahlen und damit dispersiv, was zu einem raschen Anstieg der Phasengeschwindigkeit mit zunehmender Wellenzahl führt.

Mit Hilfe der Rossby-Wellen lassen sich die großräumigen troposphärischen Wettergebilde der mittleren Breiten beschreiben, was 1939 erstmals Rossby gelang. Für eine gegenüber dem Grundstrom geringere Phasengeschwindigkeit ($c_x < \bar{u}$) der Rossby-Wellen werden 3 Fälle unterschieden:

1. Eine Ostwärtsverlagerung der Wellen (progressiv) tritt ein, wenn $\bar{u} > \frac{\beta}{k^2+l^2}$ bzw. c_x positiv ist.
2. Eine Westwärtsverlagerung (retrograd) erfolgt, wenn $\bar{u} < \frac{\beta}{k^2+l^2}$ bzw. c_x negativ ist.
3. Im Fall von Stationarität $c_x = 0$ und einer rein zonalen Ausbreitung ($l^2 = 0$) erhält man die stationäre Wellenlänge $L_s = 2\pi\sqrt{\frac{\bar{u}}{\beta}}$.

Vor allem die langen Rossby-Wellen können durch die Orographie angeregt werden und sich teils retrograd oder stationär verhalten sowie einen starken Einfluss auf die atmosphärische Strömung ausüben. Darüber hinaus können diese sich auch aus der wetterwirksamen Troposphäre in die Stratosphäre ausbreiten oder an ihren Fronten Schwerewellen hervorrufen, die dann bis in die Stratosphäre vordringen und dort Impuls und Energie an den Grundstrom abgeben.

2.3.2 Das Charney-Drazin-Kriterium

Durch die Divergenzfreiheit der Gleichung zur Erhaltung der absoluten Vorticity (2.15) war diese und damit auch die Rossby-Wellenlösung auf die Horizontale beschränkt. Für die vertikale Ausbreitung muss eine andere Erhaltungsgröße, die quasi-geostrophische potentielle Vorticity, die Aufgabe der absoluten Vorticity übernehmen. Auch diese Größe kann aus der Ertelschen potentiellen Vorticity (2.13) abgeleitet werden, wenn die folgende Approximation

$$\sigma = -\frac{1}{\rho\theta} \frac{\partial\theta}{\partial p} = \frac{1}{p} \frac{c_v}{c_p} \frac{\partial\phi}{\partial p} + \frac{\partial^2\phi}{\partial p^2} \cong \sigma_0 + \frac{\partial^2\phi}{\partial p^2}$$

für den Stabilitätsparameter σ gilt. Die thermodynamischen Variablen $\frac{1}{p} \frac{c_v}{c_p} \frac{\partial\phi}{\partial p} = -\frac{1}{pp} \frac{c_v}{c_p} \cong \sigma_0$ werden dabei aufgrund ihrer geringen zeitlichen Änderungen zu einer Konstanten σ_0 zusammengefasst. Durch weitere Annahmen wie die einer geostrophischen horizontalen Windströmung (parallel zu den Isobaren), der β -Ebenen-Approximation $f = f_0 + \beta y$ und der skaligen Abschätzung $\zeta_a \approx f$ (da $f \gg \zeta$) sowie dem Einsetzen der „poor man’s stream function“ $\psi = \frac{\phi}{f_0}$, in der das Geopotenzial mit Hilfe der Stromfunktion geschrieben werden kann, erfolgt der Übergang zum quasi-geostrophischen System

$$\Pi_{Ertel} = -g\zeta_a \frac{\partial\theta}{\partial p} = g\zeta_a\theta\rho \left(\sigma_0 + \frac{\partial^2\phi}{\partial p^2} \right) = g\theta\rho\sigma_0 \left(\nabla_h^2\psi + f_0 + \beta y + \frac{f_0^2}{\sigma_0} \frac{\partial^2\psi}{\partial p^2} \right) = g\theta\rho\sigma_0\Pi_{qs}$$

Der rechtsseitige Klammerausdruck wird quasi-geostrophische potentielle Vorticity Π_{qs} genannt. Sie unterscheidet sich von der Ertelschen potentiellen Vorticity lediglich um den Faktor $g\theta\rho\sigma_0$ und ist somit ebenfalls eine Erhaltungsgröße.

Auch die Erhaltungsgleichung der quasi-geostrophischen potentiellen Vorticity (2.19)

$$\frac{d}{dt} \Pi_{qs} = \frac{d}{dt} \left[\nabla_h^2 \psi + f_0 + \beta y + \frac{f_0^2}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_R}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] = 0, \quad (2.19)$$

die hier im log-p-Koordinatensystem (Abschnitt 2.2.2) mit der höhenabhängigen Referenzdichte $\rho_R = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$ (Dichte am Erdboden $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$) und mit Hilfe der Brunt-Väisälä-Frequenz N^2 (2.9) anstelle des Stabilitätsparameters $\sigma_0 = \frac{N^2}{g^2 \rho^2}$ angegeben ist, lässt sich mittels eines Störungsansatzes linearisieren. Dabei werden sowohl die quasi-geostrophische potentielle Vorticity $\Pi_{qs} = \overline{\Pi_{qs}} + \Pi_{qs}^*$ als auch die Stromfunktion $\psi = -\bar{u}y + \psi^*$ in ein konstantes zonales Mittel (Querstrich) und einen geringfügigen Störanteil aufgegliedert, wobei der Betrag des meridionalen Störanteils ($|\psi_y^*| \ll \bar{u}$) gegenüber dem zonalen Mittel gering ist. Die damit erlangte linearisierte Erhaltungsgleichung der quasi-geostrophischen potentiellen Vorticitygleichung

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \Pi_{qs}^* + \beta \frac{\partial \psi^*}{\partial x} = 0 \quad \text{mit} \quad \Pi_{qs}^* = \nabla_h^2 \psi^* + \frac{f_0^2}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_R}{N^2} \frac{\partial \psi^*}{\partial z} \right)$$

kann anhand des Wellenansatzes

$$\psi^* = \Psi(z) \exp \left[\left(\frac{z}{2H} \right) + i(kx + ly - kc_x t) \right] \quad (2.20)$$

gelöst werden. Dieser berücksichtigt durch den Term $\exp\left(\frac{z}{2H}\right)$ die Dichteabnahme mit der Höhe und enthält neben der zonalen Phasengeschwindigkeit c_x die Wellenzahlen k und l für die x - bzw. y -Richtung. Eingesetzt liefert er unter der Prämisse, dass sich Wellen nur bei einer positiven Gruppengeschwindigkeit in die Vertikale ausbreiten können, was eine positive vertikale Wellenzahl $m^2 > 0$ erfordert, die Wellengleichung

$$\frac{d^2 \Psi}{dz^2} + m^2 \Psi = 0 \quad \text{mit} \quad m^2 = \frac{N^2}{f_0^2} \left[\frac{\beta}{(\bar{u} - c_x)} - (k^2 + l^2) - \frac{f_0^2}{4N^2 H^2} \right].$$

Diese ist erfüllt, wenn sich der allgemeine Lösungsansatz auf $\Psi(z) = \Psi_0 \exp(imz)$ mit konstanter Amplitude Ψ_0 verkürzt. Für stationäre Wellen ($c_x = 0$) ergibt sich die von Charney und Drazin (1961) aufgestellte notwendige Bedingung:

$$0 < \bar{u} < \frac{\beta}{(k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{4N^2 H^2}} = v_c \quad (2.21)$$

mit der kritischen Rossby-Wellengeschwindigkeit v_c . Das Kriterium besagt, dass sich Rossby-Wellen nur innerhalb eines bestimmten Geschwindigkeitsbereichs in die Vertikale ausbreiten können. Die Abhängigkeit der vertikalen Wellenausbreitung von der Wellenzahl und des Zonalwindes verdeutlicht die Abbildung 2.2 für die geographische Breite von 45° und einer Brunt-Väisälä-Frequenz von $N = 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Wellenausbreitung kommt zum Erliegen bei einem östlichen Grundstrom oder im Falle eines Westwindes beim Überschreiten der kritischen Geschwindigkeit. Weil die kritische Geschwindigkeit vom Betrag des horizontalen Wellenzahlvektors $|\mathbf{k}_h| = k^2 + l^2$ abhängt, können nur Rossby-Wellen mit großen horizontalen Dimensionen bzw. mit kleinen hori-

zontalen Wellenzahlen in die Stratosphäre vordringen. Diese Einschränkungen spiegeln sich in der Abwesenheit der Wellen in der nahezu zirkumpolaren Sommerzirkulation und der Einschränkung der planetarischen Wellen auf die Wellenzahl 1 bis 3 in der winterlichen Zirkulation wieder.

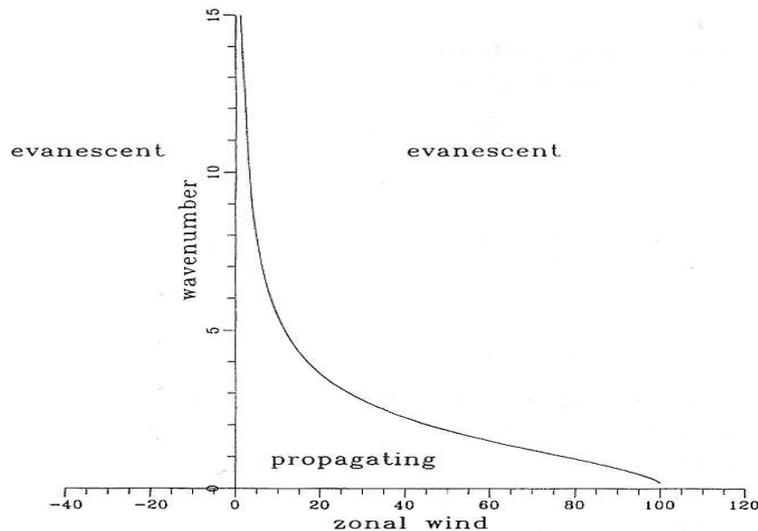


Abbildung 2.2: Wellenausbreitung nach dem Charney-Drazin-Kriterium in Abhängigkeit von der Wellenzahl und der zonalen Windgeschwindigkeit. Quelle: James (1994)

Zusätzlich postulieren Charney und Drazin (1961), dass unter Vernachlässigung dissipativer Einflüsse Wellen mit einer konstanten Amplitude und einer vom Grundstrom verschiedenen Phasengeschwindigkeit $\bar{u} \neq c$ keine Wechselwirkung zwischen ihrer vertikalen Ausbreitung und dem Grundstrom hervorrufen. Dieser Sachverhalt wird als Nichtbeschleunigungstheorem für planetarische Wellen bzw. Charney-Drazin-Nichtbeschleunigungstheorem bezeichnet.

2.3.3 Der Eliassen-Palm-Fluss

Im Gegensatz zum vorausgegangenen Abschnitt 2.3.2 steht hier die Ausbreitung in vertikaler und meridionaler Richtung im Vordergrund. Diese Meridionalzirkulation umfasst die im zonalen Mittel stattfindenden meridionalen Transportprozesse. Dabei sind der durch planetarische Wellen verursachte Impulsfluss $\overline{u^*v^*}$ und Wärmefluss $\overline{v^*\theta^*}$ von besonderer Bedeutung. Da die zonale Komponente der Grundströmung zum meridionalen Transport von Impuls und Wärme nichts beiträgt, wird in die Gleichung für die quasi-geostrophische potentielle Vorticity (2.19) der Störungsansatz $\psi = \bar{u}(y, z)y + \psi^*$ eingesetzt, der die folgende linearisierte Gleichung liefert

$$\frac{\partial \Pi_{qg}^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Pi_{qg}^*}{\partial x} + \overline{\Pi_{qg}} \frac{\partial \psi^*}{\partial x} = 0 \quad \text{mit} \quad \Pi_{qg}^* = \nabla^2 \psi^* + \frac{f_0^2}{N^2} \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_R \frac{\partial \psi^*}{\partial z} \right).$$

Eine Schlüsselrolle besitzt dabei der polwärtige Gradient der zonal gemittelten quasi-geostrophischen potentiellen Vorticity

$$\frac{\overline{\Pi_{qg}}}{\partial y} = \overline{\Pi_{qgy}} = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \frac{f_0^2}{N^2} \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_R \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$$

mit dem polwärtigen Gradienten der Erdvorticity im ersten Term und dem der relativen Vorticity im zweiten Term. Der dritte Term ist abhängig von der vertikalen Änderung des Grundstroms \bar{u} . Mit dem aus Abschnitt (2.3.2) bekannten Wellenansatz (2.20), der aber nun die drei Raumrichtungen berücksichtigt,

$$\psi^* = \Psi_0 \exp \left[\left(\frac{z}{2H} \right) + i(kx + ly + mz - kc_x t) \right]$$

ergeben sich neben der Dispersionsrelation

$$\omega = c_x k = \bar{u} k - \frac{\overline{\Pi_{qgy}} k}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)}$$

auch der polwärtsgerichtete Impulsfluss

$$\overline{u^* v^*} = -\frac{1}{2} |\Psi_0|^2 \exp \left(\frac{z}{H} \right) kl \quad (2.22)$$

und Wärmefluss

$$\overline{v^* \theta^*} = -\frac{f_0 \theta_0}{2g} |\Psi_0|^2 \exp \left(\frac{z}{H} \right) km. \quad (2.23)$$

Aus der obigen Dispersionsrelation lässt sich die Gruppengeschwindigkeit c_g , die die Richtung der Wellenfortpflanzung angibt, berechnen. Somit erhält man folgende Komponenten der Gruppengeschwindigkeit:

$$\begin{aligned} \text{meridional} \quad c_{gy} &= \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{2 \overline{\Pi_{qgy}} kl}{\left(k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right)^2} = \frac{2 \overline{\Pi_{qgy}} kl}{K^2} \\ \text{vertikal} \quad c_{gz} &= \frac{\partial \omega}{\partial m} = \frac{2 \overline{\Pi_{qgy}} f_0^2 kl}{N^2 \left(k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right)^2} = \frac{2 \overline{\Pi_{qgy}} f_0^2 kl}{N^2 K^2} \end{aligned}$$

Diese können nun mit Hilfe der meridionalen Flüsse (2.22 und 2.23) geschrieben werden zu

$$\begin{aligned} c_{gy} &= -\frac{4 \overline{\Pi_{qgy}} \exp \left(-\frac{z}{H} \right)}{K^2 |\Psi_0|^2} \overline{u^* v^*} \\ c_{gz} &= \frac{f_0}{\frac{\partial \theta_0}{\partial z}} \frac{4 \overline{\Pi_{qgy}} \exp \left(-\frac{z}{H} \right)}{K^2 |\Psi_0|^2} \overline{v^* \theta^*} \end{aligned}$$

und ergeben den zur lokalen Gruppengeschwindigkeit parallel verlaufenden Eliassen-Palm-Flussvektor \mathbf{F} (kurz: EP-Fluss)

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\rho \overline{u^* v^*} \\ \rho f_0 \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \overline{v^* \theta^*} \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Der EP-Fluss ist mit seiner meridionalen Komponente F_y ein Maß für den meridionalen Impulsfluss und mit seiner vertikalen Komponente F_z ein Maß für den meridionalen Wärmefluss und zeigt in einem Breiten-Höhen-Schnitt die Stärke und Ausbreitungsrichtung der Wellenstörungen auf. Die

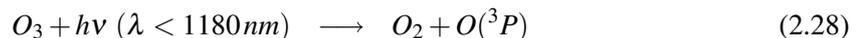
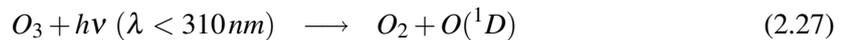
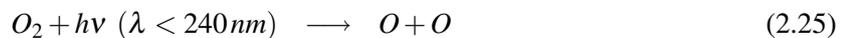
vertikale Komponente F_z durch die 100hPa-Fläche ist ein Maß für die vertikale Ausbreitung troposphärischer planetarischer Wellen in die Stratosphäre. Eine wichtige Diagnosegröße ist die Divergenz des EP-Flusses, die das Entstehen und Vergehen der Störungen als auch die Wechselwirkung derer mit dem zonal gemittelten zonalen Grundstrom veranschaulicht. Beim Dissipieren der Wellen übertragen diese Impuls und Energie auf den Grundstrom, was zu einer Beschleunigung oder Abbremsung dessen führt und damit zu meridionaler Durchmischung beiträgt.

2.4 Ozon

Das 3-atomige Sauerstoffmolekül Ozon ist ein wichtiges und klimarelevantes Spurengas der Atmosphäre. Das stratosphärische Ozon, das 90% des Gesamt Ozons umfasst, steht in dieser Arbeit im Mittelpunkt. Durch seine Absorption im kurzwelligen Sonnenlichtbereich und Emission langwelliger Strahlung spielt es eine wichtige Rolle im Strahlungshaushalt. Das troposphärische Ozon, das auch auf eine – an dieser Stelle nicht erläuterte – gesonderte Chemie zurückgeht, ruft hingegen schon in geringen Konzentrationen Schädigungen der Biosphäre hervor.

2.4.1 Die stratosphärische Ozonchemie

Das Ozon wird durch eine auf natürliche Weise ablaufende Photochemie gebildet. Die nur Sauerstoff berücksichtigende Ozonchemie wird nach ihrem Entdecker Chapman (1930) genannt, der folgende Gleichungen

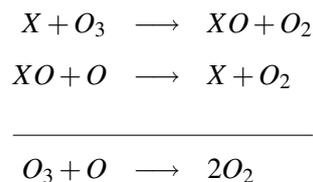


postulierte. Durch ultraviolette Sonneneinstrahlung (Wellenlänge $\lambda < 240nm$) erfolgt die Photodissoziation des Sauerstoffs (2.25) in atomaren Sauerstoff, der mittels eines Stoßpartners M mit weiteren Sauerstoffmolekülen zur Ozonbildung (2.26) führt. Jedoch kann Ozon (Gleichung 2.27 und 2.28) selbst wieder durch energieärmere Strahlung photolytisch werden, wobei das erzeugte Sauerstoffatom je nach Energie im angeregten Zustand (Singulett-D oder $O(^1D)$) oder im Grundzustand (Triplet-P oder $O(^3P)$) vorliegt. Ein weiterer natürlicher Ozonabbau erfolgt durch die Reaktion mit Sauerstoff (2.29). Die obigen Gleichungen untergliedern sich in zwei Gruppen, dabei bilden und zerstören die beiden Reaktionen 2.25 und 2.29 ungradzahligen Sauerstoff (O und O_3) und die Reaktionen 2.26-2.28 tragen lediglich zu einer Umverteilung dessen bei, die die Summe derer Konzentrationen nicht verändert. Unter stratosphärischen Bedingungen laufen die Reaktionen der zweiten Gruppe wesentlich schneller ab als die der ersten, weshalb die ungradzahligen Sauerstoffteilchen zu einer Familie $O_x = O + O_3$ (engl.: *odd-oxygen*) zusammengefasst werden.

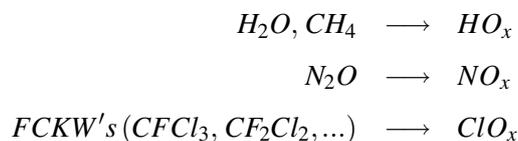
Diese Reaktionen führen für sich allein genommen in ein photochemisches Gleichgewicht der

Ozonkonzentration, deren vertikales Maximum in einem Höhenbereich von 25 – 35 km liegt. Diese Schichtbildung des Ozons ist darauf zurückzuführen, dass die Reaktionszeit für die Ozonbildung mit der Höhe aufgrund der Abnahme der Teilchenzahldichte des Sauerstoffs zunimmt und somit trotz der hohen UV-Einstrahlung oberhalb dieser Schicht nur wenig Ozon gebildet wird. Zum anderen führt die Absorberfunktion des Ozons im ultravioletten Strahlungsbereich dazu, dass die energiereiche UV-Strahlung nicht oder stark abgeschwächt in die darunterliegenden Atmosphärenschichten vordringen und dort trotz des höheren Sauerstoffanteils kaum weiteres Ozon bilden kann. In der Mesosphäre und oberen Stratosphäre ist das Ozon beinahe rein photochemisch kontrolliert. Erst in der mittleren und unteren Stratosphäre können durch die zunehmende Lebensdauer des Ozons Transportprozesse dessen Verteilung beeinflussen. Jedoch überschätzt die Chapman-Chemie die Ozonkonzentration. Somit ergibt sich die gemessene Ozonkonzentration als Kombination aus Chapman-Chemie, Transportprozessen und weiteren effektiven Abbaumechanismen.

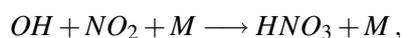
So wird Ozon durch sogenannte katalytische Zyklen, bei denen der Katalysator X nach Durchlauf eines kompletten Zyklus für einen weiteren Zyklus wieder zur Verfügung steht, über folgende Reaktionen



abgebaut. Der Katalysator X steht für Radikale wie Stickstoffmonoxid NO , Chlor Cl , Brom Br , Wasserstoff H und Hydroxyl OH , die mindestens ein ungepaartes Elektron besitzen. Diese stehen mit ihren Oxiden XO in einem photochemischen Gleichgewicht und werden deshalb zu Spurengasfamilien (z.B.: $NO_x = NO, NO_2, NO_3 \dots$; $ClO_x = Cl, ClO, Cl_2O_2$; $HO_x = H, HO, HO_2 \dots$) zusammengefasst. Die Mitglieder dieser Familien gehen oftmals aus Reaktionen verschiedener langlebiger Quellgase wie z.B.



hervor, wobei die einzelnen Familien in unterschiedlichen Höhen unterschiedlich effektiv auf den Ozonabbau einwirken. Auch gibt es zwischen den verschiedenen Reaktionsgruppen Wechselwirkungen wie



die wie im obigen Fall reaktive Radikale in ein stabiles Molekül HNO_3 (Salpetersäure) überführen. Die somit gebundenen Radikale sind den katalytischen Zyklen entzogen und stehen einem weiteren Ozonabbau nicht mehr zur Verfügung. Aus diesem Grund werden die neugebildeten stabilen Moleküle auch als Reservoirgase bezeichnet. Weitere Vertreter sind $HCl, ClONO_2, HNO_4, HOCl$ und

N_2O_5 , die auch als Senken fungieren können, indem sie in der Troposphäre wie HCl oder HNO_3 ausgewaschen werden können.

2.4.2 Messgrößen für Ozon

Der Ozongehalt der Atmosphäre kann auf unterschiedliche Art und Weise angegeben werden. Eine Größe ist die Konzentration oder auch Teilchendichte $[O_3]$, die die Anzahl an Teilchen in einem bestimmten Volumen beschreibt. Eine andere ist der Partialdruck des Ozons p_{O_3} , welcher den Anteil des Atmosphärendrucks umfasst, der von den Ozonmolekülen erzeugt wird. Er ergibt sich aus der allgemeinen Gasgleichung (2.4)

$$pV = nR^*T = \frac{m}{M}R^*T \quad (2.30)$$

unter der Annahme, dass Ozon in guter Näherung ein ideales Gas ist.

$$p_{O_3} = R^*T \frac{n_{O_3}}{V} = R^*T [O_3]$$

Der Quotient von Stoffmenge n und Volumen V ergibt in diesem Fall die Ozonkonzentration $[O_3]$, die eine absolute Messgröße ist, weil sie die Anzahl an Ozonmolekülen pro Volumen wiedergibt und die Einheiten mol pro Liter oder Teilchen pro cm^3 trägt. Wird der Ozonpartialdruck ins Verhältnis zum gemessenen Luftdruck gesetzt, wobei Luft ebenfalls die Kriterien eines idealen Gases erfülle, so erhält man das Ozonmischungsverhältnis μ_{O_3} , welches gleich

$$\mu_{O_3} = \frac{p_{O_3}}{p_L} = \frac{R^*T [O_3]}{R^*T [Luft]} = \frac{[O_3]}{[\rho_L]}$$

dem Verhältnis von Ozonkonzentration $[O_3]$ zur Anzahl der Luftteilchen pro Volumen $[Luft] := [\rho_L]$ ist. Das Ozonmischungsverhältnis, auch Volumenmischungsverhältnis genannt, gibt den Anteil von Ozonmolekülen zu allen anderen Luftteilchen wieder und ist somit eine relative Messgröße. Dennoch trägt das physikalisch dimensionslose Mischungsverhältnis die Einheiten ppmv (parts per million volume = 10^{-6}), ppbv (parts per billion volume = 10^{-9}) oder pptv (parts per trillion volume = 10^{-12}) und ist, soweit keine Ozon relevanten chemischen Prozesse vorliegen, eine Erhaltungsgröße. Ozonpartialdruck als auch Ozonkonzentration weisen selbst ohne Chemie teils starke Schwankungen durch Druck- und Temperaturänderungen auf.

In Abbildung 2.3 sind die von der am 26. Januar 2009 in Ny Ålesund gestarteten Ozonsonde übermittelten Daten zum einen als Ozonkonzentration und Mischungsverhältnis gegen die geometrische Höhe in Kilometern (links und Mitte) und zum anderen das Mischungsverhältnis gegen die potentielle Temperatur in Kelvin als Vertikalkoordinate (rechts) aufgetragen. Der geringe Ozongehalt der Troposphäre endet sowohl in der Darstellung der Konzentration als auch in der des Mischungsverhältnisses mit einem starken Anstieg in ungefähr 11 km Höhe. Das Maximum der Ozonkonzentration stellt sich zwischen 16 – 18 km ein, wohingegen das Mischungsverhältnis darüber hinaus sowohl gegen die geometrische Höhe als auch gegen die potentielle Temperatur weiterhin ansteigt, was in der geringeren Abnahme der Ozonkonzentration zu der von Luft begründet ist.

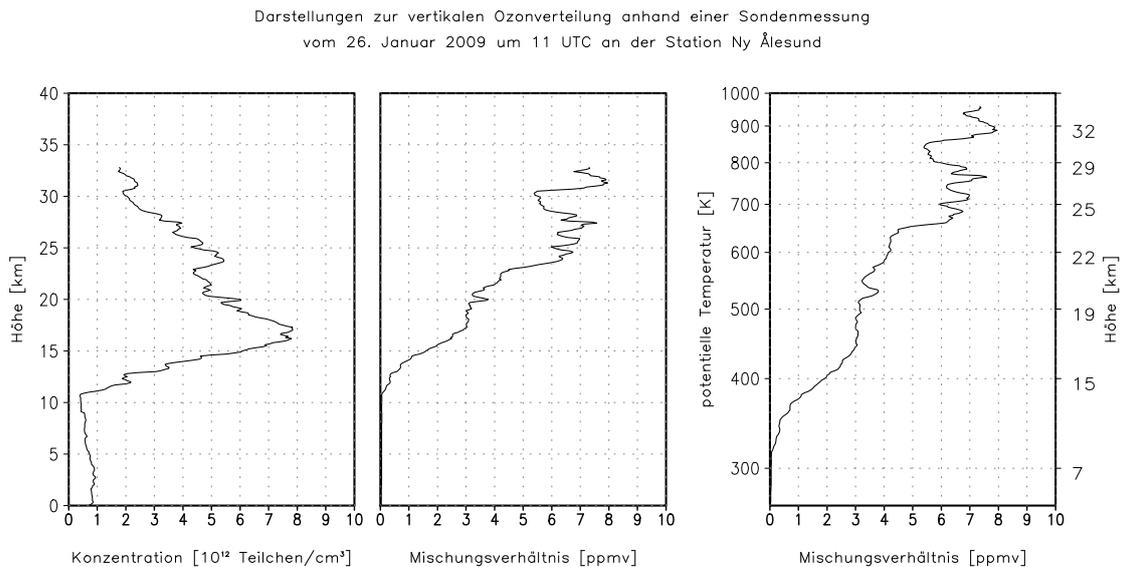


Abbildung 2.3: Die Messdaten der am 26.01.2009 an der Station Ny Ålesund gestarteten Sonde zeigen links die Ozonkonzentration und in der Mitte das Ozonmischungsverhältnis gegen die Höhe bzw. rechts letzteres gegen die potentielle Temperatur.

Ein absolutes Ozonmaß stellt die Ozongesamtsäule N_{O_3} dar, die gerade das Integral der einzelnen Ozonkonzentrationen oder Ozonmischungsverhältnisse

$$N_{O_3} = \int_0^{\infty} [O_3] dz = \int_0^{\infty} [\mu_{O_3} \cdot \rho_L] dz$$

zwischen Erdboden und Atmosphärenrand ist. Die Stärke der Ozonsäule wird in Dobson-Unit (kurz: DU) gemessen, dabei entsprechen 100 DU gerade 1 mm Ozonsäule, wenn das Ozon auf einen Normaldruck von 1013 hPa und eine Temperatur von 15 °C gebracht würde, was einem Umrechnungswert $1 \text{ DU} = 2,69 \cdot 10^{16} \text{ Moleküle/cm}^2$ entspricht. Der globale Mittelwert der Ozonsäulendichte beträgt etwa 350 DU.

2.4.3 Die globale Ozonverteilung

Stratosphärisches Ozon benötigt zur Bildung das ultraviolette Sonnenlicht und wird deshalb vor allem in den Tropen gebildet, wo die Sonne das ganze Jahr über am höchsten steht. Dieser Annahme scheints die Abbildung 2.4 zu widersprechen. Sie zeigt die über die Jahre 2000-2009 gemittelte zonale Verteilung der Gesamtozonsäule aus dem ACC-SPARC-Datensatz (Atmospheric Chemistry and Climate - Stratospheric Processes And their Role in Climate), der eine Kombination von Modell- und Messdaten ist. Verantwortlich für die beobachteten Verteilungen sind vornehmlich großräumige Transportprozesse, die immer dann zum Zuge kommen, wenn die Lebensdauer des Ozons die der atmosphärischen Strömungen oder Zirkulationen erreicht. Diese Transportprozesse, die im folgenden Abschnitt 2.5.2 näher erläutert werden, bewirken eine Umverteilung des Ozons aus seinen äquatornahen Entstehungsgebieten hin zu den Polen. Dort akkumuliert sich über

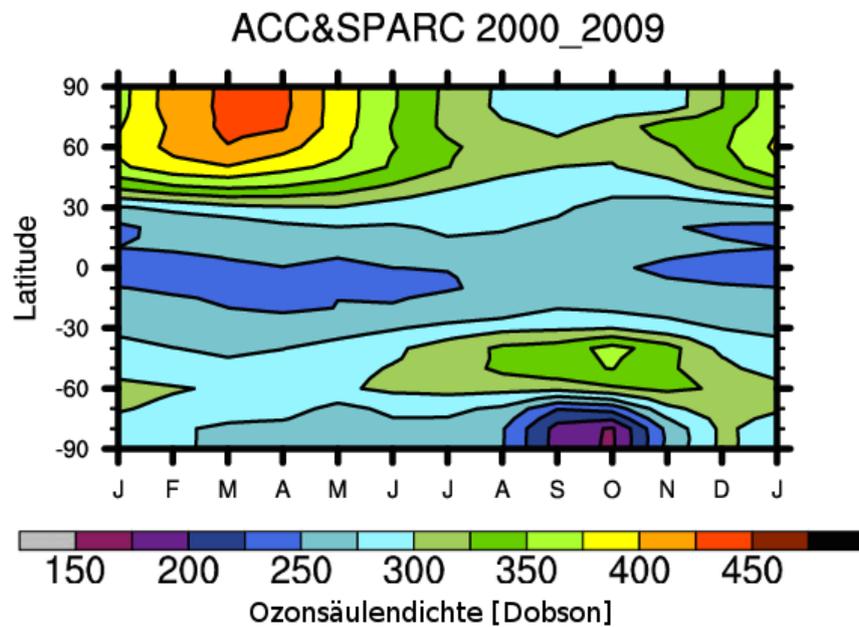


Abbildung 2.4: Mittlerer Jahresgang der Gesamtozonverteilung aus ACC-SPARC-Daten von 2000-2009. Quelle: http://www.pa.op.dlr.de/CCMVal/AC&CSPARC_O3Database_CMIP5.html

den Winter der Ozongehalt und erreicht im jeweiligen hemisphärischen Frühjahr sein Maximum. Auf der Südhemisphäre setzt mit dem Wiedereintritt der solaren Einstrahlung im September der chemische Ozonabbau ein, der zu dem antarktischen Ozonloch führt. In diesem Ozonloch sinken die Werte innerhalb weniger Wochen bis unter 200 Dobson ab. Das frühjährliche Ozonmaximum befindet sich auf der Südhemisphäre im Gegensatz zur Nordhemisphäre nicht über dem Pol sondern in den mittleren Breiten. Die äquatorialen Breiten weisen im Mittel das gesamte Jahr über sehr niedrige Werte um die 250 Dobson auf.

2.5 Die Zirkulation in der winterlichen Stratosphäre

In den folgenden Abschnitten stehen die zonalen als auch meridionale stratosphärische Zirkulationsdynamik im Vordergrund. Dabei umfasst die großräumige meridionale Brewer-Dobson-Zirkulation die Residualzirkulation, die den im zonalen Mittel stattfindenden und über die transformierten Eulerschen Gleichungen ableitbaren meridionalen Massentransporten entspricht, und die meridionalen Durchmischungsprozesse.

2.5.1 Die winterliche Stratosphärendynamik

Nach der Tagnachtgleichung kommt es in der Stratosphäre durch die abnehmende Sonneneinstrahlung zu einer Abkühlung der Luft über dem Winterpol, die infolge der Dichtezunahme ein großräumiges Absinken von Luftmassen und ein Tiefdruckgebiet über dem Pol, den Polarwirbel, erzeugt. Dieser Polarwirbel erstreckt sich mit fortschreitendem Winter über die gesamte Stratosphäre. Jedoch führt das Absinken auch zu einer adiabatischen Kompression, die dem weiteren Absinken und Abküh-

len entgegenwirkt. Dennoch vermag diese es nicht, die langwellige Ausstrahlung der Atmosphäre während der Polarnacht zu kompensieren, weshalb sich zusätzlich ein Kältegebiet über dem Pol etabliert.

Mit zunehmendem Absinken und Auskühlen der Luft baut sich ein meridionaler Druck- bzw. Temperaturgradient zwischen Äquator und Pol auf, der die Luftmassen Richtung Pol beschleunigt. Diese werden dabei von der Corioliskraft solange abgelenkt, bis sich ein Kräftegleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Corioliskraft einstellt. In diesem sogenannten geostrophischen Gleichgewicht strmt die Luft parallel zu den Isobaren, weshalb die Strömung auch als geostrophischer Wind bezeichnet wird. Gemäß der thermischen Windrelation wird durch den horizontalen Temperaturgradienten der geostrophische Wind mit der Höhe beschleunigt und erreicht ein Maximum der Windgeschwindigkeit zwischen 50 – 70°N geographischer Breite in 45 km Höhe. Dieses Maximum wird stratosphärischer Polarnachtstrahlstrom (engl.: *polar night jet*) genannt und fällt mit dem Rand des Polarwirbels zusammen (Nash et al. 1996).

Dieses strahlungsinduzierte Zirkulationsregime wird durch dynamische Prozesse wie der großräumigen Meridionalzirkulation beeinflusst, die im nächsten Abschnitt erläutert wird und stark von der vertikalen Ausbreitung troposphärischer Wellen in die Stratosphäre abhängt. So gibt es einen orographisch bedingten Unterschied in der Wirbelstärke und Wirbellage zwischen arktischem und antarktischem Polarwirbel. Denn durch die unterschiedliche Land-Meer-Verteilung der beiden Hemisphären ist die orographische Anregung von planetarischen Wellen als auch Schwerewellen auf der Nordhemisphäre stärker. Deshalb ist der arktische Polarwirbel im Mittel 10K wärmer und wird mit seinem Druck- als auch Kältezentrum $\sim 10^\circ$ Richtung Nordeuropa (Spitzbergen) verschoben. Im folgenden Abschnitt werden die dafür ursächlichen Einflüsse der Meridionalzirkulation näher erläutert.

Mitunter kann eine besonders starke Wellenaktivität den Polarwirbel sogar derart erwärmen, dass es zu einem Zusammenbruch oder zu einer Umstellung der Zirkulation kommt, was auch als Stratosphärenenerwärmung bezeichnet wird. Eine große Stratosphärenenerwärmung (engl.: *major mid-winter warming*) ist – etwas willkürlich – definiert als ein starker Temperaturanstieg im Polargebiet, der zu einer Umkehr des winterlichen Temperaturgradienten zwischen 60° und 90°N geographischer Breite und zu einer Umkehr des mittleren zonalen Windes bei 60°N geographischer Breite in 10hPa oder darunter führt. Diese Erwärmungen treten nur gelegentlich auf, wobei der Polarwirbel entweder durch eine starke Welle-1 verdrängt oder von einer starken Welle-2 gespalten wird. Im Gegensatz zur finalen Erwärmung (engl.: *final warming*) erholt sich der Polarwirbel wieder und bleibt oftmals bis weit ins Frühjahr bestehen. Kommt es im Gegensatz zur großen mittwinterlichen Erwärmung nicht zur einer Umkehr des Windes, so spricht man von einer kleinen Stratosphärenenerwärmung (engl.: *minor warming*). Um eine Kanadische Erwärmung (engl.: *Canadian warming*) handelt es sich, wenn eine Erwärmung im Frühwinter (November, Dezember) auftritt, die mitunter neben einer Temperatur- auch eine Zirkulationsumkehr verursacht und sich durch eine Verschiebung des Aläutenhochs in Richtung Pol und einer gleichzeitigen Verdrängung des Polarwirbels vom Pol auszeichnet. Durch die kurzzeitigen Zirkulationsstörungen des Wirbels kommt es zu einer Abschwächung der Abgeschlossenheit und zuweilen auch zu einem Austausch oder einer Durchmischung von Luft aus niedrigen und mittleren Breiten mit Luftmassen aus dem Polarwirbel.

2.5.2 Die meridionale Zirkulation

Die im zonalen Mittel stattfindenden Transportprozesse in meridionaler Richtung werden als meridionale Zirkulation bezeichnet und sind in Abbildung 2.5 bis in die Mesosphäre schematisch dargestellt. Ein Aufsteigen in den Tropen und Absinken in den subtropischen Breiten charakterisieren die troposphärische Hadley-Zirkulation, die durch den Temperaturgradienten zwischen Tropen und höheren Breiten angetrieben wird. Das Konzept der meridionalen Zirkulation in der Stratosphäre geht auf Brewer (1949) und Dobson et al. (1929); Dobson (1956) zurück, wobei Brewer den niedrigen Wasserdampfgehalt und Dobson den Ozontransport in hohe Breiten in der Stratosphäre mittels einer Zirkulation beschrieb. Diese Mischungs- und Transportzirkulation wird Brewer-Dobson-

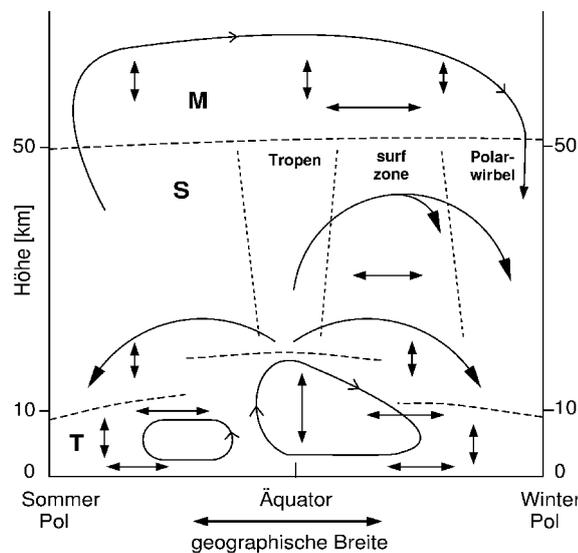


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der mittleren Meridionalzirkulation in Troposphäre (T), Stratosphäre (S) und Mesosphäre (M). Pfeile kennzeichnen die horizontale und vertikale Diffusion. Die gestrichelten horizontalen Linien bezeichnen die Tropo- und Stratopause, die gestrichelten vertikalen Linien die subtropische Transportbarriere und den Polarwirbelrand. Quelle: nach World Meteorological Organisation (WMO) (1986) und Plumb (2002).

Zirkulation genannt (Shepherd 2002) und zeichnet sich über das Aufsteigen von Luftmassen in den Tropen, deren Transport in Richtung Winterpol und Absinken in mittleren und hohen Breiten aus. Der mesosphärische Teil der Brewer-Dobson-Zirkulation beschreibt den Luftmassentransport vom mesosphärischen Sommer- zum Winterpol und wird auch als Murgatroyd-Singleton-Ast (Murgatroyd und Singleton 1961; McIntyre 2001) bezeichnet. Im Gegensatz zur vom Temperaturgradienten getriebenen Hadley-Zirkulation, ist der in der Stratosphäre polwärts gerichtete Transport durch den Einfluss troposphärischer sich in die Stratosphäre ausbreitender planetarischer Wellen und Schwerewellen zu erklären, was die Abbildung 2.6 schematisch verdeutlicht.

Schwerewellen breiten sich das ganze Jahr hindurch bis in die Mesosphäre aus, während die Rossby-Wellen gemäß dem Charney-Drazin-Kriterium (Abschnitt 2.3.2) nur bei nicht allzu starken westlichen Winden in die Vertikale vordringen können (Abbildung 2.6, Punkt 1). Die geringer werdende Luftdichte verursacht die Zunahme der Amplitude und ein Instabilwerden der

Wellen in der mittleren bis oberen Stratosphäre. Dabei werden die Wellen, bis sie dissipieren (McIntyre und Palmer 1983), in Richtung Äquator abgelenkt (Abbildung 2.6, Punkt 2). Die dissipierenden Wellen geben dabei Energie und Impuls an den Grundstrom ab, der in den mittleren Breiten die Westwindströmung abbremsst. Diese Wechselwirkung wird im Englischen *wave drag* genannt und lenkt den Wind aus dem geostrophischen Gleichgewicht polwärts in das Tiefdruckgebiet hinein ab (Abbildung 2.6, Punkt 3). Diese polwärts gerichtete Strömungskomponente führt zu einem meridionalen Transport von Luftmassen in mittlere und hohe Breiten, wo infolge von Überschichtung eine adiabatische Komprimierung der darunterliegenden Schichten bewirkt wird. Damit ist eine Temperaturerhöhung verbunden, die die stratosphärische Luft aus ihrem Strahlungsgleichgewichtszustand entfernt und ein diabatisches strahlungsbedingtes Absinken der Luftmassen im Polarwirbel in Gang setzt (Abbildung 2.6, Punkt 4). Diesen Zusammenhang zwischen dem Impulsübergang dissipierender Rossby-Wellen und dem Absinken in darunterliegende Schichten wird als *downward control* (Haynes et al. 1991) bezeichnet.

Die Kopplung zwischen Wellendissipation und Grundstrom ruft neben dem Absinkprozess in mittleren und hohen Breiten noch eine pumpenartige Saugwirkung auf die tropischen Breiten hervor, die ständig äquatornahe Luftmassen in das Polargebiet drückt. Holton et al. (1995) führten deshalb den erweiternden Begriff der *wave driven extratropical suction pump* ein, wobei die nach Norden verfrachteten tropischen Luftmassen durch im Äquatorgebiet diabatisch aufsteigende Luft ersetzt werden (Abbildung 2.6, Punkt 4).

Die Abbildung 2.5 zeigt neben der oben erläuterten Meridionalzirkulation noch eine Unterteilung der Stratosphäre in die drei Bereiche Tropen, surf zone und Polarwirbel auf. Diese werden durch sogenannte Transportbarrieren (vertikale gestrichelte Linien) von einander getrennt, die sich durch einen starken Gradienten im Spurengasmischungsverhältnis auszeichnen. Diese Barrieren lassen nur einen sehr langsamen isentropen Transport zwischen den einzelnen Bereichen zu, wobei zwischen diesen Barrieren die internen Mischungsprozesse nahezu homogene Spurengasverteilungen ergeben. Dabei ist die subtropische Barriere infolge

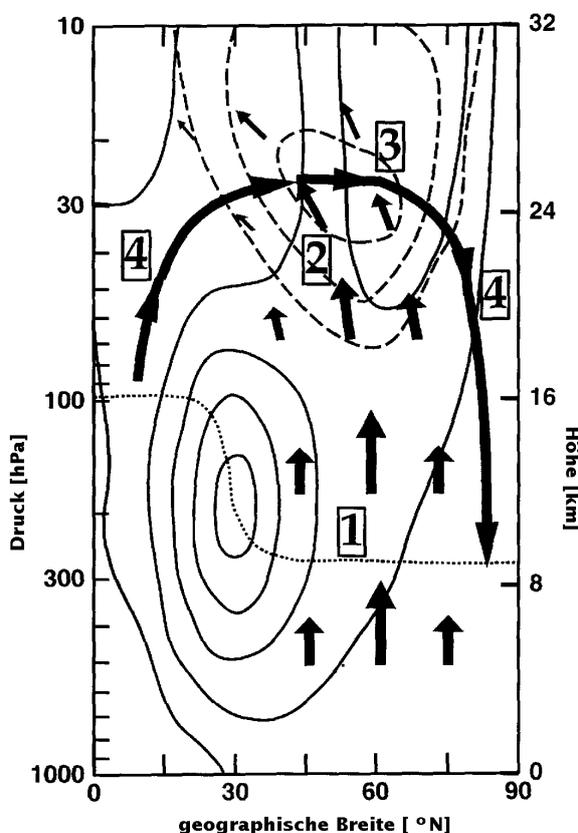


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung zur Entstehung der stratosphärischen Meridionalzirkulation. Die kurzen Pfeile geben die Wellenausbreitung und die dicke Linie die Residualzirkulation wieder. Die dünnen Isolinien kennzeichnen die Windgeschwindigkeit, die gepunkteten die Tropopause und die gestrichelten die EP-Fluss-Divergenz. Quelle: Newman et al. (2001)

der Wechselwirkung mit aufsteigenden planetarischen Wellen aus der Troposphäre durchlässiger als die Polarwirbelbarriere, wo nur der Polarwirbelrand mit Luft mittlerer Breiten durchmischt wird. Der Wirbelkern scheint hingegen unberührt von Durchmischung zu sein. Jedoch führt vor allem auf der Nordhemisphäre das Absinken ozonreicher tropischer Luft im Polarwinter infolge der oben beschriebenen Meridionalzirkulation zu einer Maskierung des chemischen Ozonabbaus (Tegtmeier et al. 2008b). Aber auch eine geringere Wellenanregung, wie zum Beispiel durch orographische Bedingungen (größerer Meeresoberflächenanteil auf der Südhemisphäre), und vertikale Wellenausbreitung können zu einer Schwächung der Meridionalzirkulation und damit zu hohen und zonalsymmetrischen PV-Werten und Temperaturen nahe dem Strahlungsgleichgewicht führen, die die Ozonzerstörung begünstigen (Newman et al. 2001).

Eine mathematische Beschreibung der Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen zeigten Andrews und McIntyre (1976, 1978) mittels des Formalismus der Transformierten Eulerschen Gleichungen (engl.: *transformed Eulerian-mean, TEM*) auf, die deswegen auch TEM-Zirkulation genannt und im nächsten Abschnitt erläutert wird.

2.5.3 Die TEM-Zirkulation

Die für großräumige Bewegungen skalierten Grundgleichungen (2.31-2.34), deren Herleitung im Anhang C näher beschrieben ist,

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad 0 = \nabla_h \cdot \mathbf{v}_h + \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial \rho_R w}{\partial z} \quad (2.31)$$

$$\text{horizontale Bewegungsgleichung} \quad \frac{d\mathbf{v}_h}{dt} = X - f\mathbf{k} \times \mathbf{v}_h - \nabla\phi \quad (2.32)$$

$$\text{vertikale Bewegungsgleichung} \quad \frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{RT}{H} \quad (2.33)$$

$$\text{1. Hauptsatz der Thermodynamik} \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{\theta}{c_p} \frac{ds}{dt} \equiv Q \quad (2.34)$$

bilden – hier im log-p-Koordinatensystem – den Ausgangspunkt für die Herleitung der TEM-Zirkulation und werden zunächst zonal gemittelt. Die dissipativen Terme der horizontalen Bewegungsgleichung (2.32) sind im Term X zusammengefasst. Die zonale Mittelbildung dient dem besseren inhaltlichen Verständnis der wichtigen physikalischen Vorgänge und deren Wechselwirkungen zwischen den über die Länge gemittelten Größen (zonale Mittel), die durch den Querstrich gekennzeichnet sind, und den über die Länge variierenden Störungen (Abweichungen vom zonalen Mittel, auch Eddies genannt), die durch den Anstrich markiert sind. Somit lässt sich jede Variable in der Art $A = \bar{A} + A'$ darstellen. Diese Art der Mittelung wird auch Eulersche Mittelbildung genannt, weil sie auf einer festen Breite, Höhe und Zeit erfolgt. Dabei gilt

$$\overline{ab} = \bar{a}\bar{b} + \overline{a'b'},$$

wobei das Mittel nicht von der Länge abhängt, was $\partial\bar{a}/\partial x = \partial\bar{b}/\partial x = 0$ und $\overline{a'} = \overline{b'} = 0$ bedingt. Somit ergibt sich mit $\mathbf{v} = (u, v, w)$ und mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung folgender zonal gemittelter

Differentialoperator im log-p-Koordinatensystem

$$\frac{d\bar{A}}{dt} = \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{A}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{A}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{A'v'}) + \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_R \overline{A'w'}),$$

welcher auf die zonale Komponente der horizontalen Bewegungsgleichung (2.32)

$$\frac{du}{dt} - fv + \frac{\partial \phi}{\partial x} = X$$

und den 1. Hauptsatz (2.34) sowie der Kontinuitätsgleichung (2.31) angewendet wird und zu

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \right) + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_R \overline{u'w'}) \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{Q} = - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'\theta'}) - \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_R \overline{w'\theta'}) \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.37)$$

führt. Auf der linken Seite der Gleichungen sind die zonalen Mittel der Größen und auf der rechten Seite jeweils die gemittelten Produkte der Störgrößen (Eddy-Terme) zusammengefasst. Aus der zonal gemittelten zonalen Bewegungsgleichung (2.35) und dem 1. Hauptsatz (2.36) ergibt sich die zeitliche Änderung der zonal gemittelten Größen aus der Änderung durch die mittlere Zirkulation (Advektionen der gemittelten Größen) als auch aus den durch die atmosphärischen Wellen verursachten Impuls- ($\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$) und Wärmeflüssen ($\overline{v'\theta'}$, $\overline{w'\theta'}$). Dabei tendieren jedoch in der zonal gemittelten zonalen Bewegungsgleichung die Konvergenzen der Impulsflüsse (vor allem $\overline{u'v'}$, da $w' \approx 0$) dazu, sich mit der mittleren meridionalen Zirkulation $f\bar{v}$ zu balancieren, wobei die Beschleunigung der zonal gemittelten Größe als Residuum (geringfügiger Rest) in die Bilanz eingeht. Auch im zonal gemittelten 1. Hauptsatz kompensieren sich annähernd die Konvergenzen der Wärmeflüsse (vor allem $\overline{v'\theta'}$, da $w' \approx 0$) mit der Temperaturänderung durch adiabatisches Aufsteigen oder Absinken der mittleren vertikalen Zirkulation $\bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$, wobei das diabatische Heizen die Rolle des Residuums einnimmt.

Die Interpretation der Zusammenhänge zwischen den Eddy-Termen und der meridionalen Zirkulation erweist sich jedoch als schwierig, deshalb formulierten Andrews und McIntyre (1976) zum besseren Verständnis der Wechselwirkung aus den obigen Gleichungen (2.35 - 2.37) die *Transformierten Eulerschen Gleichungen* (TEM). Sie definieren eine zonal gemittelte Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* , die dem Sachverhalt Rechnung trägt, dass ein Luftpaket bei einem Gleichgewicht zwischen Wärmeflusskonvergenz und adiabatischer Kühlung ($-\partial_y (\overline{v'\theta'}) = \bar{w} \partial_z \bar{\theta}$) nur dann in ein höheres Gleichgewichtsniveau aufsteigen kann, wenn seine potentielle Temperatur durch diabatisches Heizen zunimmt. Somit führt der relativ geringe Beitrag des diabatischen Heizens (Residuum des 1. Hauptsatzes) zu der vertikalen Residualgeschwindigkeit \bar{w}^* , die als Differenz der zonal gemittelten Geschwindigkeit \bar{w} und der unter Gleichgewichtsbedingungen herrschenden zonal gemittelten Geschwindigkeit \bar{w}^G geschrieben werden kann.

Mit der Forderung, dass die Residualzirkulation (\bar{v}^* , \bar{w}^*) die Kontinuitätsgleichung (2.37) erfüllt, folgt

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_R \overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \right) = \bar{v} - \rho_R^{-1} \partial_z (\rho_R \overline{v'\theta'} / \partial_z \bar{\theta}) \quad (2.38)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} - \bar{w}^G = \bar{w} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \right) = \bar{w} + \partial_y (\overline{v'\theta'} / \partial_z \bar{\theta}) \quad (2.39)$$

und in das zonal gemittelte Gleichungssystem (2.35-2.37) eingesetzt, führt dies zu folgenden TEM-Gleichungen

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \right) + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} &= \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \partial_y (\overline{v'\theta'} / \partial_z \bar{\theta}) - \partial_y (\overline{u'v'}) \\ &\quad - \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \right) \rho_R^{-1} \partial_z (\rho_R \overline{v'\theta'} / \partial_z \bar{\theta}) - \rho_R^{-1} \partial_z (\rho_R \overline{u'w'}) \\ &= \frac{1}{\rho_R} \nabla \cdot \mathbf{F} \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{Q} = -\frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_R \frac{\partial_y \bar{\theta}}{\partial_z \bar{\theta}} (\overline{v'\theta'}) - \rho \overline{w'\theta'} \right) \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} + \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial \bar{w}^*}{\partial z} = 0 \quad (2.42)$$

Die rechte Seite der transformierten zonalen Bewegungsgleichung (2.40) lässt sich als Divergenz des Eliassen-Palm-Flussvektors \mathbf{F} schreiben, der somit wie folgt

$$F_y = \rho_R \left(\partial_z \bar{u} \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\partial_z \bar{\theta}} \right) - \overline{u'v'} \right) \quad (2.43)$$

$$F_z = \rho_R \left(- \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \right) \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\partial_z \bar{\theta}} \right) - \overline{u'w'} \right)$$

definiert ist. Berücksichtigt man nach einer Skalenanalyse nur die dominanten Terme, so vereinfachen sich die zonale Bewegungsgleichung und der 1. Hauptsatz zu

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* = \frac{1}{\rho_R} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{w}^* \partial_z \bar{\theta} = \bar{Q} \quad (2.45)$$

und somit auch der Eliassen-Palm-Flussvektor

$$\begin{aligned} F_y &= -\rho_R \overline{u'v'} \\ F_z &= \rho_R f \frac{\overline{v'\theta'}}{\partial_z \bar{\theta}} \end{aligned} \quad (2.46)$$

Die Eddy-Terme sind nur noch in der zonalen Bewegungsgleichung der verkürzten TEM-Gleichungen (2.44) enthalten, wo sie als Temperatur- und Impulsfluss in der Divergenz des Eliassen-Palm-Flussvektors kombiniert sind.

Aus Gleichung 2.44 folgt somit, dass eine Konvergenz des EP-Flussvektors ($\nabla \cdot \mathbf{F} < 0$) eine Westwärtsbeschleunigung bzw. eine Abbremsung des westlichen Grundstroms und im Gegenzug dazu eine Divergenz ($\nabla \cdot \mathbf{F} > 0$) eine Ostwärtsbeschleunigung des zonal gemittelten zonalen Grundstroms erzwingt, wobei in mittleren und hohen Breiten zusätzlich über die Erdrotation f eine meridionale Windkomponente, die zum Entstehen der Residualzirkulation beiträgt, angetrieben wird.

Eliassen und Palm (1961) zeigten für stehende, lineare und konservative Wellen unter Vernachlässigung von Reibung und diabatischen Effekten und unter der Bedingung konstanter Strömungen, dass es keine Wechselwirkung zwischen den Wellen und dem Grundstrom gibt. Dieses Theorem folgt auch aus den verkürzten TEM-Gleichungen (2.44-2.45), die sich unter diesen Voraussetzungen ($\partial_t \bar{u} = \partial_t \bar{\theta} = \bar{Q} = 0$) zu

$$\begin{aligned} -f \bar{v}^* &= \frac{1}{\rho_R} \nabla \cdot \mathbf{F} \\ \bar{w}^* \partial_z \bar{\theta} &= 0 \end{aligned}$$

reduzieren. Aus dem 1. Hauptsatz und mit Hilfe der TEM-Kontinuitätsgleichung (2.42) folgt zum einen das Ausbleiben der Entwicklung einer Residualzirkulation ($\bar{w}^* = \bar{v}^* = 0$) und auch das Verschwinden der EP-Flussvektordivergenz ($\nabla \cdot \mathbf{F} = 0$). Jedoch besagt das Nichtbeschleunigungstheorem nur, dass lediglich die Divergenz des Eliassen-Palm-Flussvektors entfällt, was über ein gegenseitiges Aufheben zwischen der vertikalen Änderung des Wärmeflusses $\overline{v'\theta'}$ und der meridionalen Änderung des Impulsflusses $\overline{u'v'}$ zu erfolgen hat. Eine Verallgemeinerung dieses Theorems zeigten Andrews und McIntyre (1976, 1978)

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = D$$

in Form eines Erhaltungssatzes, wobei A ein Maß für die Wellenaktivität und D die Dissipation der Wellen ist. In diesem Zusammenhang konnte auch $\nabla \cdot \mathbf{F} = \overline{v'\Pi'_{qg}}$ gezeigt werden, dass die Divergenz des EP-Flusses in quasi-geostrophischer Näherung durch den meridionalen Fluss der potentiellen Vorticity gegeben ist.

Im Gleichgewicht, d.h. bei stationären Strömungen ($\partial_t = 0$), folgt aus der verkürzten TEM-Gleichung für die horizontale Bewegungsgleichung (2.44) die meridionale Komponente der Residualzirkulation nur durch die Divergenz des EP-Flusses $\bar{v}^* = -\frac{1}{\rho_R f} \nabla \cdot \mathbf{F}$ bestimmt wird. So bewirkt ein konstanter Strom brechender Wellen eine Abbremsung des Grundstroms und dessen Auslenkung aus dem geostrophischen Gleichgewicht, was zu einem permanenten polwärtigen Transport von Masse mit einer konstanten Residualgeschwindigkeit führt. Aus der thermodynamischen Gleichung (2.45) der verkürzten TEM-Gleichungen ergibt sich die vertikale Komponente der Residualzirkulation $\bar{w}^* = \frac{\bar{Q}}{\partial_z \bar{\theta}}$ allein aus dem Verhältnis von diabatischer Kühlung \bar{Q} und der durch Absinken bedingten adiabatischen Erwärmung im Term $\partial_z \bar{\theta}$. Durch die über die Kontinuitätsgleichung (2.42) bedingte Abhängigkeit zwischen meridionaler und vertikaler Residualzirkulationskomponente folgt für ein stationäres Gleichgewicht auch ein Gleichgewicht zwischen EP-Fluss und Heizrate, das letztendlich das Downward-Control-Prinzip (Haynes et al. 1991) widerspiegelt. Denn je mehr Re-

sidualzirkulation und EP-Fluss, desto mehr diabatisches Kühlen findet statt als Antwort auf das adiabatische Heizen der Residualzirkulation.

Eine Meridionalzirkulation kann sich auch ohne eine Wechselwirkung zwischen dissipierenden Wellen und Grundstrom (d.h. $\nabla \cdot \mathbf{F} = 0$) einstellen. Ein Beispiel dafür ist die bereits beschriebene strahlungsbedingte Ausbildung des Polarwirbels.

Zu Wechselwirkungen zwischen Wellen und Grundstrom kommt es aber im Allgemeinen immer dann, wenn die Wellenamplitude mit der Höhe variiert. Die Folgen dieser Wechselwirkung können eine teils großräumige Mäandrierung der Isolinien der potentiellen Vorticity (Streamer und Filamente) oder gar ein Dissipieren der Wellen herbeiführen. Eine von zwei Möglichkeiten des Instabilwerdens und damit des Dissipierens der Wellen ist bei konstantem mittleren zonalen Grundstrom ($\bar{u} = \text{const.}$) durch die Dichteabnahme mit der Höhe und das damit verbundene Anwachsen der Amplitude gegeben. Falls die Amplitude eine Größenordnung gleich der Wellenlänge erreicht, hebt sich die lineare Wellenannahme auf und daraus folgende Instabilitäten bilden in den aufliegenden Höhenschichten am Polarwirbelrand einzelne Filamente oder filamentartige Strukturen aus. Die zweite Möglichkeit zur Aufgabe des linearen Wellenansatzes tritt ein, wenn sich der zonal gemittelte Zonalwind mit der Höhe ändert und somit einen kritischen Wert ($\bar{u} \leq 0$) erreicht. Beim Erreichen der kritischen Höhenschicht muss die Linearitätsannahme der Wellen fallen gelassen werden, weil es zu einem Anwachsen der Wellenamplitude und zu einer Abnahme der Gruppengeschwindigkeit kommt. Durch die Proportionalität des EP-Flussvektors zur Gruppengeschwindigkeit ist dies mit einer starken Konvergenz des EP-Flusses verbunden. Das Eliassen-Palm-Theorem ist in diesem Bereich nicht gültig und somit wird die Strömung abgebremst. Bei anhaltender Wellenanregung kann sich die kritische Höhenschicht mit ihrer östlichen Strömung auch rasch in die darunter liegenden Schichten ausbreiten. Dies entspricht gerade dem theoretischen Erklärungsprozess der stratosphärischen Erwärmungen. Die nachfolgende Wiederherstellung des westlichen Grundstroms erfolgt strahlungsbedingt und relativ langsam.

Letztendlich gibt es Grenzfälle bei großen Wellenamplituden und damit verbundener Wellendissipation in der Stratosphäre oder baroklinen Prozessen in der Troposphäre, in denen die EP-Flussvektordiagnostik keine Auftrennung zwischen Welle und Grundstrom ermöglicht. In diesen Fällen ist eine Diagnostik über die potentielle Vorticity sinnvoller.

Kapitel 3

Daten

3.1 Die ERA-Interim Daten

Für die Analysen der vorliegenden Arbeit ist es wichtig, einen langjährigen und meteorologisch konsistenten und umfangreichen Datensatz zu verwenden. Da eine Reanalyse im Gegensatz zu einer operationellen Analyse keine Abhängigkeiten in Bezug auf Veränderungen in der Modellphysik oder Auflösung und nur geringe bei Änderungen in Qualität und Quantität der Eingangsdaten aufweist, bildet der neue Reanalysedatensatz ERA-Interim des ECMWF (engl.: *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*) einen sehr guten Ausgangspunkt sowohl für die weiterführende Auswertung der Beobachtungsdaten als auch für den Antrieb des Lagrangeschen Chemie-Transportmodells ATLAS, das im Kapitel 5 näher beschrieben wird.

Der ERA-Interim-Datensatz ist ein Produkt der Kombination eines aktuellen Wettervorhersagemodells (IFS Cy31r1/2) und einer 4D-Var (vierdimensionalen variationellen) Datenassimilation. Das Ziel ist es, aus einer Kurzfristvorhersage des Wettermodells und den Beobachtungsdaten zu einem festen Zeitpunkt den wahrscheinlichsten atmosphärischen Zustand zu bestimmen. Dies wird über eine statistisch betriebene Fehlerabschätzung zwischen Beobachtungsdaten und Vorhersage erreicht, die im mathematischen Sinne einer iterativen Minimierung einer Kostenfunktion gleichkommt. Das den ERA-Interim-Daten zugrunde liegende spektrale Wettermodell wurde in einer horizontalen Auflösung von T255 betrieben, wobei auf jedem Breitenkreis Wellen bis zur Wellenzahl 255 berechnet werden. Dies entspricht einem $0,5^\circ \times 0,5^\circ$ horizontalen Gitter mit einem Gitterabstand von circa 50km am Äquator. Das Modell verfügt in der Vertikalen über 60 hybride Schichten, die bis 0,1 hPa hinaufreichen, und der Zeitschritt für die 4D-Var Datenassimilation beträgt 12 Stunden.

Zum Vorgänger ERA-40 weist der neue ERA-Interim-Datensatz (Simmons et al. 2006, 2007) teils deutliche Verbesserungen auf. Diese sind zum Teil der aktuelleren Modellversion mit einer erhöhten horizontalen Auflösung (T255 statt T159), einer verbesserten Modellphysik, einem verstärkten Einsatz von Strahldichten sowie einem verbesserten Strahlungstransfermodell und einer neuen Feuchteanalysemethode geschuldet. Andererseits erzeugt die Anwendung der 4D-Var-Datenassimilation zum einen mehr Robustheit gegenüber Beobachtungsdatenänderungen (Hinzu- nahme bzw. Wegfall) und zum anderen eine verbesserte Vorhersagbarkeit auf der Südhemisphäre.

Da die Vorhersageleistung auch von der Datenqualität abhängt, wurde zu deren Verbesserung eine Datenqualitätskontrolle und ein adaptives Schema zur Korrektur verschiedener systematischer Fehler in den Bodendruckdaten von Stations- als auch Schiffsmessungen angewendet. Zur Verbesserung der Datenquantität wurden weitere Satellitendaten zum Beispiel GOME Ozonprofile (ab 1995), CHAMP GPS Radiookkultationsdaten (2001-2006) und ERS Wellenhöhendaten (ab 1991) hinzugenommen, und durch die gleichzeitige Anwendung einer variationellen Biaskorrektur der Satellitendaten konnten die Reanalysedaten noch dichter an die Beobachtungen gebracht werden. In Hinblick auf die Stratosphäre ergeben sich einige Verbesserungen. Eine ist die Reduzierung unrealistischer Oszillationen in der vertikalen Temperaturstruktur im Bereich der oberen Stratosphäre über der Antarktis und Arktis (Uppala et al. 2005; Simmons et al. 2005). Auch konnte die in ERA-40 zu stark ausgeprägte Vertikalkomponente der Brewer-Dobson-Zirkulation (van Noije et al. 2004), die einen zu starken Wasserdampf- und Ozontransport im Winter (Uppala et al. 2005; Dethof 2003) und ein zu geringes Alter der Luft (Meijer et al. 2004) hervorrief, entschleunigt werden. Dies führt mit der Verlängerung des Alters der Luft auch zu einer realistischeren und feuchteren Stratosphäre, da der Methanoxidation dadurch mehr Zeit zugestanden wird.

Mit diesen Verbesserungen eignet sich der ERA-Interim-Datensatz sehr gut für den Antrieb von Modellen, die den Troposphäre-Stratosphäre-Austausch simulieren, oder von stratosphärischen Chemie-Transportmodellen.

Der ERA-Interim-Datensatz beginnt mit dem Jahr 1989 und wird als *Climate Data Assimilation System* weitergeführt bzw. zeitnah aktuell gehalten, wobei für die vorliegende Arbeit der Datensatz bis zum Jahr 2009 verwendet wurde, was einer Zeitspanne von 21 Jahren entspricht. Da auch die Ozonsonden erst in den 1990er Jahren eine zufriedenstellende räumliche als auch zeitliche Beobachtungsgrundlage liefern, decken sich ERA-Interim-Datensatz und die auf Beobachtungsdaten beruhende Zeitspanne sehr gut ab.

3.2 Ozondaten

Ozondaten können auf verschiedene Art und Weise gewonnen werden. So unterscheidet man zwischen in-situ (lat.: *an Ort und Stelle*) Messungen und Fernerkundung (engl.: *remote sensing*). Die Datenerhebung kann dabei vom Erdboden, von Ballonen, von Flugzeugen oder aus dem Weltall mittels Satelliten erfolgen. Ozonsonden gehören zu den in-situ Messungen. Bei dieser Messart wird ständig Umgebungsluft in den Messapparat gesaugt und auf ihre Bestandteile untersucht oder der relative Anteil bestimmter chemischer Beimengungen ermittelt.

In der Fernerkundung wird der Ozongehalt indirekt über dessen Beitrag zur Änderung der atmosphärischen Ausstrahlung vom Mikrowellenbereich bis in den infraroten Bereich oder der Absorption vom sichtbaren bis in den kurzwelligen ultravioletten Bereich gemessen. Dabei gibt es zwei Messmethoden, die passive und die aktive. Bei der passiven Methode werden die natürlichen Lichtverhältnisse oder elektromagnetischen Strahlungen genutzt, wohingegen das Messinstrument bei der aktiven Bestimmung die Energiequelle selbst steuert.

Im Folgenden wird auf Ozondaten von Ozonsonden und Messinstrumenten auf Satelliten, die die Sonnenokkultationsmethode verwenden, zurückgegriffen, weil diese über eine hohe vertikale Auflösung bis zu 2 Kilometer und besser verfügen.

3.2.1 Sonden

Ozonsonden sind seit ihrer Erfindung Mitte der 1960er Jahre nahezu das gebräuchlichste Mittel zur Messung der vertikalen Ozonverteilung. Auf der Welt sind verschiedene Ozonsondentypen wie die ECC-Sonde (engl.: *electrochemical cell*) (Komhyr 1969), die Brewer-Mast Ballonsonde (MB) (Brewer und Milford 1960) oder die CI-Sonde (engl.: *carbon-iodine*) (Komhyr 1965) in Gebrauch.

Der Deutsche Wetterdienst (DWD) verwendet seit 1967 an der Station Hohenpeißenberg die Brewer-Mast Ballonsonde, wo eine durch eine Styroporbox vor Kälte geschützte Ozonsonde an einem mit Wasserstoff oder Helium befüllten Gummi- bzw. Plastikballon hängt, der eine Geschwindigkeit von circa 5 m/s erreicht. Die Ozonsonde wiegt ungefähr ein Kilogramm und besteht aus einem Ozonmessgerät, einer kleinen Pumpe und einer Batterie und ist über ein Interface an eine meteorologische Radiosonde geknüpft, die die momentanen Werte der Lufttemperatur, des Luftdrucks, des Windes und der relativen Feuchte sowie die Sondenparameter Stromfluss, Sondentemperatur und Pumpenleistung an die Bodenstation übermittelt. Abbildung 3.1 verdeutlicht schematisch das Messprinzip. Die Ozonsonde saugt über die batteriebetriebene Pumpe kontinuierlich Umgebungsluft an, welche im Inneren auf eine wässrige Jodidlösung trifft, in die zwei Elektroden eingetaucht sind. Das Ozon oxidiert das Jodid zu Jod.

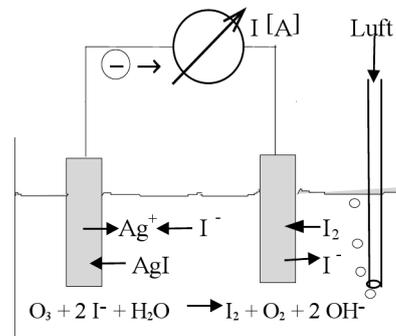
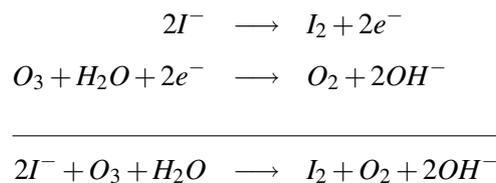
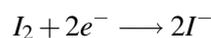


Abbildung 3.1: Schematischer Abriss des Messprinzips einer Ozonsonde. Quelle: DWD



Dieses wird an der Platinelektrode unter Elektronenaufnahme wieder zu Jodid umgewandelt.



Die Platinelektrode erhält die Elektronen von der unedleren Silberelektrode, deren Silberkationen mit dem Jodid das unlösliche Silberjodid bilden, welches an der Elektrode haften bleibt. Der durch diesen Vorgang erzeugte Stromfluss ist bei konstantem Volumenstrom der Außenluft in seiner Stärke proportional zur durch strömenden Ozonkonzentration, da jedes Ozonmolekül dem Jodid zwei Elektronen entzieht. Mit Hilfe der übersandten Pumpenleistung kann mit folgender Gleichung der Ozonpartialdruck p_{O_3}

$$p_{O_3} = C \cdot I \cdot T_p \cdot t$$

berechnet werden. Dabei ist C eine lösungsspezifische Konstante, I der induzierte Strom, T_p die Pumpentemperatur und t die Zeit, die nötig ist, um 100 Millimeter Luft durch die Ozonsonde zu pumpen.

Die am häufigsten verwendete Ozonsonde ist jedoch die ECC-Sonde. Diese unterscheidet sich von der oben beschriebenen hauptsächlich im Aufbau. Sie besteht aus einer elektrochemischen Teflonzelle mit zwei Kammern, in denen jeweils eine Platinnetzelektrode in eine wässrige Kaliumjodidlösung eingebracht ist. Die Lösungen weisen unterschiedliche Konzentrationen auf und sind über eine Ionenmembran miteinander verbunden, die einen Stromfluss zulässt aber den Austausch der wässrigen Reaktionslösungen unterbindet. So befindet sich in der Anodenkammer eine gesättigte und in der Kathodenkammer eine 1%ige Lösung.

Die Güte der Ozonmessung hängt von verschiedenen Faktoren wie der Sondenvorbereitung (Smit et al. 2007) und der Erfahrung des Technikers sowie Spezifika des Messinstruments ab, welche aber relativ gering sind. So bestimmten Smit et al. (2007) den Fehler bei der ECC-Sonde im Bereich des Ozonmaximums bei etwa $\pm 5\%$. Die Sondierhöhe ist auf ungefähr 30 Kilometer begrenzt, weil dort zum einen der Außendruck unter 10hPa sinkt und die Pumpe zu versagen beginnt und zum anderen die wässrige Lösung bei circa 6hPa ihren Tripelpunkt erreicht, in dem die Flüssigkeit in allen drei Phasen vorliegt, d.h. sie siedet bzw. gefriert gleichzeitig.

Ausgangspunkt der Beobachtungsdaten waren die Ozonsondenaufstiege jeweils vom 1. August bis zum 31. März der Winter 1991/92 bis 2008/09. In die Datensammlung dieser 18 Winter flossen alle Sondierungen ein, die nördlich von 30 Grad gestartet sind, was einen Datensatz von beinahe 14500 Ozonsonden ergibt. Dabei stechen vor allem die Ozonkampagnenwinter 1991/92 (European Arctic Stratospheric Ozone Experiment (EASOE)), 1994/95 (Second European Stratospheric Arctic and Mid-latitude Experiment (SESAME)) und 1996/97 bis 1999/2000 (THird European Stratospheric Experiment on Ozone (THESEO)) mit über 1000 Sonden heraus. In den anderen Wintern (1992/93) oder in Wintern mit großen mittwinterlichen Erwärmungen (2001/02, 2003/04, 2005/06) gab es deutlich weniger Sondenaufstiege, so dass für diese Winter nur circa 400-550 Sonden vorliegen.

Die Sondendaten wurden vor ihrer weiteren Verwendung auf Fehler untersucht. Die Abbildung 3.2 zeigt für die vier Stationen Ny Ålesund, Eureka, Kühlungsborn und Payerne zu vier verschiedenen Terminen die gegen die potentielle Temperatur abgetragenen Vertikalprofile des Ozonmischungsverhältnisses. In der linken oberen Teilabbildung a) ist an der Station Ny Ålesund bei $\sim 640\text{K}$ ein starker kurzzeitiger Abfall des Ozonmischungsverhältnisses – ein sogenannter spike – zu erkennen. Mögliche Ursachen sind ein Pumpenstillstand durch das Ansaugen kleiner Fremdkörper, ein kurzzeitiges Versagen des Ozonsondensensors oder eine Störung zwischen Ozonsonde und Interface. Wenn die Pumpe zum Beispiel durch Batterieversagen gänzlich ausfällt, kommt es zu einem rapiden Abfall des gemessenen Ozongehalts, was in der rechten oberen Teilabbildung b) anhand eines Sondenaufstiegs an der Station Eureka deutlich wird. Gelegentlich kommt es auch vor, dass die Daten nach dem Platzen des Ballons nicht gelöscht werden, wie es die Ozondaten der Station Kühlungsborn in der linken unteren Teilabbildung c) zeigen. Eine falsche Verschlüsselung von Ausfallwerten, indem der vordefinierte Zahlenwert nicht verwendet wird, spiegelt beispielhaft die Station Payerne in der rechten unteren Teilabbildung d) wider.

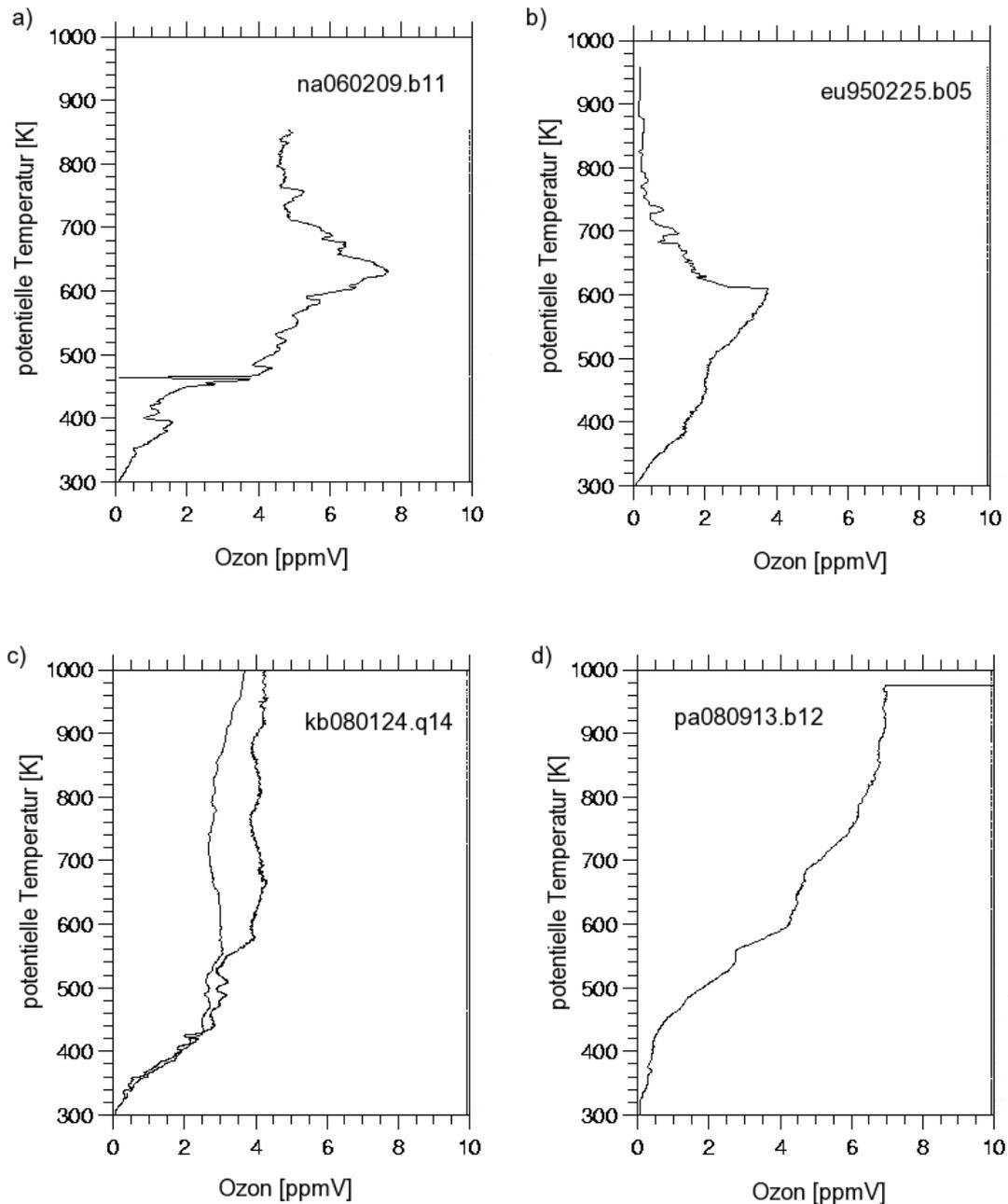


Abbildung 3.2: Beispiele für fehlerbehaftete Ozonsondenaufstiege für a) Ny Ålesund vom 09.02.2006, b) Eureka vom 25.02.1995, c) Kühlungsborn vom 24.01.2008 und d) Payerne vom 13.09.2008

3.2.2 Auswertung der Ozonsonden

Den korrigierten Ozonsondendaten wurden mit Hilfe der aus ERA-Interim-Reanalysedaten berechneten Ertelschen potentiellen Vorticity eine äquivalenten Breite zugewiesen. Anschließend erfolgte eine Mittelung der Mischungsverhältnisse über 10tägige Intervalle, die jeweils den Zeitraum vom 2. August bis zum 31. März abdecken. Abbildung 3.3 zeigt ein Flächenmittel der Daten für die

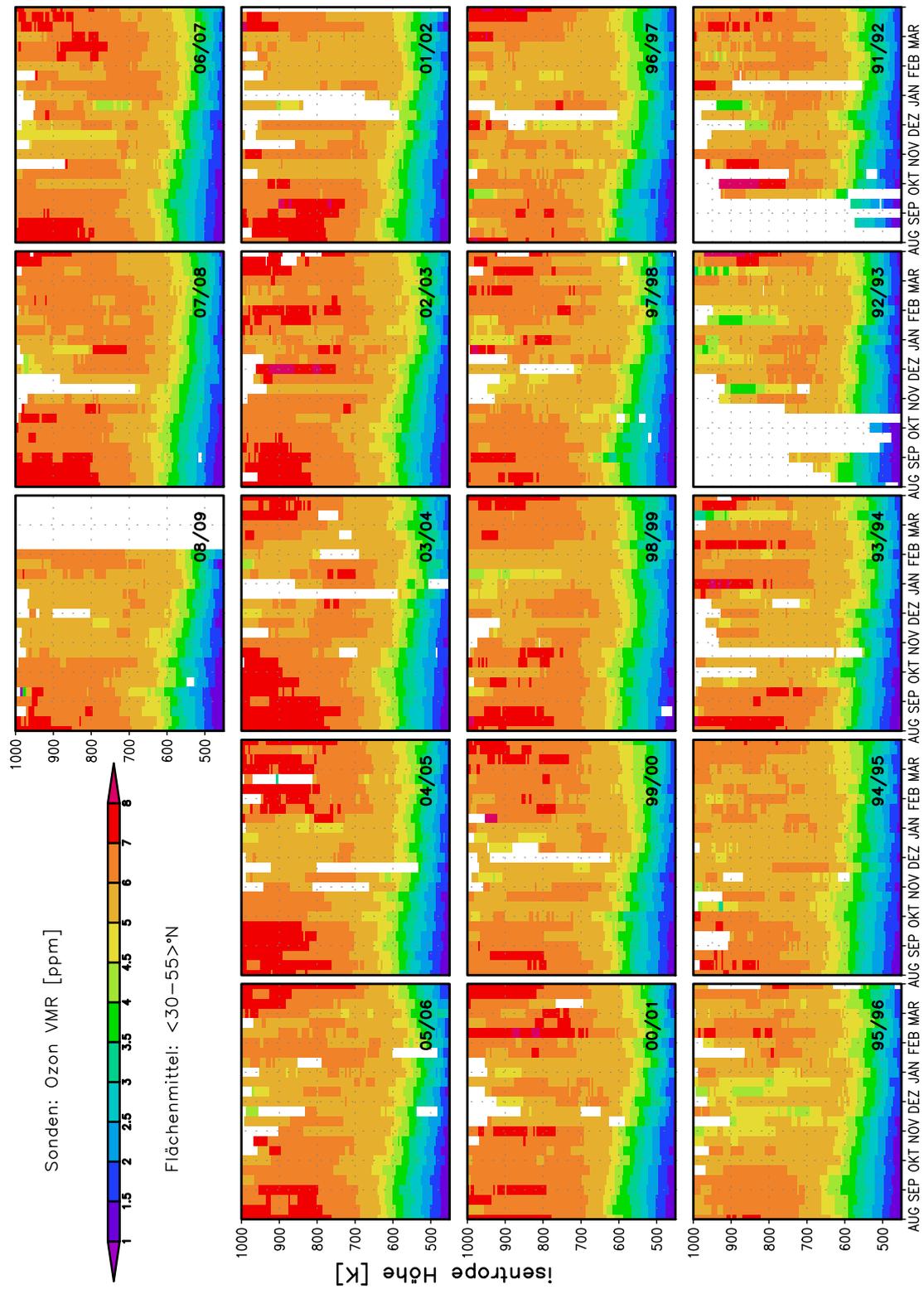


Abbildung 3.3: Zeit-Höhen-Schnitt des von $30 - 55^{\circ}N$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen für die Winter (August-März) von 1991/92 bis 2008/09

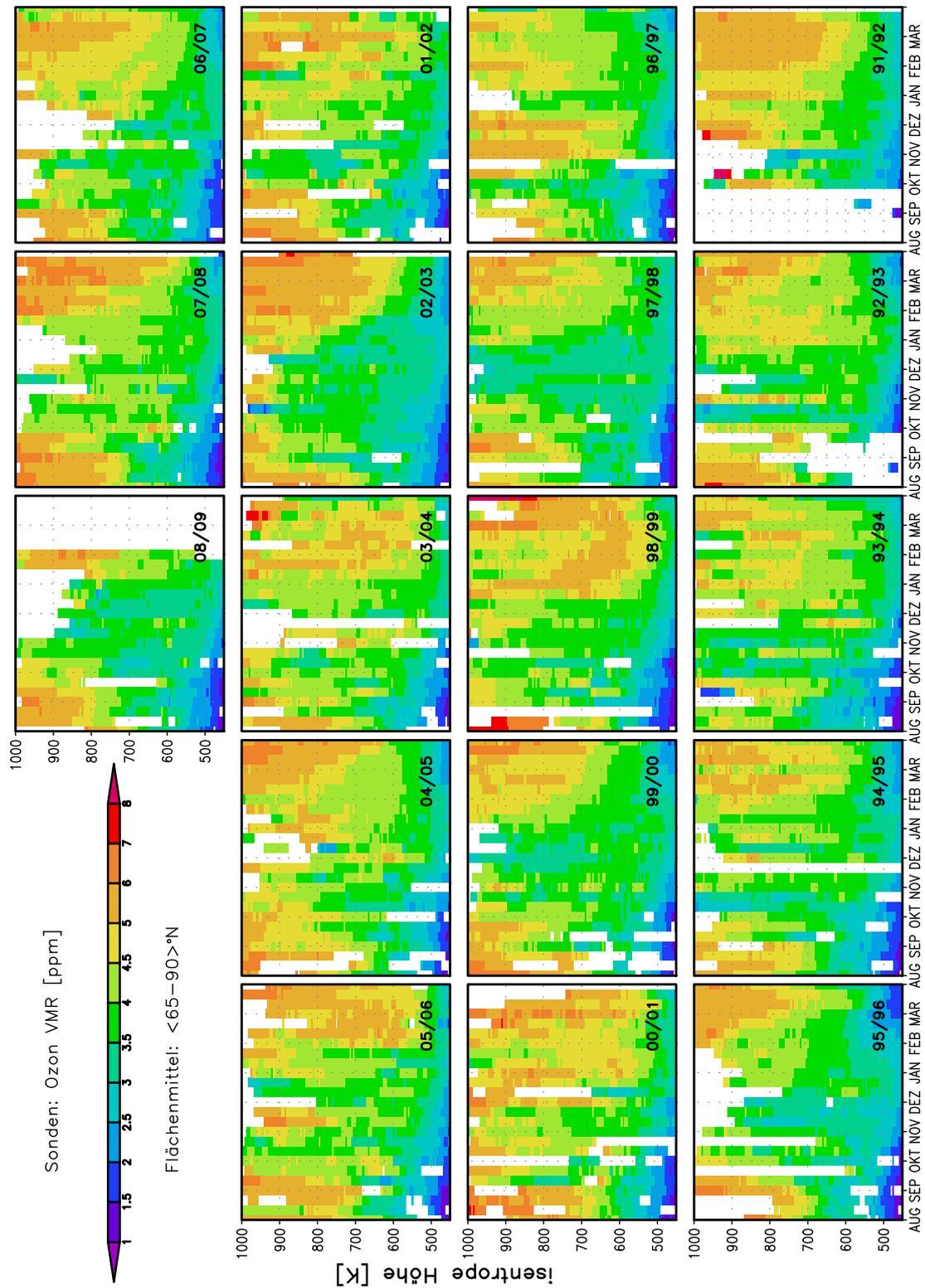


Abbildung 3.4: Zeit-Höhen-Schnitt des von $65 - 90^{\circ}\text{N}$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen für die Winter (August-März) von 1991/92 bis 2008/09

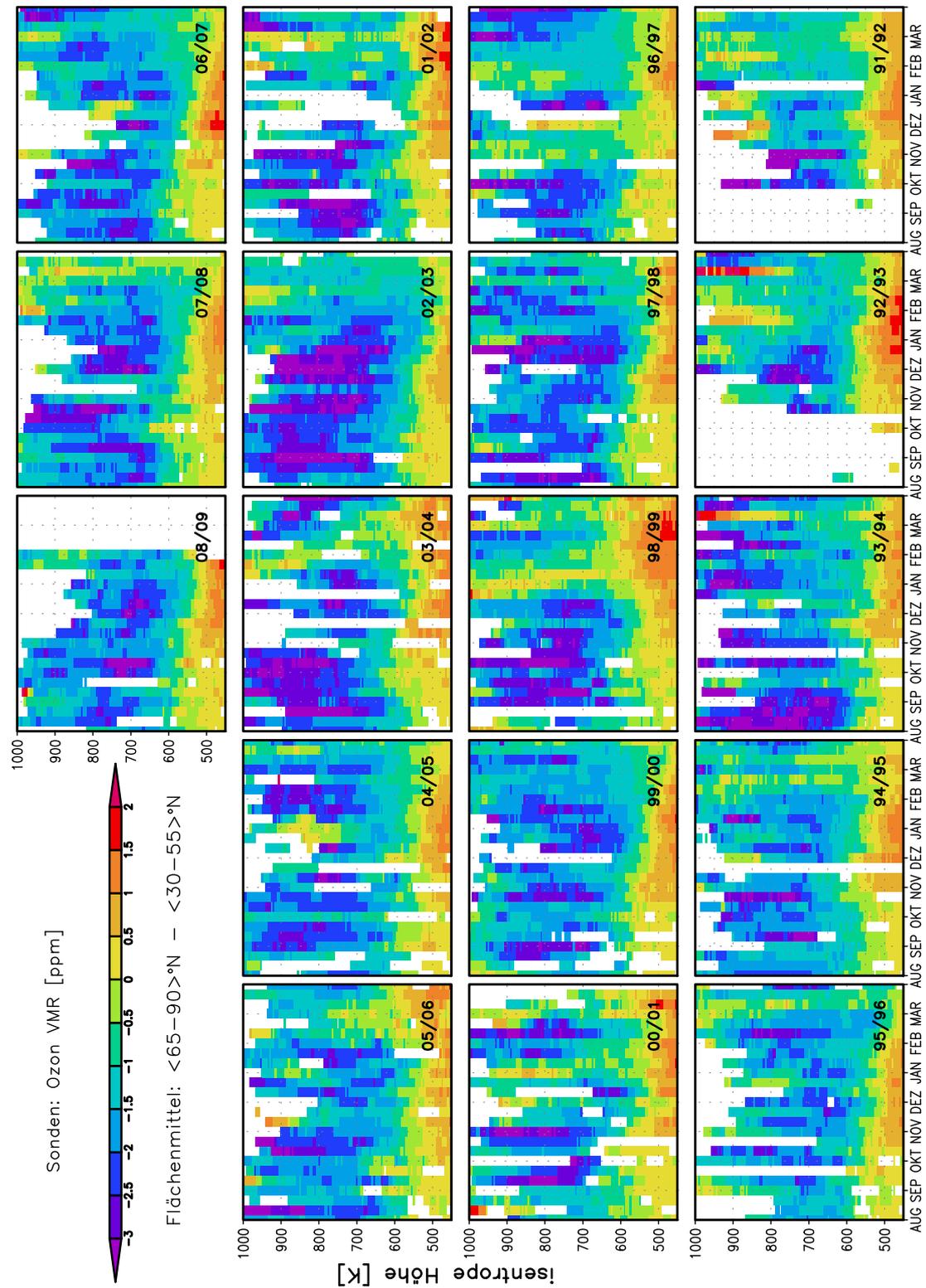


Abbildung 3.5: Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz des von $65 - 90^{\circ}N$ und des von $30 - 55^{\circ}N$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen für die Winter (August-März) von 1991/92 bis 2008/09

äquivalenten Breiten von 30° bis 55°N gegen die Höhe in potentieller Temperatur für die Winter 1991/92 bis 2008/09. Zeitbänder, in die sowohl in Breite als auch Höhe keine Ozonsonde fiel, sind ausgespart. Deutlich sind der scharfe vertikale Gradient und die geringen Ozonmischungsverhältnisse in der unteren Stratosphäre um 500K zu erkennen, die im Laufe des Winters durch Absinken ozonreicher Luft abgemildert werden. In der oberen und mittleren Stratosphäre kommt es mitunter kurzzeitig ($1/2$ -1 Monat) zu teils starken Anstiegen (z.B. Februar 2001) aber auch Abnahmen (z.B. Januar 1999) im Mischungsverhältnis, die mit einem meridionalen Transport ozonreicher bzw. ozonarmer Luft infolge starker horizontaler Wellenaktivität verbunden sind. Vor allem in der oberen bis mittleren Stratosphäre kommt es besonders im März zu einer Erhöhung der Werte, die mit dem allmählichen Zusammenbrechen des Polarwirbels und der Residualzirkulation in Verbindung stehen.

Eine in Abbildung 3.4 dargestellte Mittelung über die äquivalenten Breiten von 65° bis 90°N zeigt weitestgehend die zeitliche Entwicklung des Ozongehalts im Inneren des Polarwirbels. Deutlich erkennbar sind die im Gegensatz zum Mittel der niedrigen bis mittleren Breiten geringeren Ozonwerte in der mittleren bis unteren Stratosphäre. In der ersten Hälfte des Winters (August-November) sind in der unteren Stratosphäre ($< 500\text{K}$) die niedrigsten Ozonmischungsverhältnisse zu finden, die in einigen Jahren (1996, 2000, 2005) im Spätwinter (März) aufgrund des chemisch bedingten Ozonabbaus wieder in Erscheinung treten. Sehr gut ersichtlich wie im Winter 2002/03 ist der nach unten propagierende und durch die Meridionalzirkulation verursachte Ozonanstieg zu Beginn des Winters (Dezember). Diesem geht wie auch in den Wintern 1995/96, 1997/98, 1999/2000 ein Minimum voraus, das im Spätherbst (August-September) von hohen Ozonwerten in großen Höhen flankiert wird, was aber eher dem für diesen Zeitraum zu groß bemessenden Wirbelkriterium ($\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite) und dem damit verbundenen Einschluss ozonreicher Luft aus subtropischen bis mittleren Breiten zuzuschreiben ist. Hingegen treten in anderen Wintern diese Minima beinahe gar nicht (1996/97, 2000/01), schwach (2004/05) oder nur kurz in Erscheinung, weil immer wieder meridionale Transporte ozonreicher Luftmassen (1993/94, 2005/06) stattfinden. Diese frühwinterliche Variabilität wurde bereits in Abbildung 1.1 thematisiert und bildet den Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit, deren Ziel es ist, diese Variabilität zu erklären.

Die Abbildung 3.5 zeigt die Differenz der Flächenmittel der hohen und mittleren Breiten, die die unterschiedlichen Ozonmischungsverhältnisse innerhalb (niedrig) und außerhalb (hoch) des Polarwirbels an Hand der negativen Differenzen verdeutlicht. In der unteren Stratosphäre ist der Gradient umgekehrt, da sich im Wirbelinneren durch Absinken ozonreiche Luft ansammelt. Jedoch verschwindet zu Weilen der negative Gradient auch über die gesamte Höhe wie im Dezember/Januar des Winter 1998/99 oder 2000/01, was im Zusammenhang mit dem Auftreten einer großen Stratosphärenenerwärmung steht. In anderen Wintern 1992/93 und 2004/05 gehen die Abschwächungsereignisse nicht durch die gesamte Höhe, wobei es sich nur um eine schwächere Erwärmung (minor warming) handeln kann. Während solcher Erwärmungsphasen kommt es aufgrund der Abschwächung oder des Zusammenbrechens des Polarwirbels zu vermehrter meridionaler Durchmischung der wirbelinneren und -äußeren Luftmassen. Deutlich sichtbar wie zum Beispiel in den Wintern 1998/99, 2003/04 oder 2007/08 ist das nach unten Propagieren der erwärmungsbedingten Durchmischung.

3.2.3 Satelliten

Satelliten können sowohl aktive als auch passive Messmethoden benutzen. Zu den passiven zählen die ultraviolette Rückstreuungs- (engl.: *backscatter ultraviolet, UV*), die Bedeckungs- (engl.: *occultation*), die Randemissions- (engl.: *limb emission*) und die Randstreuungsmethode (engl.: *limb scattering*). Jede Messtechnik bedingt auch eine andere Geometrie. Die Bestimmung des Ozongehalts ist somit nicht nur von der gemessenen Strahlungsänderung, sondern auch von der Lage des Satelliten im Raum abhängig.

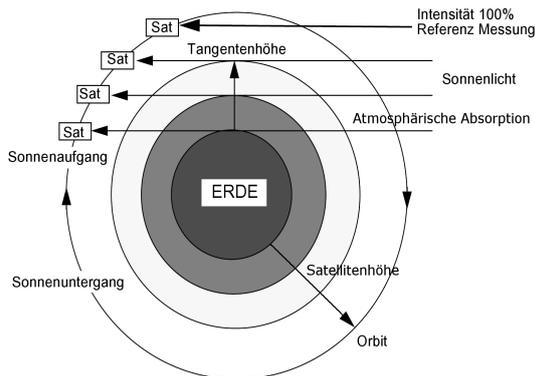


Abbildung 3.6: Nicht maßstabsgetreues Schema zur Erklärung der Sonnenokkultationsmethode. Quelle: nach dem ILAS-II User's Handbook Version 1.1 (<http://db.cger.nies.go.jp/ilas2>)

zweimal gegenüber – zu Sonnenaufgang, wo er aus dem Schatten der Erde herausfliegt und zu Sonnenuntergang, wenn er in den Erdschatten hineinfliegt.

Abbildung 3.6 verdeutlicht schematisch das Messkonzept am Beispiel der Sonnenaufgangsmessung. Dabei ist der Satellit als kleines Kästchen dargestellt und die Sonnenstrahlen verlaufen aufgrund der großen Entfernung zur Sonne parallel. Tritt der Satellit aus dem Erdschatten in das Sonnenlicht, so nimmt er in rascher Abfolge Absorptionsspektren auf, bis die Atmosphäre überflogen ist, wo eine Referenzmessung erfolgt, die der späteren Kalibrierung der Spektren dient.

Die Berechnung des Vertikalprofils erfolgt nach dem Zwiebel-Schalen-Verfahren (engl.: *Onion Peeling*), wobei die Annahmen getroffen werden, dass die benötigte Zeit für ein Spektrum klein gegenüber der Reisezeit des Satelliten ist und dass das jeweilige Spurengas homogen in jeder Höhenschicht verteilt ist. Mit der Kenntnis, dass entlang eines Pfades Sonne-Satellit die Absorption geometriebedingt am intensivsten auf die Spurengaskonzentration am erdnächsten Punkt (Tangentialpunkt) reagiert, wird ausgehend von der Messung in der höchsten Luftschicht über der Erde nun das Vorkommen der Spezies in dieser Luftschicht von der nächst darunterliegenden Luftschicht abgezogen. In umgekehrter Reihenfolge finden die Messungen bei Sonnenuntergang statt. Die erreichte Auflösung entspricht 1-2 Kilometer, jedoch ist durch den sonnensynchronen Orbit die räumliche Auflösung sehr begrenzt.

In der vorliegenden Arbeit wurde auf Satellitendaten zurückgegriffen, die die Okkultationsmethode verwendeten. Bei dieser Messmethode steht der Satellit der aufgehenden oder untergehenden natürlichen Lichtquelle wie Sonne, Mond oder Stern gegenüber und misst die absorbierte Strahlung über ein breites Lichtspektrum. Da Spurengase das Licht wellenabhängig aus dem Sonnenspektrum absorbieren, wird aus der Stärke der Absorptionslinien mittels der bekannten Absorptionscharakteristik des jeweiligen Spurengases auf dessen Konzentration geschlossen. Ein vertikales Profil eines Gases erhält man, indem die Messung in verschiedenen atmosphärischen Höhen erfolgt. Pro Umlauf steht der Satellit der Sonne

Für die Winter 1991/92 bis 2005/06 waren die folgenden Messinstrumente verfügbar:

- SAGE II und III (**S**tratospheric **A**erosol and **G**as **E**xperiment auf dem **E**arth **R**adiation **B**udget **S**atellite (ERBS) bzw. auf dem russischen Meteor-3M Satelliten)
- HALOE (**H**ALogen **O**ccultation **E**xperiment auf dem **U**pper **A**tmosphere **R**esearch **S**atellite (UARS) der NASA)
- POAM II und III (**P**olar **O**zone and **A**erosol **M**easurement an Bord von **S**atellite pour l'observation de la terre (SPOT 3/4) der französischen Raumfahrt Behörde)
- ILAS I und II (**I**mproved **L**imb **A**tmospheric **S**pectrometer auf **A**dvanced **E**arth **O**bservation **S**atellite I/II (ADEOS I/II) der National Space Development Agency of Japan (NASDA))

Das von Februar 2002 bis Januar 2006 operierende SAGE III (<http://www-sage3.larc.nasa.gov>) Instrument konnte erstens seine räumliche Auflösung durch die Nutzung des Mondes und zweitens durch Messungen vom ultravioletten bis in den nahen Infrarotbereich (280 – 1040nm) mit einer Auflösung von 1 – 2nm seine Güte und sein Spektrum an atmosphärischen Beimengungen gegenüber seinem Vorgängerinstrument verbessern. SAGE II (<http://www-sage2.larc.nasa.gov>) war hingegen ein Sonnenphotometer, das auf 7 Kanälen (1020, 940, 600, 525, 453, 448, 385 nm) maß. Es lieferte von Oktober 1984 bis August 2005 Daten. Rind et al. (2005) zeigten, dass die SAGE II Messungen von O₃, NO₂ und H₂O durch Interferenzen mit Aerosolen und Wolken beeinträchtigt wurden. Die vertikale Auflösung liegt jeweils bei rund einem Kilometer.

Das im Dezember 2002 gestartete ILAS II ist ebenfalls ein Spektrometer, das im infraroten und sichtbaren Wellenlängenbereich detektiert (Nakajima et al. 2004), jedoch brach infolge eines schweren Sonnensturms im Oktober 2003 nach nur 10 Monaten Betriebszeit der Kontakt zum Satelliten ab. Auch sein Vorgänger ILAS I stellte nach 8 Monaten infolge eines Schadens an den Solarzellen des Trägersatelliten die Messungen ein.

POAM II und III messen im sichtbaren Bereich und decken dabei dieselben Spurengase bei gleicher geographischer Abdeckung und vertikaler Auflösung (~ 1 km) ab, obwohl POAM III über einen größeren Höhenbereich misst (Lumpe et al. 1997, 2002).

HALOE startete 1991 ins All und lieferte Daten von Oktober 1991 bis November 2005. Damit ist HALOE neben SAGE II im untersuchten Zeitraum eines der am längsten operierenden Instrumente. In Abbildung 3.7 sind die Einsatzzeiträume und die verwendeten Datenzeitspannen dargestellt. Der Höhenbereich der HALOE Messungen variiert je nach Spurengas von ~ 15 km bis

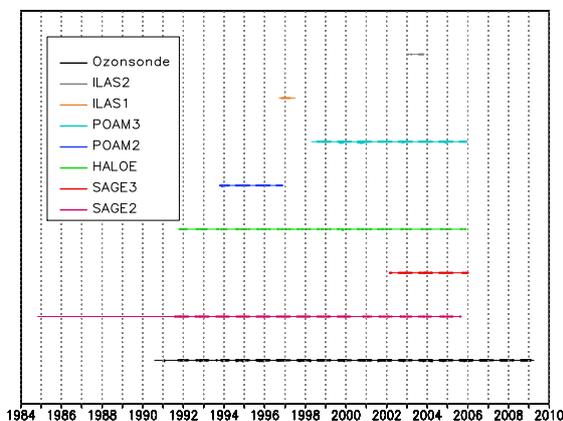


Abbildung 3.7: Verfügbarkeit der Satellitendaten und Ozonsonden, dabei sind die verwendeten Daten hervorgehoben (dick).

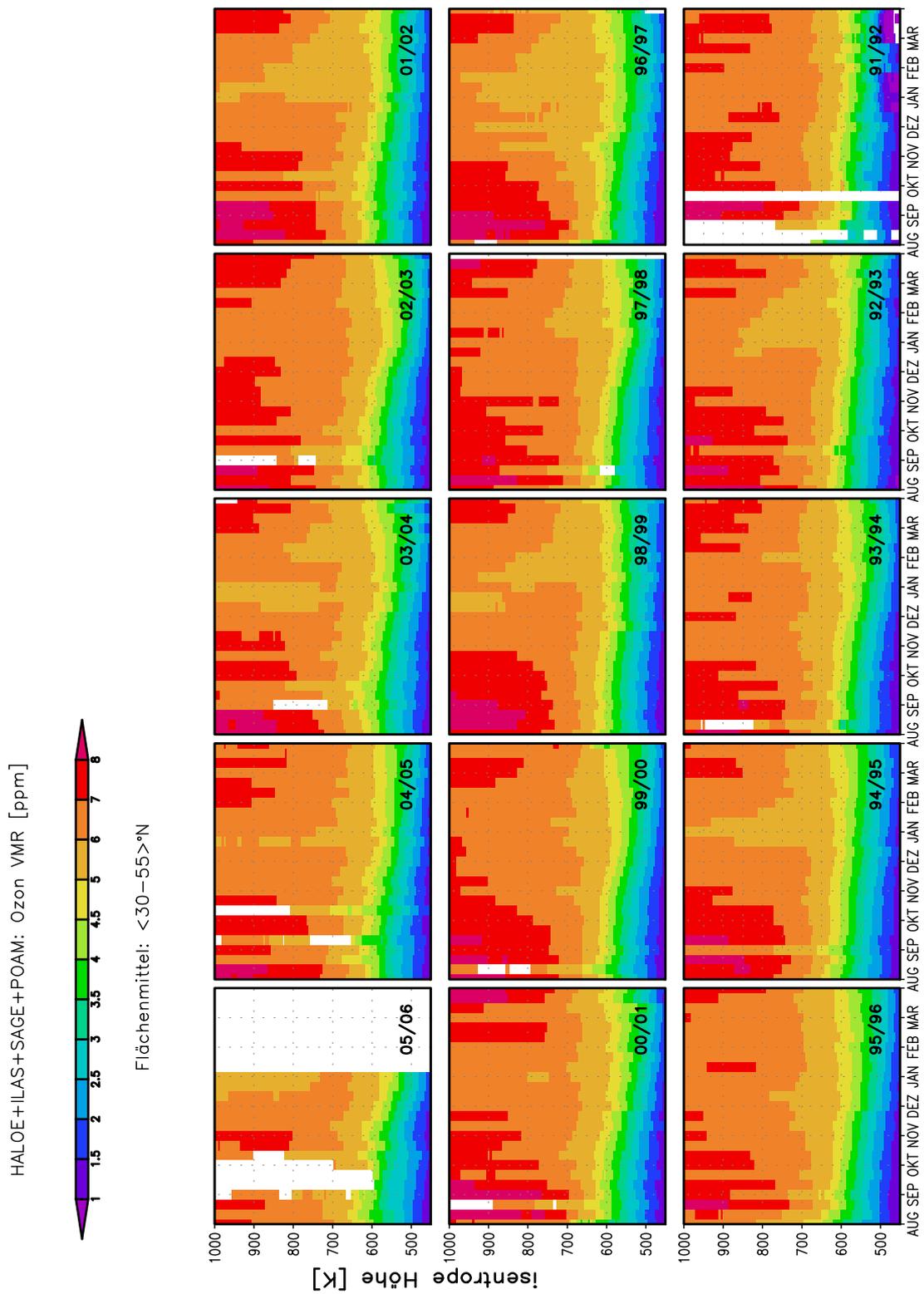


Abbildung 3.8: Zeit-Höhen-Schnitt des von $30-55^{\circ}\text{N}$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Satellitenmessungen für die Winter (August-März) von 1991/92 bis 2005/06

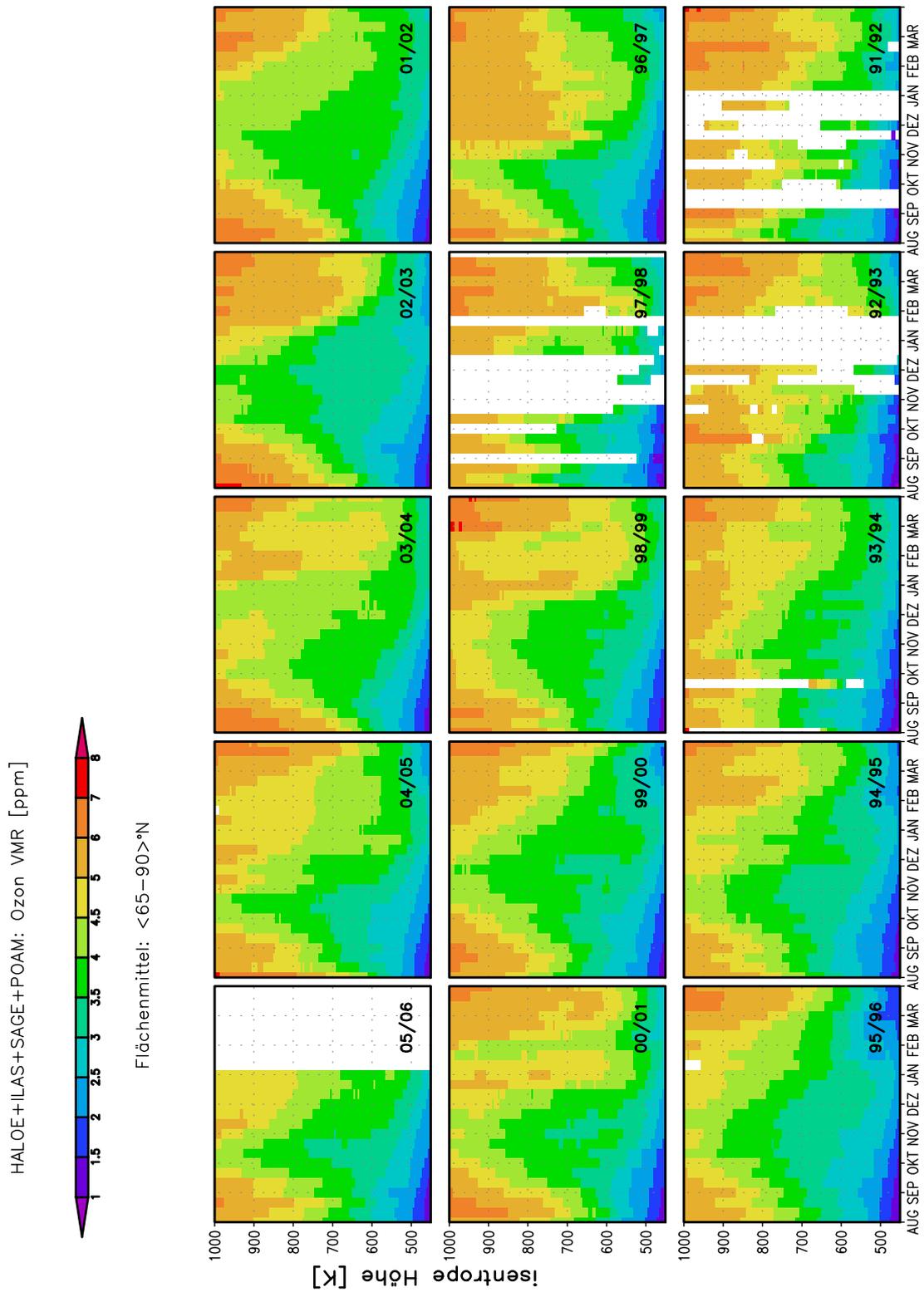


Abbildung 3.9: Zeit-Höhen-Schnitt des von $65 - 90^{\circ}\text{N}$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Satellitenmessungen für die Winter (August-März) von 1991/92 bis 2005/06

60 – 130 km ebenso wie die vertikale Auflösung. Für Ozon beträgt diese $\sim 1,6$ km (Russell III et al. 1993).

3.2.4 Auswertung der Satellitendaten

Die verfügbaren Ozonmessungen der 7 Satellitenmessgeräte können ebenfalls für den Zeitraum August bis März für die Winter 1991/92 bis 2005/06 über die Fläche gemittelt werden. Abbildung 3.8 zeigt das Flächenmittel für die niederen bis mittleren Breiten in Analogie zur Abbildung 3.3 aus Sondendaten. Durch den größeren Datenumfang pro Tag (und letztlich auch pro Zeitintervall) und der Bestimmungsmethode gibt es zum einen weniger Datenlücken und zum anderen auch einen kontinuierlicheren und rauschärmeren Zeitverlauf als bei den Ozonsondendaten. Auffällig ist im Winter 1991/92 das ausgeprägte Ozonminimum ab dem Jahreswechsel in der unteren Stratosphäre, welches die Sondendaten nicht aufweisen. Diese Unterschiede sind in einem hohem Maße dem Einfluss der Aerosole des zu den Philippinischen Inseln gehörigen Vulkans Pinatubo geschuldet, der im Juni 1991 ausbrach.

Auch der Vergleich der Abbildung 3.9 für die Satellitendaten mit der Abbildung 3.4 für die Ozonsonden weist aufgrund der größeren Datenmenge eine geringere Ausfallquote und eine strukturiertere Verteilung auf. Jedoch fallen die Winter 1991/92, 1992/93 durch den Ausbruch des Vulkans Pinatubo sowie 1997/98 durch größere Datenlücken zwischen Oktober und Januar auf, da für diese Winter nur Messdaten von HALOE und SAGE II verfügbar sind. Im September des Winters 1993/94 handelt es sich bei den hohen Ozonwerten zwischen 600 und 700 K sehr wahrscheinlich um Messfehler. Die Satellitendaten spiegeln – vor allem für den Winter 2002/03 – gut den bereits beschriebenen zeitlichen Ablauf der Ozonwerte in hohen Breiten mit einem Ozonminimum von August bis Oktober in der unteren Stratosphäre und einem mittwinterlichen Ozonminimum von Oktober bis Januar in der mittleren bis oberen Stratosphäre wider.

Die Differenz der Flächenmittel der niedrigen bis mittleren Breiten von den hohen Breiten zeigt Abbildung 3.10. Aufgrund der größeren Datengrundlage der Satellitenmessungen wird ersichtlich, wie es durch die meridionale Zirkulation zu einem Ozontransport aus den niedrigen bis mittleren Breiten in die Polregion kommt. Um den Jahreswechsel kehren sich die Anomalien um. Durch die geringere vertikale Auflösung der Satellitendaten erscheinen große Stratosphärenwärmungen wie die im Dezember 1998/99 im Vergleich zur analogen Darstellung aus Ozonsondendaten sowohl in der Intensität als auch in der zeitlichen Auflösung weniger deutlich.

3.2.5 Vergleich der Ozondaten aus Sonden- und Satellitenmessungen

Die Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen die Differenz der Ozonmischungsverhältnisse aus Sonden- und Satellitenmessungen für die niedrigen bis mittleren bzw. für die hohen Breiten für die Winter 1991/92 bis 2005/06. Beide Abbildungen spiegeln das Rauschen der Sondenwerte wider und weisen in der unteren Stratosphäre eine gute Übereinstimmung (Grün- bis Gelbtöne) auf, die vor allem für das Flächenmittel der niedrigen bis mittleren Breiten gilt, wobei der vom Pinatubo-Aerosol beeinflusste Winter 1991/92 außen vorsteht. Jedoch verfügen besonders in der oberen Stratosphäre ab 800 K die Satellitenmessungen um bis zu 3 ppm höhere Ozonwerte, wobei diese Unterschiede

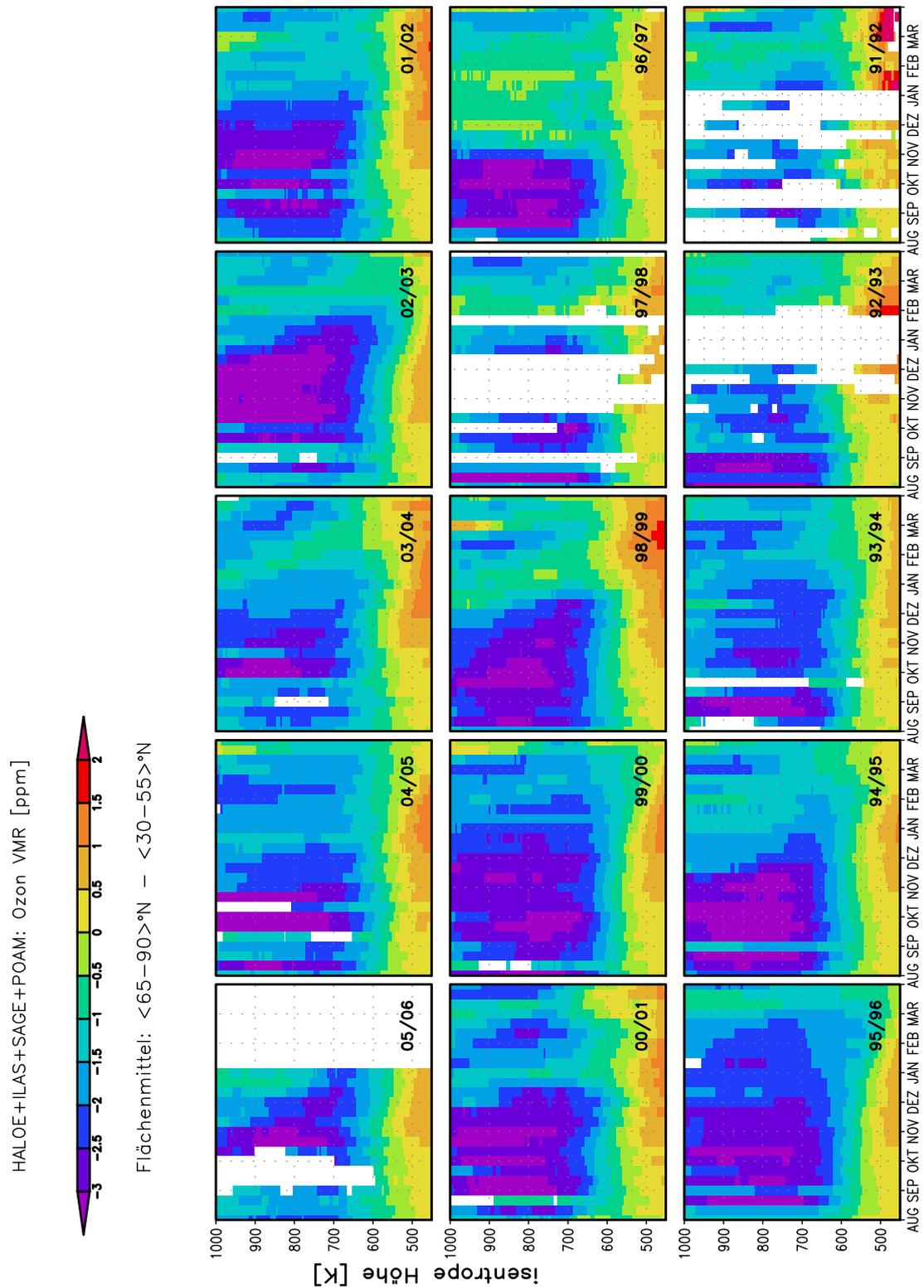


Abbildung 3.10: Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz des von $65-90^{\circ}\text{N}$ und des von $30-55^{\circ}\text{N}$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Satellitenmessungen für die Winter (August-März) von 1991/92 bis 2005/06

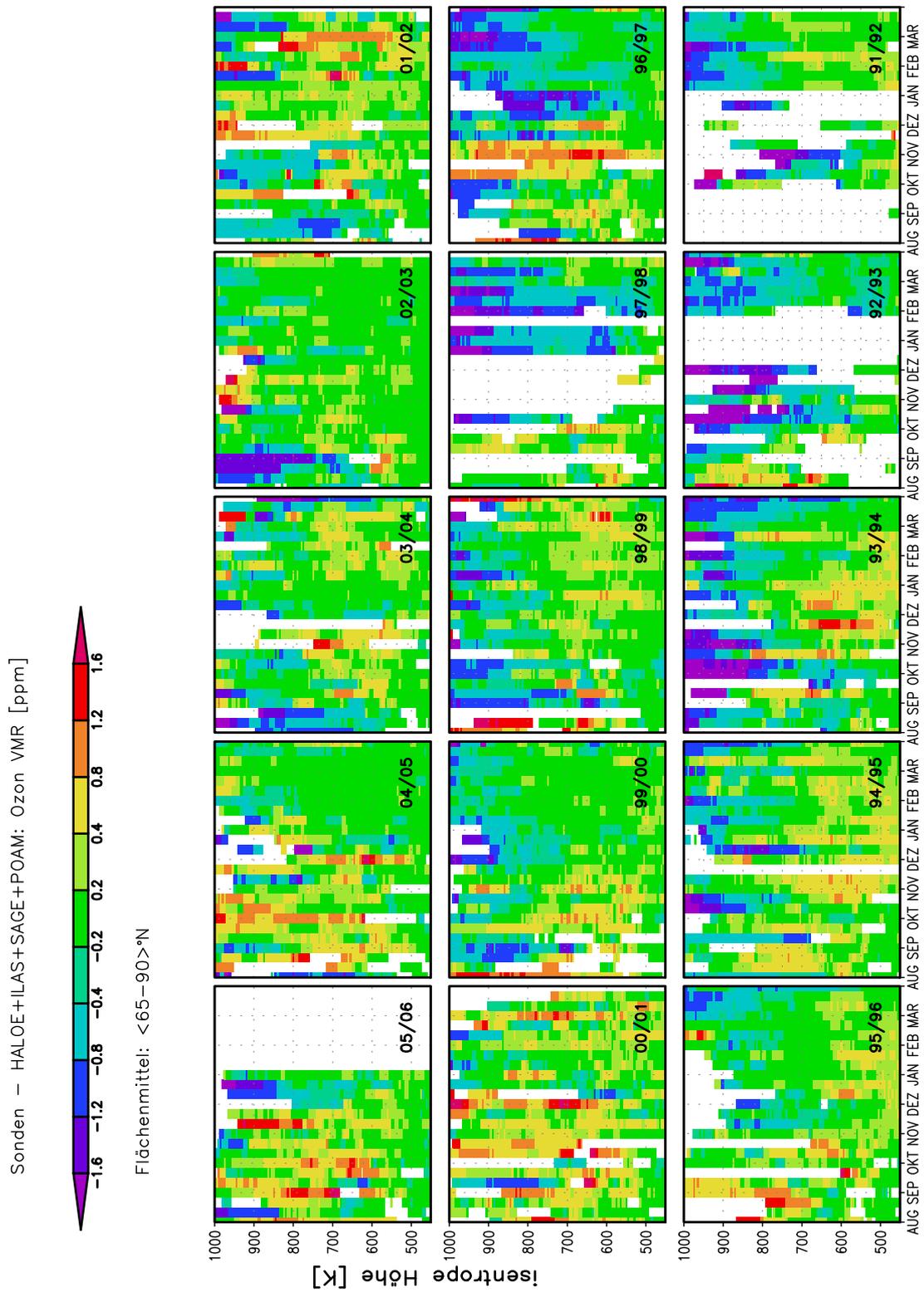


Abbildung 3.12: Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz der von $65 - 90^{\circ}\text{N}$ äquivalenter Breite flächen-gemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen für die Winter (August-März) von 1991/1992 bis 2005/2006

teils dem größeren Messfehler der Sonden in diesen Höhen und teils der geringen Anzahl an Sondenmesswerten geschuldet sind, da viele Trägerballone der Sonden bereits vor Erreichen dieser Höhen platzen. Die hohen frühwinterlichen Unterschiede im Flächenmittel der hohen Breiten sind darüberhinaus der geringeren ins 10-Tage-Mittel einfließenden Sondenanzahl geschuldet.

3.3 Gemischte Datensätze

Zur Schließung der Datenlücken und zur Verbesserung der gemittelten Ozonmischungsverhältnisse ist es sinnvoll den Datensatz der Ozonsondenaufstiege mit dem der Satellitenmessungen zu kombinieren. Ein Zusammenlegen der beiden Datensätze ist vor allem für die hohen Breiten der unteren bis mittleren Stratosphäre gerechtfertigt, weil die Anomalien weitestgehend im $\pm 10\%$ -Bereich der Sondenmessungen liegen, was auch dem eigentlichen Messfehler (zumindest der ECC-Sonde (Smit et al. 2007)) gleichkommt. Die Abbildungen B.2, B.3 und B.4 im Anhang B geben die Flächenmittel als auch deren Differenz für den kombinierten Datensatz aus Ozonsonden und Satelliteninstrumenten wieder.

Einen ähnlichen Datensatz lieferten Hassler et al. (2008), in dem sie ebenfalls Satellitenmessungen von HALOE, POAM II und III sowie SAGE I und II als auch Ozonsonden zusammenführten. Dieser Datensatz ist aber nicht nur auf die Wintermonate und auf das Ozon beschränkt, sondern umfasst auch andere Spurengase wie Stickstoffdioxid NO_2 , Wasserdampf H_2O , Stickstoffmonoxid NO , Methan CH_4 , Chlorwasserstoff HCl , Fluorwasserstoff HF , den Extinktionskoeffizienten von Aerosolen und Temperaturprofile. Die Daten wurden zuvor einer Qualitätskontrolle unterzogen und der ermittelte prozentuale Messfehler ist ein weiterer Bestandteil des Datensatzes. Für weiterführende Auswertungen steht der Datensatz in 3 verschiedenen Gittern zur Verfügung, wobei in der Sortierung nach geographischer Breite und Länge zwischen Höhe und Druckfläche zu wählen ist. Die dritte Sortierung umfasst, die äquivalente Breite mit der potentiellen Temperatur als Vertikalcoordinate.

Auch dieser Datensatz verfügt über größere räumliche als auch zeitliche Lücken, die der 29 Jahre umfassende und über ein dreidimensionales chemisches Transportmodell erstellte Datensatz von Kiese Wetter et al. (2010) nicht aufweist. Ausgangspunkt für den Kiese Wetter-Datensatz sind ebenfalls Satellitenmessungen, die das Prinzip der solaren Rückstreuung im ultravioletten Bereich (SBUV) anwenden, sowie Ozonsonden und satellitengestützte Totalozonsäulenmessungen des Global Ozone Monitoring Experiment (GOME), des Scanning Imaging Absorption Spectrometer for Atmospheric Chartography (SCIMACHY) und des Total Ozone Mapping Spectrometers (TOMS). Der resultierende Datensatz hat eine horizontale Auflösung von $3,75^\circ \times 2,5^\circ$ und umfasst 24 isentrope Schichten von 335 K bis 2750 K, was einer globalen Wiedergabe der Stratosphäre zwischen 10 und 55 km entspricht.

Kapitel 4

Interannuale Variabilität im Ozon

4.1 Der Jahresgang des Ozons

Das arktische Ozon besitzt einen deutlichen Jahresgang, der in Abbildung 4.1 anhand der Ozonsäulendichte über Ny Ålesund dargestellt ist und im Wesentlichen durch ähnlich niedrige Werte im Spätsommer und Herbst und durch einen im November beginnenden Anstieg der Säulendichte im Polarwirbel gekennzeichnet ist. In einigen Jahren fällt dieser Anstieg schwächer aus oder bleibt wie im Jahr 1995/96 sogar gänzlich aus.

Der winterliche Anstieg – von November bis April – ist weitestgehend der Residualzirkulation geschuldet und fällt von Jahr zu Jahr infolge der Wellenaktivität unterschiedlich stark aus, was durch eine hohe Korrelation zwischen dem EP-Fluss im Winter und der Ozongesamtsäule im Früh-

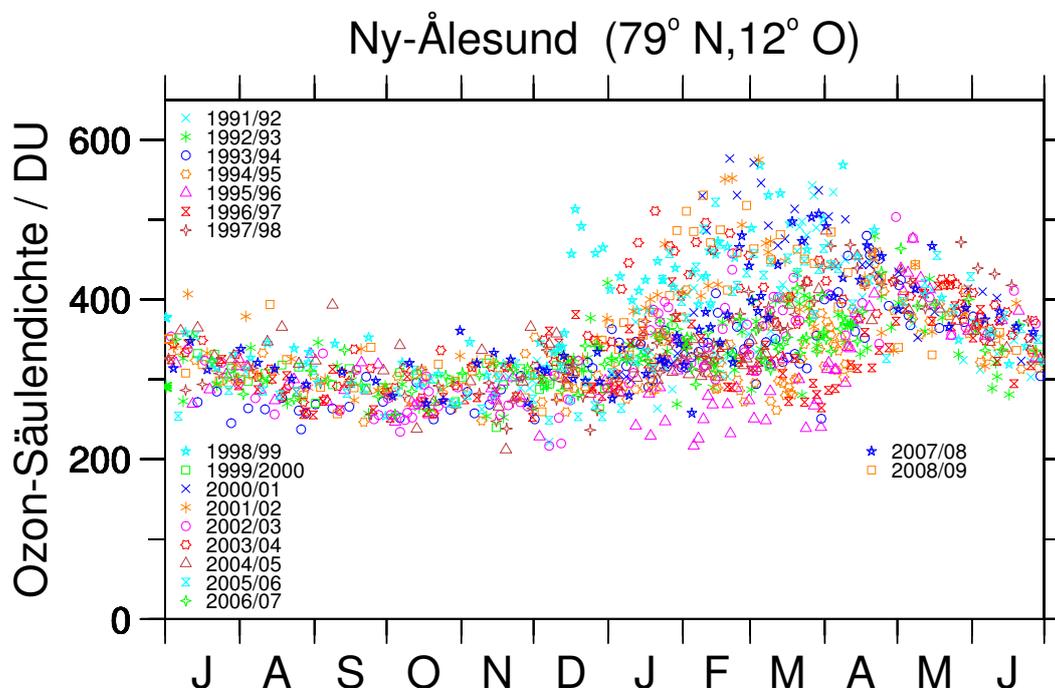


Abbildung 4.1: Jahresgänge der Ozonsäulendichten über Ny Ålesund für die Jahre 1991/92 bis 2008/09. Quelle: aktualisiert Rex et al. (1999)

jahr gestützt wird (Fusco und Salby 1999; Randel et al. 2002; Weber et al. 2003). So verstärkt eine hohe Wellenaktivität den Transport von ozonreicher Luft in den Wirbel und hindert infolge der adiabatischen Kompression und der damit verbundenen Temperaturerhöhung die Ausbildung von polaren stratosphärischen Wolken, was zu einer Verringerung der chemischen Ozonzerstörung beiträgt. Die Wellenaktivität kann auch zu einem verstärkten meridionalen Austausch führen, in dem der Polarwirbel geschwächt wird (Stratosphärenerwärmungen) und ein Luftaustausch mit niederen Breiten erfolgt. Somit ist die winterliche Variabilität eine Kombination aus Wellenaktivität und dynamischen Transportprozessen (meridionaler Transport und Absinken) und dem chemisch getriebenen Ozonabbau im Spätwinter (Tegtmeier et al. 2008).

4.2 Die interannuale Variabilität

Fioletov und Shepherd (2003) zeigten, dass diese im Winter erzeugte Variabilität sogar durch den Sommer hinweg nachweisbar ist und erst im Herbst durch Erreichen des photochemischen Gleichgewichts auf ein für alle Jahre recht einheitliches Ausgangsniveau zurückgesetzt wird. Dieser Rücksetzungsprozess wird ebenfalls deutlich, wenn anstelle der räumlich und zeitlich starken Schwankungen unterworfenen Ozonsäulendichte nun das von 65° bis 90°N äquivalenter Breite flächengemittelte Ozonmischungsverhältnis der Jahre 1991 bis 2008 betrachtet wird.

In Abbildung 4.2 ist dieses für die Monate September bis Dezember für die Jahre aus dem Sonden- und Satellitendatensatz aufgetragen, die mehr als 450 Sondierungen in dem entsprechenden Monat über die gemittelte Fläche aufweisen. Diese Bedingung wird zum einen vom Dezember 1996, der vor allem in der oberen Stratosphäre mehrere Lücken aufweist, nur teilweise oder zum anderen in einigen Jahren über den gesamten Höhenbereich nicht erfüllt. Dabei handelt es sich vornehmlich um Jahre, in denen nur wenige (1991, 1992, 1997) oder gar keine (ab 2006) Satellitenmessungen vorliegen. Diese Jahre wurden nicht verwendet und sind in Klammern gesetzt. Im September steigt das Ozonmischungsverhältnis mit zunehmender Höhe auf rund 4 ppm in 800 K an, wobei die einzelnen Jahre sich nur geringfügig von einander abheben, was dem photochemisch kontrollierten Rücksetzen entspricht. Ein deutlicher Anstieg in der interannualen Variabilität mit einer Schwankungsbreite von bis zu 1 ppm um 600 K ist in den Folgemonaten zu erkennen. Bis Dezember setzt sich die Variabilität bis in die untere Stratosphäre fort. Dies ist eine Folge des Absinkens und Ablagerns ozonhaltiger Luft, wobei gleichzeitig der Anstieg des Mischungsverhältnis abgeschwächt wird. Jedoch verdeutlicht die in der oberen waagerechten Teilabbildung dargestellte Standardabweichung, dass es keinen so markanten Anstieg in der Variabilität wie von September auf Oktober in den Folgemonaten gibt. Dies gibt Anlass zu der These, dass die Variabilität demnach in der Wirbelbildungsphase und dabei vor allem von der kurzzeitigen Öffnung des Wellenfensters für die ungehinderte vertikale Ausbreitung von Wellen – auch höherer Wellenzahlen – in die gesamte Stratosphäre während der Wirbelbildungsphase im September erzeugt und bestimmt wird. Und Fioletov und Shepherd (2003) folgend, im Weiteren über die Wintermonate bis ins Frühjahr selbst mit Einsetzen der chemisch bedingten Variabilität über die Monate erhalten bleibt.

Diese Annahme stützt auch die Abbildung 4.3, in der die Korrelationskoeffizienten des von 65 – 90°N äquivalenter Breite flächengemittelten und trendbereinigten Ozonmischungsverhältnis-

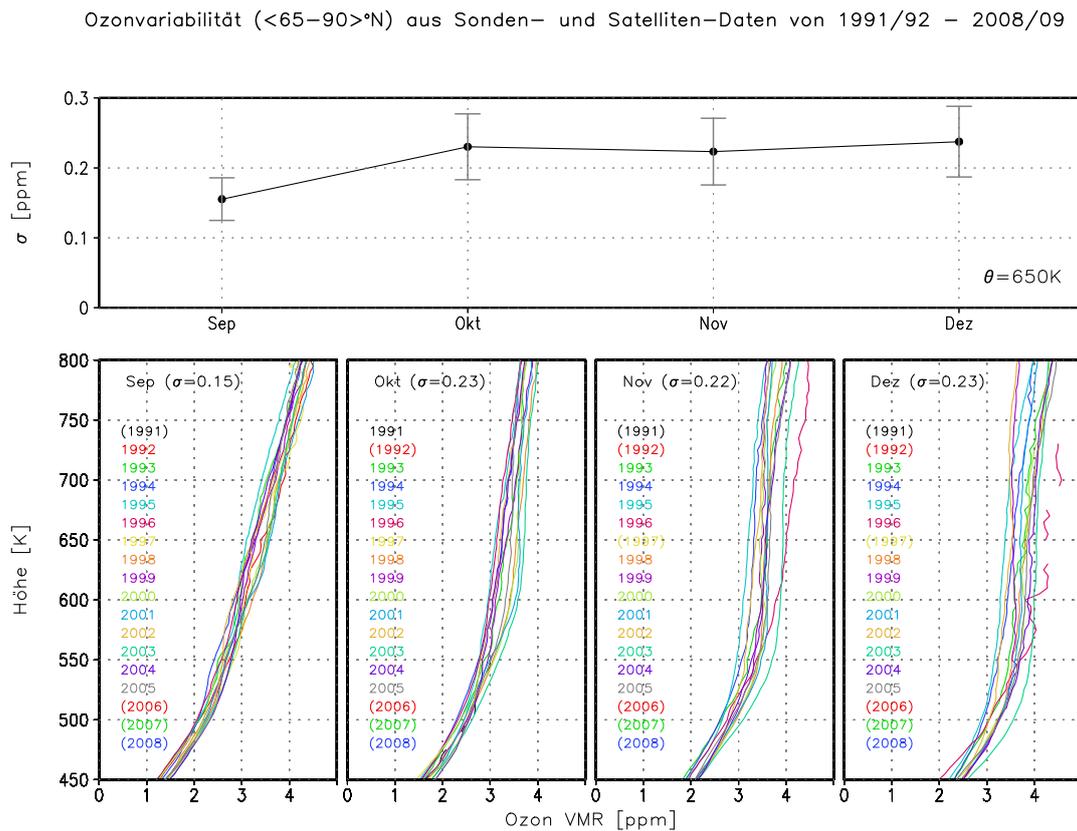


Abbildung 4.2: Interannuale Variabilität am Beispiel der Vertikalprofile der für September bis Dezember gemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Sonden- und Satellitendaten für die Winter 1991/92 bis 2008/09 (unten) und der Standardabweichung mit Fehlerbereich (oben). In Klammern gesetzte Jahre sind nicht eingezeichnet, da sie weniger als 450 Sondierungen in dem entsprechenden Monat und Gebiet aufweisen.

ses des Sonden-Satelliten-Datensatzes von September und Dezember (nicht gefüllte Kreise) sowie November und Dezember (gefüllte Kreise) dargestellt sind. Zwischen September und Dezember sind die Korrelationen über die Höhe oftmals nur gering, wohingegen die Werte zwischen November und Dezember bis auf Tropopausennähe häufig das 95% Signifikanzniveau erreichen, was auf eine hohe Autokorrelation zurückzuführen ist.

Kawa et al. (2003, 2005) nutzten die aus den POAM-Satellitendaten gewonnenen Ozonwerte des Novembers, um eine Auskunft über den spätwinterlichen Ozongehalt im März zu geben. Zu ähnlichen Ergebnissen kamen Sinnhuber et al. (2006) anhand von Ozonsondenmessungen über Ny Ålesund. Sie zeigten sowohl einen Zusammenhang zwischen dem frühwinterlichen Ozonmittel (Oktober-Dezember) auf der 800K-Isentrope und dem Totalozon im März als auch zwischen demselben frühwinterlichen Ozonmittel und dem Februarmittel des von $43 - 70^{\circ}\text{N}$ flächengemittelten meridionalen Wärmeflusses in 100hPa auf, der proportional zur Vertikalkomponente des Eliassen-Palm-Flussvektors ist. Jedoch waren Kawa et al. (2003, 2005) und Sinnhuber et al. (2006) nicht in der Lage einen dafür ursächlichen Mechanismus zu nennen. In der vorliegenden Arbeit wird der oben aufgestellten These folgend der treibende Mechanismus untersucht.

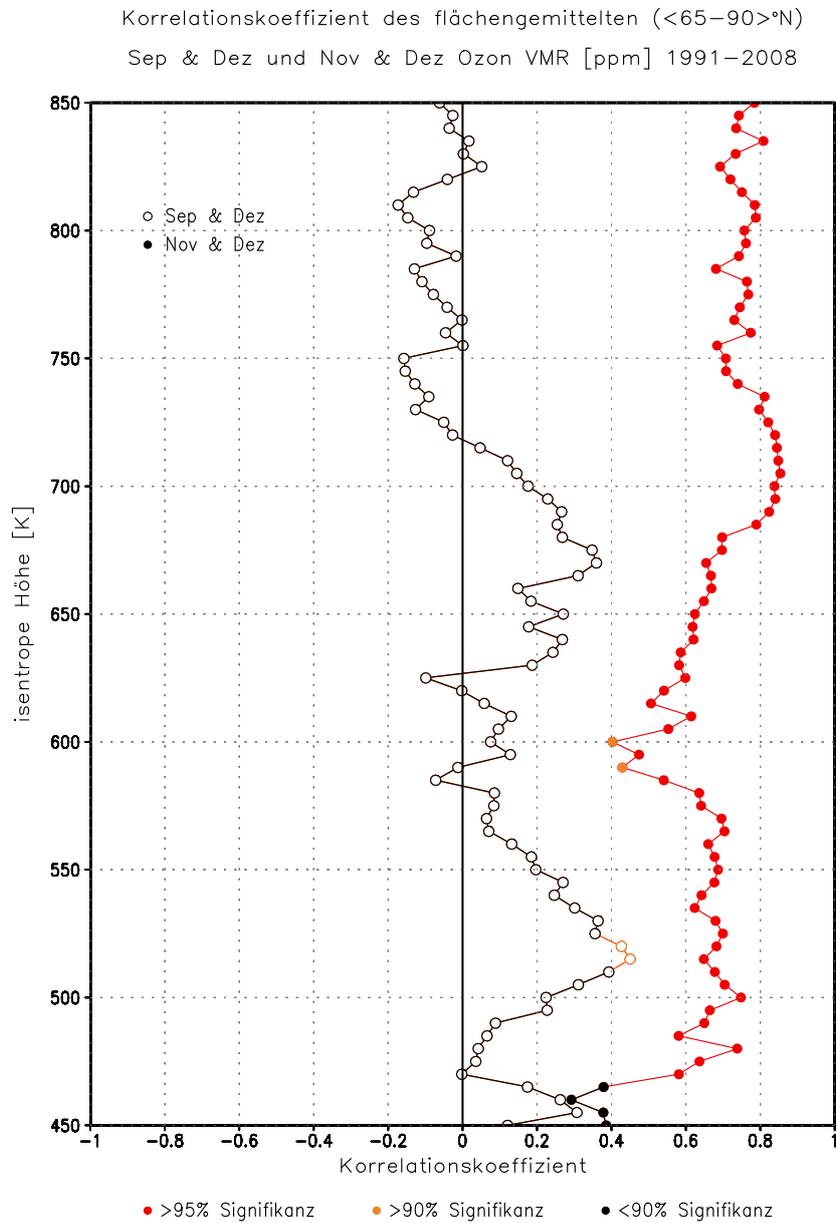


Abbildung 4.3: Korrelationskoeffizienten des wirbelinneren (flächengemittelt von äquivalenter Breite) und trendbereinigten Ozonmischungsverhältnisses zwischen September (Kreise) und Dezember sowie November (gefüllte Kreise) und Dezember aus dem Sonden-Satelliten-Datensatz der Jahre 1991 bis 2008. Farbiger gekennzeichnet sind die Werte mit über 90% (orange) und 95% (rot) Signifikanz.

Kapitel 5

Modell

5.1 Eulersche und Lagrangesche Hydrodynamik

In der Hydrodynamik, die die Lehre von bewegten Flüssigkeiten und Gasen ist, steht das Luftteilchen (Fluidteilchen) mit seiner Masse m und dem Volumen V im Fokus. Ein Luftteilchen ist nicht nur ein Atom oder Molekül, sondern vielmehr ein Volumen, das sich als Ganzes im thermodynamischen Gleichgewicht befindet und somit jedwede Störung des Gleichgewichts instantan im gesamten Volumen ausgleicht. Luftteilchen können durch massen- bzw. volumenspezifische Größen beschrieben werden. Zu einer Beschreibung der Atmosphäre gelangt man durch Bündelung mehrerer Luftteilchen zu einem so genannten „Luftpaket“. Diese Luftpakete können sich im globalen Ungleichgewicht befinden, jedoch sei per Definition im Inneren des Luftpakets an jedem Ort ein Luftteilchen, das die obigen hydrodynamischen Gleichgewichtseigenschaften aufweist, d.h. das einzelne Luftteilchen sei stets im lokalen Gleichgewicht. Damit ist der Übergang vom Diskreten zum Kontinuum vollzogen, der eine Raum- und Zeitabhängigkeit der Feldgrößen mit sich bringt.

Im Weiteren unterscheidet man in der Hydrodynamik zwischen zwei Betrachtungsweisen. Die Eulersche Hydrodynamik ist eine ortsfeste Sichtweise, bei der der Ortsvektor $\mathbf{r} \neq \mathbf{r}(t)$ keine Funktion der Zeit ist. Sie betrachtet ein raumfestes (volumenkonstantes) Luftpaket, das durchströmt wird und dadurch mit der Zeit seine Masse ändert. Die zeitliche Änderung einer beliebigen Feldgröße a beschreibt die partielle Zeitableitung $\frac{\partial}{\partial t}$. Die Bahnkurve wird Stromlinie genannt und verläuft zum festen Zeitpunkt $t = t_0$ tangential zur Feldgröße a , weshalb die dazugehörige Differenzialgleichung $d\mathbf{r} \times \mathbf{v}(\mathbf{r}, t_0) = 0$ lautet. Die Lagrangesche Hydrodynamik betrachtet hingegen das individuelle Luftpaket, das ein mit der Strömung mitschwimmendes in der Masse konstantes Luftpaket mit zeitabhängigem Volumen ist. Bei der Lagrangeschen Sichtweise hängt jedoch der Ortsvektor $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ von der Zeit ab. Deshalb benötigt man in diesem Fall die totale Zeitableitung $\frac{d}{dt}$ für die Änderung einer beliebigen Größe der Partikel, die jedoch nicht direkt gemessen werden kann, sondern nur indirekt bestimmbar ist. Die Zugbahn bzw. den zeitlichen Verlauf des Luftpakets nennt man Trajektorie, die über die folgende Differenzialgleichung $d\mathbf{r}(t) = \mathbf{v}(t)dt$ wiedergegeben wird. Beide Betrachtungsweisen sind über die Eulersche Aufspaltung

$$\frac{da}{dt} = \frac{\partial a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla a, \quad (5.1)$$

die aus einer Taylorreihenentwicklung 1. Ordnung der individuellen Zeitableitung folgt, miteinander verknüpft und unterscheiden sich lediglich durch die advective zeitliche Änderung $\mathbf{v} \cdot \nabla a$. Eine anschauliche Interpretation der obigen Gleichung (5.1) ergibt sich, wenn diese nach der zeitlich partiellen Ableitung $\frac{\partial a}{\partial t}$ – auch als Tendenz bezeichnet – aufgelöst wird. So erfolgt eine Änderung der Feldgröße a vor Ort auf zweierlei Art und Weise. Zum einen können aus der Umgebung durch die Strömung mit der Transportgeschwindigkeit \mathbf{v} andere a -Werte herangetragen werden, weshalb $-\mathbf{v} \cdot \nabla a$ auch Advektion genannt wird. Zum anderen kann sich aber während des Transports der Gehalt der Feldgröße a selbst noch (individuell) ändern. Im Fall von Windstille ($\mathbf{v} = 0$) entsprechen sich beide Betrachtungsweisen.

5.2 Eulersche und Lagrangesche Modelle

Die zwei Betrachtungsweisen der Hydrodynamik haben auch Einzug in die Transportmodellierung gefunden. So gehen Gitterpunkt- und Spektralmodelle auf die Eulersche Sichtweise und Trajektorienmodelle auf die Lagrangesche zurück. In Gitterpunktmodellen werden die atmosphärischen Variablen oder gasförmigen Luftbeimengungen (Tracer) an festen Gitterpunkten abgeleitet, die das gesamte Modellgebiet abdecken. Hingegen verfolgen Lagrangesche Modelle die mit der Strömung treibenden Luftpakete. Eine flächige Abdeckung wird über die Anzahl der Luftpakete/Trajektorien erreicht. Eingangsdaten sind in beiden Fällen Daten verschiedener meteorologischer Größen, wie zum Beispiel Temperatur, Wind und Druck. Diese stammen entweder aus Beobachtungen oder umfassen die aufbereiteten (assimilierten und analysierten) Daten von Wettermodellen großer Rechenzentren.

Die verschiedenen Ansätze ziehen Vor- und Nachteile mit sich. So sind Lagrangemodelle weniger anfällig für die numerische Fehlerausbreitung und werden nicht durch das so genannte Courant-Friedrichs-Lewy-Kriterium begrenzt. Dieses besagt, dass der gewählte Zeitschritt in jedem Falle kleiner sein muss als die Zeit, die eine Luftmasse braucht, um von einem bis zum nächsten Gitterpunkt zu gelangen. Darüber hinaus benötigen Lagrangemodelle aufgrund ihrer effizienteren Parallelisierbarkeit des Programmcodes eine geringere Rechenzeit, die sich durch die Hinzunahme weiterer Substanzen im Transport nicht verändert. Auch die Mischungsverhältnisse chemisch träger Substanzen bleiben, solange weder Senken noch Quellen der Substanz vorhanden sind, aufgrund des nicht vorhandenen Advektionsterms erhalten.

Eulersche Gitterpunktmodelle neigen hingegen durch den Advektionsterm und die zur Lösung dessen verwendeten numerischen Verfahren zur Mittelung über verschiedene Gitterzellen und daher zum Verschmieren, was auch als numerische Diffusion bezeichnet wird. Deshalb kommt es zur unphysikalischen Aufweichung scharfer Fronten, was in der unzulänglichen Wiedergabe feiner Filamentstrukturen ersichtlich wird. Ähnliches trifft auch für den ausgeprägten Gradienten am Wirbel- und Ozonlochrand zu, der mittels Strahlung und Dynamik mit den umgebenen Verhältnissen wechselwirkt und somit das Klima beeinflusst.

Jedoch ist es sinnvoll in Lagrangeschen Modellen einen Mischungsprozess zu integrieren, um realistische Spurengasverteilungen zum Zweck eines Vergleichs mit beobachteten Messwerten zu erzielen. Da das Mischen auf physikalischen Bedingungen basiert, ist es im Gegensatz zur numeri-

schen Diffusion möglich, seine Stärke und Auflösung zu kontrollieren.

Obwohl die numerische Diffusion in den Eulerschen Modellen im Prinzip unvermeidbar ist und die Lagrangeschen Modelle darüber hinaus weitere Vorteile bieten, gibt es nur wenige globale Lagrangesche Chemie-Transportmodelle (mit Mischen). Bekannte Vertreter sind das CLaMS Modell (McKenna et al. 2002; Konopka et al. 2004, 2007) und das ATTILA Modell (Reithmeier und Sausen 2002).

5.3 Das ATLAS Modell

In dieser Arbeit wurde das globale Chemie-Transportmodell (CTM) **ATLAS** verwendet. ATLAS steht für Alfred Wegener InsTitute LAgrangian Chemistry/Transport System (Wohltmann und Rex 2009; Wohltmann et al. 2010) und ist ein trajektorienbasiertes Modell mit vollständiger stratosphärischer Chemie und Mischung. Die grundsätzlichen Lagrangeschen Konzepte hinsichtlich Transport und Mischung entsprechen denen von CLaMS (Chemisches Lagrangesches Modell der Stratosphäre des Forschungszentrums Jülich) (Konopka et al. 2004). Durch einen von CLaMS verschiedenen Mischungsalgorithmus wird eine bessere Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten erzielt.

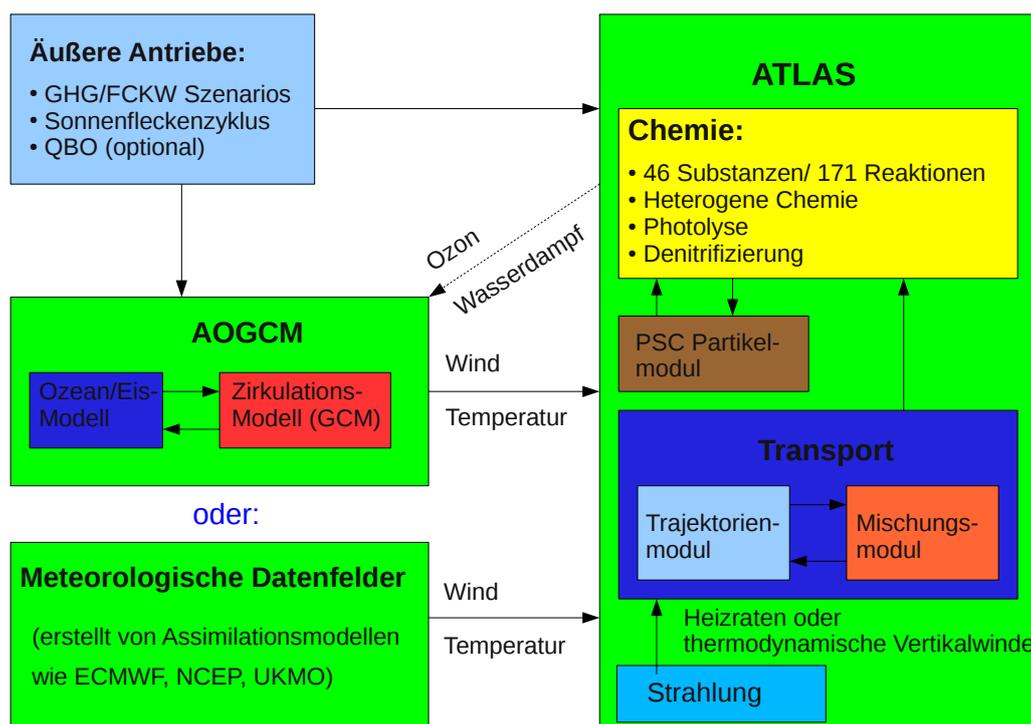


Abbildung 5.1: Modulares Konzept von ATLAS. Quelle: Wohltmann et al. (2010)

Die Abbildung 5.1 verdeutlicht den modularen Aufbau von ATLAS. Zur Initialisierung und als Grundlage der Berechnung der Trajektorien dienen externe meteorologische Felder, die entweder von einem globalen Zirkulationsmodell (engl.: *General Circulation Model*, *GCM*) oder von Reanalyseedaten wie dem vom ECMWF erstellten ERA-Interim-Datensatz (Simmons et al. 2006, 2007)

stammen. Nach der Initialisierung der Trajektorien in der gesamten Modellatmosphäre, wobei eine Trajektorie jeweils ein Luftpaket symbolisiert, erfolgt der Transport (blauer Kasten) der einzelnen Luftpakete mit den Winden aus den meteorologischen Feldern. Auf den Trajektorien wird dann die Chemie in einem Boxmodell (gelber Kasten) berechnet. Das zeitlich daran anschließende PSC-Partikelmodul (brauner Kasten) berechnet die Bildung, das Wachstum oder die Sedimentation polarer stratosphärischer Wolkenpartikel. Zur Simulation einer realistischen Verteilung der Spurengase ist eine Diffusion erforderlich. Da Lagrangesche Modelle keine numerische Diffusion aufweisen, wird die Diffusion durch das alle paar Stunden aktivierte Mischungsmodul (oranger Kasten) innerhalb des Transportmoduls erzeugt. Die Stärke der Diffusion kann durch den Lyapunov-Exponenten, auf den im Nachfolgenden noch genauer eingegangen wird, nach physikalischen Gesichtspunkten modelliert werden, was ein großer Vorteil der Lagrangeschen Modelle gegenüber den Eulerschen ist. Das Mischungsmodul hält die Dichte der Trajektorien konstant, indem es in Gebieten großer Scherung oder Streckung der Strömung Luftpakete hinzufügt oder zusammenlegt, wobei das Mittel der Mischungsverhältnisse der am Mischungsprozess beteiligten Substanzen auf das neue Luftpaket übertragen wird. Dadurch verhindert es das Zusammenballen oder Ausdünnen in bestimmten Regionen. Nach dem Mischen schließt sich ein neuer Transportschritt an, und der Zyklus beginnt von vorn. Der Zeitschritt sowohl für das Mischen als auch für den Transport der Trajektorie ist frei wählbar.

ATLAS ist weder in der Horizontalen noch in der Vertikalen durch ein vorgegebenes Gitter eingeschränkt. Als Vertikalkoordinate kann zum einen der Druck oder zum anderen die potentielle Temperatur verwendet werden. Die zur Druckkoordinate gehörende Vertikalgeschwindigkeit kann aus den Analysedaten entnommen oder über den Hauptsatz der Thermodynamik aus den Temperaturfeldern (Wohltmann und Rex 2008) berechnet werden. Für die isentrope Vertikalkoordinate werden Heizraten benutzt. Eine weitere Möglichkeit bietet die analog zu Konopka et al. (2007) berechnete Hybridkoordinate, die von einer Druckkoordinate in den unteren Modellschichten in eine der potentiellen Temperatur folgende Koordinate in der Stratosphäre übergeht. Dabei wechseln auch die dazugehörigen Vertikalwinde von Analyse- auf heizratenbasierte Daten.

ATLAS beschränkt sich weitestgehend auf die Chemie und Transportprozesse der Stratosphäre und beinhaltet zwei verschiedene von der Modellauflösung abhängige Methoden des Mischens, jedoch ist ihnen der nun folgende Mischungsalgorithmus gemein. Zuerst werden zu jedem Luftpaket die nächsten Nachbarn bestimmt, die zusammen mit dem „zentralen“ Luftpaket das Transport- und optional das Chemiemodul durchlaufen. Anschließend wird geprüft, ob eine kritische Entfernung r_+ zwischen dem „zentralen“ Luftpaket und seinen vorherigen nächsten Nachbarn überschritten worden ist. Wenn dies der Fall ist, wird ein neues Luftpaket in die Mitte zwischen „zentralem“ Luftpaket und dem entsprechenden Nachbarn gesetzt, das als Mischungsverhältnis das Mittel der beiden Luftpakete trägt. Diese Abfrage erfolgt für jeden Nachbarn. Anschließend werden abermals alle nächsten Nachbarn neu bestimmt und nun nach der Unterschreitung einer kritischen Entfernung r_- zwischen „zentralem“ Luftpaket und Nachbar hin überprüft. Findet eine solche Unterschreitung statt, werden alle involvierten Nachbarn und das „zentrale“ Luftpaket selbst gelöscht. An die Position des „zentralen“ Luftpakets tritt nun ein neues, das als Mischungsverhältnis das Mittel der gelöschten (verschmolzenen) Luftpakete aufweist. Mit dem nächsten Aufruf des Mischungsmoduls

startet der Algorithmus von vorn.

Die Methode der nächsten Nachbarn basiert auf einer Delaunay-Triangulation, wobei alle Luftpakete über Dreiecke (2D) oder Tetraeder (3D) derart miteinander verknüpft werden, dass die sie umhüllenden Kreise bzw. Kugeln keine weiteren Luftpakete enthalten. Alle auf diese Art direkt durch Kanten mit einander verbundenen Luftpakete sind als nächste Nachbarn definiert. In der CLaMS-Methode (Konopka et al. 2004), die bei einer Modellauflösung von unter 150 Kilometern zum Einsatz kommt, wird die Atmosphäre vertikal in Schichten gegliedert und jede Schicht im nachfolgenden als Fläche behandelt, auf der numerisch eine 2D-Triangulation vollzogen wird. In der von Wohltmann und Rex (2009) neu entwickelten Methode, die für eine Modellauflösung ab 150 Kilometer greift, werden die nächsten Nachbarn eines Luftpakets in einem begrenzten horizontalen Bereich und in einem Intervall um die jeweilige Höhe jedes einzelnen Pakets bestimmt. Dazu werden zunächst über eine 3D-Triangulation die nächsten und übernächsten Nachbarn jedes Punktes bestimmt. Durch anschließendes Aussortieren aller Luftpakete, die nicht innerhalb eines Höhenintervalls liegen, und einer 2D-Triangulation der übrig gebliebenen Punkte werden erneut die nächsten Nachbarn ermittelt, wobei die vertikale Lage nicht berücksichtigt wird. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass sie bei gleichem Mischungsparameter weniger diffusiv ist und dadurch ein realistischeres Bild des Mischens wiedergibt, weil im Gegensatz zur CLaMS-Methode nun dicht beieinander liegende Luftpakete unabhängig von der Höhenschicht gemischt werden.

Das horizontale Mischen folgt der Annahme, dass dies vor allem in Gebieten großer Scheerung oder Deformation der Strömung stattfindet. Dieses Kriterium wird im Modell mit Hilfe des Lyapunov-Exponenten λ (McKenna et al. 2002) umgesetzt. Der Lyapunov-Exponent ist definiert als

$$dr = \lambda r dt ,$$

wobei r der Abstand zweier Trajektorien zueinander zur Zeit $t = 0$ und dr die im Zeitschritt dt erfolgte Änderung des Abstandes ist. Ein neues Luftpaket wird eingefügt, wenn die Strömung einen kritischen Wert des Lyapunov-Exponenten λ_c überschreitet. Dies kann durch eine kritische Entfernung $r_+ = r_0 \exp(\lambda_c \Delta t)$ beschrieben werden, wenn die obige Gleichung über die Zeit Δt mit einem konstanten Lyapunov-Exponenten λ_c und einem Ausgangsabstand r_0 (Modellauflösung) integriert wird. Da es aber auch Gebiete mit starker Häufung der Luftpakete gibt, wird ein analoger kritischer Abstand r_- für das Unterschreiten benötigt, der aus der Annahme folgt, dass sich in einem inkompressiblen Medium ein Kreis mit kleinem Radius zu einer Ellipse deformiert, deren Achsen gerade die kritischen Abstände r_+ bzw. r_- seien und somit $r_0^2 = r_+ r_-$ gilt. Es folgt somit für die kritischen Abstände

$$r_{\pm} = r_0 \exp(\pm \lambda_c \Delta t) .$$

Dabei gilt, je kleiner der Lyapunov-Exponent ist, desto mehr Luftpakete werden gemischt und desto größer ist der Diffusionskoeffizient. Sowohl der Lyapunov-Exponent λ_c als auch der Mischungszeitschritt Δt sind frei wählbare Steuerungsgrößen des Modells, die durch den Vergleich von Modellergebnissen und Beobachtungsdaten optimiert werden können. Im Gleichgewichtsfall, wenn sich die Anzahl der Luftpakete durch Einfügen und Löschen nicht ändert, entspricht für kleine und große Werte des Lyapunov-Exponenten der Luftpaketabstandsparameter r_0 nahezu der effektiven Model-

laufflösung. Für mittlere Lyapunov-Exponenten ist die effektive Modellauflösung geringer als die angewählte.

Das Chemiemodul läuft als Boxmodell auf den Trajektorien und berücksichtigt 46 chemisch aktive und 3 passive Spurenstoffe (Sauerstoff O_2 , Stickstoff N_2 und Kollisionspartner M), 121 Gasphasenreaktionen, eine heterogene Chemie (7 Reaktionen) auf polaren stratosphärischen Wolken [basierend auf Carslaw et al. (1995) sowie die Photolyse (42 Reaktionen) und ein Lagrangesches Denitrifizierungsmodell [basierend auf dem DLAPSE Partikelmodell von Carslaw et al. (2002)]. Die Lösung der Differentialgleichungen, die vom Kinetic PreProcessor (Sandu und Sander 2006) aus der Liste der Reaktionen erzeugt werden, erfolgt mit Hilfe eines Lösungsschemas für steife Differentialgleichungen (engl.: *stiff solver*), das auf den Numerical Differentiation Formulas (NDFs) basiert. Das Lösungsschema verwendet einen variablen Zeitschritt und fasst die Spurengase nicht in chemischen Familien zusammen.

Die Reaktionskonstanten und die Absorptionsquerschnitte wurden dem Jet Propulsion Laboratory Katalog 2006 (kurz: JPL-Katalog) (Sander et al. 2006) mit Ausnahme des Absorptionsquerschnitts des Cl_2O_2 (Burkholder et al. 1990), entnommen. Die Absorptionsquerschnitte wurden als Funktion des Drucks, der Temperatur, des Sonnenzenitwinkels und der darüberliegenden Ozonsäule bestimmt. Der Sonnenzenitwinkel wird bis 98° bestimmt, was auch eine Photochemie unter Dämmerungsbedingungen in der Polarnacht ermöglicht. Das oberhalb einer jeden Trajektorie liegende Ozon wird interaktiv durch das Modell selbst aus den Ozonmischungsverhältnissen berechnet. Zur Berechnung der Photolyseraten wurde das Strahlungstransfermodell TUV von Madronich und Flocke (1999) verwendet.

In der heterogenen Chemie wird zwischen drei Aerosoltypen unterschieden: einer flüssigen ternären Lösung H_2SO_4 - HNO_3 - H_2O , feste Salpetersäuretrihydrat-Partikel (engl.: *nitric acid trihydrate*, NAT) und Wassereiskristalle. Schwefelsäure (H_2SO_4) liegt nur in der flüssigen Phase vor und wird aus einer Klimatologie entnommen. Die anfängliche Teilchenanzahldichte der ternären Lösung wird auf 10 cm^{-3} gesetzt und die Oberflächendichte des flüssigen Aerosols kann wahlweise vom Modell selbst berechnet oder durch Messungen, wie der aus SAGE-Daten abgeleiteten Oberflächendichteklimatologie (Eyring et al. 2008), vorgeschrieben werden. Die ternäre Lösung wird bei einer Temperatur zwischen $240\text{ K} > T > T_{\text{Eis}}$ gebildet, wobei T_{Eis} die Temperatur ist, unterhalb derer Eiskristalle stabil existieren können. NAT und Eiskristalle bilden sich beim Erreichen ihres Sättigungsdampfdrucks (Hanson und Mauersberger 1988; Marti und Mauersberger 1993). NAT-Partikel wachsen auf Kosten der unterkühlten Tröpfchen der ternären Lösung bei gleichzeitigem Vorkommen beider Aerosolarten, wobei im Modell die Tröpfchenkonzentration und die verfügbare Salpetersäure angepasst wird. Die NAT-Oberflächendichte berechnet sich aus der verfügbaren Salpetersäure (HNO_3) bei Annahme einer Teilchenanzahldichte von 1 cm^{-3} und eines einheitlichen Partikelradius. Ähnliches gilt für die Eiswolkenbildung beim Unterschreiten der Bildungstemperatur T_{Eis} , wobei sich die Oberflächendichte entsprechend aus dem verfügbaren Wasserdampf H_2O bei einer vorgeschriebenen Teilchenanzahldichte von $0,01\text{ cm}^{-3}$ und einem einheitlichen Partikelradius berechnet. Die in den Aerosolpartikeln gebundenen Anteile stehen den Gasphasenreaktionen nicht mehr zur Verfügung. Zusätzliche NAT-Partikel werden nach jedem Mischungsschritt durch das auf dem DLAPSE Modell (Carslaw et al. 2002) basierende Lagrangesche Denitrifizierungsmodell

dul an den Stellen eingefügt, an denen die Bildungstemperatur unterschritten wurde. Diese Partikel nehmen nicht an der heterogenen Chemie teil, sind aber über einen Skalierungsfaktor, der beim Teilchenwachstum zum Tragen kommt, an das umgebende Salpetersäurefeld gekoppelt. Sie werden mit einem einheitlichen Anfangsradius initialisiert und mit dem Trajektorienmodul verlagert, wobei die horizontale Geschwindigkeit dem Analysewindfeld entstammt und die vertikale sich aus der Summe der vom Radius abhängigen Fallgeschwindigkeit des Partikel und der Vertikalgeschwindigkeit der Analyse ergibt. Ein Verdunsten der Partikel tritt ein, wenn deren Radius kleiner Null wird. Beim Verkleinern der Partikel wird Salpetersäure (HNO_3) freigesetzt und beim Anwachsen wird der gasförmige Anteil an Salpetersäure um das entsprechende Maß verringert. Das Lagrangesche Denitrifizierungsmodul entfernt Stickstoff durch Sedimentation von PSC-Partikeln und hemmt aufgrund dessen die Umwandlung von Chlor in ClONO_2 , was einen zusätzlichen Ozonverlust herbeiführen kann.

Ein mikrophysikalischer Prozess außerhalb der heterogenen Chemie ist die Sedimentation von kondensiertem Wasserdampf an der tropischen Tropopause nach Erreichen des Sättigungsdampfdrucks. Darüber hinaus berücksichtigt das Modell vulkanische Aerosolraten aus SAGE-Messungen (Eyring et al. 2008).

5.4 Modellläufe

Für die vorliegende Arbeit wurde ATLAS für die Simulation des Zeitraums vom 1. September bis 31. März der Winter 1989/90 bis 2008/09 eingesetzt. Die Grundlagen der Initialisierung und Berechnung bildet der ERA-Interim-Reanalysedatensatz. Die Reanalysedaten liegen auf 60 Modellflächen auf einem horizontalen Gitter von $2^\circ \times 2^\circ$ alle 6 Stunden vor. Das Modell verwendet für die Integration der Trajektorien eine 4-stufige Runge-Kutta-Methode, einen 30minütigen Trajektorienzeitschritt und einen 12stündigen Mischungszeitschritt. In der Anfangsphase kann es zu einer unrealistischen Verzerrung der Mischungsverhältnisse kommen, weil zu viele Trajektorien initialisiert worden sind. In dieser Einschwingphase, die bis zum Erreichen eines Gleichgewichts des Mischens andauert, kommt es zu deutlich mehr Löschen als Einsetzen von Luftpaketen. Aus diesem Grund startet das Modell bereits am 2. August, so dass bei einem Ausschreibeintervall von 10 Tagen am 1. September die Initialisierung der Tracer erfolgen kann.

Das Modell wurde dabei in einer horizontalen Auflösung von 100km (effektive Auflösung ~ 150 km) und mit der hybriden Vertikalkoordinate betrieben. Die unterste hybride Modellschicht liegt bei 350K (~ 13 km) und die oberste bei 1600K (~ 45 km). Auch die Vertikalwinde wechseln von Analysewerten auf Druckflächen am Boden zu heizratenbasierten Vertikalwinden in der Stratosphäre. Die Heizraten wurden ebenfalls aus ERA-Interim-Daten entnommen. Der Lyapunov-Exponent wurde auf 4d^{-1} gesetzt, was in Bezug auf die gewählte horizontale Auflösung einem optimalen Mischen (Wohltmann und Rex 2009) entspricht.

In den Modellläufen ohne Chemie wurden jeweils insgesamt 78 Tracer vorgegeben, die sich, wie Tabelle 5.1 verdeutlicht, als Kombination von 13 Breitenkreisintervallen nördlicher äquivalenter Breite ([-90 30], [30 35], [35 40], [40 45], [45 50], [50 55], [55 60], [60 65], [65 70], [70 75], [75 80], [80 85] und [85 90] °N äquivalenter Breite) und 6 isentropen Höhenintervallen ([350 450], [450 550], [550 650], [650 750], [750 850], [850 950] K) ergeben.

	[-90 30]	[30 35]	[35 40]	[40 45]	[45 50]	[50 55]	[55 60]	[60 65]	[65 70]	[70 75]	[75 80]	[80 85]	[85 90]
[350 450] K	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8	#9	#10	#11	#12	#13
[450 550] K	#14	#15	#16	#17	#18	#19	#20	#21	#22	#23	#24	#25	#26
[550 650] K	#27	#28	#29	#30	#31	#32	#33	#34	#35	#36	#37	#38	#39
[650 750] K	#40	#41	#42	#43	#44	#45	#46	#47	#48	#49	#50	#51	#52
[750 850] K	#53	#54	#55	#56	#57	#58	#59	#60	#61	#62	#63	#64	#65
[850 950] K	#66	#67	#68	#69	#70	#71	#72	#73	#74	#75	#76	#77	#78

Tabelle 5.1: Nummerierung der Tracer gemäß äquivalentem Breitenintervall und isentropen Höhenintervall

Jede Trajektorie führt diese 78 Tracer mit sich. Bei der Tracerinitialisierung am 1. September wird dem Tracer der Trajektorie der Wert 1 zugesprochen, in dessen Höhen- und Breitenintervall sich die isentrope Höhe und äquivalente Breite der Trajektorie befindet. Den anderen Tracern wird der Wert Null zugeordnet. Durch Mischungsprozesse verringert sich mit der Zeit der Tracerwert. Abbildung 5.2 verdeutlicht für zwei Zeitpunkte die Methode und das Wirken des Modells. Im linken oberen Teil der Abbildung ist Tracer Nummer 48 (Tracer#48) aller Trajektorien, die zwischen 650 und 750 K sowie zwischen 65° und 70° N äquivalenter Breite liegen, zum Initialisierungszeitpunkt (1. September 1989) gegen die geographische Länge, die äquivalente Breite und die Höhe aufgetragen und weist den einheitlichen Wert 1 auf.

Rechts daneben ist die Summe der Tracer nördlich von 65° N äquivalenter Breite (Tracer#48- Tracer#52) dargestellt. Gut ersichtlich ist der über der Polkalotte liegende Polarwirbel mit einheitlichem Tracerwert 1. Außerhalb des Wirbels beträgt der Wert überall 0, wobei diese Luftpakete – zur Wahrung der Übersicht – durch einen kleineren Durchmesser wiedergegeben werden. Der untere Teil der Abbildung 5.2 zeigt die obigen Teilabbildungen zu einem mittwinterlichen Zeitpunkt am 30. Dezember 1989. Das Mischen des Tracer#48 ist zum einen deutlich in der linken dreidimensionalen Teilabbildung an der Tracerwertabnahme und zum anderen an dem Breitlaufen der Tracerspur Richtung Äquator zu erkennen. Dabei sinkt die Tracerspur auf eine isentrope Höhe von rund 550 K ab. Die rechts davon liegende nordpolarstereographische Projektion zeigt die Verteilung der Tracer#48 bis Tracer#52 auf diesem Höhenniveau. Luftpakete mit Tracerwerten unterhalb von 0,1 wurden mit einem geringeren Durchmesser eingezeichnet. Nur wenige Luftpakete in niederen bis mittleren Breiten weisen hohe Werte auf. Der Großteil der Luftpakete mit hohen Tracerwerten konzentriert sich in Polnähe, wobei sich bei 90° östlicher Länge eine Ansammlung von Luftpaketen mit Initialisierungswerten findet. Durch im Wirbelinneren stattfindende Mischungsprozesse sind die Umrisse des über Nordamerika Richtung Sibirien elongierten Polarwirbels nur noch schemenhaft zu erkennen. Letztendlich ermöglichen die Tracer die Bestimmung der Herkunftsgebiete der Luftmassen, die durch das Transportmodul stetig verlagert werden. Somit ist es möglich die Zusammensetzung der im Wirbelkern eingeschlossenen Luftmassen zu bestimmen und, wie es im Kapitel 6 näher erläutert wird, Rückschlüsse auf den Transport von Ozon zu ziehen.

Da sowohl Transport als auch Chemie mitunter gleichzeitig den Ozongehalt bestimmen, ist es wichtig, beide Prozesse und deren Beiträge von einander trennen zu können. Aus diesem Grund wurden neben den oben beschriebenen Transportmodellläufen auch zwei Läufe mit Chemie für den Winter 1999/2000 gerechnet, der vom 1. August bis zum 31. März reicht.

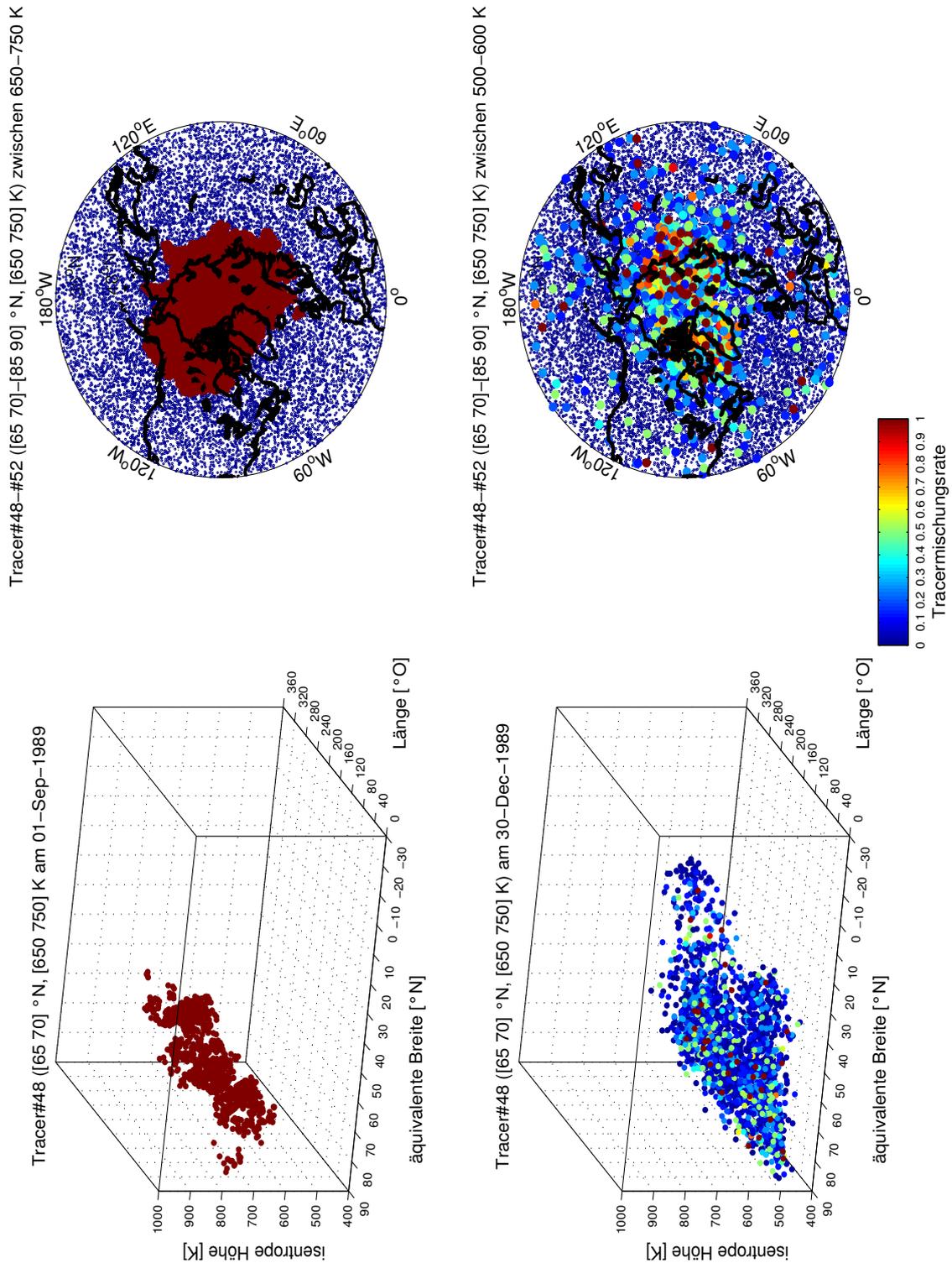


Abbildung 5.2: Linksseitig ist die räumliche Verteilung des Tracers#48 am Initialisierungstag, den 1. September 1989 (oben) und am 30. Dezember 1989 (unten) abgetragen. Rechtsseitig sind in nordpolar stereographischer Projektion die zeitgleichen Mischungsverhältnisse der Tracer#48-#52 dargestellt. Luftpakete mit Mischungsverhältnissen unterhalb von 0,1 sind durch kleine Kreisdurchmesser gekennzeichnet.

Zur Initialisierung der Felder von Wasserdampf (H_2O), Methan (CH_4), Ozon (O_3), Stickstoffdioxid (NO_2 , wobei $\text{NO}_2 = \text{NO}_x$ gesetzt wird) sowie Salzsäure (HCl) dienen die Monatsmittel von August und September 1999 aus HALOE-Daten, die zuvor in eine Funktion der äquivalenten Breite und des Drucks umgerechnet worden sind. Salpetersäure (HNO_3) und Kohlenstoffmonoxid (CO) stammen aus einer Klimatologie, der die Daten des hochauflösenden ACE-FTS Interferometers an Bord des kanadischen SCISAT-1 Satelliten zugrunde liegen. Distickstoffmonoxid (N_2O) leitet sich aus einer N_2O - CH_4 -Tracer-Tracer-Relation, die von ER-2-Flugmessungen und aus Triple-Ballon-Daten abgeleitet worden ist. Da es in den niederen Breiten kaum Messungen gibt, wurde dort eine Wirbel-Tracer-Relation aus den Wintermonaten angesetzt. Zur Initialisierung des Chlordiners (ClONO_2) wurde die Differenz von HCl und Cl_y benutzt, wobei negative Werte auf Null gesetzt worden sind und Cl_y zuvor aus dem auf ER-2-Flügen und Triple-Ballon-Messungen beruhenden Cl_y - CH_4 -Verhältnis berechnet wurde. Bromnitrat (BrONO_2), das im Modell die gesamte Br_y -Familie vertritt, leitet sich aus dem Br_y - CH_4 -Verhältnis (Groß et al. 2002) ab. Ebenfalls aus Tracer-Korrelationen ergeben sich die Initialisierungsdaten für die Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW) (CFC-11, CFC-12) und Halone (Halon-1211) aus den Daten des LACE-Instruments auf dem OMS-Ballonflug (*Observation of the Middle Stratosphere*) vom 19. November 1999. Die Ausgangswerte weiterer FCKW's und verwandter Substanzen (CFC-113, HCFC-22, CCl_4 , CH_3CCl_3 , CH_3Cl , CH_3Br , Halon-1301) sowie die des Kohlenstoffdioxids (CO_2) werden über ihre troposphärischen Mischungsverhältnisse aus dem CCMVal [Eyring et al. (2008) auf Basis von World Meteorological Organisation (WMO) (2007)] und dem Alter der Luft (engl.: *age-of-air*) (Woodbridge et al. 1995; Andrews et al. 2001) bestimmt.

Der zweite Chemielauf wurde mit den Ozonwerten des ersten vom 16. September 1999 zuzüglich einer 30%igen Erhöhung initialisiert. In beiden Chemieläufen wurde am 1. August 1999 ein zusätzlicher Tracer initialisiert, der als passiver Ozontracer fungiert, weil er – auf die Ozonwerte des Initialisierungszeitpunkts gesetzt – keiner chemischen Reaktion unterliegt. Die Differenz des chemisch aktiven und passiven Ozontracers gibt den chemischen Ozonverlust wieder.

Kapitel 6

Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde der Frage nachgegangen, wie es zu der in der Einleitung beschriebenen interannualen Variabilität des Ozons im Dezember kommt. Im Kapitel 4 wurde anhand von Sonden- und Satellitendaten ein Zusammenhang zwischen dem Ozongehalt von September und Dezember aufgezeigt. Auch andere Arbeiten (Fioletov und Shepherd 2003; Kawa et al. 2003, 2005; Sinnhuber et al. 2006) zeigen sogar einen Zusammenhang zwischen dem spätwinterlichen Ozongehalt und vorausgegangener bzw. nachfolgender Monate auf. Jedoch konnte der Ursprung dessen nicht bestimmt werden. Rückwärtstrajektorienrechnungen (Rosenfield und Schoeberl 2001) zeigen den Einfluss der Wirbelbildungsphase auf die Luftmassenzusammensetzung des Polarwirbels auf und der von Weber et al. (2003) gezeigte Zusammenhang zwischen dem Verhältnis des Totalozons von März zu September mit dem Wintermittel des Wärmeflusses motivieren die These, dass die interannuale Ozonvariabilität ihren Ursprung in der Wirbelbildungsphase (September-November) hat und überwiegend dynamisch bedingt ist. Dieser These wird im Abschnitt 6.1 mit Hilfe der Daten aus dem erstellten Beobachtungsdatensatz aus Ozonsonden und Satellitenmessungen als auch aus den ATLAS-Modellrechnungen ohne Chemie nachgegangen. Zur Abschätzung des Einflusses der Chemie wurden für den Winter 1999/2000 zwei Chemieläufe gerechnet, wobei einer als Referenzlauf und der andere mit einer 30%igen Erhöhung des Ozons in der Wirbelbildungsphase als Sensitivitätslauf fungiert. Die Ergebnisse der Modellläufe mit Chemie sind Gegenstand des Abschnitts 6.2.

6.1 Transport und Dynamik

Meridionale und vertikale Transportprozesse, wie die Residualzirkulation, sowie Durchmischungsprozesse nehmen Einfluss auf den Ozongehalt des Polarwirbels. Besonders von der Wirbelbildungsphase bis in den Frühwinter ist die planetarische Wellenaktivität hoch und die Wellen können sich gut in die Vertikale ausbreiten. Auch der noch schwache Polarnachtstrahlstrom stellt nur eine geringe Barriere für den meridionalen Austausch dar. Dadurch kann sich die Zusammensetzung der Luft im Polarwirbel ändern.

In den folgenden Abschnitten wird schrittweise der These nachgegangen, dass es eine Verbindung zwischen dem Ozongehalt und der Wellendynamik während der Wirbelbildungsphase gibt.

Der These nach wird infolge einer hohen Wellenaktivität während der Wirbelbildungsphase viel ozonreiche Luft aus niederen Breiten ins Polargebiet transportiert und in den Polarwirbel eingeschlossen, was zu einem höheren Ozongehalt führt. Verläuft die Wirbelbildungsphase dynamisch ungestörter, zum Beispiel durch eine geringe troposphärische Wellenaktivität, so folgt die Wirbelbildung weitestgehend der thermodynamischen Ausstrahlung und schließt überwiegend ozonarme Luftmassen aus hohen Breiten ein.

6.1.1 Ozon, Zirkulation und Durchmischung

Transport und Durchmischung führen dazu, dass sich der Ozongehalt zum Winterbeginn im Dezember von dem zu Beginn der Zirkulationsumstellung unterscheidet. Dies wird in den nachfolgenden Abschnitten mittels Ozondaten aus Sondenaufstiegen und Satellitenmessungen sowie Modellrechnungen aufgezeigt. Im Vordergrund der Analyse der Ozonvariabilität steht dabei die Identifizierung der treibenden Transportprozesse, die durch meridionale Transporte und Durchmischung oder durch Absinken die im Polarwirbel eingeschlossene Luft beeinflussen.

6.1.1.1 Meridionale Transporte und Durchmischung

In Abbildung 6.1 sind linksseitig die Ozonmischungsverhältnisse der Jahre 1991 bis 2008 für den September und rechtsseitig für den Dezember aus dem Mittel aus Sondendaten und Satellitenmessungen gegen die äquivalente Breite für verschiedene isentrope Flächen abgetragen. Deutlich zu erkennen sind die hohen Werte im Mischungsverhältnis in der mittleren bis oberen Stratosphäre (650 – 950 K). Zur Tropopause hin schwächt sich sowohl das Mischungsverhältnis als auch der Gradient zwischen hohen und niederen Breiten beinahe bis zu einer geringfügigen Umkehrung bei 450 K ab.

Das Dezembermittel weist im Vergleich zu dem Septembermittel in der unteren Stratosphäre eine zunehmende Umkehrung des meridionalen Gradienten mit höheren Mischungsverhältnissen in Polnähe auf. Ab der 650 K-Isentrope zeigt der Gradient wieder äquatorwärts, und mit zunehmender Höhe nimmt die Zunahme an Ozon in hohen Breiten ab. In den niederen Breiten sinken die Werte deutlich unter die Septemberwerte, was zu einer Verminderung des Gradienten beiträgt. Die Ozonzunahme in den unteren Schichten ist der Residualzirkulation geschuldet, die hohe Ozonmischungsverhältnisse nach unten transportiert. Dort akkumuliert es sich aufgrund der Barrierewirkung des Polarwirbelrandes. Eine Ursache für die geringeren Ozonwerte in den niederen Breiten der oberen Stratosphäre ist die Verschiebung der Ozonproduktion auf die Sommerhemisphäre.

Die im Abschnitt 5.4 beschriebenen ATLAS-Modellläufe ermöglichen die Bestimmung der Herkunft der Tracer im Wirbelkern. In der vorliegenden Arbeit werden die äquivalenten Breiten von 65 – 90°N als Wirbelkern zusammengefasst. Diese Definition ist notwendig, weil das Wirbelrandkriterium auf Grundlage der potentiellen Ertelschen Vorticity (Nash et al. 1996) nicht auf den sich erst im Laufe des Septembers ausbildenden Polarwirbel anwendbar ist. So zeigt Abbildung 6.2 jeweils für den 1. September, den Initialisierungstag, und den 3. Januar der Winter 1997/98, 2002/03 und 2004/05 die prozentualen Anteile der im Wirbelkern eingeschlossenen Tracer entsprechend ihrer äquivalenten Initialisierungsbreite auf der 600 K-Isentrope (~ 25 km Höhe). Auf der linken Seite

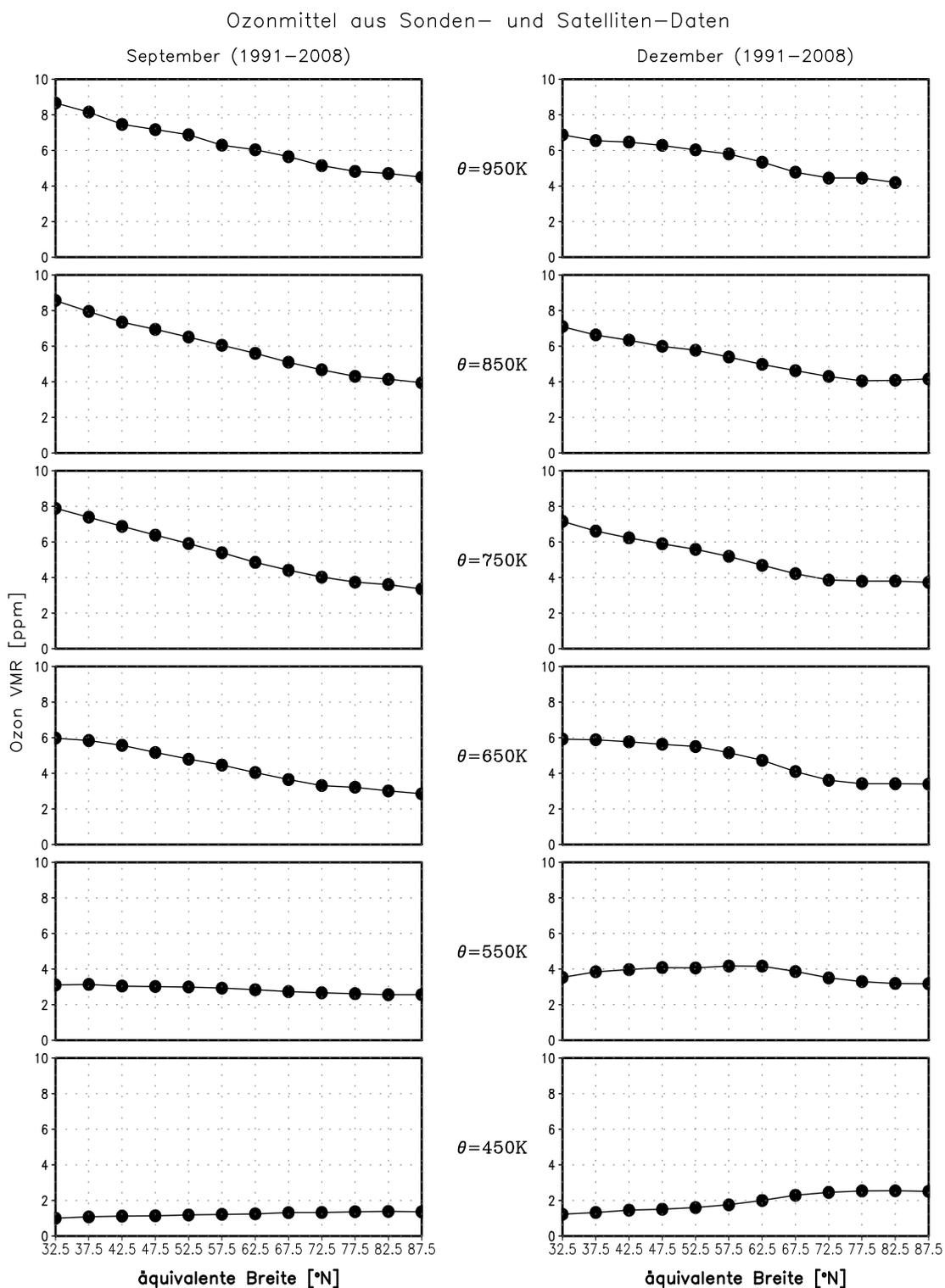


Abbildung 6.1: Von 1991 bis 2008 gemittelte Ozonmischungsverhältnisse für den September (links) und Dezember (rechts) aus Sonden- und Satellitendaten über die äquivalente Breite für verschiedene isentrope Höhen.

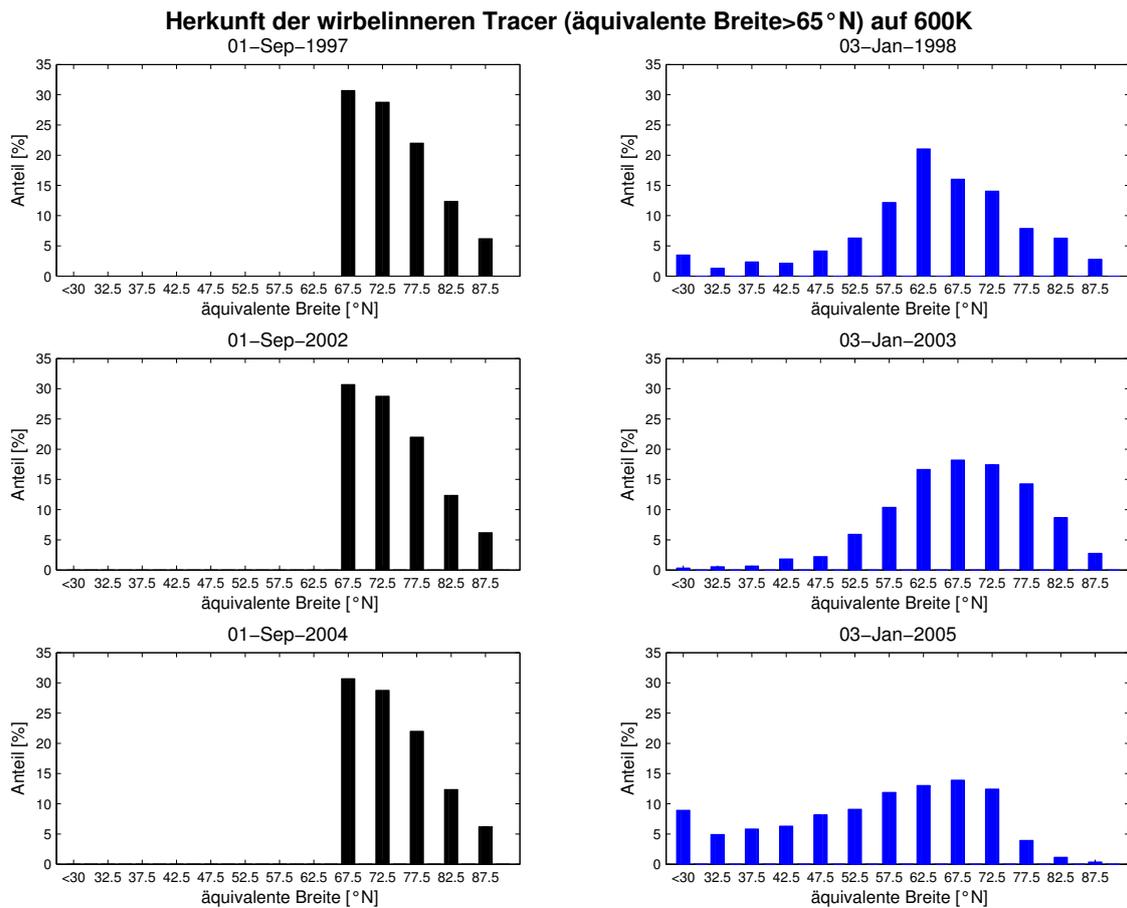


Abbildung 6.2: Meridionale Durchmischung und Transporte anhand der Herkunftsanteile (äquivalenten Initialisierungsbreite) der im Wirbelinneren befindlichen Tracer am Beispiel des 3. Januar für die mit ATLAS modellierte Winter 1997/98, 2002/03 und 2004/05.

ist die September- bzw. Initialisierungsverteilung (schwarz) dargestellt, die infolge der Flächenabnahme zum Pol hin auch abfallende Prozentwerte wiedergibt. Aus diesen Werten gehen die Januarwerte (blau) auf der rechten Seite hervor. Die Januarwerte zeigen deutliche Unterschiede auf. In allen Jahren ist ein Zuwachs an Tracern aus niederen Breiten (südlich von 65°N) zu verzeichnen. Im Jahr 2003 bildet sich eine glockenartige Struktur mit einem Schwerpunkt bei $67,5 \pm 2,5^\circ\text{N}$ aus. Dabei haben sich die Anteile der Tracer aus hohen Breiten um circa 10% reduziert. Der Winter 1997/98 zeigt noch annähernd diese Verteilung jedoch mit einem zu den mittleren Breiten verschobenen Maximum bei $62,5 \pm 2,5^\circ\text{N}$ und einen erhöhten Anteil an Tracern südlich von 40°N. Dies zeugt von deutlich mehr meridionaler Durchmischung als im Winter 2002/03. Die markantesten Unterschiede zeigt der Winter 2004/05 auf, wo es kaum noch Tracer aus hohen und dafür umso mehr aus südlichen Breiten gibt. Der meridionale Transport als auch die meridionale Durchmischung tragen zur interannualen Ozonvariabilität bei und erfolgen weitestgehend von September bis November, wie es die detaillierte zeitliche Entwicklung in Abbildung B.10 im Anhang B verdeutlicht.

Für die Ozonvariabilität im Inneren des Polarwirbels im Dezember scheint der Anteil der während der Bildungsphase eingeschlossenen Luftmassen und deren Ozongehalt entscheidend zu sein. In den folgenden Abschnitten wird der an dieser Stelle postulierte Zusammenhang vertieft und untermauert.

6.1.1.2 Die vertikale Dimension

Nicht nur meridionale Austausch- und Durchmischungsprozesse können den Ozongehalt des Polarwirbels beeinflussen. Die Abbildung 6.3 zeigt für 9 isentrope Höhen zwischen 450 K und 850 K den prozentualen Anteil der Tracer gemäß ihrer initialisierten äquivalenten Breite im Wirbelkern am 3. Januar der Winter 1991/92 bis 2008/09. Dabei sind die prozentualen Anteile zusätzlich nach den 6 Initialisierungsflächen farblich aufgeschlüsselt. Die interannuale Variabilität ist in allen Höhengniveaus gut zu erkennen, ebenso wie die Verschiebung des Traceranteilschwerpunkts zu den niederen Breiten mit der Höhe. So befinden sich ab 750 K isentroper Höhe im Wirbelkern keine Tracer mehr, die nördlich von 65°N äquivalenter Breite initialisiert worden sind. Stattdessen sind diese in die darunterliegenden Schichten abgesunken, was besonders gut im 550 K-Niveau ersichtlich wird, in dem vor allem der Luftanteil aus mittleren bis hohen Breiten überwiegend aus 800 bis 900 K Höhe stammt. Jedoch deutet in manchen Wintern ein hoher Anteil an Luft, die aus niederen Breiten und ähnlichen Höhengniveaus kommt, auf meridionalen Austausch hin. Zur Tropopause hin verlangsamt und beschränkt sich das Absinken weitestgehend auf Luft aus mittleren bis hohen Breiten ($> 60^\circ\text{N}$). Der Luftanteil aus Breiten südlich von 30°N weist nur einen geringen Unterschied zwischen Höhengniveau und Initialisierungshöhe auf und ist über meridionalen Austausch in den Wirbel gelangt. Zum Nachweis dieses Zusammenhangs werden die wirbelinneren Anteile der Luft zum einen nach ihrer initialisierten äquivalenten Breite und zum anderen nach ihrem Initialisierungsniveau aufgeschlüsselt und in Form eines Streudiagramms in Beziehung gesetzt. So zeigt die Abbildung 6.4 die Streudiagramme zwischen dem prozentualen Anteil an Tracern mit einer äquivalenten Initialisierungsbreite südlich von 30°N und dem Anteil der Tracer mit der Initialisierungshöhe 600 K auf der linken Seite bzw. 900 K auf der rechten Seite für den 3. Januar der Winter 1991/92 bis 2008/09 jeweils auf der 600 K-Isentrope. Die Jahreszahlen sind in den entsprechenden Streuquadranten vermerkt. Die Verteilungen zeigen eine deutliche Verbindung auf, die jeweils durch einen auf dem 95% Niveau signifikanten Korrelationskoeffizienten von 0,76 für 600 K und -0,55 für 900 K bestätigt wird. Der linken Teilabbildung ist zu entnehmen, dass ein hoher wirbelinnerer Luftanteil aus niedrigen Breiten mit einem hohen Luftanteil aus dem zur untersuchten Höhe (600 K) korrespondierenden Initialhöhengniveau entstammt. Dieses wird durch die rechte Teilabbildung bestätigt, indem ein hoher Luftanteil aus niedrigen Breiten nicht durch Absinkprozesse aufgebaut wird. Somit erfolgt der höhere Luftanteil aus niedrigen Breiten durch meridionale Transportprozesse, was für die Wirbelbildungsphase spricht. Auch Rosenfield und Schoeberl (2001) fanden in ihren über 7 Monate umfassenden Rückwärtstrajektorienrechnungen vom Frühling zum vorangegangenen Herbst der Winter 1992/93 bis 1999/2000 zwei unterschiedliche Herkunftsgebiete der wirbelinneren Luftmassen. Demnach setzt sich der Ozongehalt im Frühling aus herbstlichen Luftmassen zusammen, die zum einen den niedrigen bis mittleren Breiten der oberen Stratosphäre und Mesosphäre entstammen und sich im Winterverlauf polwärts bewegten und die zum anderen aus den niedrigen bis mittleren Breiten der unteren Stratosphäre kommend in hohen Breiten während der Wirbelbildungsphase in den Polarwirbel gemischt wurden. Der durch Absinkprozesse beeinflusste Luftanteil in der unteren polaren Stratosphäre im Frühjahr variierte bei diesen Simulationen stark von Jahr zu Jahr. In Abbildung 6.5 wird dieser Sachverhalt skizzenhaft verdeutlicht. In einigen Jahren gelangt verstärkt

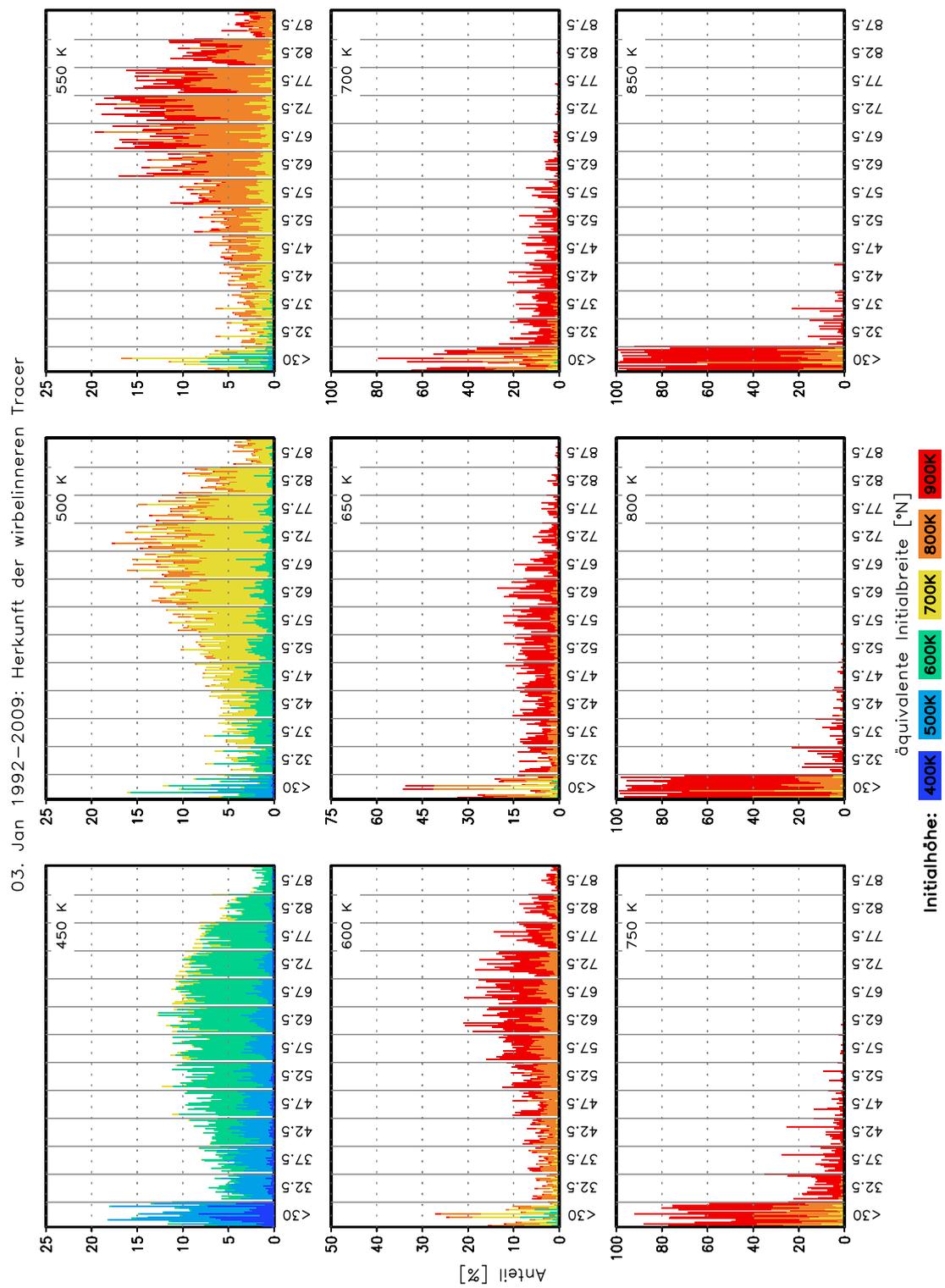


Abbildung 6.3: Prozentuale Anteile der im Wirbelinneren ($\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite) befindlichen über die 6 Initialisierungshöhen (farbig markiert) nach der äquivalenten Initialisierungsbreite zusammengefassten Tracer für jeweils den 3. Januar der Jahre 1992 bis 2009 auf 9 isentropen Flächen zwischen 450 K und 850 K.

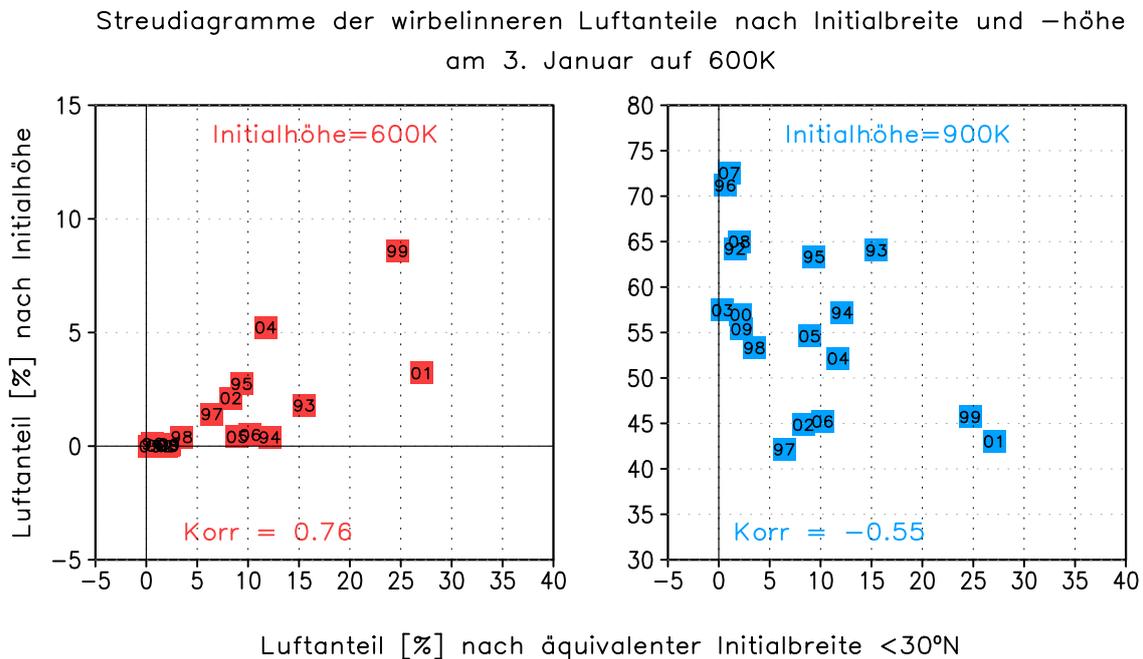


Abbildung 6.4: Streudiagramme der wirbelinneren prozentualen Anteile an Tracern mit einer Initialisierungsbreite $< 30^\circ\text{N}$ und der Tracer mit einer Initialisierungshöhe von 600 K (links) und 900 K (rechts) am 3. Januar der Winter 1991/92 - 2008/09 auf der 600 K-Isentrope.

ozonreiche Luft aus niedrigen Höhen und niedrigen Breiten über die meridionale Durchmischung in das Wirbelinnere. Hingegen findet in anderen Jahren das Absinken im Polarwirbel isolierter statt, so dass ein geringerer Anteil von Luft aus niedrigen Breiten und niedrigen Höhen eingemischt wird. Der meridionale Transport beeinflusst die Luftmassenzusammensetzung des Polarwirbels. Da aber auch der Ozongehalt, wie es Abbildung 6.1 zeigt, einen markanten äquatorwärts gerichteten Gradienten aufweist, liegt der Schluss nahe, dass ein hoher wirbelinnerer Luftanteil aus niederen Breiten mit höheren Ozonwerten in Verbindung steht. In der Abbildung 6.6 sind auf der linken Skala stets für die 600 K-Isentrope die prozentualen wirbelinneren ($\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite) Luftanteile mit einer äquivalenten Initialisierungsbreite südlich von 30°N (schwarze Kurve), mit einer Initialisierungshöhe von 600 K (rote Kurve) und 900 K (blau Kurve) jeweils gegen den 3. Januar der Winter 1991/92 bis 2008/09 abgetragen. Die rechte Skala der Abbildung zeigt den zum Zeitpunkt entsprechenden aus Sonden- und Satellitendaten ermittelten wirbelinneren Ozongehalt (graue Kurve) an. Eine gute Übereinstimmung im Kurvenverlauf zeigt der Ozongehalt zum einen mit dem Luftanteil aus 600 K-Initialisierungshöhe und zum anderen mit dem Luftanteil mit einer äquivalenten Initialisierungsbreite südlich von 30°N . Ein eher gegenläufiges Verhalten zum Ozongehalt offenbart die Zeitreihe mit einer Initialisierungshöhe von 900 K. Dieser Zusammenhang wird im folgenden Abschnitt Gegenstand der Diskussion sein.

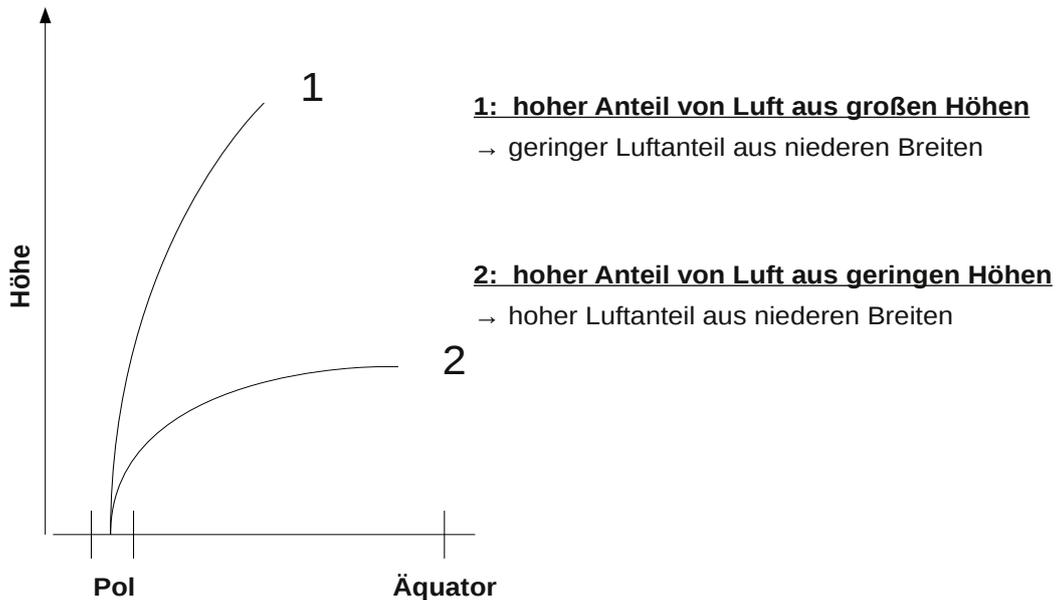


Abbildung 6.5: Skizze zur Entstehung der Luftzusammensetzung des Polarwirbels

6.1.1.3 Luftmassenherkunft und Ozongehalt im Polarwirbel

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass die Zusammensetzung der Luft im Wirbelkern sowohl durch dynamische meridionale als auch vertikale Prozesse beeinflusst wird und damit von der Herkunft der Luftmassen (Abbildungen 6.2 bis 6.4) abhängt. Die Abbildung 6.6 deutet einen über die meridionale Abhängigkeit des Ozons möglichen Zusammenhang zwischen der Herkunft der Luftmassen und dem Ozongehalt im Polarwirbel an.

Für die 650 K-Isentrope zeigt die Abbildung 6.7 die Zeitreihen des ab 65°N äquivalenter Breiten flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Sonden- und Satellitendaten und die Zeitreihen des prozentualen Anteils der nach ihrem äquivalenten Initialisierungsbreitenintervall aufgeschlüsselten Luftmassen für den 3. Januar der Winter 1991/92 bis 2008/09, wobei die Jahresangabe zum Datum korrespondiert (d.h. 3. Januar '92 steht für den Winter 1991/92). Dabei sind die Zeitreihen der Luftanteile als rote Linien und die des wirbelinneren Ozonmischungsverhältnisses als schwarze Linie eingezeichnet. Die auf der linken Seite aufgetragene Skala für den Ozongehalt und die rechtsseitig aufgetragenen Skalen für die Luftanteile weisen die gleiche Färbung wie die entsprechenden Zeitreihen auf. In roter Schrift ist jeweils oben links in jeder Teilabbildung die Initialisierungsbreite der Luftmassen vermerkt. Die Gegenüberstellung der Zeitreihen erfolgt mit zunehmendem Breitenintervall von links nach rechts vom unteren zum oberen Rand. Die Kurvenverläufe für die Luftanteile aus den niederen äquivalenten Breitenintervallen ($< 30^\circ\text{N}$ bis $42,5 \pm 2,5^\circ\text{N}$) zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem wirbelgemittelten Ozonmischungsverhältnis. Für die äquivalenten Breitenintervalle nördlich von $57,5^\circ\text{N}$ weisen die Zeitreihen einen gegenläufigen Verlauf

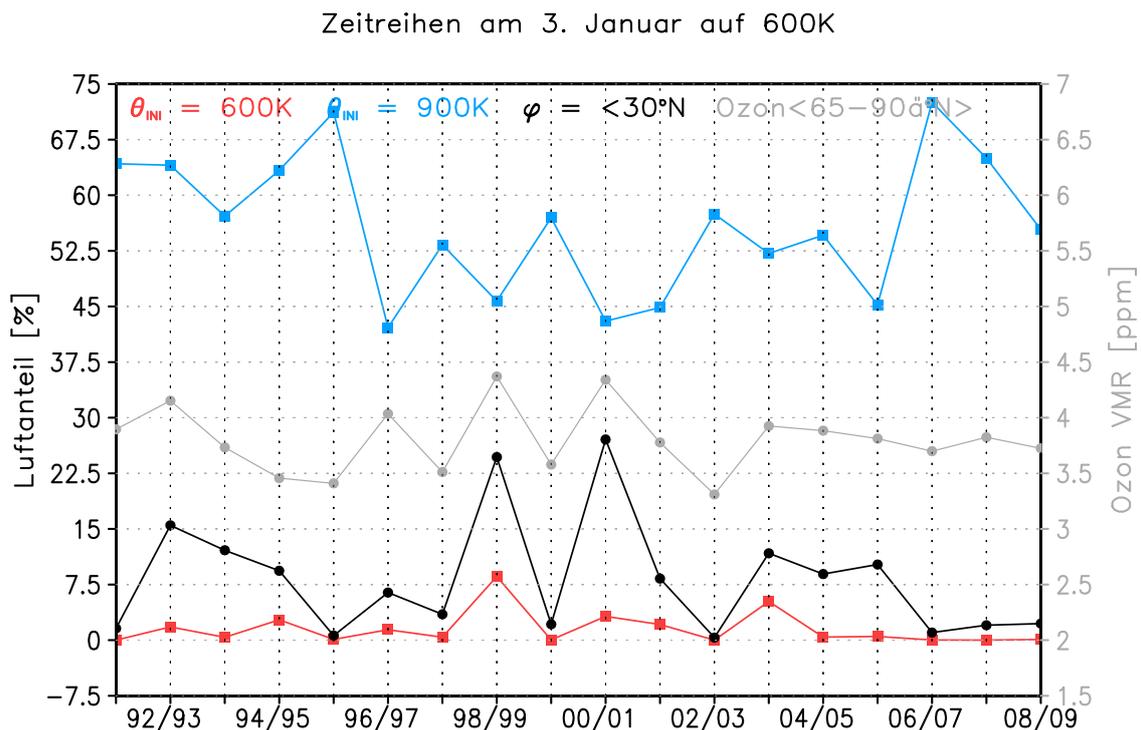


Abbildung 6.6: Zeitlicher Verlauf der prozentualen Anteile der auf der 600K-Isentrope im Wirbelinneren ($\geq 65^{\circ}N$ äquivalente Breite) befindlichen Tracer mit einer Initialisierungshöhe von 600 K (rote Kurve), 900 K (blaue Kurve) bzw. mit einer äquivalenten Initialisierungsbreite $< 30^{\circ}N$ (schwarze Kurve) und des wirbelinneren Ozons (graue Kurve und rechte Skala).

auf, der am Beispiel des Initialisierungsbreitenintervalls $62,5 \pm 2,5^{\circ}N$ sehr gut ersichtlich ist. So trägt ein dominanter Luftanteil aus hohen äquivalenten Breiten nur zu einem geringen Ozongehalt bei. Dieses Verhalten spiegelt sich in den Korrelationskoeffizienten der Zeitreihen wider, der in blauer Schrift jeweils oben links in jeder Teilabbildung angegeben ist und hohe positive Werte für die niederen äquivalenten Breiten und hohe negative für die hohen äquivalenten Breiten annimmt.

In der linken Teilabbildung von Abbildung 6.8 sind die in Abbildung 6.7 in blauer Schrift angegebenen Korrelationskoeffizienten zusammengefasst über die äquivalente Breite abgetragen. Dabei fällt auf, dass sich vor allem die Korrelationswerte der niedrigen und mittleren bis hohen Breiten oberhalb des 95% Signifikanzniveaus befinden und dass ein hoher Ozongehalt stark mit der Herkunft aus niederen Breiten ($< 30^{\circ}N$ bis $45^{\circ}N$ äquivalenter Breite) verbunden ist.

Die rechte Teilabbildung fasst die Korrelationen über die Höhe und äquivalente Breite zusammen, wobei stets Ozongehalt und Luftmassenanteil aus demselben Höhengiveau mit einander korreliert worden sind. Die Korrelationskoeffizienten sind derart farbig kodiert, dass der Wechsel von negativen Werten zu positiven durch einen Farbübergang von blau über grün zu rot erfolgt. Werte oberhalb des 95% Signifikanzniveaus sind durch einen verstärkten schwarzen Rahmen mit einem mittigen Punkt hervorgehoben. Die hohen negativen Korrelationswerte konzentrieren sich vor allem in den hohen äquivalenten Breiten zwischen 500 und 700K. Dem gegenüber stehen die durchgän-

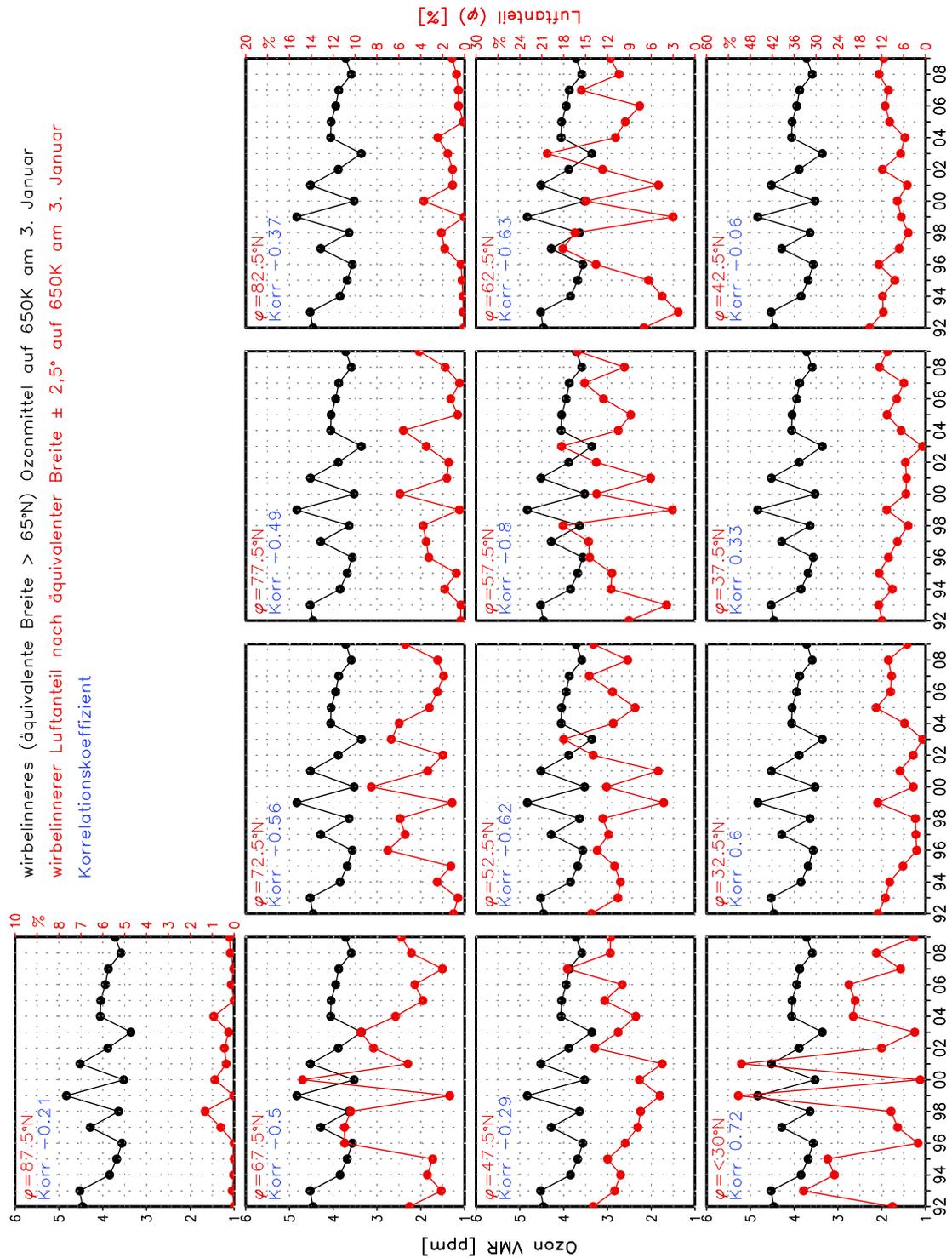


Abbildung 6.7: Zeitreihen des wirbelinneren Ozongehalts (Flächenmittel $\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite, schwarze Kurve) und des prozentualen Anteils der Luft im Wirbelinneren (äquivalente Breite $\geq 65^\circ\text{N}$) gemäß deren äquivalenten Initialisierungsbreiten (rote Kurven) am 3. Januar der Jahre 1992 bis 2009 für die 650-K-Isentrope. In blauer Schrift sind die Korrelationskoeffizienten beider Zeitreihen angegeben.

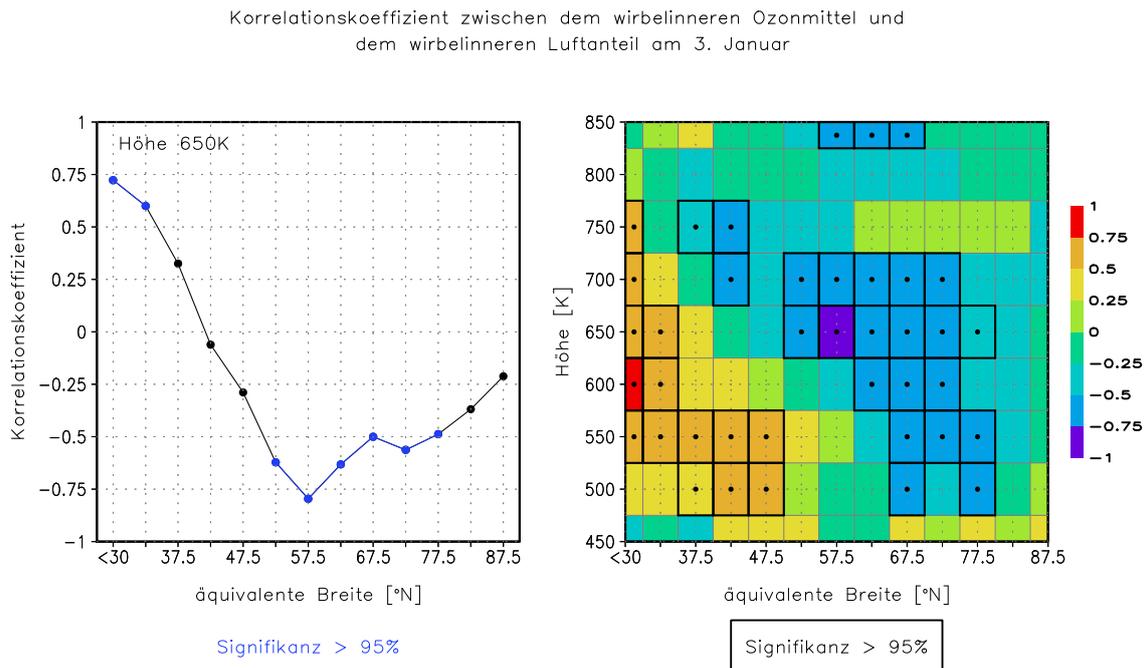


Abbildung 6.8: Korrelation zwischen den Zeitreihen des wirbelgemittelten (Flächenmittel $\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite) Ozonmischungsverhältnisses und des Luftanteils gemäß seines Initialisierungs-breitenintervalls auf der linken Seite für die 650K-Isentrope und auf der rechten Seite als Höhen-Breiten-Schnitt. Korrelationswerte mit einer Signifikanz über 95% sind linksseitig in Blau gehalten und rechtsseitig durch einen verstärkten Rahmen mit einem mittigen Punkt hervorgehoben.

gig hohen positiven Korrelationswerte der niederen Breiten in diesem Höhenbereich. Oberhalb der 750K-Isentrope verliert sich das Signal. Eine ausführliche Erklärung des Signalverlusts erfolgt im Abschnitt 6.2.

Da der Ozongehalt auch über Absinkprozesse verändert werden kann, zeigt die Abbildung 6.9 nun in Analogie zur Abbildung 6.7 die Zeitreihen des wirbelinneren Ozongehalts und des nach der Initialisierungshöhe aufgeschlüsselten prozentualen Luftmassenanteils des Polarwirbels auf der 650K-Isentrope. Die Verläufe der Kurven mit den Luftanteilen aus den angrenzenden Initialisierungshöhen (600K und 700K) zeigen einen ähnlichen Verlauf, wobei die Luftanteile der 700K-Initialisierungshöhe dominieren. Mit zunehmender Initialisierungshöhe stellt sich eine geringfügige Gegenläufigkeit der Kurven ein.

Dies bestätigen auch die Korrelationswerte zwischen den Zeitreihen in Abbildung 6.10, die linksseitig die bereits aufgezeigten Korrelationskoeffizienten über die Initialisierungshöhen auf der 650K-Isentrope und auf der rechten Seite über den gesamten betrachteten Höhenbereich darstellt. Dabei sind auf der linken Seite die Werte für die Initialisierungsflächen unterhalb des betrachteten Höhenniveaus nicht eingezeichnet, was dem im Wirbelinneren dominierenden Absinken, was sich in den nur sehr geringen prozentualen Anteilen widerspiegelt, Rechnung trägt. Auch der Vergleich mit der Höhe zeigt nur signifikante Korrelationen zu den angrenzenden Initialisierungshöhen. So liegt der Schluss nahe, dass eine Variation des Ozongehalts vornehmlich über die meridionale Ebene erfolgt. In der unteren Stratosphäre ist das Signal diffus.

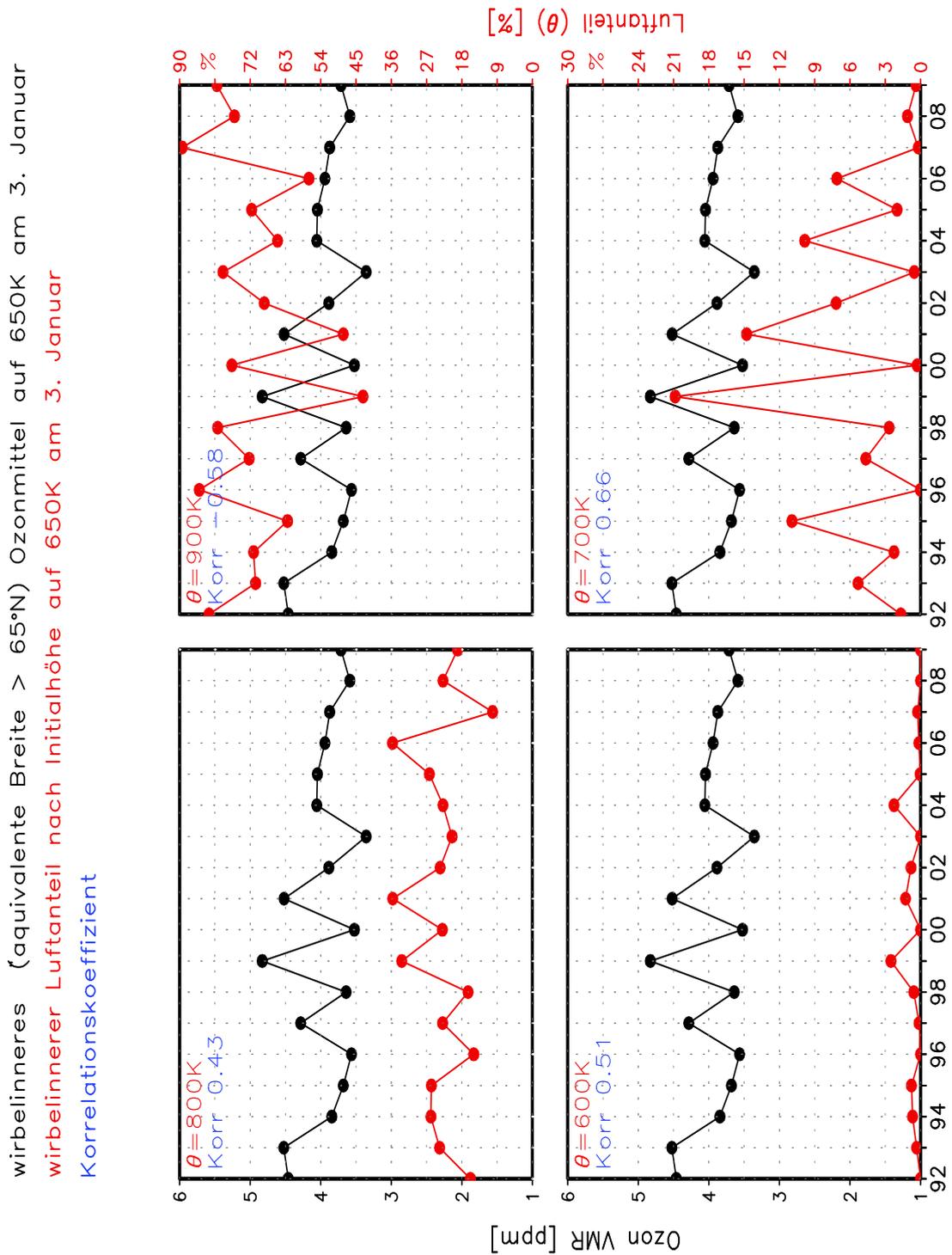


Abbildung 6.9: Zeitreihen des wirbelinneren Ozongehalts (Flächenmittel $\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite, schwarze Kurve) und des prozentualen Anteils der Luft im Wirbelinneren (äquivalente Breite $\geq 65^\circ\text{N}$) gemäß deren Initialisierungshöhe (rote Kurven) am 3. Januar der Jahre 1992 bis 2009 für die 650-K-Isentrope. In blauer Schrift sind die Korrelationskoeffizienten beider Zeitreihen angegeben.

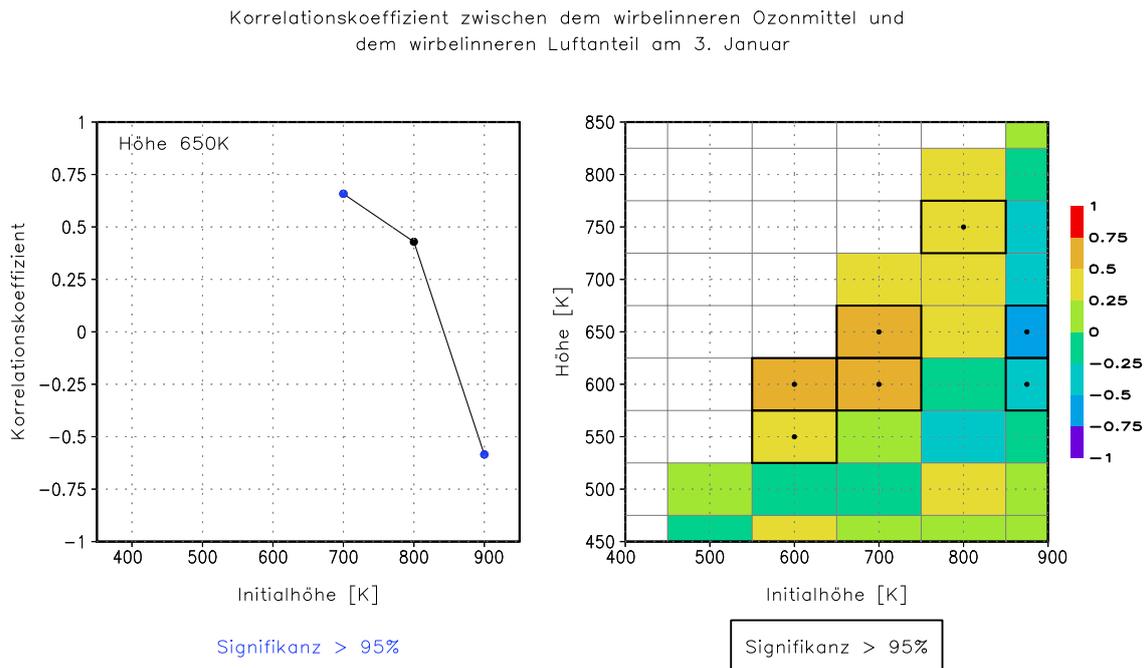


Abbildung 6.10: Korrelation zwischen den Zeitreihen des wirbelgemittelten (Flächenmittel $\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite) Ozonmischungsverhältnisses und des Luftanteils gemäß seiner Initialisierungshöhe auf der linken Seite für die 650K-Isentrope und auf der rechten Seite über die isentrope Höhe von 450 – 850 K. Korrelationswerte mit einer Signifikanz über 95% sind linksseitig in Blau gehalten und rechtsseitig durch einen verstärkten Rahmen mit einem mittigen Punkt hervorgehoben.

Abschließend betrachtet, geben die aufgezeigten Korrelationsrechnungen einen strukturellen Zusammenhang zwischen der Zusammensetzung der wirbelinneren Luftmassen und dem Ozongehalt im Wirbel wieder. Dabei hat die durch die äquivalente Breite bestimmte Herkunft der Luftmassen einen größeren Einfluss auf den Ozongehalt und somit dominieren im Frühwinter meridionale Durchmischungs- und Austauschprozesse die Ozonvariabilität.

6.1.2 Zusammenhang von Luftmassenherkunft und Wellenaktivität

Die meridionalen Durchmischungs- und Austauschprozesse werden von der Wellenaktivität und deren Aufwärtspropagieren und Dissipieren angetrieben. Der dadurch verursachte Luftmassenaustausch zwischen niedrigen und hohen Breiten führt zu einer Abschwächung des meridionalen Ozongradienten. Da die Ausbreitung von Wellen von ihren Anregungsgebieten in der Troposphäre bis tief in die Stratosphäre hinein jedoch in den hohen Breiten im Sommer durch Ostwinde und im Winter durch zu starke Westwinde in der Regel unterdrückt wird, ist die meridionale Durchmischung in den hohen Breiten der Stratosphäre meist nur schwach und führt dazu, dass meridionale Ozongradienten aufrecht erhalten bleiben. Jedoch gibt es Zeiträume, wie die Wirbelbildungsphase, in denen die Wellenaktivität und deren vertikale Ausbreitung begünstigt sind. Das Auftreten solcher Phasen kann die Ozonvariabilität in den hohen Breiten steuern. In Jahren vornehmlich isolierten Absinkens gelangt weniger Ozon in den Polarwirbel der mittleren und unteren Stratosphäre als in den Jahren, in denen Phasen erhöhter Durchmischung vermehrt ozonreiche Luft aus niedrigeren Breiten in den

Wirbel führen. Demzufolge ist es nunmehr entscheidend Kenngrößen herauszuarbeiten, die sowohl das Ausmaß der Wellenanregung von unten als auch die Bedingungen für die vertikale Ausbreitung der Wellen in die Stratosphäre beschreiben. Dabei bieten sich sowohl der Eliassen-Palm-Flussvektor (Abschnitt 2.3.3) als auch das Charney-Drazin-Kriterium (Abschnitt 2.3.2) an.

Der Eliassen-Palm-Flussvektor ist ein Maß für die Stärke und die Ausbreitungsrichtung der Wellenaktivität. Seine Divergenz gibt gerade nach dem TEM-Formalismus (Abschnitt 2.5.2) die Stärke der Wellendissipation wieder, die die meridionalen Massenflüsse kontrolliert. Um jedoch den Einfluss der Wellenanregung auf die Zusammensetzung der Polarwirbelluft zu ermitteln, wird an dieser Stelle die vertikale Komponente des EP-Flusses F_z durch die 100hPa-Fläche benutzt, da diese als Maß für die vertikale Ausbreitung troposphärischer planetarischer Wellen in die Stratosphäre gilt.

Korrelationskoeffizient zwischen dem wirbelinneren Luftanteil am 3. Januar und dem zeitlichen Mittel (1. August – 30. November) der flächengemittelten (45–75°N) Vertikalkomponente des EP-Flusses in 100hPa der Winter 1991/92–2008/09

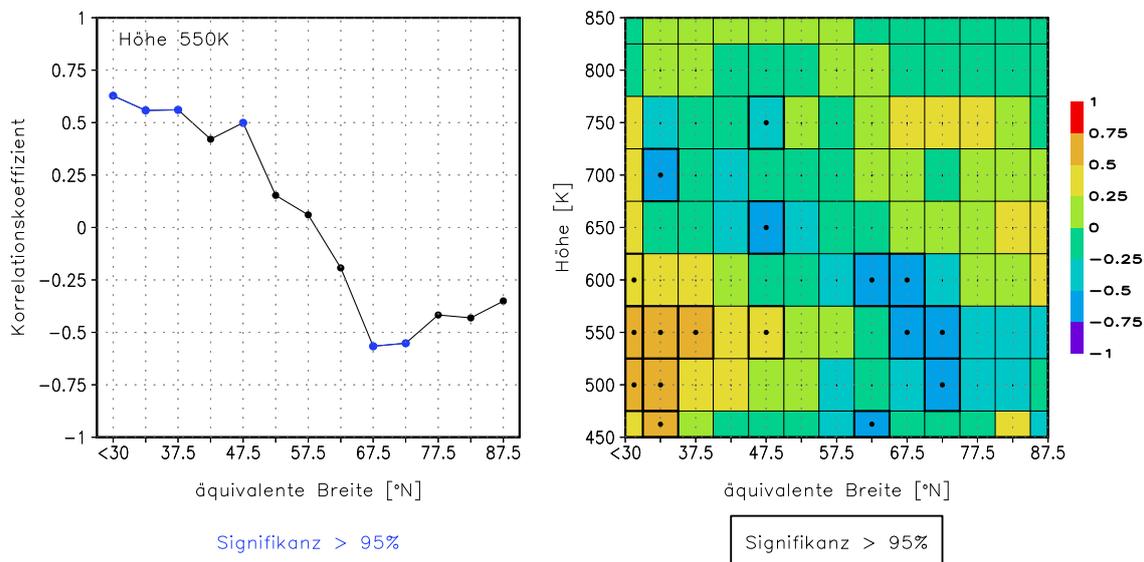


Abbildung 6.11: Korrelation zwischen den Zeitreihen des zeitlich (1. August - 30. November) gemittelten EP-Flusses und des wirbelinneren (äquivalente Breite $\geq 65^\circ\text{N}$) Luftanteils gemäß seines Initialisierungsbreitenintervalls auf der linken Seite für die 650 K-Isentrope und auf der rechten Seite als Höhen-Breiten-Schnitt. Korrelationswerte mit einer Signifikanz über 95% sind linksseitig in Blau gehalten und rechtsseitig durch einen verstärkten Rahmen mit einem mittigen Punkt hervorgehoben.

Die von Ingo Wohltmann (AWI) basierend auf ERA-Interim-Daten für die 100hPa-Fläche bereitgestellte von 45 – 75 °N flächengemittelte Vertikalkomponente des EP-Flusses F_z wurde über den Zeitraum 1. August bis 30. November für die Jahre 1991 bis 2008 gemittelt und mit dem prozentualen Anteil der wirbelinneren Luftmassen am 3. Januar der Winter 1991/92 bis 2008/09 korreliert. Die Abbildung 6.11 zeigt linksseitig die Werte dieser Korrelation für die 550K-Isentrope, abgetragen über die äquivalente Initialisierungsbreite der Luftmassen. Korrelationswerte über dem 95% Signifikanzniveau sind dabei blau eingezeichnet. Gut zu erkennen ist, dass bei einer hohen, verti-

kalen Wellenaktivität der Luftanteil aus niederen Breiten bis 50°N ebenfalls hoch ist, wohingegen der mittlerer bis hoher Breiten ($65 - 85^{\circ}\text{N}$) gering ist. Die dazugehörigen Zeitreihendarstellungen stellt die Abbildung B.5 im Anhang B dar.

Anhand einer Studie mit einem multiplen linearen Regressionsmodell und der CATO-Ozonklimatologie gelang es Brunner et al. (2006) aufzuzeigen, dass ein verstärkter Wellenantrieb (umgesetzt über den EP-Fluss) zu großen positiven Ozonanomalien nördlich von 60°N und negativen im Bereich der tropischen und subtropischen Breiten in der unteren Stratosphäre führt. Diese Aussage wird durch die linke Seite der Abbildung 6.11 und dem im vorangegangenen Unterabschnitt 6.1.1.3 aufgezeigten Zusammenhang zwischen der Luftmassenzusammensetzung des Polarwirbels und dessen Ozongehalts bestätigt, indem eine hohe Wellenaktivität zu einem erhöhten Luftanteil aus niedrigen Breiten und damit auch zu mehr Ozon im Polarwirbel beiträgt. Die gezeigten Korrelationen stützen die These, dass die Herkunft der wirbelinneren Luftmassen zu Beginn des Winters und damit die Zusammensetzung der Polarwirbelluftmassen und der wirbelinnere Ozongehalt von der Wellenaktivität während der Wirbelbildungsphase beeinflusst wird. Jedoch setzt sich dieser breitenabhängige Verlauf der Korrelation nicht mit der Höhe fort, wie es die rechte Teilabbildung verdeutlicht, in der die signifikanten Werte durch einen verstärkten Rahmen mit mittigem Punkt markiert sind. Neben der Abnahme der Korrelationswerte und deren Signifikanz kommt es sogar zu einer allmählichen Umkehr des Signals ab 650 K. Diese Umkehr ist den sich mit der Höhe verändernden Ausbreitungsbedingungen in der Stratosphäre geschuldet, die durch die Wellen selbst modifiziert werden. So kann eine verstärkte troposphärische Wellenaktivität zu einem erhöhten Welleneintrag in die Stratosphäre führen, der einen Zusammenbruch des Polarwirbels in der unteren Stratosphäre hervorrufen kann. Die damit verbundene Zirkulationsumstellung auf Ostwinde blockiert eine weitere Wellenausbreitung bis tief in die Stratosphäre. Dadurch kann sich in der oberen Stratosphäre ein besonders starker, kalter und undurchmischter Polarwirbel etablieren (Manney et al. 2008). Diesem wellengetriebenen Wechsel der Ausbreitungsbedingungen kann die Vertikalkomponente des EP-Flusses durch die 100 hPa-Druckfläche nicht gerecht werden, da sie lediglich den Antrieb aus der Troposphäre erfasst.

Aus diesem Grund muss für den Nachweis ein Maß verwendet werden, dass die innerstratosphärischen Ausbreitungsbedingungen berücksichtigt. In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, dass dies durch Einbindung des Charney-Drazin-Kriteriums in die Analyse erreicht werden kann.

6.1.3 Wirbelbildungsphase nach dem Charney-Drazin-Kriterium

Die stratosphärische Sommerzirkulation ist durch einen polysymmetrischen Wirbel mit einem östlichen Grundstrom charakterisiert. Charney und Drazin (1961) zeigten, dass sich bei östlichen Winden oder zu starken westlichen Winden stationäre Wellen aus der Troposphäre nicht in die Stratosphäre und höher ausbreiten können. Demnach gibt es abhängig von der Wellenlänge eine kritische zonale Windgeschwindigkeit größer Null, unterhalb derer die Wellen in die Vertikale propagieren können. Die Umstellung von der Sommer- zur Winterzirkulation bietet mit dem von Ost auf West drehenden und nur allmählich zunehmenden Grundstrom ein Fenster für die vertikale Ausbreitung von Wellenaktivität aus der Troposphäre in die Stratosphäre hinein sowie damit verbundenen meri-

dionalen Austausch- und Durchmischungsprozessen. Dafür spricht auch die ausgeprägte Zunahme der Variabilität des wirbelinneren Ozongehalts von September auf Oktober in Abbildung 4.2.

6.1.3.1 Stratosphärische Dynamikfenster in der Zirkulationsumstellung

Die im Charney-Drazin-Kriterium (Abschnitt 2.3.2) enthaltene und vertikale Wellenausbreitung begrenzende kritische Rossby-Wellengeschwindigkeit wurde mit Hilfe der ERA-Interim-Daten nach Gleichung 2.21 für die zonalen Wellenzahlen 1 bis 5 (d.h. k_i mit $i = 1, \dots, 5$) in dem Breitenbereich $44 - 76^\circ\text{N}$ von August bis März der Winter 1991/92 bis 2008/09 berechnet.

Die Abbildung 6.12 zeigt für die 650 K-Isentrope in der oberen Teilabbildung den zeitlichen Verlauf vom 1. August 1998 bis 31. März 1999 der minimalen und maximalen zonal gemittelten zonalen Windgeschwindigkeit zwischen $44 - 76^\circ\text{N}$ sowie das dazugehörige Flächenmittel. Daran schließen sich von oben nach unten die über denselben Breitenbereich aufgetragenen Zonalmittel der kritischen zonalen Rossby-Wellengeschwindigkeit für die zonalen Wellenzahlen 1 bis 5 an. Den Abschluss bildet die zeitliche Entwicklung der Zonalmittel der zonalen Windgeschwindigkeit.

Gegen Ende August erfolgt die Umstellung von Ost- auf Westwinde, was sowohl in der untersten als auch obersten Teilabbildung ersichtlich wird. Bis zum Ende des Novembers etabliert und verstärkt sich die Westströmung, um danach im Dezember eine deutliche Abschwächung und in den hohen Breiten sogar eine Windumkehr zu erfahren. Dabei handelt es sich um eine sehr frühe mittwinterliche Stratosphärenenerwärmung, der Anfang Januar ein weiterer schwächerer Zirkulationsumkehrimpuls folgt. Diese mittwinterlichen Stratosphärenenerwärmungen treten im Winter als auch von Winter zu Winter sehr sporadisch hinsichtlich Zeit und Anzahl in Erscheinung und variieren zusätzlich in ihrer Intensität. So finden sich in der Zeitreihe Winter mit mehreren großen oder kleinen Erwärmungen oder sogar ohne jegliche mittwinterliche Erwärmung. In der darauf folgenden Zeit erholte sich der Polarwirbel und die Westströmung verstärkte sich zunehmend bis Anfang März eine zweite große Stratosphärenenerwärmung, die sogenannte spätwinterliche Erwärmung (engl.: *final warming*), den zonal gemittelten Wind bis zum 44igsten Breitenkreis auf Ost drehte.

Diesen zeitlichen Verlauf spiegeln auch die in den mittleren Teilabbildungen dargestellten zonalen Mittel der kritischen zonalen Rossby-Wellengeschwindigkeit der Wellenzahlen 1 bis 5 wieder, wobei nur die Zonalmittel der kritischen zonalen Rossby-Wellengeschwindigkeit eingezeichnet sind, wenn gleichzeitig ein positives und vom Betrag geringeres Zonalmittel der zonalen Windgeschwindigkeit gegeben ist. So weist die kritische zonale Rossby-Wellengeschwindigkeit der Welle-1 (zweite Teilabbildung von oben) während der Zirkulationsumstellung im Herbst und in den Erwärmungsphasen größere Lücken auf. Aber auch die hohen Zonalmittel des Februars sind deutlich zu erkennen. Da das Zonalmittel der kritischen zonalen Rossby-Wellengeschwindigkeit eine ausgeprägte meridionale Abnahme zu den hohen Breiten aufweist, sind auch kleinere Lücken in hohen Breiten zu finden. Auch mit größer werdender Wellenzahl (nach unten anschließende Teilabbildungen) nimmt mit dem Betrag der zonal gemittelten kritischen zonalen Geschwindigkeit gleichfalls die farbig codierte Fläche ab. Gerade diese Fläche steht für die Möglichkeit der vertikalen Wellenausbreitung und zeigt anschaulich die Filterwirkung der zonalen Grundströmung auf die großen

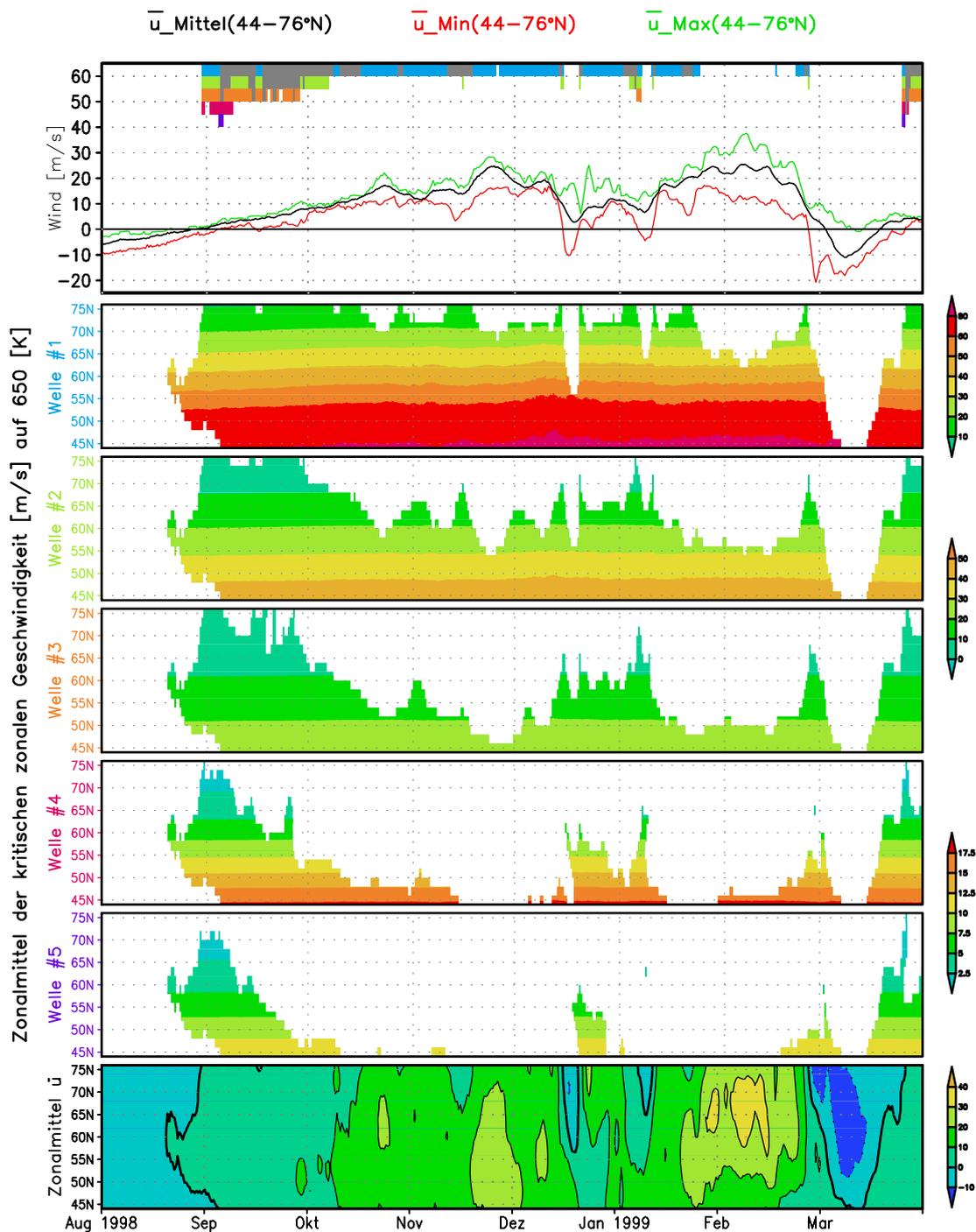


Abbildung 6.12: Die oberste Teilabbildung zeigt das minimale, maximale und Flächenmittel der Zonalmittel des zonalen Windes sowie die Tage, an denen 80% bzw. 100% (graue Balken) der Breitenkreise zwischen $44 - 76^{\circ}\text{N}$ á 2° Abstand das Charney-Drazin-Kriterium (CDK) erfüllen. Nach unten schließen sich die Zonalmittel der kritischen zonalen Rossby-Wellengeschwindigkeit nach dem CDK für die Wellenzahlen 1-5 vom 01.08.1998 bis 31.03.1999 auf 650 K an. Die unterste Teilabbildung stellt die zeitliche Entwicklung der Zonalmittel des Windes über den Breitenbereich dar.

Wellenzahlen (kleinen Wellenlängen) und die Ablenkung der Wellenausbreitung nach Süden.

Das Zonalmittel der kritischen zonalen Geschwindigkeit kann in ein quantitatives Maß überführt werden, indem ein prozentualer Schwellenwert für die Anzahl an Breitenkreisen, die das Charney-Drazin-Kriterium in dem Breitenbereich zu erfüllen haben, gesetzt wird. Das Erreichen bzw. Überschreiten dieses Schwellenwertes wird als positives Ereignis gewertet und mit der Wertigkeit 1 belegt. Ein Nichterreichen ist dementsprechend ein Negativereignis mit der Wertigkeit 0. Dieses Entscheidungsprinzip ist für eine 100% bzw. 80% Erfüllungsgrenze für die Wellenzahlen 1 bis 5 im oberen Teil der obersten Teilabbildung dargestellt. Die Wellenzahlen sind für die 80%-Grenze in der zu den entsprechenden zeitlichen Verläufen gehörigen Farbe der Breitenskala kodiert, wohingegen die 100%-Grenze in Grau gehalten ist. So wird ersichtlich, dass sich Welle-1 (hellblauer Balken) beinahe den gesamten Winter bis auf die Erwärmungsphasen und zu Zeiten des starken westlichen Grundstroms in 80% des Breitenbereichs auszubreiten vermag. Das Zeitfenster der Ausbreitung für die Welle-2 (grüner Balken) und Welle-3 (oranger Balken) ist bis um Anfang Oktober und kurzzeitig auch um die Erwärmungsphasen geöffnet. Die Wellenzahlen 4 und 5 können sich – und das nur bei der 80%-Grenze – an wenigen Tagen während der Zirkulationsumstellungen von Sommer auf Winter und von Winter auf Sommer vertikal ausbreiten. Letztendlich identifiziert diese Auflistung zum einen die Welle-1 als die dominante Welle und zum anderen die Wirbelbildungsphase als maßgeblichen Einflussfaktor für die frühwinterliche Ozonvariabilität. Das im September geöffnete Fenster der Wellenausbreitung liefert eine Erklärung für den starken Anstieg der Standardabweichung vom September- zum Oktobermittel des wirbelinneren Ozonmischungsverhältnisses, der in Abbildung 4.2 gezeigt wurde.

Im Folgenden wurden für die Jahre 1989 bis 2009 die zonal gemittelte kritische zonale Rossby-Wellengeschwindigkeit und die Wellenamplituden für die Wellenzahlen 1 bis 5 anhand der im 2° Abstand vorliegenden ERA-Interim-Daten für den Breitenbereich von $44 - 76^\circ\text{N}$ für die Monate August bis November ermittelt. Die Berechnung der Wellenamplituden erfolgte sowohl über eine spektrale Wellenanalyse des Geopotentialfeldes als auch des zu den Isentropen gehörigen Höhenfeldes, dem Montgomery-Potenzial $M = c_p T + \phi$, das gerade die Summe des Geopotenzials und der Druckänderung auf der Isentrope ist. Da jedoch die Druckänderung nur einen geringen Beitrag liefert, beruhen die Abbildungen im Hauptteil der Arbeit auf der Verwendung des Geopotenzials. Im Anhang D wird gezeigt, dass eine Analyse beruhend auf dem Montgomery-Potenzial sehr ähnliche Ergebnisse ergibt.

Die Abbildung 6.13 zeigt das farbig kodierte und um den Faktor 10^2 skalierte Flächenmittel der Geopotentialamplitude der Welle-1 gegen die isentrope Höhe. Dabei wurden nur die Werte berücksichtigt, die auf allen ins Flächenmittel eingehenden Breitenkreisen das Charney-Drazin-Kriterium (100%-Grenze) erfüllen. Andernfalls kennzeichnen Graustufen den Prozentsatz an Breitenkreisen, die das Kriterium erfüllen, und eine waagerechte Schraffur das Vorkommen von Ostwinden in diesem Breitenbereich. In den tropopausennahen Höhen herrschen in diesen Breiten oftmals selbst im Sommer geringe Westwinde vor. Hingegen weisen vor allem im August die darüber liegenden Höhen in vielen Breiten Ostwinde (dunkelgraue Färbung und Schraffur) auf. Zu Beginn bis Mitte September öffnet sich mitunter gleichzeitig über die gesamte Höhe das Wellenfenster. In der zweiten Septemberhälfte bis in den Oktober hinein schließt sich dieses Fenster von oben nach unten,

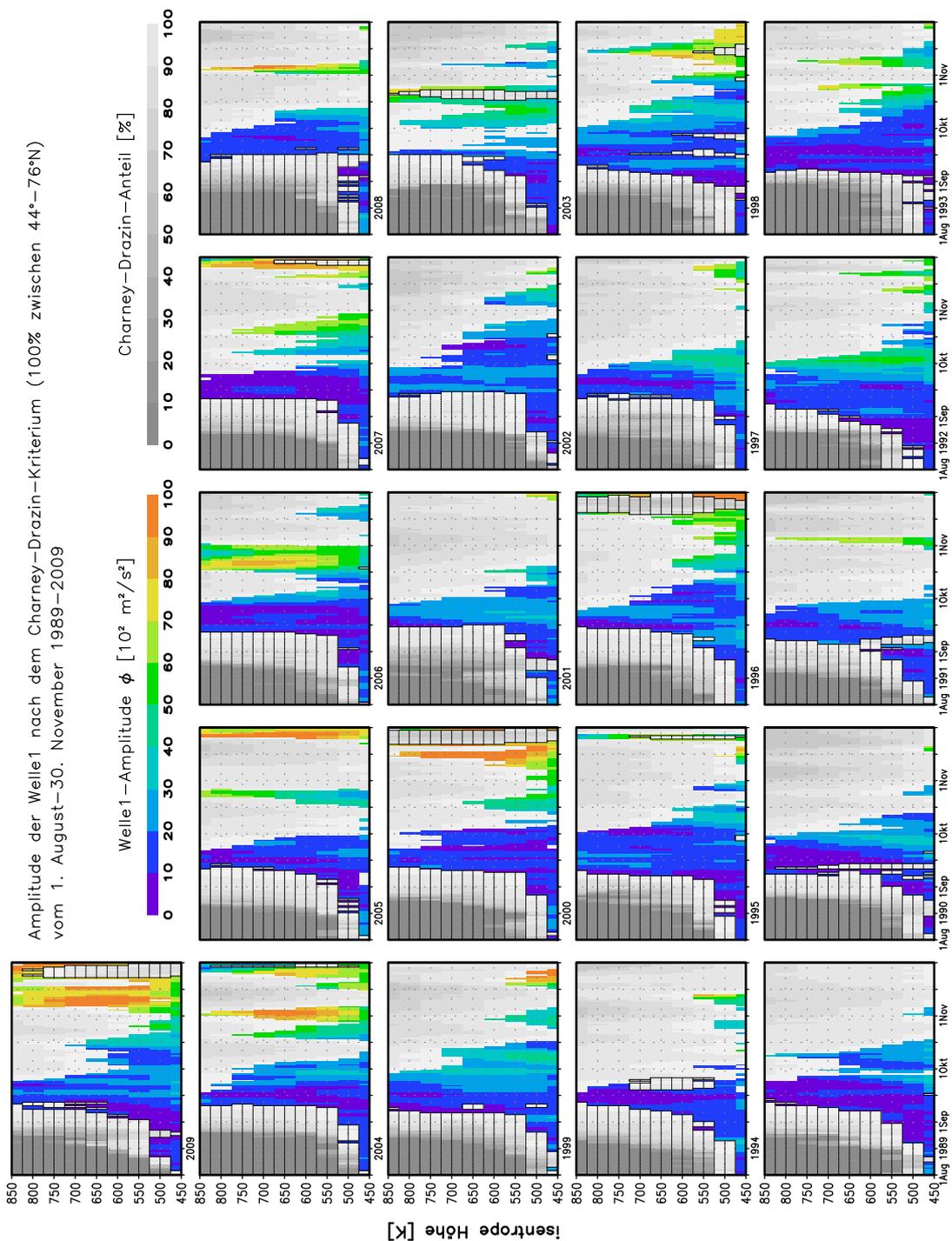


Abbildung 6.13: Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten Amplitude der Geopotential-Welle-1 (farbig kodiert) für die isentropen Höhen von 450 – 850K vom 1. August bis 30. November für die Jahre 1989-2009, wobei 100% der Breitenkreise zwischen 44 – 76°N á 2°Abstand das Charney-Drazin-Kriterium (CDK) erfüllen. Gesondert gekennzeichnet sind durch Graustufen in 10%-Intervallen die Erfüllung des CDK und durch Schraffur das Vorkommen von Ostwinden in diesem Breitenbereich an.

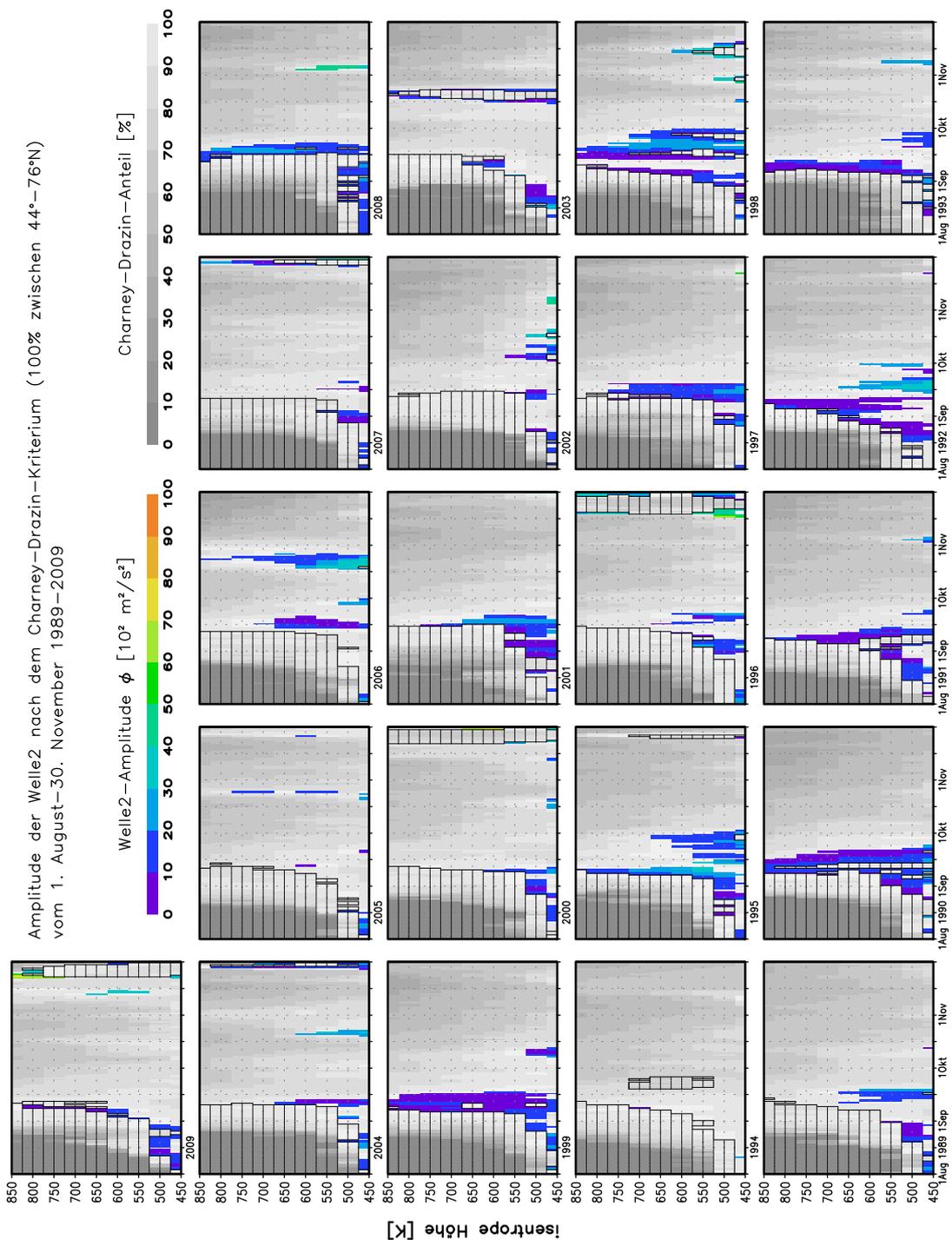


Abbildung 6.14: Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten Amplitude der Geopotenzial-Welle-2 (farbig kodiert) für die isentropen Höhen von 450 – 850K vom 1. August bis 30. November für die Jahre 1989-2009, wobei 100% der Breitenkreise zwischen 44 – 76°N á 2°Abstand das Charney-Drazin-Kriterium (CDK) erfüllen. Gesondert gekennzeichnet sind durch Graustufen in 10%-Intervallen die Erfüllung des CDK und durch Schraffur das Vorkommen von Ostwinden in diesem Breitenbereich an.

weil sich oberhalb der Wellendissipationshöhe der Wirbel zunehmend vertieft, bis der Grundstrom die kritische zonale Rossby-Wellengeschwindigkeit übersteigt und so die Wellen an ihrer vertikalen Ausbreitung hindert. Diese Vertiefung des Wirbels und das Blockieren der Wellenausbreitung ist besonders gut in den Jahren 1990, 2001 und 2002 zu beobachten, wobei sie im zeitlichen Umfang schwankt.

In den Monaten Oktober bis November sind teils starke und hochreichende Wellenstörungen zu verzeichnen, die mitunter wie im Jahr 1996, 2000 oder 2009 sogar Ende November noch eine Umkehr des Grundstroms auf Ostwind hervorbringen. In diesen aktiven Wellenausbreitungsphasen als auch in der Wirbelbildungsphase Anfang September kommt es vermehrt zu meridionalen Transport von Luftmassen aus hohen und niederen Breiten. Zusätzlich können bei einer Abschwächung oder sogar bei einem Zusammenbruch des Wirbels wirbelinnere und -äußere Luftmassen durchmischt bzw. ausgetauscht werden und somit den Ozongehalt des Polarwirbels verändern.

Da sich mit zunehmender Wellenzahl die kritische zonale Ausbreitungsgeschwindigkeit verringert, können sich nur die Wellenzahlen 1 bis 3 in die Vertikale ausbreiten. Jedoch zeigt Abbildung 6.14 deutlich die verminderte Wellenausbreitung für Welle-2 auf. Vor allem zu Beginn der Wirbelbildungsphase und vereinzelt in späteren Erwärmungsphasen (2003 und 2006) ist die Welle-2 anzutreffen, wenn ein 100%iges Erfüllen des Charney-Drazin-Kriteriums angesetzt ist. Im Anhang B befinden sich die analogen Darstellungen für Welle-1 in Abbildung B.6 und Welle-2 in Abbildung B.7 für die 80%-Grenze, wobei mit der Zunahme der Ereignisse für die Welle-2 eine zur 100% gefilterten Welle-1-Amplitude (Abbildung 6.13) entsprechende Struktur wiedergegeben wird. Neben einer verminderten zeitlichen Andauer und vertikalen Ausbreitung ist (in beiden Prozentklassen) auch eine deutliche Reduzierung der Amplitude im Vergleich zur korrespondierenden Welle-1 zu verzeichnen. Dies bestätigt, dass die Welle-1 während der Wirbelbildungsphase von September bis November die treibende Kraft für die Ozonvariabilität ist.

Die Skalierung der Wellenamplitude durch die Anzahl der Breitenkreise, die das Charney-Drazin-Kriterium erfüllen, trägt den sich innerhalb der Stratosphäre ändernden Ausbreitungsbedingungen Rechnung. Jedoch kann diese Skalierung nicht auf die Vertikalkomponente des EP-Flusses angewandt werden, da sie von der Wellenzahl abhängt, weshalb die anschließende Analyse auf der Grundlage der Wellenamplitude erfolgt, welche wellenzahlabhängig bestimmt werden kann.

6.1.3.2 Verbindung von Charney-Drazin-Kriterium und Luftherkunft

Das in Abbildung 6.13 gezeigte Flächenmittel der Welle-1-Amplitude für eine 100%ige Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums auf den Breitenkreisen von 44 – 76°N wird nun für die einzelnen isentropen Höhen über die Zeit integriert. In der Abbildung 6.15 ist für die 650K-Isentrope dieses Integral als rote Kurve mit rechtsseitig abgetragener Skala für die Winter 1991/92 bis 2008/09 dargestellt. Diesem Integral sind die wirbelinneren, prozentualen Luftanteile am 3. Januar gemäß ihrer äquivalenten Initialisierungsbreite als schwarze Kurve und linksseitiger Skala gegenübergestellt. Abermals ist eine gute Übereinstimmung im Verlauf der beiden Zeitreihen zu erkennen, die mit zunehmender äquivalenter Initialisierungsbreite in eine Gegenläufigkeit umschlägt. Der dazugehörige Korrelationskoeffizient ist in der jeweiligen Teilabbildung oben links in blauer Schrift angegeben.

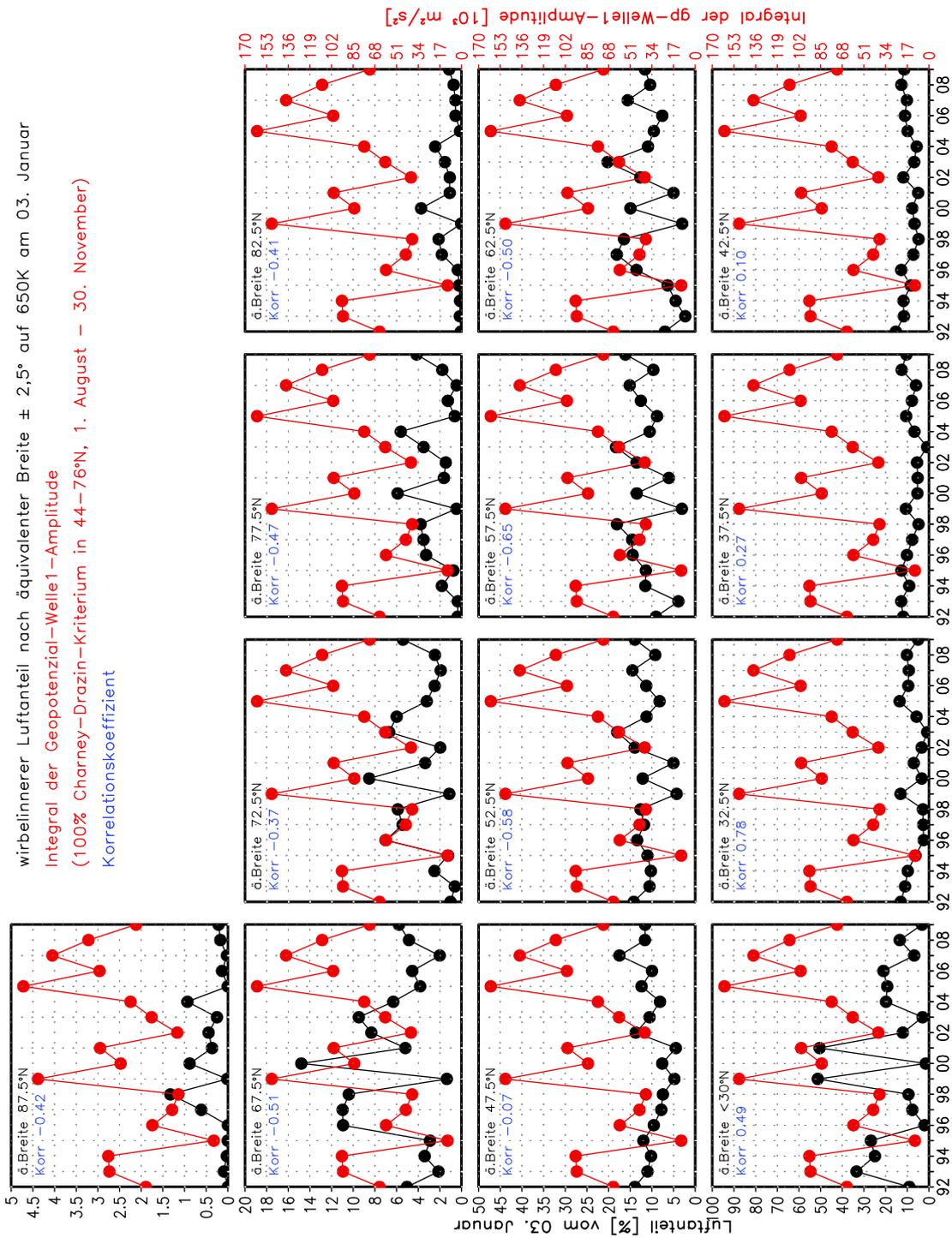


Abbildung 6.15: Zeitreihen des wirbelinneren (äquivalente Breite $\geq 65^\circ\text{N}$) Luftanteils gemäß der äquivalenten Initialisierungsbreite vom 3. Januar für die Winter 1991/92 bis 2008/09 auf 650K und des trendbereinigten Integrals (1. August - 30. November) der Geopotential-Welle-1, wobei sämtliche (100%) Breitenkreise zwischen $44-76^\circ\text{N}$ $\pm 2^\circ$ Abstand das Charney–Drazin–Kriterium erfüllen. In blauer Schrift sind die Korrelationskoeffizienten zwischen den Zeitreihen angegeben.

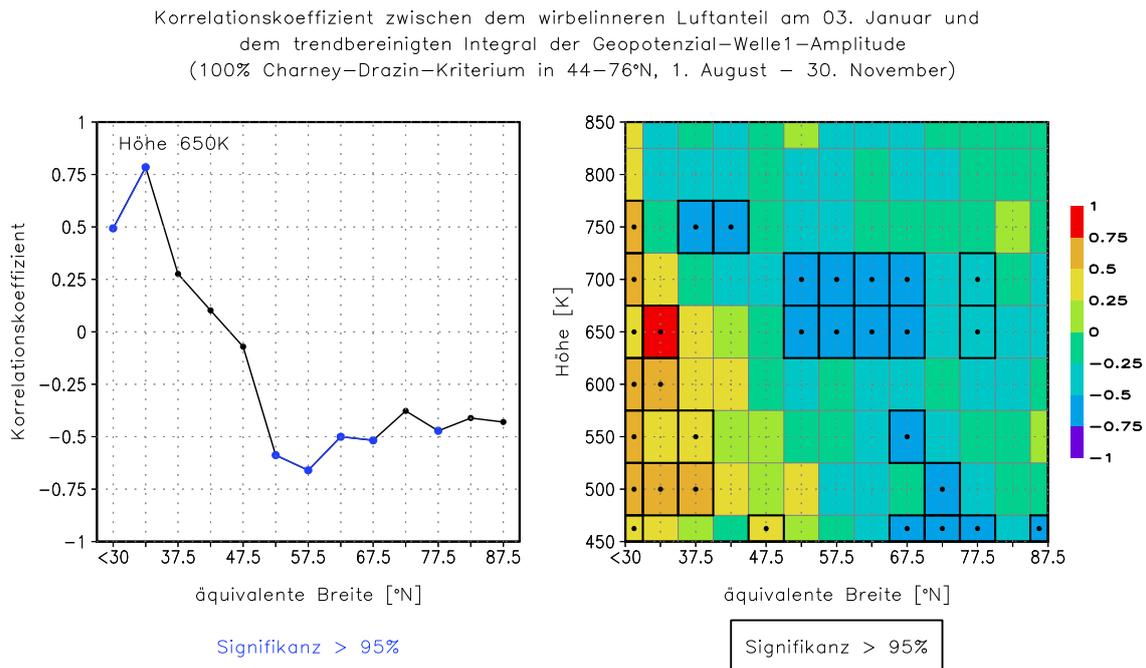


Abbildung 6.16: Korrelation zwischen dem trendbereinigten Integral der flächengemittelten Geopotenzialamplitude der Welle-1 vom 1. August - 30. November für die Jahre 1991 bis 2008 bei 100%-iger Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums zwischen 44 – 76 °N und dem wirbelinneren (äquivalente Breite ≥ 65 °N) Luftanteil am 3. Januar für die Winter 1991/92 bis 2008/09 gemäß seines Initialisierungsbreitenintervalls auf der linken Seite für die 650K-Isentrope und auf der rechten Seite als Breiten-Höhen-Schnitt. Korrelationswerte mit einer Signifikanz über 95% sind linksseitig in Blau gehalten und rechtsseitig durch einen verstärkten Rahmen mit einem mittigen Punkt hervorgehoben.

Die linke Teilabbildung in Abbildung 6.16 fasst die Korrelationskoeffizienten über die äquivalenten Breiten zusammen, wobei Werte oberhalb des 95% Signifikanzniveaus blau eingezeichnet sind. Es wird deutlich, dass eine aktive vertikale Wellenausbreitung, welche einem hohen Integralwert entspricht, mit viel Luft aus niederen Breiten und weniger aus mittleren bis hohen Breiten im Polarwirbel in Verbindung steht. Die Welle-1 elongiert den Polarwirbel und transportiert damit ozonreiche Luft niedriger Breiten nach Norden und ozonärmere Luft aus dem Norden in Richtung Äquator. Durch den sich im Aufbau befindlichen und teils noch durchlässigen bzw. sogar zusammenbrechenden Wirbelrand kann somit Durchmischung oder Austausch bzw. Einschluss der ozonreichen Luftmassen erfolgen. Der Kurvenverlauf der Korrelationen über die Breite ähnelt dem der Korrelation zwischen zeitlichem EP-Flussmittel und wirbelinnerer Luftmassenherkunft (linke Teilabbildung der Abbildung 6.11). Jedoch wird an dieser Stelle, wie es die rechte Teilabbildung im Breiten-Höhen-Schnitt wiedergibt, durch die Verwendung des gefilterten Wellenamplitudenintegrals eine Fortsetzung des Signals mit der Höhe erreicht, da die sich ändernden vertikalen Wellenausbreitungsbedingungen berücksichtigt werden. Der Einfluss der Wellenausbreitungsbedingungen wird besonders augenfällig im Vergleich der rechten Seiten der Abbildungen 6.11 und 6.16. Allerdings verlagern sich in Abbildung 6.16 mit zunehmender Höhe die positiven Korrelationswerte zu den niedrigen Breiten, weil die Wellen mit der Höhe Richtung Äquator abgelenkt werden (Abbil-

dung 2.6, (Newman et al. 2001).

Somit ist ein Nachweis des Zusammenhangs zwischen wirbelinnerer Luftmassenherkunft und Wellenaktivität auch für die mittlere Stratosphäre erbracht. Dieser Zusammenhang fußt hauptsächlich auf dem Zeitfenster während der Zirkulationsumstellung, in dem kurzzeitig die vertikale Ausbreitung von Wellen auch größerer Wellenzahlen über einen großen Breitenbereich bis tief in die Stratosphäre möglich ist.

6.1.3.3 Verbindung von Charney-Drazin-Kriterium und Ozon

Im vorangegangenen Abschnitt 6.1.3.2 wurde gezeigt, dass die wellengetriebene Dynamik während der Wirbelbildungsphase die Zusammensetzung der wirbelinneren Luftmassen beeinflusst. Die über die Monate August bis November aufintegrierte Amplitude, die eine von der zonalen Wellenzahl abhängige Welle besitzt, wenn das Charney-Drazin-Kriterium für jeden Breitenkreis des vorgegebenen Breitenbereichs erfüllt ist, dient dabei als Maß für die dynamische Wellenaktivität der gesamten Stratosphäre. Andererseits beeinflussen sich, wie es im Abschnitt 6.1.1.3 erläutert wurde, die Luftmassenherkunft und der Ozongehalt im Polarwirbel in der Art, dass ein hoher Luftanteil aus niederen Breiten im Polarwirbel mit erhöhten Ozonwerten in Verbindung steht. Zur Schließung der in Abbildung 6.17 skizzierten kausalen Zusammenhänge wird im Folgenden gezeigt, dass die bereits im vorherigen Abschnitt 6.1.3.2 als dynamisches Maß angewandte und nach dem Charney-Drazin-Kriterium gefilterte Wellenamplitude eine direkte Verbindung zum wirbelinneren Ozongehalt hat. Sie liefert damit eine direkte dynamische Erklärung für die Ozonvariabilität.

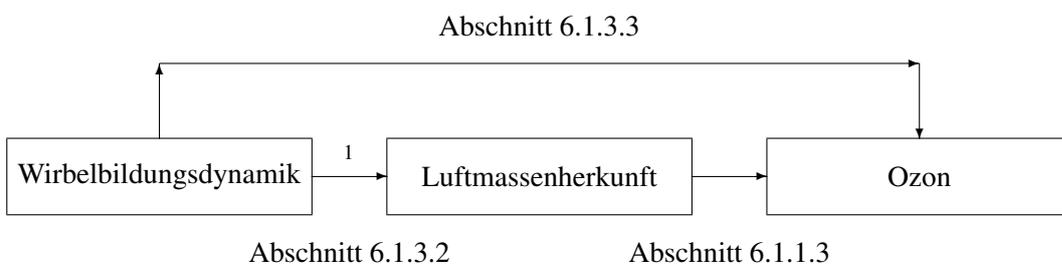


Abbildung 6.17: Schema der Kausalkette

Die Abbildung 6.18 zeigt für die 650K-Isentrope in der bekannten Darstellungsweise in den Teilabbildungen die Zeitreihen des mittleren Ozonmischungsverhältnisses (schwarze Kurven) für die 12 im 5° Abstand unterteilten äquivalenten Breitenintervalle von $30 - 90^\circ\text{N}$ am 3. Januar und das Integral der flächengemittelten Geopotenzialamplitude der Welle-1 (rote Kurve), wenn jeder Breitenkreis von $44 - 76^\circ\text{N}$ das Charney-Drazin-Kriterium erfüllt. Die Zeitreihen des mittleren Ozonmischungsverhältnisses weisen vor allem in den niederen Breiten und den polaren Breiten

¹Verschiedene dissipative Prozesse können bei einer erhöhten Wellenaktivität zu mehr meridionaler Durchmischung beitragen.

Ozon VMR nach äquivalenter Breite $\pm 2,5^\circ$ aus Sonden- und Satellitendaten auf 650K am 03. Januar
 Integral der Geopotenzial-Welle 1-Amplitude
 (100% Charney-Drazin-Kriterium in $44-76^\circ\text{N}$, 1. August - 30. November)
 Korrelationskoeffizient

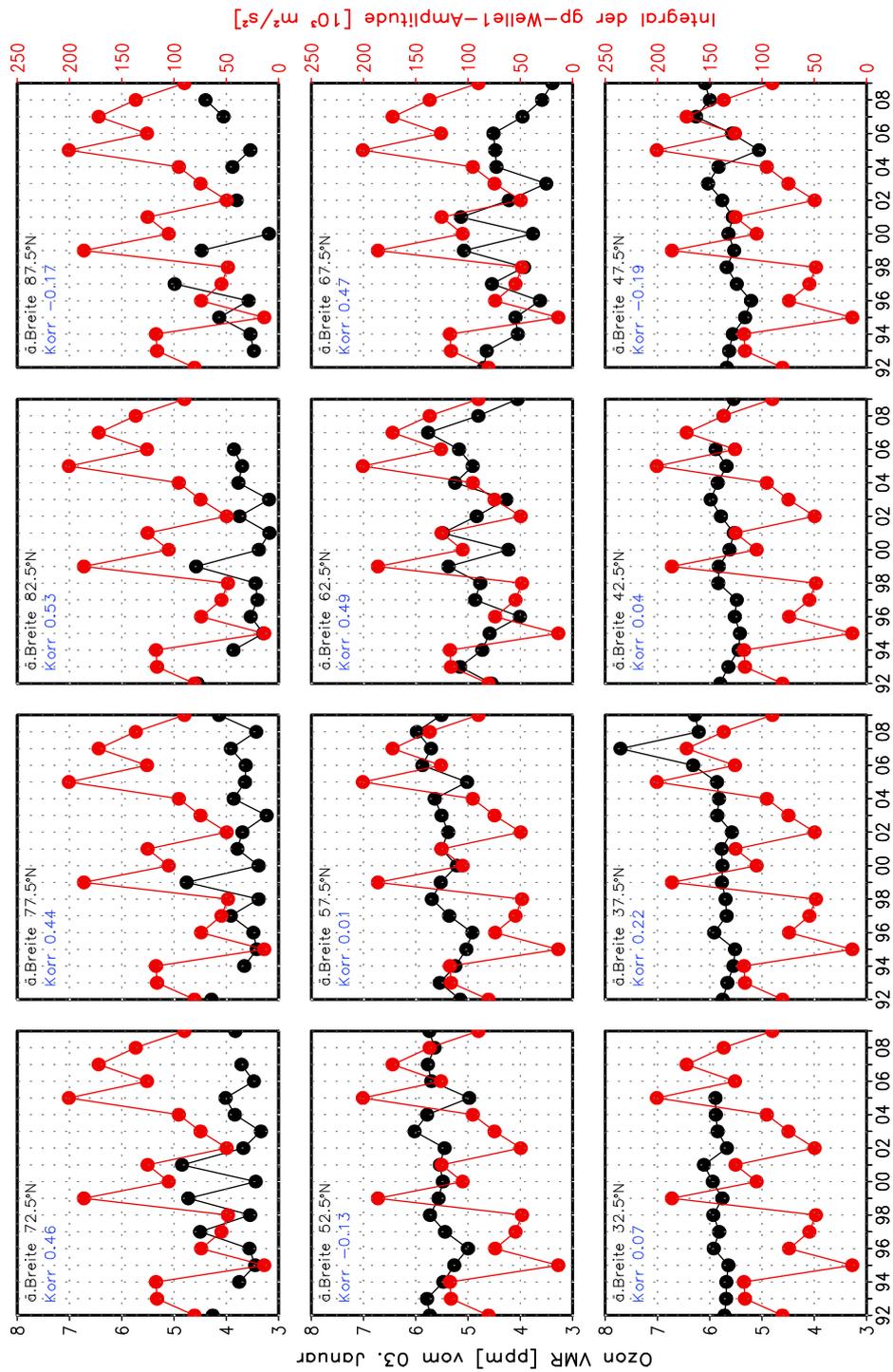


Abbildung 6.18: Zeitreihen des gemäß des äquivalenten Breitenintervalls gemittelten Ozonmischungsverhältnisses (schwarze Kurve) vom 3. Januar und des trendbereinigten Integral der flächengemittelten Welle-1-Amplitude vom 1. August - 30. November, wobei sämtliche (100%) Breitenkreise zwischen $44-76^\circ\text{N}$ das Charney-Drazin-Kriterium erfüllen, für die Winter 1991/92 bis 2008/09 für die 650K-Isentrope. In blauer Schrift sind die Korrelationskoeffizienten beider Zeitreihen angegeben.

Lücken auf, die zum einen auf die geringe Sonden- und Satellitenabdeckung dieser Gebiete und zum anderen auf den Wegfall der Satellitendaten ab 2006 zurückzuführen sind.

Für die datenreichen mittleren bis hohen Breiten (ab 60°N äquivalenter Breite) findet sich eine gute Übereinstimmung der Kurvenverläufe derart, dass in Jahren mit hohen Amplitudenwerten auch der mittlere Ozongehalt in diesen Breitenkreisen hoch ist.

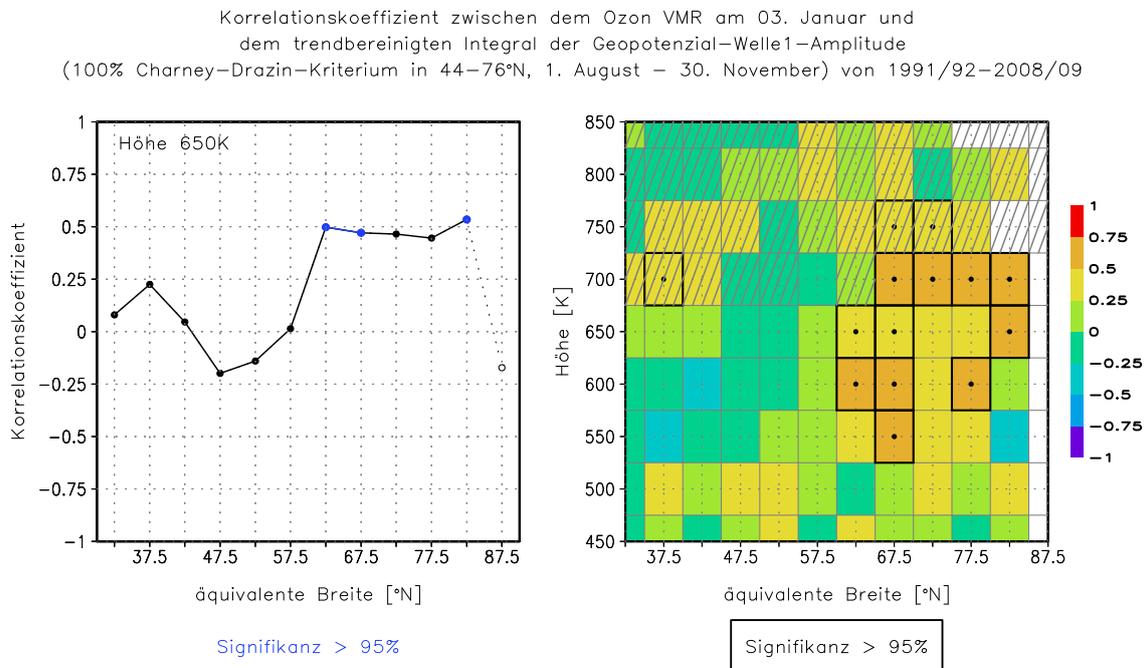


Abbildung 6.19: Korrelation zwischen den Zeitreihen des trendbereinigten Integrals der flächen-gemittelten Geopotenzialamplitude der Welle-1 vom 1. August - 30. November für die Jahre 1991 bis 2008 bei 100%-iger Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums zwischen $44-76^\circ\text{N}$ und des über äquivalente Breitenintervalle gemittelten Ozonmischungsverhältnisses am 3. Januar für die Winter 1991/92 bis 2008/09 auf der linken Seite für die 650K-Isentrope und auf der rechten Seite als Breiten-Höhen-Schnitt. Korrelationswerte mit einer Signifikanz über 95% sind linksseitig blau eingefärbt und rechtsseitig durch einen verstärkten Rahmen mit einem mittigen Punkt hervorgehoben. Wenn die Zeitreihe des Ozongehalts über weniger Werte als 75% der Zeitspanne (insgesamt 18 Jahre) verfügt, wurden die Korrelationswerte linksseitig durch nicht gefüllte Kreise und gepunktete Linien gekennzeichnet bzw. rechtsseitig nicht eingezeichnet. Die ab der 700 K-Isentrope eingezeichnete Schraffur wird im Abschnitt 6.2 näher erläutert.

Die Korrelationskoeffizienten beider Zeitreihen sind in blauer Schrift jeweils in der linken oberen Ecke jeder Teilabbildung angegeben und in der linken Teilabbildung von Abbildung 6.19 zusammengefasst über die äquivalenten Breitenintervalle abgetragen. Bei der Darstellung wurde den teils lückenhaften Ozondatenzeitreihen Rechnung getragen, indem die dazugehörigen Korrelationskoeffizienten durch nicht gefüllte Kreise und gepunktete Verbindungslinien gesondert markiert sind, wenn weniger als 75% der Daten der untersuchten Zeitspanne zur Verfügung standen. Die über dem 95% Signifikanzniveau befindlichen Korrelationswerte sind durch gefüllte blaue Kreise und Verbindungslinien gekennzeichnet und verdeutlichen, dass eine verstärkte Wellenaktivität weitestgehend zu signifikant erhöhten Ozonwerten im Polargebiet (nördlich von 60°N äquivalenter Breite) und

damit auch im Polarwirbel führt.

Dieses Signal umfasst dabei die polare mittlere bis obere Stratosphäre, wie es der Breiten-Höhen-Schnitt der Korrelationskoeffizienten in der rechten Teilabbildung zeigt. In den tropopausennahen Höhenschichten (bis 500 K) ist eine diffuse Verteilung zu erkennen. Gerade im Übergang zwischen Troposphäre und Stratosphäre ist die Wellenanregung durch die auch im Sommer wehenden westlichen Winde groß und führt zu einer guten Durchmischung. In der Höhe verliert sich das Signal zunächst in den niederen Breiten um die 700 K-Isentrope, was sich mit zunehmender Höhe nordwärts fortsetzt. Dieser Signalverlust ist der photochemisch kontrollierten geringeren Lebensdauer des Ozons in niederen Breiten geschuldet. Nur das im Herbst im Polarwirbel eingeschlossene und in hohen Breiten verwahrte Ozon ermöglicht noch positive Korrelationswerte. Deshalb ist dieser Bereich durch eine graue Schraffur gekennzeichnet, deren Bedeutung und genauer Verlauf im nachfolgenden Abschnitt 6.2 erläutert wird. Die Korrelationswerte vor allem der nördlichsten Breitenintervalle (80 – 90°N) sind aufgrund der sporadischen Ozondaten nicht aussagekräftig, weshalb an dieser Stelle bei gleichem Kriterium (Datenmenge < 75% der Zeitspanne) die Korrelationswerte nicht eingezeichnet wurden. Der von Kieseewetter et al. (2010) erstellte Datensatz, der eine kontinuierliche Abdeckung auf einem $3,75^\circ \times 2,5^\circ$ Gitter über 24 isentropen Höhen liefert, könnte zur Kontrolle und Verbesserung der Datengrundlage herangezogen werden.

Die Abbildung B.8 im Anhang B zeigt in analoger Darstellung die Korrelationen für die 80%-Grenze der Welle-1 sowie für die 100%- und 80%-Grenze der Welle-2. Es ist eine deutliche Abschwächung des Signals mit zunehmender Wellenzahl und nachlassender Filterung zu erkennen. Im Gegensatz zu Weber et al. (2003) erfolgte der Nachweis des Zusammenhangs zwischen Wellenaktivität und (polarem) Ozongehalt an dieser Stelle detailliert für die gesamte Stratosphäre.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass die Wellenaktivität, vor allem während der Wirbelbildungsphase, nicht nur maßgeblich die Zusammensetzung der wirbelinneren Luft bestimmt, sondern auch die Variabilität des Ozongehalts erzeugt, der von diesen Luftmassen eingetragen wird.

6.2 Chemiebeitrag

In den vorangegangenen Abschnitten stand der Einfluss der Dynamik im Vordergrund. Nun wird beispielhaft anhand zweier Modellläufe mit Chemie, deren Einfluss auf die Variabilität des frühwinterlichen Ozongehalts untersucht. Im Fokus des Interesses steht dabei der Nachweis, dass die Chemie zu dieser Jahreszeit nicht schnell genug ist, um die durch die oben beschriebenen dynamischen Vorgänge induzierte Variabilität vollständig zu nivellieren.

6.2.1 Ozon und chemischer Abbau

Für den Winter 1999/2000 wurde ein Modelllauf mit Chemie vom 1. August bis 31. März mit den im Kapitel 5 beschriebenen Initialisierungen und Chemiemodulen gerechnet. Dieser Winter wurde gewählt, weil viele Messkampagnen und damit eine gute instrumentale Datengrundlage zur Verfügung stehen. Dieser Winter wurde auch zur Validierung der Chemiekomponente von ATLAS (Wohlmann et al. 2010) herangezogen. Da ein Modelllauf mit komplexer Chemie circa die 8fache

Rechenzeit beansprucht, konnte nicht für jeden simulierten Winter ein komplementärer Lauf mit Chemie gerechnet werden. Die Abbildung 6.20 zeigt auf der linken Seite die zeitliche Entwick-

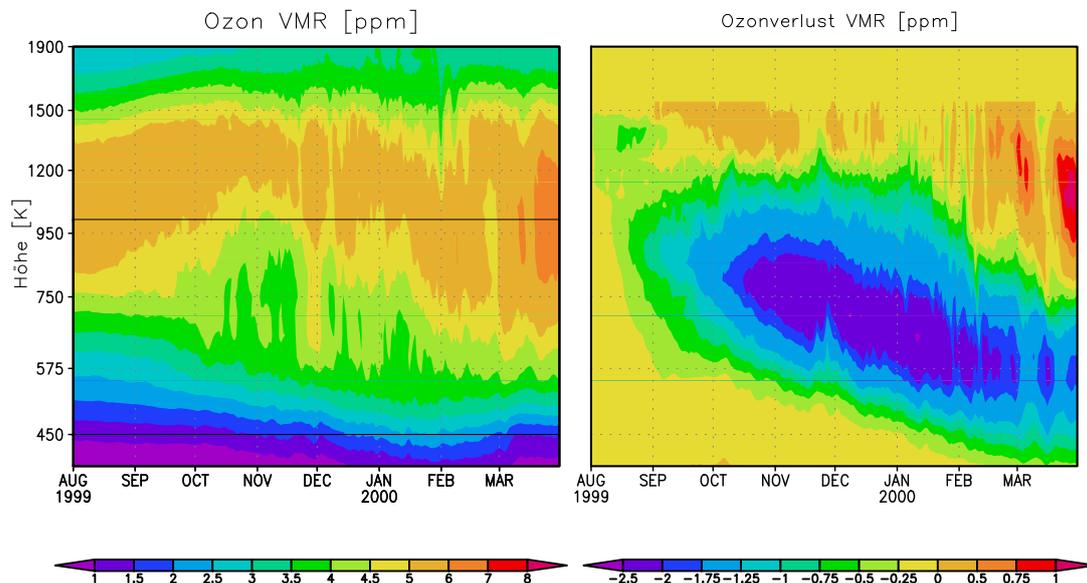


Abbildung 6.20: Zeit-Höhen-Schnitt des über den Wirbelkern ($\geq 65^\circ\text{N}$) gemittelten Ozonmischungsverhältnisses (links) und des Ozonverlustes (rechts). Auf der linken Seite sind die 450 K und 1000 K-Isentrope hervorgehoben.

lung des über den Wirbelkern gemittelten Ozonmischungsverhältnisses, wobei der Wirbelkern so definiert ist, dass er die geographischen Breiten von $65 - 90^\circ\text{N}$ umfasst. Zur Erleichterung des Vergleichs des wirbelinneren Ozons mit den Abbildungen 3.4 und 3.9 wurden die 450 K und 1000 K-Isentrope durch eine durchgezogene schwarze Linie hervorgehoben. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung in Größe und Struktur, wobei durch die tägliche Auflösung des Modelllaufs ein wesentlich detaillierteres Abbild vorliegt. Anhand des lokalen Maximums oberhalb von 600 K um den Beginn des Dezembers wird dies deutlich. Die Satellitendaten (Abbildung 3.9) deuten dieses im Gegensatz zu den Sondendaten (Abbildung 3.4) noch in geringerer Stärke an.

Zur Bestimmung des Ozonverlustes wurde im Modelllauf mit Chemie ein zusätzlicher Tracer hinzugefügt, dem der Ozongehalt des Initialisierungstermins (1. August 1999) zugewiesen wurde. Auf diesen Tracer wirkt keine Chemie, so dass er lediglich vom Transport- und Mischungsmodul verlagert bzw. verändert wird, weshalb er im Folgenden als passives Ozon bezeichnet wird. Die rechte Seite der Abbildung 6.20 zeigt die Differenz des passiven Ozonmischungsverhältnisses und des chemisch beeinflussten Ozonmischungsverhältnisses. Gut zu erkennen sind die großflächigen Ozonverluste (grün bis violett), die sich zum Frühjahr hin mit ihrem Maximum in die untere Stratosphäre verlagern. Diese Ozonverluste erklären das relative Minimum der mittleren bis oberen Stratosphäre im Frühjahr im linksseitig abgebildeten Zeit-Höhen-Schnitt des Ozonmischungsverhältnisses.

In den Sommermonaten wird über den katalytisch wirkenden NO_x -Zyklus Ozon abgebaut. Dieser Abbauprozess ist eine Folge des winterlichen Absinkens, das hohe Konzentrationen von NO_y bis in die untere polare Stratosphäre verfrachtet, und der ruhigen sommerlichen Dynamik, die mit

ihrer ostwärts gerichteten Grundströmung die vertikale Wellenausbreitung hemmt und somit kaum oder nur wenig Durchmischung erfährt, was Rex et al. (1999) anhand von Messungen bestätigen. Diese erhöhten NO_y -Konzentrationen tragen durch die dominierende Sonneneinstrahlung während des Polartags zu einer Erhöhung des verfügbaren NO_x bei, da sich durch permanent ablaufende Photolysereaktionen ein Ungleichgewicht zwischen HNO_3 und NO_x zu Gunsten von NO_x einstellt. Der NO_x -Ozonabbauzyklus verläuft unter Polartagbedingungen sehr effizient und ununterbrochen ab (Toon et al. 1999). In Verbindung mit der dynamisch ruhigen Sommerzirkulation nähert dieser Ozonabbau bis zum Ende des Sommers die Ozongesamtsäule dem chemisch bestimmten Gleichgewicht an.

Der auf der rechten Seite von Abbildung 6.20 gezeigte Ozonabbau stellt eine Fortsetzung dieses Abbauzyklus dar. Denn die abnehmende Sonneneinstrahlung bzw. der geringer werdende Sonnenzenitwinkel reduziert die im kurzwelligen Bereich stattfindende Ozonproduktion wohingegen aber die auch im sichtbaren bis langwelligen Bereich operierende NO_x -Chemie ($\lambda < 670\text{ nm}$) und Ozonphotolyse ($\lambda < 1180\text{ nm}$) nahezu unbeeinflusst bleiben. Dies führt zu einem Herabsetzen des Ozonmischungsverhältnisses im Gleichgewichtszustand, welches im Oktober erreicht und anschließend nach unten verlagert wird.

Das Erreichen des chemischen Gleichgewichts löscht aber das „Gedächtnis“ des Ozons bzw. die Information bezüglich seiner Herkunft, da es vor Ort gebildet und wieder zerstört wird, ohne dass Ozontransport einen Einfluss haben kann. Im folgenden Abschnitt 6.2.2 wird mittels eines Sensitivitätslaufs eine Abschätzung für den Signalverlust durch chemische Prozessierung gegeben.

6.2.2 Sensitivitätsstudien

Zu einem Verlust der Information über das Herkunftsgebiet des Ozons kommt es durch das Erreichen des chemisch bedingten Gleichgewichts für Ozon. Die Ergebnisse aus Abschnitt 6.1 weisen in der mittleren bis unteren Stratosphäre hohe Korrelationen zwischen der Luftmassenherkunft und dem Ozongehalt auf. In den darüberliegenden Schichten verläuft sich das Signal. Eine Ursache könnte das Erreichen des chemischen Gleichgewichts sein.

Zur Klärung dieses Sachverhalts wurde ein weiterer Modelllauf mit vollständiger Chemie gerechnet, der nachfolgend als Sensitivitätslauf bezeichnet wird. Sein Ausgangspunkt ist der Ozongehalt am 16. September 1999 des bereits im vorherigen Abschnitt ausgewerteten Chemielaufs für den Winter 1999/2000, der im Folgenden Chemiereferenzlauf genannt wird. Jedoch wurden die Ozonwerte des Sensitivitätslaufs für jede Trajektorie um 30 Prozent bei der Initialisierung erhöht. Diese Erhöhung stellt eine künstlich induzierte Variabilität dar und der zeitliche Erhalt dieses künstlich eingeführten Variabilitätssignals in dem vollständigen Chemielauf erlaubt es, den Einfluss der Chemie auf dynamisch induzierte Variabilität im Ozon zu untersuchen. Ein Vergleich zwischen den Ozonwerten dieses Sensitivitätslaufs und des Chemiereferenzlaufs dient dabei als Abschätzung für die Signalerhaltung. Wird das chemische Gleichgewicht erreicht, geht die künstliche Erhöhung des Ozons vollständig verloren.

Die Abbildung 6.21 zeigt den zeitlichen Verlauf vom 17. September 1999 bis zum 15. Januar 2000 der prozentualen Signalerhaltung, die das Verhältnis der Differenz der Ozonwerte beider

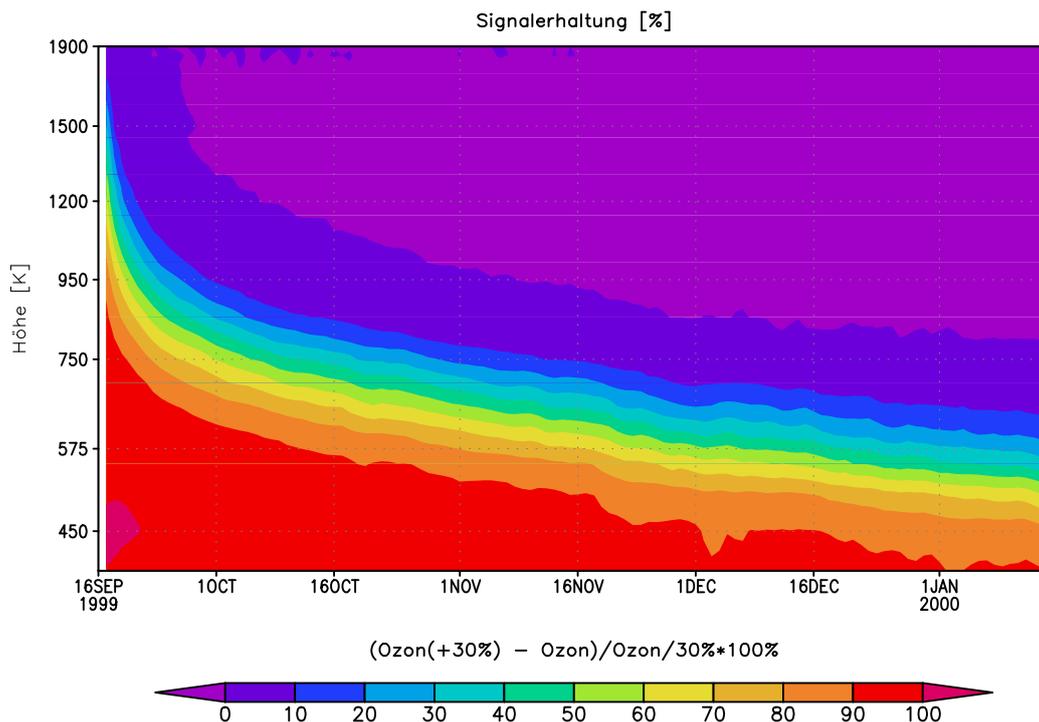


Abbildung 6.21: Zeit-Höhenschnitt für die prozentuale Signalerhaltung, die sich aus dem Verhältnis der Differenz des Ozons aus dem Sensitivitätslauf (+30% Ozon am 16. September) und dem Chemiereferenzlauf für den Winter 1999/2000 zum Ozongehalt des Chemiereferenzlaufs in Prozent der ursprünglichen Störung berechnet.

Chemieläufe zum Ozongehalt des Chemiereferenzlaufs bezogen auf die ursprüngliche Störung wiedergibt. Gut zu erkennen ist, dass das Signal bereits am Folgetag der Initialisierung oberhalb von 1200 K um mehr als die Hälfte reduziert wurde und bis zum 1. Oktober 1999 weitestgehend verschwunden ist. In den unteren Schichten um 450 K hält sich das Signal über die Zeit mit hohen Werten. Zwischen diesen beiden Höhenbereichen ist ein exponentieller Abfall des Signals zu erkennen, der in seiner vertikalen Erstreckung sehr kompakt ist und bis Mitte Januar in 500 K das Signal auf circa 50% der ursprünglichen Störung drückt. Demnach vernichtet das chemische Gleichgewicht vor allem in der oberen Stratosphäre die Informationen über eine im Herbst während der Wirbelbildungsphase entstandene Abweichung im Ozongehalt.

In der Abbildung 6.22 sind für drei ausgewählte Höhen der unteren (450 K, schwarze Kurve), mittleren (575 K, rote Kurve) und oberen (750 K, blaue Kurve) Stratosphäre der zeitliche Verlauf der prozentualen Signalerhaltung gegenübergestellt. In der unteren Stratosphäre schwächt sich das Signal nur sehr langsam mit der Zeit ab, so dass diese Mitte Januar noch bei über 80% der ursprünglichen Störung liegt. Die Chemie übt in diesem Höhenbereich nur einen geringen Einfluss aus. Anders sieht es hingegen in der mittleren Stratosphäre aus, die durch die 575 K-Isentrope repräsentiert wird und deren zugehörige prozentuale Signalerhaltung als rote Kurve dargestellt ist. Das Signal sinkt dabei nahezu linear von annähernd 100% Mitte September bis auf 15% Mitte Januar. Der chemische Einfluss ist spürbar, jedoch bleibt ein Teil der Information erhalten. In der oberen Stratosphäre nimmt die Chemie die dominierende Rolle ein, wie es am Beispiel der 750 K-Isentrope

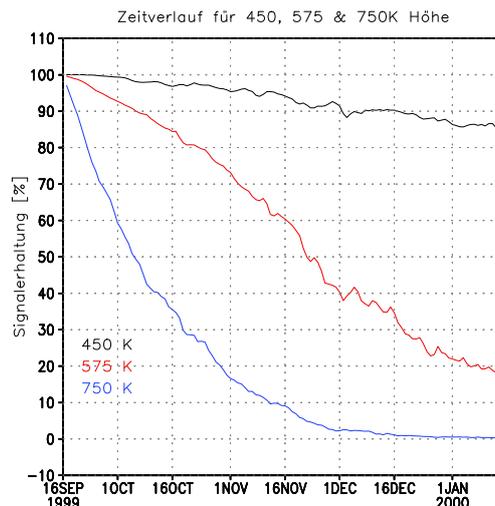


Abbildung 6.22: Zeitlicher Verlauf der prozentualen Signalerhaltung für die isentropen Höhen 450 K (schwarze Linie), 575 K (rote Linie) und 750 K (blaue Linie).

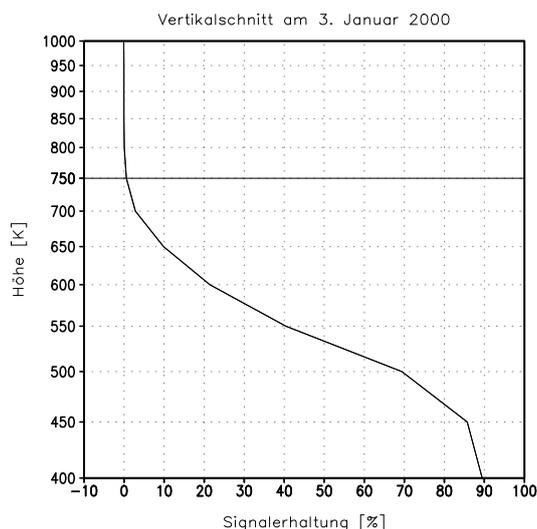


Abbildung 6.23: Vertikaler Verlauf der prozentualen Signalerhaltung für den 3. Januar 2000. Oberhalb von 750 K liegen die Werte unter 0,5%.

und den dazu als blaue Kurve dargestellten entsprechenden Signalwerten deutlich wird. Der exponentielle Abfall bewirkt einen raschen Signalverlust auf nahezu 10% innerhalb von 2 Monaten nach der Störungsinitialisierung. Bis Mitte Januar ist das Signal vernichtet. Dieser Signalverlust ist dem katalytischen NO_x -Ozonabbauzyklus zuzuschreiben, dessen Maximum im Ozonabbau nur wenig oberhalb dieses Höhenbereichs liegt.

Die im vorangegangenen Abschnitt 6.1 aufgezeigten Ergebnisse bezogen sich stets auf den Zeitraum um den 3. Januar. Die Abbildung 6.23 verdeutlicht den vertikalen Verlauf der prozentualen Signalerhaltung für den 3. Januar 2000. In der unteren bis mittleren Stratosphäre konzentrieren sich die hohen Werte, wobei sich das Maximum auf 400 K bei nahezu 90% befindet. Mit zunehmender Höhe nehmen die Werte rasch ab. Über das Wirbelkerngebiet ($\geq 65^\circ\text{N}$) gemittelt bleiben

weniger als 1% der ursprünglichen Störung oberhalb der 750 K-Isentrope, die in Abbildung 6.23 durch eine durchgezogene Linie hervorgehoben ist, erhalten. Diese Höhe markiert grob die Grenzlinie zwischen der Nachweisbarkeit einer frühwinterlichen Ozonstörung und dem mittwinterlichen Ozongehalt und dem Verlust dieses Nachweises durch den ins Gleichgewicht führenden chemisch bedingten Ozonabbau. Somit untermauern sowohl der Chemiereferenzlauf als auch der Sensitivitätslauf mit 30% mehr Ozon zu Beginn der Wirbelbildungsphase mit der Mitte September stattfindenden Fensteröffnung für die vertikale Wellenausbreitung die im vorangegangenen Abschnitt 6.1 für den Polarwirbel aufgezeigten Ergebnisse bis in eine Höhe von circa 750 K.

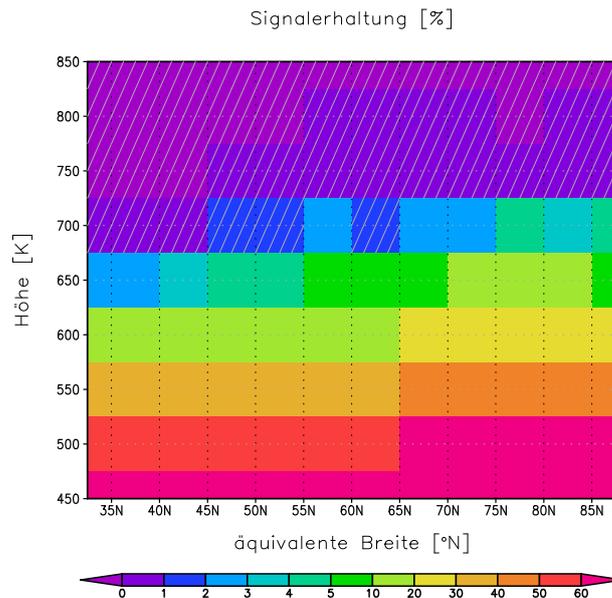


Abbildung 6.24: äquivalente Breiten-Höhen-Schnitt der Signalerhaltung am 3. Januar 2000

Aber auch die Aussagen und Ergebnisse für die mittleren und niederen Breiten können mit der Signalerhaltung gefestigt werden. Die bereits in der Abbildung 6.19 eingezeichnete Schraffur geht auf die über die äquivalenten Breitenintervalle gemittelte Signalerhaltung zurück, die in Abbildung 6.24 dargestellt ist. Die Schraffur kennzeichnet dabei die Höhen- und Breitenbereiche, in denen die Signalerhaltung unter 2% liegt. Zu erkennen ist, dass das Signal von den hohen Breiten der unteren Stratosphäre nach oben und zu den niedrigen Breiten hin abnimmt. Dabei ist die Signalerhaltung bis zur oberen Stratosphäre nördlich von 65°N äquivalenter Breite stets höher als die der niederen Breiten, da sich äquatorwärts die Lebensdauer des Ozons verkürzt und Transportprozesse somit nur noch einen geringen Einfluss ausüben können.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die dynamischen Prozesse in der Stratosphäre während der Wirbelbildungsphase, die gerade die Umstellung von der Sommer- zur Winterzirkulation umfasst, maßgeblich die frühwinterliche Ozonvariabilität bestimmen. Die dynamischen Prozesse sind zu dieser Zeit eng mit der Wellenaktivität verknüpft. Zur Beschreibung der Wellenaktivität wurde in der vorliegenden Arbeit ein die gesamte Stratosphäre abdeckendes Maß eingeführt, das sowohl wellenzahl- als auch breitenkreisabhängig ist.

- Zunächst wurde für die Monate August bis März der Winter 1991/92 bis 2008/09 ein Datensatz aus Ozonsonden- und Satellitenozonmessungen erstellt, wobei nur Messungen nördlich von 30°N geographischer Breite berücksichtigt worden sind. Vor allem die Sondenmessungen wurden auf ihre Datenqualität geprüft und teils korrigiert.
- Die Daten bildeten den Ausgangspunkt für die Analyse des winterlichen Ozongehalts. Dazu wurden den Ozonmesswerten zwischen 450 K und 1000 K Höhe im 5 K-Abstand nach einer auf Basis der ERA-Interim-Daten erfolgten potentiellen Vorticity-Analyse ein äquivalentes Breitenintervall zugeordnet. Die äquivalenten Breitenintervalle umfassen stets 5° und reichen von 30° bis 90°N . Anschließend erfolgte für jeden Winter zwischen dem 1. September und 31. März jeweils über eine 10tägige Zeitspanne eine Mittelung der Ozonmischungsverhältnisse über die äquivalenten Breiten- und isentropen Höhenintervalle.
- Mit dieser Datengrundlage konnte unter anderem die Ozonvariabilität für die wirbelinneren (Flächenmittel $\geq 65^\circ\text{N}$ äquivalenter Breite) und wirbeläußeren (Flächenmittel von 30° bis 55°N äquivalenter Breite) Regionen im zeitlichen Verlauf der einzelnen Winter (Kapitel 3) als auch für den Frühwinter selbst für die polaren Breiten nördlich von 65°N äquivalenter Breite (Kapitel 4) gezeigt werden.
- Der sprunghafte Anstieg der Variabilität während der Zirkulationsumstellung von September auf Oktober (Abbildung 4.2) und der breitenkreisabhängige Ozongehalt (Kapitel 3) deuten

auf einen Zusammenhang zwischen Luftmassenherkunft und Ozongehalt während der dynamisch getriebenen Wirbelbildungsphase hin.

- Zum Nachweis der Luftmassenherkunft wurde das Chemie-Transportmodell ATLAS herangezogen. Dieses Lagrangesche Modell mit Mischung simulierte ebenfalls für dieselben Winter (1991/92 - 2008/09) die winterliche Dynamik, wobei in einem 10-Tage-Intervall zwischen dem 1. September und dem 31. März die Ausgabe aller Trajektorien mit ihren 78 Tracern erfolgte. Die Tracer wurden derart initialisiert, dass jedem Tracer ein bestimmtes äquivalentes Breiten- und Höhenintervall zugeordnet werden kann. Am 1. September wurde dem zur Lage (Breite und Höhe) der Trajektorie korrespondierenden Tracer der Wert 1 und den anderen 77 Tracern der Wert 0 zugeordnet.
- Die Modelldaten ermöglichen auf Basis der initialisierten Tracer eine Bestimmung der prozentualen Anteile der wirbelinneren Luftmassen nach ihrer Herkunft und Höhe. Die Auswertung der Modellläufe zeigt, dass variable Luftmassenzusammensetzung im Polarwirbel eine Folge variabler meridionaler Transporte und Durchmischungsprozesse und des ebenfalls ersichtlichen über dem Polargebiet absinkenden Astes der großräumigen meridionalen Zirkulation ist, welcher ebenfalls Variabilität aufweist.
- Mit Hilfe des Datensatzes aus Sonden- und Satellitenmessungen und aus den Modellläufen konnte im Folgenden der Zusammenhang zwischen der Luftmassenherkunft und dem wirbelinneren Ozongehalt nachgewiesen werden. Sowohl die Zeitreihen als auch hohe Korrelationswerte bestätigen, dass ein hoher Ozongehalt im Polarwirbel mit einem erhöhten Anteil von Luft aus niederen Breiten einhergeht. Der Einschluss dieser ozonreicheren Luftmassen erfolgt dabei hauptsächlich über meridionale Transport- und Durchmischungsprozesse und weniger über Absinkprozesse. Demnach nimmt die wellengetriebene Wirbelbildungsphase gegenüber der Residualzirkulation die dominante Rolle bei der Zusammensetzung der wirbelinneren Luftmassen im Frühwinter ein.
- Korrelationen zwischen der vertikalen EP-Flusskomponente auf der 100hPa-Fläche, die als Maß für die troposphärische Wellenanregung gilt, und der wirbelinneren Luftmassenherkunft untermauern für die untere Stratosphäre diese Theorie. Jedoch verliert sich das Signal mit der Höhe bzw. kehrt sich gar ins Gegenteil um, weil die Stratosphäre selbst die Bedingungen der Wellenausbreitung mit der Höhe modifiziert.
- Das Charney-Drazin-Kriterium beschreibt für stationäre Wellen die von der Wellenzahl und vom Grundstrom abhängigen vertikalen Wellenausbreitungsbedingungen und bildet zugleich die Filtergrundlage für die über eine spektrale Wellenanalyse bestimmten Geopotenzialamplituden der Wellen mit den Wellenzahlen 1 bis 5. Die Datengrundlage für die Berechnungen bildet dabei der ERA-Interim-Datensatz. Eine Skalierung bzw. prozentuale Filterung der Wellenamplitude mit den Breitenkreisen, die das Charney-Drazin-Kriterium erfüllen, zeigt ebenfalls eine hohe Variabilität von Jahr zu Jahr auf. Eine Gemeinsamkeit in der zeitlichen Abfolge ist die um Mitte September über die gesamte Stratosphäre gegebene Möglichkeit

der vertikalen Wellenausbreitung. Dieses Fenster schließt sich nachfolgend Richtung untere Stratosphäre. Gut erkennbar sind ebenfalls vereinzelte nachfolgende und mitunter starke Wellenaktivitäten, die sogar eine Windumkehr auf Ost herbeiführen oder kleinere Stratosphärenwärmungen verdeutlichen.

- Das Integral der mit den Charney-Drazin-Kriterium erfüllenden Breitenkreisen skalierten Wellenamplitude ist das in dieser Arbeit neu definierte Maß der Wellenaktivität. Dabei bezieht sich das Integral jeweils auf den Zeitraum vom 1. August bis zum 30. November der Winter 1989/90 bis 2009/10 und auf den Breitenbereich von 44 – 76 °N geographischer Breite. Es wurde für 9 Höhenschichten im 50K-Abstand zwischen 450K und 850K berechnet.
- Die hohen Korrelationswerte zwischen den Zeitreihen für die wirbelinneren Luftmassenanteile und dem Integral der Welle-1 bestätigen den mit der vertikalen EP-Flusskomponente bereits aufgezeigten Zusammenhang und erweitern ihn auf die mittlere bis obere Stratosphäre. Dabei führt eine hohe Wellenaktivität während des Ausbreitungsfensters nach der Zirkulationsumstellung zu einem verstärkten Einschluss von Luft aus niederen Breiten in den Polarwirbel. Ist die Wellenanregung in dieser Zeit hingegen schwach, so ist der Luftanteil aus hohen Breiten erhöht. Somit konnte indirekt über die Luftmassenherkunft eine Verbindung zwischen Wellenaktivität während der Wirbelbildungsphase und dem wirbelinneren Ozongehalt im Frühwinter aufgezeigt werden.
- Auch ermöglicht das Charney-Drazin-Kriterium gefilterte Wellenamplitudenintegral den direkten Nachweis zwischen Wellenaktivität und Ozongehalt zumindest für die untere bis mittlere Stratosphäre. In den oberen Schichten ab der 700K-Isentrope verliert sich das Signal abermals. In diesen Höhen liegt ein chemischer Einfluss nahe, der für den Winter 1999/2000 mittels ATLAS-Modellsimulationen mit aktivierter Chemie untersucht wurde.
- In diesen Chemieläufen wurde neben einem aktiven auch ein passiver Ozontracer initialisiert. Dessen Ozongehalt ändert sich nicht durch die chemischen Reaktionen und unterliegt lediglich dem Transport- und Mischungsmodul. Im zweiten Chemielauf, dem Sensitivitätslauf, wurde zu Beginn der Öffnung des Wellenfensters, das nach dem Charney-Drazin-Kriterium ermittelt wurde, am 16. September 1999 eine 30% Erhöhung des Ozongehalts vorgegeben und der Erhalt dieses künstlich induzierten Variabilitätssignals höhenabhängig untersucht.
- Die Chemieläufe offenbaren im Spätherbst in der oberen Stratosphäre einen durch NO_x -Chemie bedingten Ozonabbau, der sich bis zum März in die untere Stratosphäre fortsetzt. Mit Hilfe des Sensitivitätslaufs konnte gezeigt werden, dass das Signal über die Herkunft des Ozons bis Ende Dezember in der unteren und mittleren Stratosphäre erhalten bleibt. Nur in den oberen Schichten führt der Ozonabbau ins Gleichgewicht und damit zum Signalverlust.
- Somit bestimmt die Dynamik mit ihren wellengetriebenen Transport- und Durchmischungsprozessen während der Wirbelbildungsphase maßgeblich die frühwinterliche Ozonvariabilität in der unteren bis mittleren Stratosphäre, während die obere Stratosphäre durch chemische Prozesse geprägt ist.

7.2 Fazit und Ausblick

Mit der vorliegenden Arbeit wurde nicht nur ein beinahe zwei Jahrzehnte umfassender Ozondaten-satz aus Sondendaten und Satellitenmessungen für die Nordhemisphäre zusammengestellt, sondern auch ein Maß definiert, das einen Zusammenhang zwischen der Wellenaktivität während der Wirbelbildungsphase und dem frühwinterlichen Ozongehalt im Polarwirbelinneren liefert. Die frühwinterliche Ozonmenge bildet den Ausgangspunkt für den Ozongehalt, der im winterlichen Verlauf durch Absinkprozesse erhöht und durch meridionale Durchmischungs- und Transportprozesse variiert wird und der letztendlich im Spätwinter durch chemisch bedingte Abbauprozesse reduziert wird. Obwohl die Absink- als auch die Chemieprozesse der Forschungsschwerpunkt der letzten Jahre waren und mittlerweile numerisch gut abschätzbar sind, können sie die interannuale Variabilität der spätwinterlichen Ozongesamtsäule nicht gänzlich erklären. Die frühwinterliche und dynamisch geprägte Ozonvariabilität liefert einen Beitrag zur Schließung dieses Defizits.

Das in dieser Arbeit definierte zeitliche Integral der mit dem Charney-Drazin-Kriterium gefilterten Wellenamplitude birgt gegenüber der oftmals verwendeten Vertikalkomponente des EP-Flussvektors den Vorteil, dass sie den sich innerhalb der Stratosphäre ändernden Wellenausbreitungsbedingungen Rechnung trägt. So findet sich im zeitlichen Verlauf für die Welle-1 (siehe Abbildung B.9 im Anhang B) ein deutlicher positiver Trend in allen Höhenbereichen wieder. Dabei kommt es jedoch ab dem Jahr 2000 zu einer Umkehr der Verhältnisse, indem die integrierte Wellenamplitude in den Höhenschichten der mittleren bis oberen Stratosphäre stärker zunimmt als die der unteren Stratosphärenschichten. Eine mögliche Erklärung kann in dem zur selben Zeit stattgefundenen Sprung im stratosphärischen Wasserdampfgehalt (Dhomse et al. 2008) liegen. Der verringerte Wasserdampfgehalt führt zu einer Stabilisierung der stratosphärischen Schichtung infolge von Abkühlung, die im Tropopausenbereich besonders ausgeprägt ist. Die Schichtung fließt wiederum in die Berechnung der kritischen Rossby-Wellengeschwindigkeit nach im Charney-Drazin-Kriterium ein und führt so zu einer höheren kritischen Rossby-Wellengeschwindigkeit, die die vertikale Wellenausbreitung begünstigt. Dieser hier angedeutete Zusammenhang bedarf weiterer Untersuchungen.

Zusätzlich kann die vertikale Wellenausbreitung aber auch infolge troposphärischer Einflüsse wie der Nordatlantischen Oszillation (NAO) (Schnadt und Dameris 2003) variieren, die in ihrer positiven Phase die Wellenausbreitung reduziert.

Weiterer Forschungsbedarf zeigt sich in der annähernd zweijährigen Periodizität der Zeitreihe. Korrelationsrechnungen mit einer mit derselben Periode schwingenden tropischen Oszillation, der Quasi-Biennialen-Oszillation (QBO), deuten – wie bei Brunner et al. (2006) – auf eine Verbindung im Bereich der mittleren Stratosphäre (~ 30 km) hin. Mit dem Ursprung des dynamischen Einflusses könnte eventuell der Weg in die Vorhersage des winterlichen Ozongehalts beschritten werden.

Anhang A

Liste der Ozonstationen

Tabelle A.1: Liste der in der Arbeit verwendeten Ozonsondenstationen

Stations- kürzel	geographische Breite	geographische Länge	Stationsname	Land
AB	52.7	355.9	ABERYSTWYTH	Großbritannien
AL	82.5	297.7	ALERT	Kanada
AN	69.3	16.0	ANDOYA	Norwegen
AT	37.9	23.8	ATHEN	Griechenland
BI	74.3	19.0	BEAR ISLAND	Norwegen
BO	40.0	254.7	BOULDER	USA
BR	50.2	255.3	BRATTS LAKE	Kanada
CA	44.7	11.6	SAN PIETRO CAPOFIUME	Italien
CH	58.8	265.9	CHURCHILL	Kanada
DB	52.1	5.2	DE BILT	Niederlande
DI	73.5	80.3	DIKSON	Russland
EB/ET	44.2	280.2	EGBERT	Kanada
ED	53.6	245.9	EDMONTON	Kanada
EG	68.7	307.3	EGEDESMINDE	Grönland/Dänemark
EU	80.0	274.1	EUREKA	Kanada
GA	60.1	11.0	GARDERMOEN	Norwegen
GB	53.3	299.6	GOOSE BAY	Kanada
HI	80.6	58.1	HEISS ISLAND	Russland
HO	47.8	11.0	HOHENPEISSENBERG	Deutschland
HP	43.9	5.7	HAUTE PROVENCE	Frankreich
IQ	63.8	291.5	IQALUIT	Kanada
JA	55.8	12.5	JAEGERSBORG	Dänemark

JO	60.8	23.5	JOKIOINEN	Finnland
JU	50.9	6.1	JÜLICH	Deutschland
KB	54.1	11.8	KÜHLUNGSBORN	Deutschland
KE/RE	64.0	337.4	KEFLAVIK	Island, Spanien
KI	67.9	21.1	KIRUNA	Schweden
KW	49.9	240.6	KELOWNA	Kanada
LE	60.1	358.8	LERWICK	Großbritannien
LI	52.2	14.1	LINDENBERG	Deutschland
LN	52.4	21.0	LEGIONOWO	Polen
MA	40.5	356.4	MADRID	Spanien
MO	55.8	37.6	MOSKAU	Russland
MS	44.4	142.3	MOSHIRI	Japan
NA	78.9	11.9	NY ÅLESUND	Norwegen, Deutschland
NP	VARIABLEL	VARIABLEL	NP-35	Russland, Deutschland
OR	63.4	9.2	ORLAND	Norwegen
PA	46.8	6.9	PAYERNE	Schweiz
PO	VARIABLEL	VARIABLEL	POLARFRONT	Norwegen
PR	50.0	14.5	PRAGUE	Tschechien
PS	VARIABLEL	VARIABLEL	RV POLARSTERN	Deutschland
RS	74.7	265.0	RESOLUTE	Kanada
RY	51.6	35.1	RYLSK	Russland
SA	66.5	66.7	SALEKHARD	Russland
SC	70.5	338.0	SCORESBYSUND	Grönland/Dänemark
SO	67.4	26.7	SODANKYLAE	Finnland
SS	67.0	309.4	SONDRE STROMFJORD	Dänemark
ST	72.6	321.5	SUMMIT	Grönland/Dänemark, USA
TH	76.3	291.3	THULE	Grönland/Dänemark
TL	40.6	23.0	THESSALONIKI	Griechenland
UC	50.8	4.4	UCCLE	Belgien
VA	51.9	349.8	VALENTIA	Irland
WA	37.9	284.6	WALLOPS ISLAND	USA
YA	62.0	129.7	YAKUTSK	Russland
YM	43.9	293.9	YARMOUTH	Kanada

Anhang B

Abbildungen

Die Abbildung B.1 zeigt die geographische Lage der im Anhang A aufgelisteten Ozonsondenstationen.

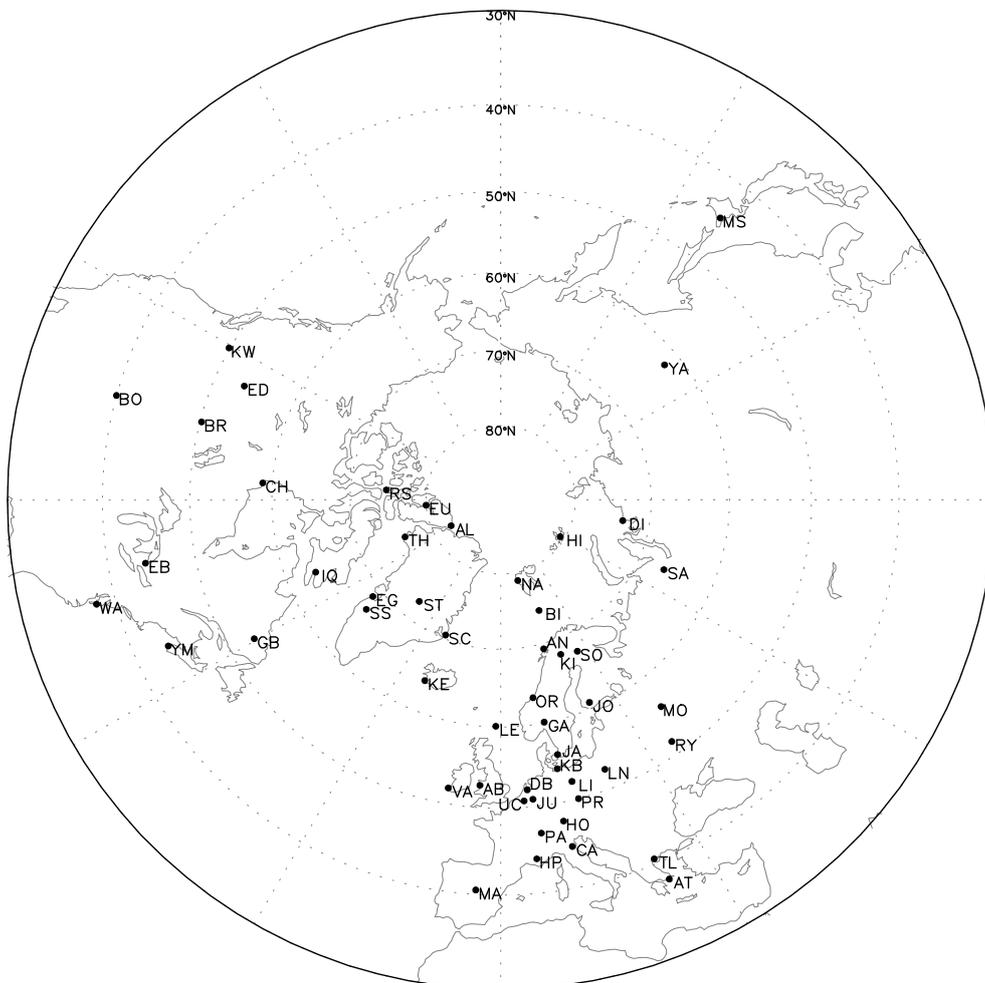


Abbildung B.1: Geographische Lage der verwendeten Ozonsondenstationen

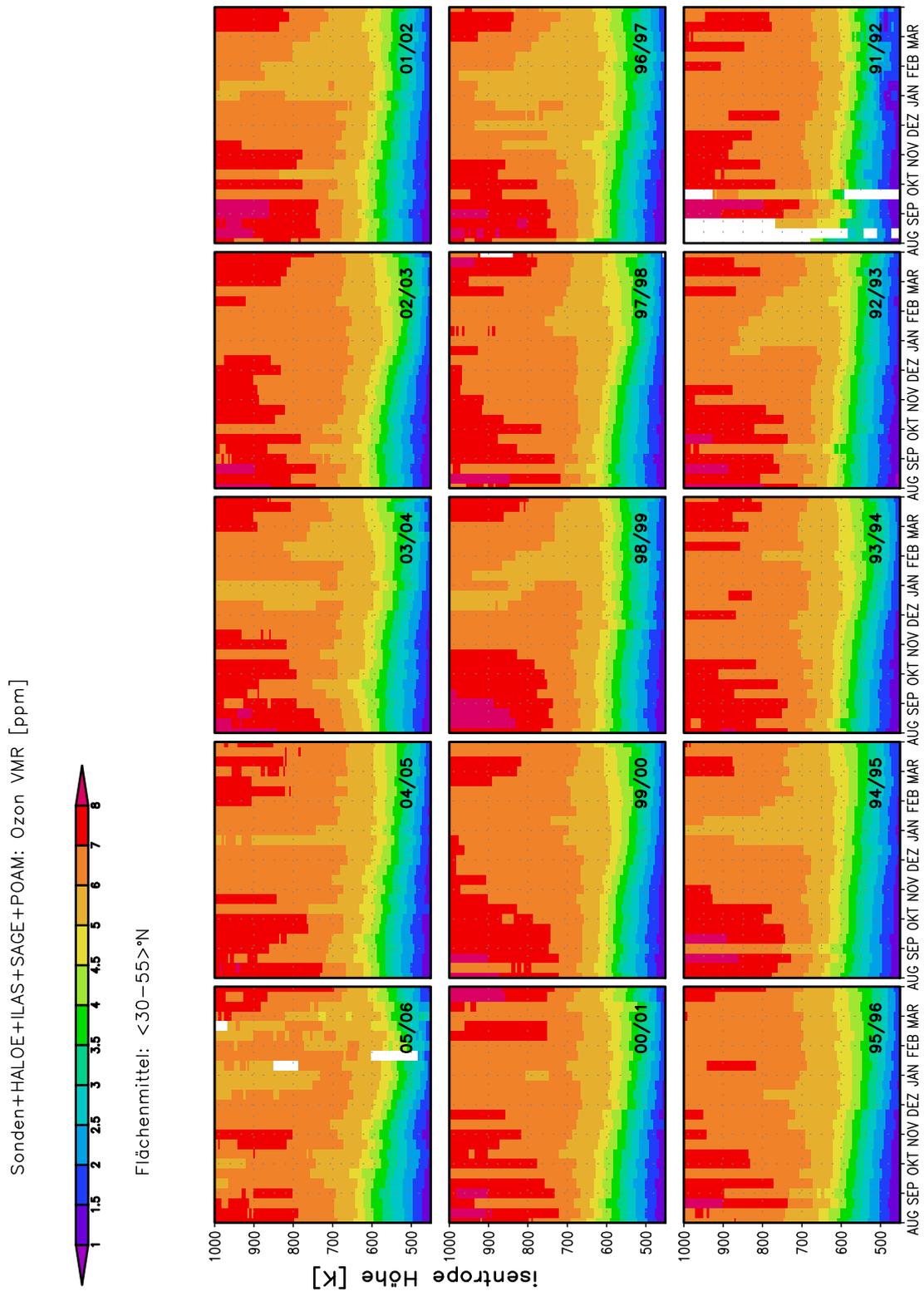


Abbildung B.2: Zeit-Höhen-Schnitte des von $30-55^{\circ}N$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen für die Winter (August-März) von 1991/1992 bis 2005/2006

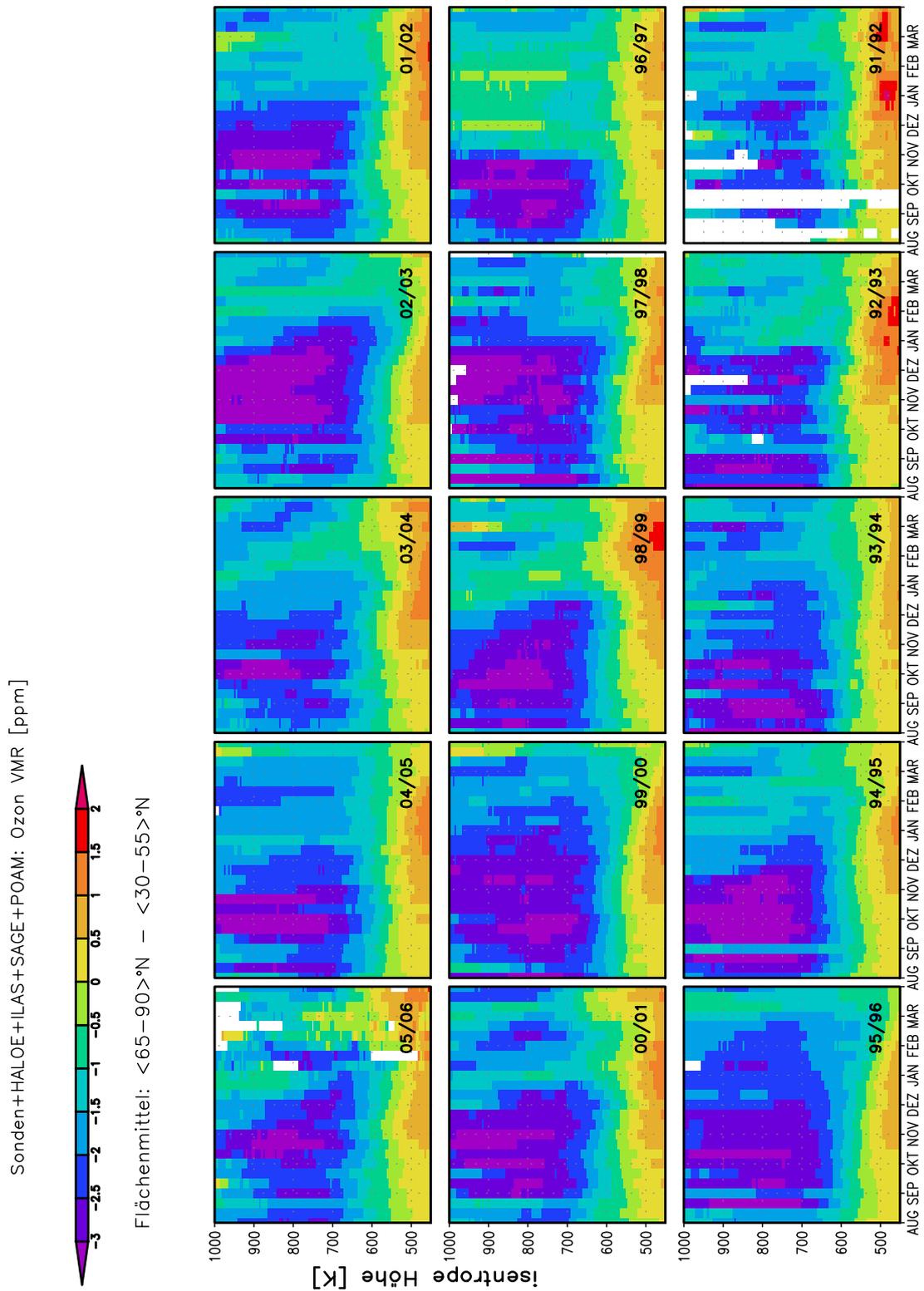


Abbildung B.4: Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz der von $65 - 90^{\circ}\text{N}$ und $30 - 55^{\circ}\text{N}$ äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen für die Winter (August-März) von 1991/1992 bis 2005/2006

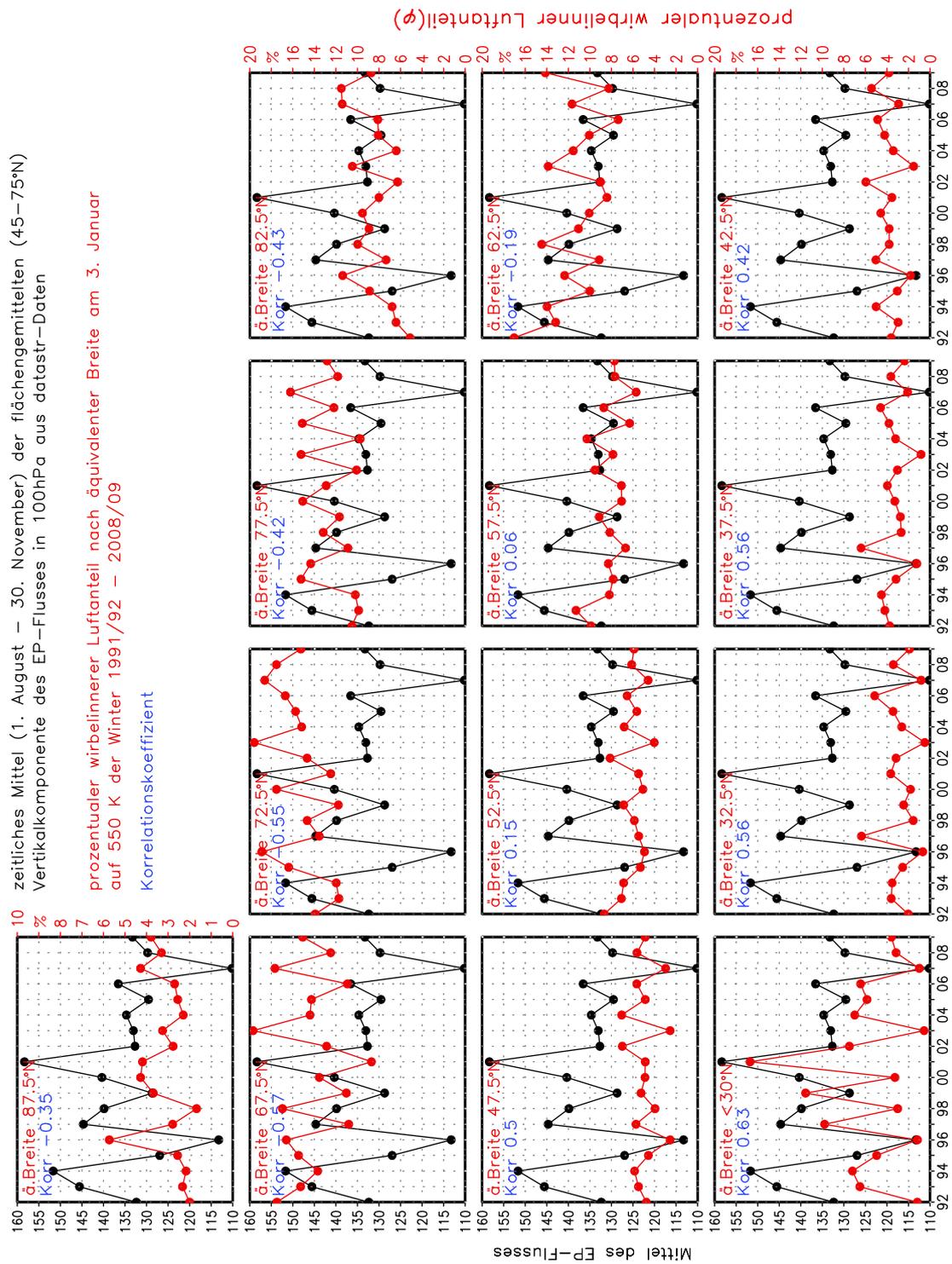


Abbildung B.5: Zeitreihen der vom 1. August - 30. November gemittelten Vertikalkomponente des EP-Flusses (schwarze Kurve) und des prozentualen Anteils der Luft im Wirbelinneren (äquivalente Breite $\geq 65^\circ\text{N}$) gemäß deren äquivalenten Initialisierungsbreiten (rote Kurven) am 3. Januar der Jahre 1992 bis 2009 für die 650K-Isentrope. In blauer Schrift sind die Korrelationskoeffizienten beider Zeitreihen angegeben.

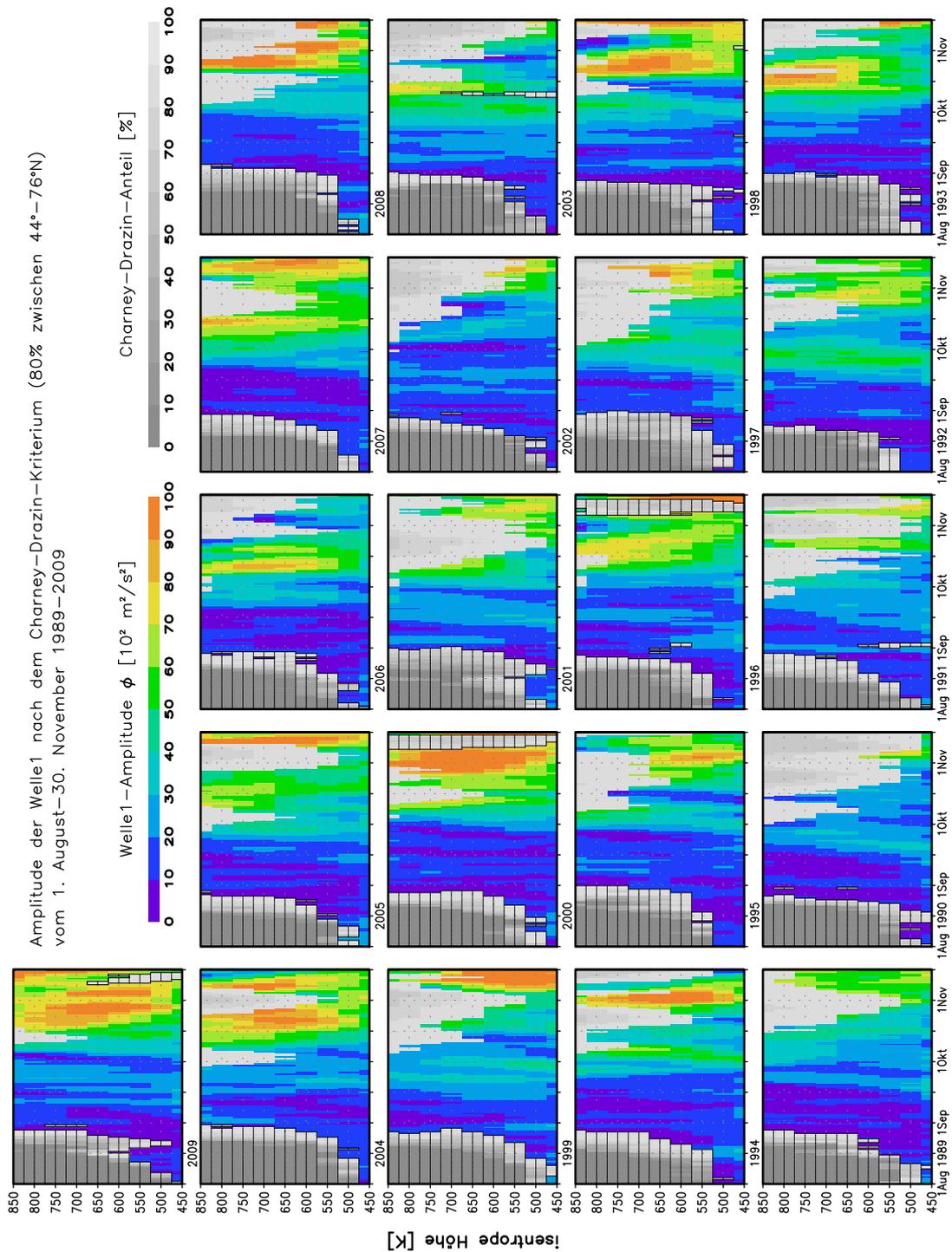


Abbildung B.6: Zeitlicher Verlauf der flächengemittelten Amplitude der Geopotenzial-Welle-1 (farbig kodiert) für die isentropen Höhen von 450 – 850 K vom 1. August bis 30. November für die Jahre 1989–2009, wobei 80% der Breitenkreise zwischen 44 – 76 °N á 2°Abstand das Charney-Drazin-Kriterium (CDK) erfüllen. Gesondert gekennzeichnet sind durch Graustufen in 10%-Intervallen die Erfüllung des CDK und durch Schraffur das Vorkommen von Ostwinden in diesem Breitenbereich an.

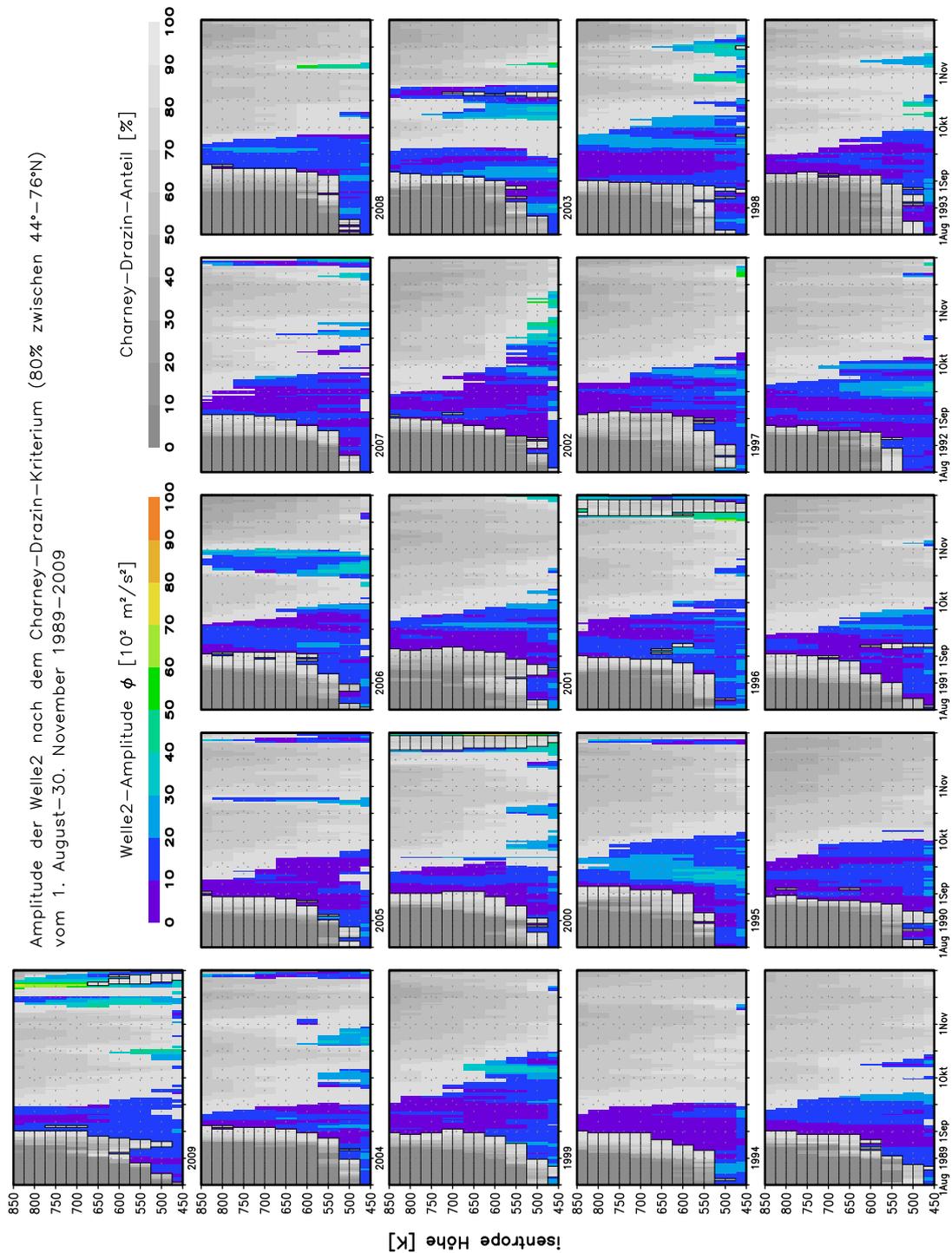
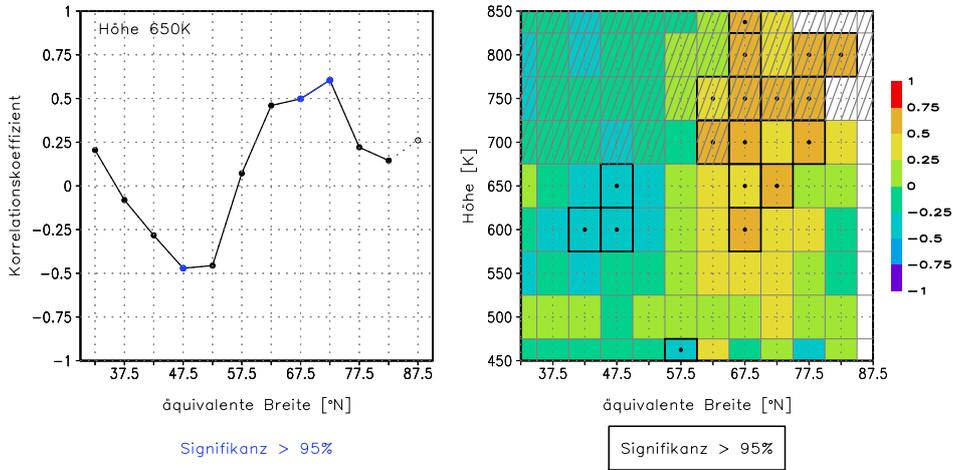
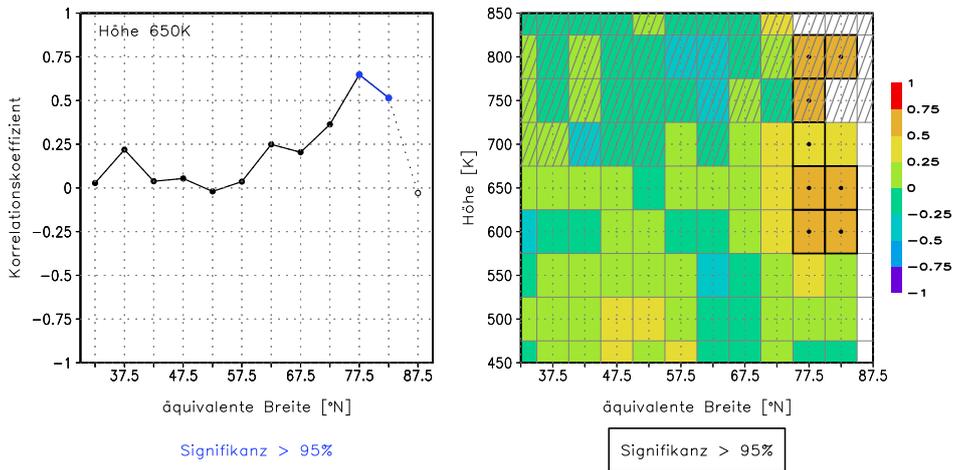


Abbildung B.7: Zeitlicher Verlauf der flächengemittelten Amplitude der Geopotenzial-Welle-2 (farbig kodiert) für die isentropen Höhen von 450 – 850 K vom 1. August bis 30. November für die Jahre 1989–2009, wobei 80% der Breitenkreise zwischen 44 – 76 °N á 2°Abstand das Charney-Drazin-Kriterium (CDK) erfüllen. Gesondert gekennzeichnet sind durch Graustufen in 10%-Intervallen die Erfüllung des CDK und durch Schraffur das Vorkommen von Ostwinden in diesem Breitenbereich an.

Korrelationskoeffizient zwischen dem Ozon VMR am 03. Januar und dem trendbereinigten Integral der Geopotenzial-Welle1-Amplitude (80% Charney-Drazin-Kriterium in 44-76°N, 1. August - 30. November) von 1991/92-2008/09



Korrelationskoeffizient zwischen dem Ozon VMR am 03. Januar und dem trendbereinigten Integral der Geopotenzial-Welle2-Amplitude (100% Charney-Drazin-Kriterium in 44-76°N, 1. August - 30. November) von 1991/92-2008/09



Korrelationskoeffizient zwischen dem Ozon VMR am 03. Januar und dem trendbereinigten Integral der Geopotenzial-Welle2-Amplitude (80% Charney-Drazin-Kriterium in 44-76°N, 1. August - 30. November) von 1991/92-2008/09

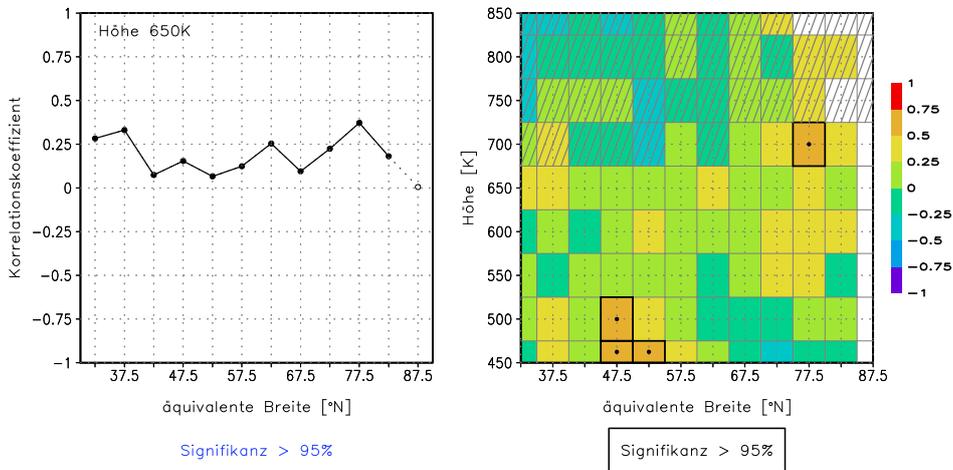


Abbildung B.8: Analog zu Abbildung 6.19 mit 80% CDK für Welle-1 (oben), 100% CDK für Welle-2 (Mitte) und 80% CDK für Welle-2 (unten)

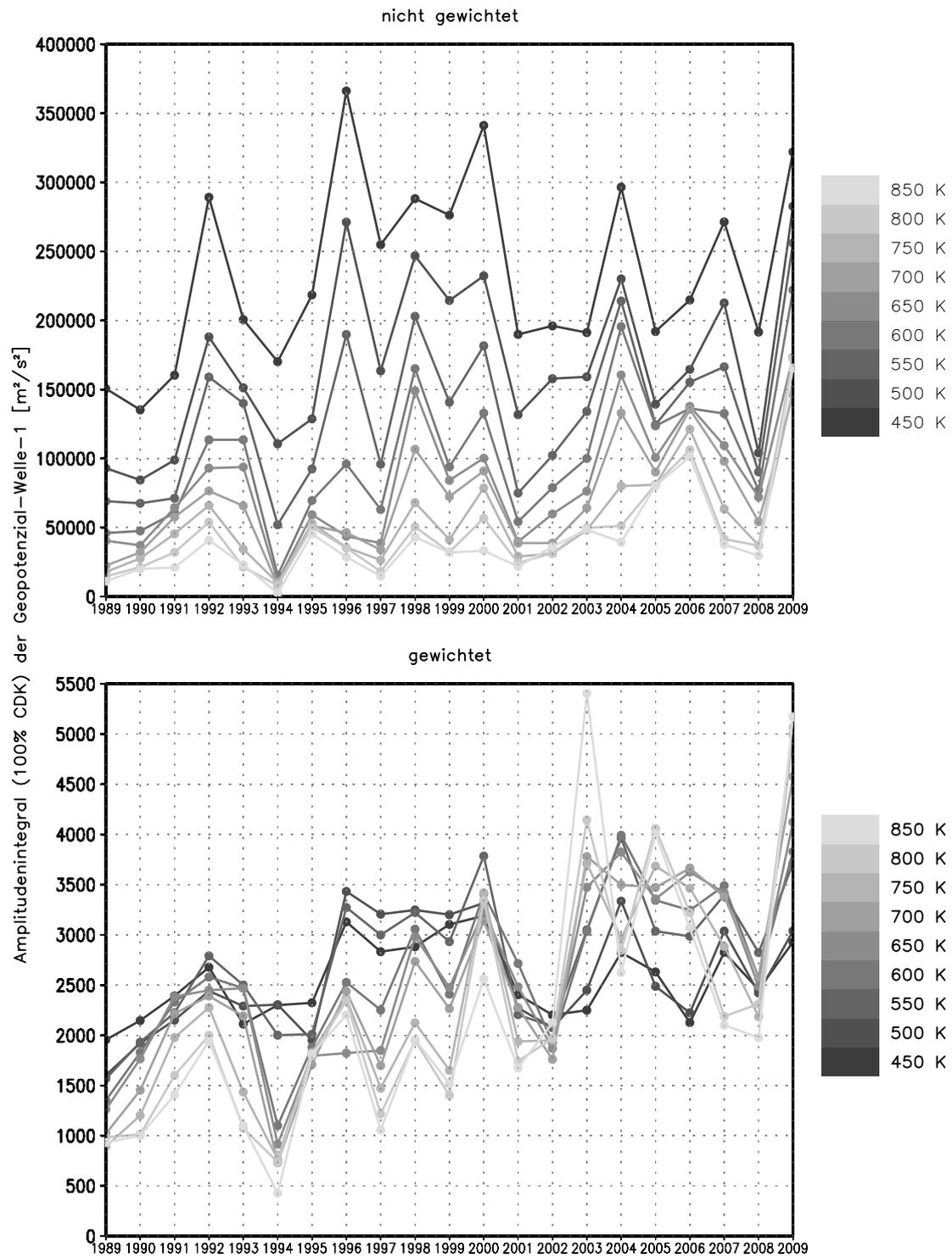


Abbildung B.9: Zeitreihen des flächengemittelten Integrals der Geopotenzial-Welle-1 von 450 – 850K mit (unten) und ohne (oben) zeitlicher Wichtung.

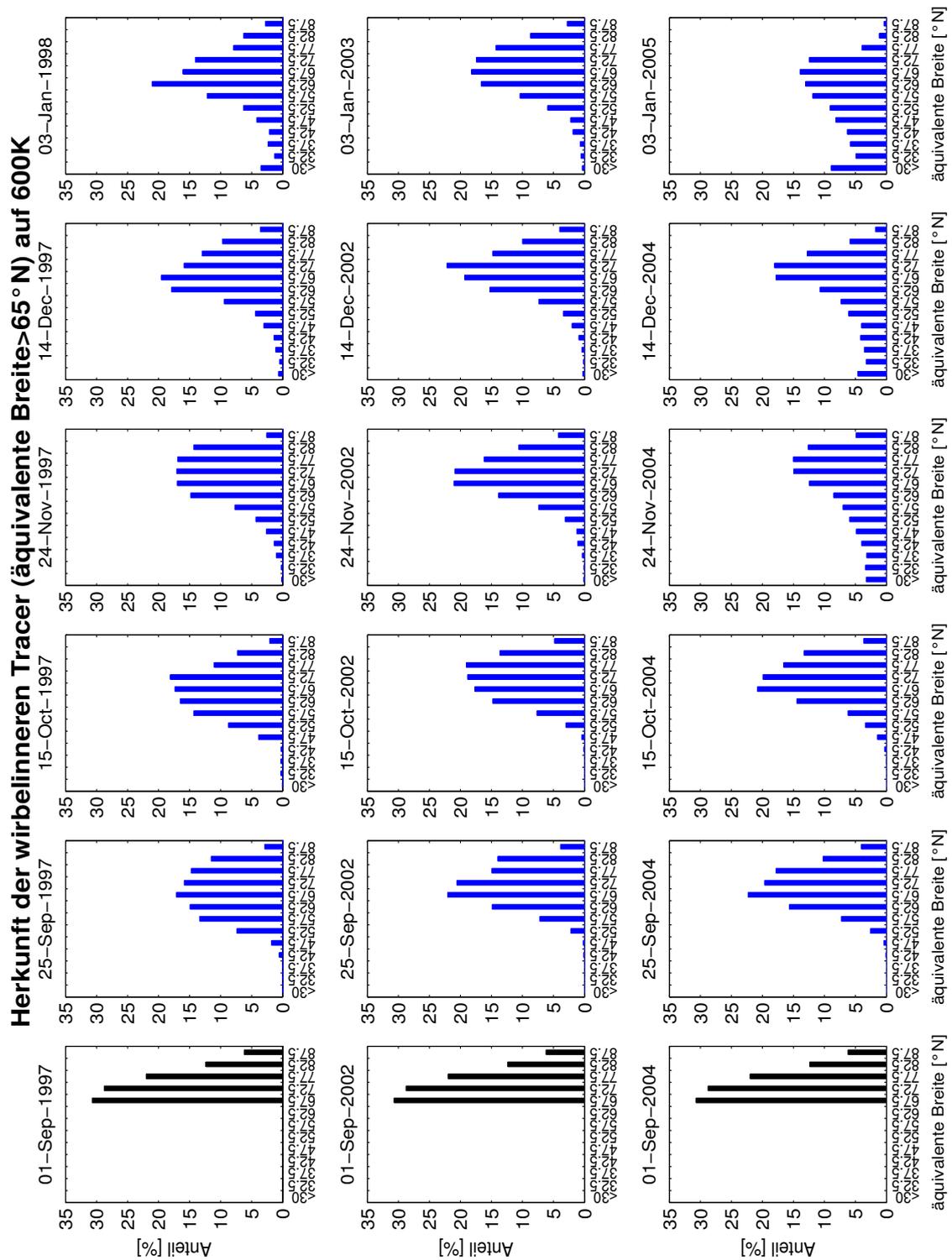


Abbildung B.10: Zeitliche Entwicklung der wirbelinneren Traceranteile nach der äquivalenten Initialisierungsbreite für die mit ATLAS simulierte Winter 1997/98, 2002/03 und 2004/05

Anhang C

Grundgleichungen & Skalenanalyse

Herleitung der Grundgleichungen

Die differentiellen Gleichungen, die aus der Massenbilanz, Impulsbilanz und der Energiebilanz

$$\text{Massenbilanz:} \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (\text{C.1})$$

$$\text{Impulsbilanz:} \quad \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{T} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \rho \mathbf{v} - \rho \nabla \phi \quad (\text{C.2})$$

$$\text{Energiebilanz:} \quad \rho \frac{de}{dt} = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{F}_R \cdot \nabla \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{W} \quad (\text{C.3})$$

hervorgehen, beschreiben die Physik der Atmosphäre. Dabei bilden der Navier-Stokesche Reibungstensor \mathbf{F}_R und der Wärmestromvektor \mathbf{W} die Senken- und Quellterme des Gleichungssystems. Der Spannungstensor $\mathbf{T} = \mathbf{F}_R - p\mathbf{E}$ beinhaltet neben dem Reibungstensor \mathbf{F}_R noch den Einheitstensor \mathbf{E} . Bei den anderen Variablen handelt es sich um die Dichte ρ , den dreidimensionalen Windvektor $\mathbf{v} = (u, v, w)$, das Geopotenzial ϕ , den Druck p , die innere Energie e und den Erdrotationsvektor $\boldsymbol{\Omega}$.

Mit der Verwendung der Massenbilanz (C.1) in der Formulierung $\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = \frac{d^{1/\rho}}{dt}$ und der Definition von $\delta q = \frac{1}{\rho} (\mathbf{F}_R \cdot \nabla \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{W})$ als gesamte Wärmezufuhr folgt

$$\frac{de}{dt} = -p \frac{d^{1/\rho}}{dt} + \delta q.$$

Mit der Annahme, dass Luft ein ideales Gas sei und $e = c_v T + \text{const.}$ mit c_v als spezifische Wärme bei konstantem Volumen sowie die ideale Gasgleichung $\frac{p}{\rho} = RT$ mit $p \frac{d^{1/\rho}}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = R \frac{dT}{dt}$ gelte, führt dies auf

$$(c_v + R) \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{p} dp = \delta q.$$

Die Division durch die Temperatur T liefert den Zusammenhang mit der Entropie s derart, dass

$$c_p \frac{d \ln T}{dt} - R \frac{d \ln p}{dt} = \frac{1}{T} \frac{\delta q}{dt} = \frac{ds}{dt}$$

mittels $ds = \frac{\delta q}{T} = c_p d \ln T - R d \ln p$ gilt.

Skalenanalyse für großräumige Bewegungen

In der Atmosphärendynamik gibt es verschiedene Skalen mit charakteristischen Zeit- und Raum-
längen der entsprechenden Phänomene. So wird zwischen Mikroskalenbereich über konvektiven
Skalenbereich und Mesoskalenbereich bis zum Makroskalenbereich unterschieden. So gehören die
kleinräumigen Turbulenzen (Böigkeit des Windes) mit Längen zwischen 1 cm und 10 m bei einer
typischen Lebensdauer von 1 s bis 1 min in die Mikroskala, die Cumuluskonvektion (mit Gewittern
und Tornados) mit Längen zwischen 10 m bis 10 km und Zeiten zwischen 1 min bis 1 h in die kon-
vektiven Skala. Langlebiger mit 1 h bis 10 h sind hingegen tropische Wolkencluster oder die Land-
Seewind-Zirkulation, die mit einer Länge von 10 km bis 100 km der Mesoskala zugeordnet werden.
Die Makroskala umfasst sowohl Hoch- und Tiefdruckgebiete als auch die planetarischen Wellen.
Ihr Längenbereich reicht von 100 km bis 10000 km bei einer Lebensdauer von 10 h bis 10 d. Durch
das Trägheitsprinzip sind die Raum- und Zeitskala derart miteinander gekoppelt, dass eine größere
Längenskala auch mehr Masse beinhaltet und infolge der Trägheit die großräumige Struktur auch
länger erhalten bleibt.

Für großräumige Bewegungen gelten die folgenden charakteristischen Maßzahlen:

<i>charakteristischer Parameter</i>	<i>Symbol</i>	<i>Skalenwert</i>
Länge	L^*	10^6 m
Höhe	H^*	10^4 m
horizontale Windgeschwindigkeit	U^*	10 m/s
vertikale Windgeschwindigkeit	W^*	10^{-2} m/s
horizontale Druckverteilung	$\Delta_h P^*$	10 hPa
vertikale Druckverteilung	$\Delta_z P^*$	10^3 hPa
vertikaler Coriolisparameter	f^*	10^{-4} 1/s
meridionaler Coriolisparameter	l^*	10^{-4} 1/s
Erdbeschleunigung	G^*	10 m/s ²
Dichte	D^*	1 kg/m ³
Zeit	$T^* = L^*/U^*$	10^5 s
kinematische Viskosität	ν^*	10^5 m ² /s

Tabelle C.1: Makroskalige Charakteristika

Eine Aufschlüsselung der Impulsbilanzgleichung (C.2) ergibt

$$\begin{array}{cccccccccc}
 \frac{d\mathbf{v}_h}{dt} & + \frac{dv_z}{dt} \mathbf{k} & = -f \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h & -lv_z \mathbf{i} & +lv_x \mathbf{k} & -\frac{1}{\rho} \nabla_h p & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \mathbf{k} & -\frac{\partial \phi}{\partial z} \mathbf{k} & +F_{R_h} & +F_{R_z} \mathbf{k} \\
 U^{*2}/L^* & U^*W^*/L^* & f^*U^* & l^*W^* & l^*U^* & D^*\Delta_h P^* & \frac{\Delta_z P^*}{H^*D^*} & G^* & \nu^*U^*/H^{*2} & \nu^*W^*/H^{*2} \\
 10^{-4} & 10^{-7} & 10^{-3} & 10^{-6} & 10^{-3} & 10^{-3} & 10 & 10 & 10^{-12} & 10^{-15}
 \end{array}$$

Damit ergeben sich folgende großräumige Bewegungsgleichungen, wenn in der Horizontalen nur
Terme mit einer Größenordnung $\mathcal{O} \geq 10^{-4}$ und in der Vertikalen $\mathcal{O} \geq 10$ berücksichtigt werden.

$$\begin{aligned}
 \frac{d\mathbf{v}_h}{dt} &= -f \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h - \frac{1}{\rho} \nabla p \\
 \frac{\partial p}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\rho g
 \end{aligned}$$

Anhang D

Korrelation der Amplitudenintegrale

In der unten aufgeführten Tabelle D.1 sind die Korrelationskoeffizienten der trendbereinigten Zeitreihen der von August bis November aufintegrierten Amplituden für Welle-1 und Welle-2 auf Basis des Geopotenzials und des Montgomery-Potenzials bei 100% Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums im Breitenbereich 44 – 76 °N aufgelistet. Die Korrelationskoeffizienten weisen allesamt eine Signifikanz über 95% auf.

<i>isentropie Höhe</i>	<i>Korrelationswerte für Welle-1</i>	<i>Korrelationswerte für Welle-2</i>
450K	0.91	0.93
500K	0.87	0.92
550K	0.92	0.92
600K	0.91	0.89
650K	0.92	0.87
700K	0.91	0.66
750K	0.94	0.62
800K	0.95	0.8
850K	0.93	0.78

Tabelle D.1: Korrelationskoeffizienten der trendbereinigten Integrale der Amplituden von Welle-1 bzw. Welle-2 auf Basis des Geopotenzials und des Montgomery-Potenzials und für 100%ige Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums im Breitenbereich von 44 – 76 °N vom 1. August bis zum 30. November der Jahre 1989 bis 2009

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Romanische Symbole

E	Einheitstensor
F_R	Navier-Stokescher Reibungstensor
F	$= (F_y, F_z)$ Eliassen-Palm-Flussvektor
T	Spannungstensor
W	Wärmestromvektor
$[O_3]$	Ozonkonzentration, Teilchendichte des Ozons
H	Skalenhöhe
L_x	Wellenlänge in zonaler Richtung
L_y	Wellenlänge in meridionaler Richtung
M	$= 28,96 \text{ g/mol}$ molare Masse trockener Luft
N^2	Brunt-Väisälä-Frequenz
N_{O_3}	Ozongesamtsäule
Q	Wärmequellterm
R	$= 287 \text{ m}^2/\text{sK}$ spezifische Gaskonstante für trockene Luft
R^*	$= 8,3143 \text{ J/K mol}$ universelle Gaskonstante
T	Temperatur
V	Volumen
X	Dissipation durch kleinskalige Wirbel
c_g	$= (c_{gy}, c_{gz})$ (meridionale und vertikale) Gruppengeschwindigkeit

i	zonaler Einheitsvektor
j	meridionaler Einheitsvektor
k	vertikaler Einheitsvektor
r	= (x, y, z) Ortsvektor
\mathbf{k}_h	= (k, l) horizontaler Wellenzahlvektor
\mathbf{v}_h	horizontaler Windgeschwindigkeitsvektor
\mathbf{v}	= (u, v, w) 3D-Windgeschwindigkeitsvektor
\bar{u}	zonaler Grundstrom (zonales Mittel der zonalen Windgeschwindigkeit)
$\overline{v^*}$	meridionale Residualgeschwindigkeitskomponente
$\overline{v^* \theta^*}$	meridionaler Wärmefluss
$\overline{v^* u^*}$	meridionaler Impulsfluss
$\overline{w^*}$	vertikale Residualgeschwindigkeitskomponente
c	Phasengeschwindigkeit
c_x	zonale Phasengeschwindigkeit
c_v	= 717 J/kgK spezifische Wärme bei konstantem Volumen
c_p	= 1004 J/kgK spezifische Wärme bei konstantem Druck
e	innere Energie
f	= $2\omega_E \sin \varphi$ vertikaler Coriolisparameter
g	= $9,81 \text{ m/s}^2$ Erdbeschleunigung
l	= $2\omega_E \cos \varphi$ meridionaler Coriolisparameter
m	Masse
n	= $\frac{m}{M}$ Stoffmenge
p	Druck
s	Entropie
t	Zeit
u	zonale Windgeschwindigkeitskomponente
v	meridionale Windgeschwindigkeitskomponente

v_c	kritische Rossby-Wellengeschwindigkeit
w	vertikale Windgeschwindigkeitskomponente
x	zonale Entfernung
y	meridionale Entfernung
z	vertikale Entfernung bzw. geometrische Höhe
z_T	Schichtdicke
k	Wellenzahl in zonaler Richtung
l	Wellenzahl in meridionaler Richtung
m	Wellenzahl in vertikaler Richtung

Griechische Symbole

Ω	$= 1/2(lj + fk)$ Rotationsvektor
Π_{Ertel}	Ertelsche potentielle Vorticity
Π_{qg}	quasi-geostrophische potentielle Vorticity
β	$= \frac{\partial f}{\partial y}$ Rossby-Parameter
ξ_a	$= \xi + 2\Omega$ absoluter Wirbelvektor
ξ	$= \nabla \times \mathbf{v}$ Wirbelvektor
κ	$= 0,286$ meteorologischer Adiabatenexponent
λ	Wellenlänge (Strahlung)
λ_c	Lyapunov-Exponent
μ_{O_3}	Ozonmischungsverhältnis
ω	Winkelgeschwindigkeit
ω_E	$= 7,29 \cdot 10^{-5} 1/s$ Winkelgeschwindigkeit der Erde
ϕ	Geopotenzial
ψ	Stromfunktion
σ	Stabilitätsparameter
θ	potentielle Temperatur

φ	geographische Breite
ρ	Dichte
ζ	relative Vorticity (Vertikalkomponente des 3D Wirbelvektors ξ)
ζ_a	absolute Vorticity

Mathematische Symbole

∇	Nablaoperator, partielle Ableitung im 3D-Raum
$\frac{\partial a}{\partial t}$	partielle (lokale) Zeitableitung einer beliebigen Feldgröße a
$\frac{da}{dt}$	totale (individuelle) Zeitableitung einer beliebigen Feldgröße a
$[a]$	Konzentration, Teilchendichte eines beliebigen Atmosphärgases
\bar{a}	zonales Mittel einer beliebigen Feldgröße a
a^*	kleinräumige Abweichung vom zonalen Mittel einer beliebigen Feldgröße a
$J(a, b)$	Jacobi-Operator für skalare Feldgrößen a und b

Abkürzungen

ClO_x	chemische Familie der Chloroxide
NO_x	chemische Familie der Stickstoffoxide
2D	<u>2</u> -dimensional
3D	<u>3</u> -dimensional
4D-Var	<u>4</u> -dimensionale <u>V</u> ariationsanalyse
ACC	<u>A</u> tmospheric <u>C</u> hemistry and <u>C</u> limate
ACE	<u>A</u> tmospheric <u>C</u> hemistry <u>E</u> xperiment
ATLAS	<u>A</u> lfred Wegener Ins <u>T</u> itute <u>L</u> Agrangian Chemistry/Transport <u>S</u> ystem
ATTILA	<u>A</u> tmospheric-Transport <u>I</u> n a <u>L</u> Agrangian model
AWI	<u>A</u> lfred <u>W</u> egener <u>I</u> nstitut für Polar- und Meeresforschung
CANDIDOZ	<u>C</u> hemical and <u>D</u> ynamical <u>I</u> nfluences on <u>D</u> ecadal <u>O</u> zone Change (Projekt der Europäischen Union)
CATO	<u>C</u> ANDIDOZ <u>A</u> ssimilated <u>T</u> hree-dimensional <u>O</u> zone
CCMVal	Projekt <u>C</u> hemistry- <u>C</u> limate <u>M</u> odel <u>V</u> alidation Activity für gekoppelte Chemie-Klima-Modelle (coupled <u>c</u> hemistry- <u>c</u> limate <u>m</u> odels, kurz: CCMs)

CDK	<u>Charney- Drazin-Kriterium</u>
CHAMP	<u>Challenging Minisatellite Payload</u>
CLaMS	<u>Chemisches Lagrangesches Modell der Stratosphäre</u>
CTM	<u>Chemie-Transport-Modell</u>
DLAPSE	<u>Denitrification by Lagrangian Particle Sedimentation</u>
DWD	<u>Deutscher Wetterdienst</u>
EASOE	<u>European Arctic Stratospheric Ozone Experiment</u>
ECC-Sonde	<u>electrochemical cell Sonde</u>
ECMWF	<u>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts</u>
EP-Fluss	<u>Eliassen-Palm-Flussvektor</u>
ER-2	US-amerikanisches Höhenforschungsflugzeug
ERA	<u>ECMWF RE-Analysis</u>
ERA-40	<u>ECMWF RE-Analysis 40-jährige Datenreihe</u>
ERA-Interim	<u>ECMWF RE-Analysis Interim-Projekt ab dem Jahr 1989</u>
ERS	<u>European Remote Sensing</u>
FCKW	<u>Fluorchlorkohlenwasserstoff</u>
FTS	<u>Fourier Transform Spectrometer</u>
GCM	<u>General Circulation Model</u>
GOME	<u>Global Ozone Monitoring Experiment</u>
GPS	<u>Global Positioning System</u>
HALOE	<u>Halogen Occultation Experiment</u>
IFS	<u>Integrated Forecasting System (Kurzfristwettervorhersagemodell aus der Zusammenarbeit von ECMWF und Météo-France)</u>
ILAS	<u>Improved Limb Atmospheric Spectrometer</u>
JPL	<u>Jet Propulsion Laboratory</u>
LACE	<u>Lindenberg Aerosol Characterization Experiment</u>
NAO	<u>Nord Atlantische Oszillation</u>

NAT	<u>n</u> itric <u>a</u> cid <u>t</u> rihydrate
nPV	<u>n</u> ormierte <u>p</u> otentielle <u>V</u> orticity
OMS	<u>O</u> bservation of the <u>M</u> iddle <u>S</u> tratosphere
POAM	<u>P</u> olar <u>O</u> zone and <u>A</u> erosol <u>M</u> easurement
ppmv	= 10 ⁻⁶
PSC	<u>P</u> olar <u>S</u> tratospheric <u>C</u> loud
PV	<u>p</u> otentielle <u>V</u> orticity
QBO	<u>Q</u> uasi <u>B</u> iennale <u>O</u> szillation
SAGE	<u>S</u> tratospheric <u>A</u> erosol and <u>G</u> as <u>E</u> xperiment
SCISAT-1	<u>S</u> CIence <u>S</u> ATellite
SESAME	<u>S</u> econd <u>E</u> uropean <u>S</u> tratospheric <u>A</u> rctic and <u>M</u> id-latitude <u>E</u> xperiment
SPARC	<u>S</u> tratospheric <u>P</u> rocesses <u>A</u> nd their <u>R</u> ole in <u>C</u> limate
sPV	<u>s</u> kalierte <u>p</u> otentielle <u>V</u> orticity
TEM	<u>t</u> ransformed <u>E</u> ulerian- <u>m</u> ean
THESEO	<u>T</u> hird <u>E</u> uropean <u>S</u> tratospheric <u>E</u> xperiment on <u>O</u> zone
TOMS	<u>T</u> otal <u>O</u> zone <u>M</u> apping <u>S</u> pectrometers
TUV	<u>T</u> ropospheric <u>U</u> ltraviolet- <u>V</u> isible model
UV	<u>u</u> ltraviolett

Abbildungsverzeichnis

1.1	Dezembermittel des Ozonmischungsverhältnisses der Station Ny Ålesund und Standardabweichung	2
2.1	Thermische Struktur der Erdatmosphäre	4
2.2	Wellenausbreitung nach dem Charney-Drazin-Kriterium	12
2.3	Ozonkonzentration und Ozonmischungsverhältnis gegen geometrische Höhe und Ozonmischungsverhältnis gegen isentrope Höhe	17
2.4	Mittlerer Jahresgang der Gesamtozonverteilung aus ACC-SPARC-Daten	18
2.5	Schema zur mittleren Meridionalzirkulation	20
2.6	Schema zur Entstehung der stratosphärischen Meridionalzirkulation	21
3.1	Schema zum Messprinzip einer Ozonsonde	29
3.2	Beispiele für fehlerbehaftete Ozonsondenaufstiege für a) Ny Ålesund vom 09.02.2006, b) Eureka vom 25.02.1995, c) Kühlungsborn vom 24.01.2008 und d) Payerne vom 13.09.2008	31
3.3	Zeit-Höhen-Schnitt des über niedrige bis mittlere äquivalente Breiten flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen	32
3.4	Zeit-Höhen-Schnitt des über hohe äquivalente Breiten flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen	33
3.5	Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz der über hohe und niedrige äquivalente Breiten flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Ozonsondenaufstiegen	34
3.6	Schema zur Sonnenokkultationsmethode	36
3.7	Verfügbarkeit der Satellitendaten und Ozonsonden	37
3.8	Zeit-Höhen-Schnitt des über niedrige bis mittlere äquivalente Breiten flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Satellitenmessungen	38
3.9	Zeit-Höhen-Schnitt des über hohe äquivalente Breiten flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Satellitenmessungen	39
3.10	Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz der über hohe und niedrige äquivalente Breiten flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Satellitenmessungen	41
3.11	Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz der von 30-55°N äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen	42

3.12	Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz der von 65-90°N äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen	43
4.1	Jahresgänge der Ozonsäulendichten über Ny Ålesund	45
4.2	Für September bis Dezember gemittelte Vertikalprofile der Ozonmischungsverhältnisse und Standardabweichung	47
4.3	Korrelationskoeffizienten der Ozonmischungsverhältnisse von September und Dezember sowie November und Dezember	48
5.1	Modulares Konzept von ATLAS	51
5.2	Verteilung des Tracers#48 im Raum und der Mischungsverhältnisse der Tracer#48-#52 auf 650 K-Fläche jeweils für den 01.09. und den 30.12.1989	57
6.1	Gemittelte Ozonmischungsverhältnisse für September und Dezember aus Sonden- und Satellitendaten über die äquivalente Breite auf verschiedenen isentropen Höhen	61
6.2	Meridionale Durchmischung und Transporte anhand der wirbelinneren Luftanteile nach äquivalenter Initialisierungsbreite für die Winter 1997/98, 2002/03 und 2004/05	62
6.3	Prozentuale Anteile der im Wirbelinneren befindlichen nach Initialisierungshöhe aufgeschlüsselten und über die äquivalenten Initialisierungsbreite abgetragenen Tracer auf 9 isentropen Höhen	64
6.4	Streudiagramme der wirbelinneren Traceranteile mit einer Initialisierungsbreite <30°N und mit einer Initialisierungshöhe von 600 K bzw. 900 K auf 600 K	65
6.5	Skizze zur Entstehung der Luftzusammensetzung des Polarwirbels	66
6.6	Zeitreihen des prozentualen Anteils der wirbelinneren Tracer mit 600 K-, 900 K-Initialisierungshöhe bzw. mit einer äquivalenten Initialisierungsbreite <30°N und des gemittelten wirbelinneren Ozons auf 600 K	67
6.7	Zeitreihen und Korrelationskoeffizienten des wirbelinneren Ozongehalts und des prozentualen Anteils der wirbelinneren Luft nach äquivalenter Initialisierungsbreite auf 650 K	68
6.8	Korrelation zwischen den Zeitreihen des wirbelgemittelten Ozonmischungsverhältnisses und des Luftanteils nach Initialisierungsbreitenintervall für 650 K und als Höhen-Breiten-Schnitt	69
6.9	Zeitreihen und Korrelationskoeffizienten des wirbelinneren Ozongehalts und des prozentualen Anteils der wirbelinneren Luft nach Initialisierungshöhe auf 650 K . .	70
6.10	Korrelation zwischen den Zeitreihen des wirbelgemittelten Ozonmischungsverhältnisses und des Luftanteils nach Initialisierungshöhe für 650 K und als Breiten-Höhen-Schnitt	71
6.11	Korrelation zwischen den Zeitreihen des zeitlich gemittelten EP-Flusses und des wirbelinneren Luftanteils nach Initialisierungsbreitenintervall für 650 K und als Höhen-Breiten-Schnitt	72

6.12	Minimale, maximale und flächengemittelte Zonalmittel des Windes zwischen 44-76°N sowie Tage mit 80% bzw. 100% Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums; Zonalmittel der kritischen Rossby-Geschwindigkeit nach dem Charney-Drazin-Kriterium für die Wellenzahlen 1-5 auf 650 K; Zonalmittel des Windes über den Breitenbereich jeweils vom 01.08.1998 - 31.03.1999	75
6.13	Zeit-Höhen-Schnitt der flächengemittelten Amplitude der Geopotenzial-Welle-1 bei 100% Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums	77
6.14	Zeit-Höhen-Schnitt der flächengemittelten Amplitude der Geopotenzial-Welle-2 bei 100% Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums	78
6.15	Zeitreihen und Korrelationskoeffizienten des wirbelinneren Luftanteils gemäß der äquivalenten Initialisierungsbreite auf 650 K und des trendbereinigten Integrals der Geopotenzial-Welle-1 bei 100% Charney-Drazin-Kriteriums	80
6.16	Korrelation zwischen den Zeitreihen des trendbereinigten Integrals der flächengemittelten Geopotenzialamplitude der Welle-1 bei 100% Charney-Drazin-Kriterium und des wirbelinneren Luftanteils nach Initialisierungsbreitenintervall auf 650 K und als Breiten-Höhen-Schnitt	81
6.17	Schema der Kausalkette	82
6.18	Zeitreihen und Korrelationskoeffizienten des nach äquivalenten Breitenintervall gemittelten Ozonmischungsverhältnisses und des trendbereinigten Integrals der flächengemittelten Welle-1-Amplitude bei 100% Charney-Drazin-Kriterium auf 650 K	83
6.19	Korrelation zwischen den Zeitreihen des trendbereinigten Integrals der flächengemittelten Geopotenzialamplitude der Welle-1 und des über äquivalente Breitenintervalle gemittelten Ozonmischungsverhältnisses auf 650 K und als Breiten-Höhen-Schnitt	84
6.20	Zeit-Höhen-Schnitt des über den Wirbelkern gemittelten Ozonmischungsverhältnisses und des Ozonverlustes	86
6.21	Zeit-Höhenschnitt der prozentualen Signalerhaltung	88
6.22	Zeitlicher Verlauf der prozentualen Signalerhaltung für 450 K, 575 K und 750 K	89
6.23	Vertikalprofil der prozentualen Signalerhaltung	89
6.24	äquivalente Breiten-Höhen-Schnitt der Signalerhaltung am 3. Januar 2000	90
B.1	Geographische Lage der verwendeten Ozonsondenstationen	97
B.2	Zeit-Höhen-Schnitte des über 30-55°N äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen	98
B.3	Zeit-Höhen-Schnitte des über 65-90°N äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisses aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen	99
B.4	Zeit-Höhen-Schnitt der Differenz der über 65-90°N und 30-55°N äquivalenter Breite flächengemittelten Ozonmischungsverhältnisse aus Ozonsondenaufstiegen und Satellitenmessungen	100

B.5	Zeitreihen und Korrelationskoeffizienten der gemittelten Vertikalkomponente des EP-Flusses und des prozentualen Anteils der wirbelinneren Luft nach äquivalenter Initialisierungsbreite auf 650 K	101
B.6	Zeit-Höhen-Schnitt der flächengemittelten Amplitude der Geopotenzial-Welle-1 bei 80% Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums	102
B.7	Zeit-Höhen-Schnitt der flächengemittelten Amplitude der Geopotenzial-Welle-2 bei 80% Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums	103
B.8	Analog zu Abbildung 6.19 mit 80% CDK für Welle-1 (oben), 100% CDK für Welle-2 (Mitte) und 80% CDK für Welle-2 (unten)	104
B.9	Zeitreihen des flächengemittelten Integrals der Geopotenzial-Welle-1	105
B.10	Zeitliche Entwicklung der wirbelinneren Traceranteile nach der äquivalenten Initialisierungsbreite für die Winter 1997/97, 2002/03 und 2004/05	106

Tabellenverzeichnis

5.1 Nummerierung der Tracer gemäß äquivalentem Breitenintervall und isentropen Höhenintervall	56
A.1 Liste der in der Arbeit verwendeten Ozonsondenstationen	95
C.1 Makroskalige Charakteristika	108
D.1 Korrelationskoeffizienten der trendbereinigten Integrale der Amplituden von Welle-1 bzw. Welle-2 auf Basis des Geopotenzials und des Montgomery-Potenzials und für 100%ige Erfüllung des Charney-Drazin-Kriteriums im Breitenbereich von 44 – 76°N vom 1. August bis zum 30. November der Jahre 1989 bis 2009	109

Literaturverzeichnis

- Andrews, A. E., Boering, K. A., Daube, B. C., Wofsy, S. C., Loewenstein, M., Jost, H., Podolske, J. R., Webster, C. R., Herman, R. L., Scott, D. C., Flesch, G. J., Moyer, E. J., Elkins, J. W., Dutton, G. S., Hurst, D. F., Moore, F. L., Ray, E. A., Romashkin, P. A. und Strahan, S. E.: Mean ages of stratospheric air derived from in situ observations of CO₂, CH₄, and N₂O. In: *J. Geophys. Res.*, Band 106:S. 32295–32314, 2001. 58
- Andrews, D., Holton, J. und Leovy, C.: *Middle atmosphere dynamics*. Academic Press., London, 1987.
- Andrews, D. G. und McIntyre, M. E.: Generalised Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. In: *J. Atmos. Sci.*, Band 35:S. 175–185, 1978. 22, 25
- Andrews, D. G. und McIntyre, M. E.: Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalised Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. In: *J. Atmos. Sci.*, Band 33:S. 2031–2048, 1976. 22, 23, 25
- Baldwin, M. P., Dameris, M. und Shepherd, T. G.: How Will the Stratosphere Affect Climate Change? In: *Science*, Band 316:S. 1576–1577, 2007. doi:10.1126/science.1144303. 1
- Brewer, A. W.: Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. In: *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Band 75:S. 351–363, 1949. 20
- Brewer, A. W. und Milford, J. R.: The Oxford-Kew Ozone sonde. In: *Proc. R. Soc. London*, Band A256:S. 470–495, 1960. 29
- Brunner, D., Stähelin, J., Mäder, J. A., Wohltmann, I. und Bodeker, G. E.: Variability and trends in total and vertically resolved stratospheric ozone based on the CATO ozone data set. In: *Atmos. Chem. Phys.*, Band 6(12):S. 4985–5008, 2006. 73, 94
- Burkholder, J. B., Orlando, J. J. und Howard, C. J.: Ultraviolet absorption cross sections of chlorine oxide (Cl₂O₂) between 210 and 410 nm. In: *J. Phys. Chem.*, Band 94:S. 687–695, 1990. 54
- Carslaw, K. S., Kettleborough, J. A., Northway, M. J., Davies, S., Gao, R.-S., Fahey, D. W., Baumgardner, D. G., Chipperfield, M. P. und Kleinböhl, A.: A vortex-scale simulation of the growth

- and sedimentation of large nitric acid hydrate particles. In: *J. Geophys. Res.*, Band 107:S. 8300, 2002. doi:10.1029/2001JD000467. 54
- Carslaw, K. S., Luo, B. und Peter, T.: An analytical expression for the composition of aqueous HNO₃-H₂SO₄ stratospheric aerosols including gas phase removal of HNO₃. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 22:S. 1877–1880, 1995. 54
- Chapman, S.: A theory of upper atmospheric ozone. In: *Mem. R. Soc.*, Band 3:S. 103–125, 1930. 14
- Charney, J. G. und Drazin, P. G.: Propagating of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. In: *J. Geophys. Res.*, Band 66:S. 83–109, 1961. 11, 12, 73
- Dethof, A.: Aspects of modelling and assimilation for the stratosphere at ECMWF. In: *SPARC Newsletter*, Band 21, 2003. 28
- Dhomse, S., Weber, M. und Burrows, J.: The relationship between tropospheric wave forcing and tropical lower stratospheric water vapor. In: *Atmos. Chem. Phys.*, Band 8:S. 471–480, 2008. 94
- Dobson, G. M. B.: Origin and distribution of polyatomic molecules in the atmosphere. In: *Proc. Roy. Soc. London*, Band A236:S. 187–193, 1956. 20
- Dobson, G. M. B., Harrison, D. N. und Lawrence, J.: Measurements of the amount of ozone in the earth's atmosphere and its relation to other geophysical conditions. In: *Proc. Roy. Soc.*, Band Series A(122):S. 456–486, 1929. 20
- Dunkerton, T. J. und Delisi, D. P.: Evolution of potential vorticity in the winter stratosphere of January - February 1979. In: *J. Geophys. Res.*, Band 91:S. 1199–1208, 1986. 8
- Eliassen, A. und Palm, E.: On the transfer of energy in stationary mountain wave. In: *Geophys. Publ.*, Band 22:S. 1–23, 1961. 25
- Eyring, V., Chipperfield, M., Giorgetta, M. A., Kinnison, D. E., Manzini, E., Matthes, K., Newman, P. A., Pawson, S., Shepherd, T. G. und Waugh, D. W.: Overview of the new CCMVal reference and sensitivity simulations in support of upcoming ozone and climate assessments and the planned SPARC CCMVal report. In: *SPARC News Letter*, Band 30:S. 20–26, 2008. 54, 55, 58
- Fioletov, V. E. und Shepherd, T. G.: Seasonal persistence of midlatitude total ozone anomalies. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 30(7):S. 1417, 2003. doi:10.1029/2002GL016739. 1, 46, 59
- Fusco, A. C. und Salby, M. L.: Interannual variations of total ozone and their relationship to variations of planetary wave activity. In: *J. Climate*, Band 12:S. 1619–1629, 1999. 46
- Groß, J.-U., Günther, G., Konopka, P., Müller, R., McKenna, D. S., Stroh, F., Vogel, B., Engel, A., Müller, M., Hoppel, K., Bevilacqua, R., Richard, E., Webster, C. R., Elkins, J. W., Hurst, D. F., Romashkin, P. A. und Baumgardner, D. G.: Simulation of ozone depletion in spring 2000

- with the Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS). In: *J. Geophys. Res.*, Band 107:S. 8259, 2002. doi:10.1029/2001JD000456. 58
- Hanson, D. und Mauersberger, K.: Laboratory studies of the nitric acid trihydrate: Implications for the south polar stratosphere. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 15:S. 855–858, 1988. 54
- Hassler, B., Bodeker, G. E. und Dameris, M.: Technical Note: A new global database of trace gases and aerosols from multiple sources of high vertical resolution measurements. In: *Atmos. Chem. Phys. Discussions*, Band 8(2):S. 7657–7702, 2008. 44
- Haynes, P. H., Marks, C. J., McIntyre, M. E., Shepherd, T. G. und Shine, K. P.: On the „downward control“ of extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces. In: *J. Atmos. Sci.*, Band 48:S. 651–678, 1991. 21, 25
- Holton, J.: *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Elsevier Academic Press, San Diego, vierte Auflage, 2004.
- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rodd, R. B. und Pfister, L.: Stratosphere-Troposphere exchange. In: *Rev. Geophys.*, Band 33:S. 403–439, 1995. 21
- James, I. N.: *Introduction to Circulating Atmospheres*. Cambridge University Press, Cambridge, 1994. 12
- Kawa, S. R., Bevilacqua, R. M., Margitan, J. J., Douglass, A. R., Schoeberl, M. R., Hoppel, K. W. und Sen, B.: Interaction between dynamics and chemistry of ozone in the setup phase of the Northern Hemisphere polar vortex. In: *J. Geophys. Res.*, Band 108(D5):S. 8310, 2003. doi: 10.1029/2001JD001527. 1, 47, 59
- Kawa, S. R., Newman, P. A., Stolarski, R. S. und Bevilacqua, R. M.: Fall vortex ozone as a predictor of springtime total ozone at high northern latitudes. In: *Atmos. Chem. Phys.*, Band 5:S. 1655–1663, 2005. 1, 47, 59
- Kiesewetter, G., Sinnhuber, B.-M., Vountas, M., Weber, M. und Burrows, J. P.: A long-term stratospheric ozone dataset from assimilation of satellite observations: high-latitude ozone anomalies. In: *J. Geophys. Res.*, Band 15:S. D10307, 2010. doi:10.1029/2010JD013362. 44, 85
- Komhyr, W. D.: A carbon-iodine sonde sensor for atmospheric soundings. In: *Proc. Ozone Symp.*, Albuquerque, Geneva, Switzerland, S. 26. 1965. 29
- Komhyr, W. D.: Electrochemical concentration cells for gas analysis. In: *Ann. Geophys.*, Band 25:S. 2003–2010, 1969. 29
- Konopka, P., Günther, G., Müller, R., dos Santos, F. H. S., Schiller, C., Ravegnani, F., Ulanovsky, A., Schlager, H., Volk, C. M., Viciani, S., Pan, L. L., McKenna, D. S. und Riese, M.: Contribution of mixing to upward transport across the tropical tropopause layer (TTL). In: *Atmos. Chem. Phys.*, Band 7:S. 3285–3308, 2007. 51, 52

- Konopka, P., Steinhorst, H.-M., Grooß, J.-U., Günther, G., Müller, R., Elkins, J. W., Jost, H.-J., Richard, E., Schmidt, U., Toon, G. und McKenna, D. S.: Mixing and ozone loss in the 1999-2000 Arctic vortex: Simulations with the three-dimensional Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS). In: *J. Geophys. Res.*, Band 109:S. D02315, 2004. doi:10.1029/2003JD003792. 51, 53
- Lumpe, J. D., Bevilacqua, R. M., Hoppel, K. W., Krigman, S. S., Kriebel, D. L., Randall, C. E., Rusch, D. W., Brogniez, C., Ramanananaherosa, R., Shettle, E. P., Olivero, J. J., Lenoble, J. und Pruvost, P.: POAM II Retrieval Algorithm and Error Analysis. In: *J. Geophys. Res.*, Band 102(D19):S. 23593–23614, 1997. 37
- Lumpe, J. D., Bevilacqua, R. M., Hoppel, K. W. und Randall, C. E.: POAM III Retrieval and Algorithm and Error Analysis. In: *J. Geophys. Res.*, Band 107(D12):S. 4575, 2002. doi:10.1029/2002JD002137. 37
- Madronich, S. und Flocke, S.: The role of solar radiation in atmospheric chemistry. In: Boule, P. (Hg.) *Handbook of Environmental Chemistry*. Springer Verlag, Heidelberg, Germany, 1999, S. 1–26. 54
- Manney, G. L., Krüger, K., Pawson, S., Minschwaner, K., Schwartz, M. J., Daffer, W. H., Livesey, N. J., Mlynczak, M. G., Remsberg, E. E., Russell III, J. M. und Waters, J. W.: The evolution of the stratopause during the 2006 major warming: Satellite data and assimilated meteorological analyses. In: *J. Geophys. Res.*, Band 113(D11):S. 115, 2008. doi:10.1029/2007JD009097. 73
- Marti, J. und Mauersberger, K.: A survey and new measurements of ice vapor pressure at temperatures between 170 and 250 K. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 20:S. 363–366, 1993. 54
- McIntyre, M.: *International Geophysics Series*, Academic Press, band 83 Part 5: Some fundamental aspects of atmospheric dynamics with a solar spinoff: Meteorology at the Millenium. 2001. 20
- McIntyre, M. E. und Palmer, T. N.: Breaking planetary waves in the stratosphere. In: *Nature*, Band 305:S. 593–600, 1983. 21
- McIntyre, M. E. und Palmer, T. N.: The „surf zone“ in the stratosphere. In: *J. Atmos. Terr. Phys.*, Band 46:S. 825–849, 1984. 9
- McKenna, D. S., Konopka, P., Grooß, J.-U., Günther, G., Müller, R., Spang, R., Offermann, D. und Orsolini, Y.: A new Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS) 1. Formulation of advection and mixing. In: *J. Geophys. Res.*, Band 107(D16):S. 4309, 2002. doi:10.1029/2000JD000114. 51, 53
- Meijer, E., Bregman, B., Segers, A. und van Velthoven, P. F. J.: The influence of data assimilation on the age of air calculated with a global chemistry-transport model using ECMWF wind fields. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 31:S. L23114, 2004. doi:10.1029/2004GL021158. 28
- Murgatroyd, R. J. und Singleton, F.: Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere. In: *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Band 87:S. 125–135, 1961. 20

- Nakajima, H., Sugita, T., Yokota, T. und Sasano, Y.: Atmospheric environment monitoring by the ILAS-II onboard the ADEOS-II satellite. In: *Proc. SPIE*, Band 5571:S. 293–300, 2004. 37
- Nash, E. R., Newman, P. A., Rosenfield, J. E. und Schoeberl, M. R.: An objective determination of the polar vortex using Ertel's potential vorticity. In: *J. Geophys. Res.*, Band 101(D5):S. 9471–9478, 1996. 9, 19, 60
- Newman, P., Nash, E. und Rosenfield, J.: What controls the temperature of the Arctic stratosphere during spring? In: *J. Geophys. Res.*, Band 106:S. 19999–20010, 2001. 21, 22, 82
- Plumb, R. A.: Stratospheric Transport. In: *J. Met. Soc. Japan*, Band 80:S. 793–809, 2002. 20
- Randel, W. J., Wu, F. und Stolarski, R. S.: Changes in column ozone correlated with the stratospheric EP flux. In: *J. Met. Soc. Japan*, Band 80:S. 849–862, 2002. 46
- Reithmeier, C. und Sausen, R.: ATTILA: Atmospheric tracer transport in a Lagrangian model. In: *Tellus*, Band 54B:S. 278–299, 2002. 51
- Rex, M., Salawich, R. J., Toon, G. C., Sen, B., Margitan, J. J., Osterman, G. B., Balvier, J.-F., Gao, R. S., Donnelly, S., Keim, E., Neumann, J., Fahey, D. W., Webster, C. R., Scott, D. C., Herman, R. L., May, R. D., Moyer, E. J., Gunson, M. R., Irion, F. W., Chang, A. Y., Rinsland, C. P. und Bui, T. P.: Subsidence, mixing and denitrification of Arctic polar vortex air measured during POLARIS. In: *J. Geophys. Res.*, Band 104:S. 26611–26623, 1999. 45, 87
- Rex, M., v. d. Gathen, P., Harris, N. R. P., Lucic, D., Knudson, B. M., Braathen, G. O., Reid, S. J., Backer, H. D., Claude, H., Fabian, R., Fast, H., Gil, M., Kyrö, E., Mikkelsen, I. S., Rummukainen, M., Smit, H. G., Stähelin, J., Varotsos, C. und Zaitcev, I.: In-situ measurements of stratospheric ozone depletion rates in the Arctic winter 1991/1992: A Lagrangian approach. In: *J. Geophys. Res.*, Band 103(D5):S. 5843–5853, 1998. 8
- Rind, D., Lerner, J. und Zawodny, J.: A complementary analysis for SAGE II data profiles. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 32:S. L07812, 2005. doi:10.1029/2005GL022550. 37
- Rosenfield, J. E. und Schoeberl, M. R.: On the origin of polar vortex air. In: *J. Geophys. Res.*, Band 106(D24):S. 33485–33497, 2001. 59, 63
- Russell III, J. M., Gordley, L. L., Park, J. H., Drayson, S. R., Hesketh, D. H., Cicerone, R. J., Tuck, A. F., Frederick, J. E., Harries, J. E. und Crutzen, P.: The Halogen Occultation Experiment. In: *J. Geophys. Res.*, Band 98(D6):S. 10777–10797, 1993. 40
- Sander, S. P., Friedl, R. R., Ravishankara, A. R., Golden, D. M., Kolb, C. E., Kurylo, M. J., Molina, M. J., Moortgat, G. K., Finlayson-Pitts, B. J., Wine, P. H., Huie, R. E. und Orkin, V. L.: *Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies, Evaluation Number 15*. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, JPL Publication 06-2 Auflage, 2006. 54

- Sandu, A. und Sander, R.: Technical note: Simulating chemical systems in Fortran90 and Matlab with the Kinetic PreProcessor KPP-2.1. In: *Atmos. Chem. Phys.*, Band 6:S. 187–195, 2006. 54
- Schnadt, C. und Dameris, M.: Relationship between North Atlantic Oscillation changes and stratospheric ozone recovery in the Northern Hemisphere in a chemistry-climate model. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 30(9):S. 1487, 2003. doi:10.1029/2003GL017006. 94
- Shepherd, T. G.: Issues in Stratosphere-Troposphere coupling. In: *J. Met. Soc. Japan*, Band 80:S. 769–792, 2002. 20
- Simmons, A. J., Hortal, M., Kelly, G., McNally, A., Untch, A. und Uppala, S.: ECMWF analyses and forecasts of stratospheric winter polar vortex breakup: September 2002 in the southern hemisphere and related events. In: *J. Atmos. Sci.*, Band 62:S. 668–689, 2005. 28
- Simmons, A. J., Uppala, S. M. und Dee, D.: Update on ERA-Interim. In: *ECMWF Newsletter*, Band 111:S. 5, 2007. 27, 51
- Simmons, A. J., Uppala, S. M., Dee, D. und Kobayashi, S.: ERA-Interim: New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. In: *ECMWF Newsletter*, Band 110:S. 25–35, 2006. 27, 51
- Sinnhuber, B.-M., v. d. Gathen, P., Sinnhuber, M., Rex, M., König-Langlo, G. und Oltmans, S. J.: Large decadal scale changes of polar ozone suggest solar influence. In: *Atmos. Chem. Phys.*, Band 6:S. 1835–1841, 2006. 1, 47, 59
- Smit, H. G. J., Straeter, W., Johnson, B. J., Oltmans, S. J., Davies, J., Tarasick, D. W., Hoegger, B., Stubi, R., Schmidlin, F. J., Northam, T., Thompson, A. M., Witte, J. C., Boyd, I. und Posny, F.: Assessment of the performance of ECC-ozonesondes under quasi-flight conditions in the environmental simulation chamber: Insights from the Juelich Ozone Sonde Intercomparison Experiment (JOSIE). In: *J. Geophys. Res.*, Band 112:S. D19306, 2007. doi:10.1029/2006JD007308. 30, 44
- Tegtmeier, S., Krüger, K., Wohltmann, I., Schoellhammer, K. und Rex, M.: Variations of the residual circulation in the Northern Hemispheric winter. In: *J. Geophys. Res.*, Band 113:S. D16109, 2008b. doi:10.1029/2008JD009518. 22
- Tegtmeier, S., Rex, M., Wohltmann, I. und Krüger, K.: Relative importance of dynamical and chemical contributions to Arctic wintertime ozone. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 35:S. L17801, 2008. doi:10.1029/2008GL034250. 1, 46
- Toon, G., Blavier, J. F., Sen, B., Salawitch, R. J., Osterman, G. B., Notholt, J., Rex, M., McElroy, C. T. und Russell III, J. M.: Ground-based observations of Arctic ozone loss during spring and summer 1997. In: *J. Geophys. Res.*, Band 104:S. 26497–26510, 1999. 87
- Uppala, S. M., Kallberg, P., Simmons, A. J., Andrae, U., da Costa Bechtold, V., Fiorino, M., Gibson, J., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G., Li, X., Onogi, K., Saarinen, S., Sokka, N., Allan, R., Andersson, E., Arpe, K., Balmaseda, M., Beljaars, A., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N.,

- Caires, S., Chevallier, F., Dethof, A., Dragosavac, M., Fisher, M., Fuentes, M., Hagemann, S., Hólm, E., Hoskins, B., Isaksen, L., Janssen, P., Jenne, R., McNally, A., Mahfouf, J.-F., Morcrette, J.-J., Rayner, N., Saunders, R., Simon, P., Sterl, A., Trenberth, K., Untch, A., Vasiljevic, D., Viterbo, P. und Woollen, J.: The ERA-40 Re-analysis. In: *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Band 131:S. 2961–3012, 2005. 28
- van Noije, T., Eskes, H., van Weele, M. und van Velthoven, P.: Implications of the enhanced Brewer-Dobson-Circulation in European Centre for Medium-Range Weather Forecasts and analysis ERA-40 for the stratosphere-troposphere exchange of ozone in global chemistry transport models. In: *J. Geophys. Res.*, Band 109:S. D19308, 2004. doi:10.1029/2004JD004586. 28
- Weber, M., Dhomse, S., Wittrock, F., Richter, A., B.-M.Sinnhuber und Burrows, J. P.: Dynamical control of NH and SH winter/spring totale ozone from GOME observations in 1995-2002. In: *Geophys. Res. Lett.*, Band 30(11):S. 1583, 2003. doi:10.1029/2002GL016799. 46, 59, 85
- Wohltmann, I., Lehmann, R. und Rex, M.: The Lagrangian chemistry and transport model ATLAS: Simulation and validation of stratospheric chemistry and ozone loss in the winter 1999/2000. In: *Geosci. Model Dev. Discuss.*, Band 3:S. 769–817, 2010. doi:10.5194/gmdd-3-769-2010. 51, 85
- Wohltmann, I. und Rex, M.: Improvement of vertical and residual velocities in pressure or hybrid sigma-pressure coordinates in analysis data in the stratosphere. In: *Atmos. Chem. Phys.*, Band 8:S. 265–272, 2008. 52
- Wohltmann, I. und Rex, M.: The Lagrangian chemistry and transport model ATLAS: Validation of advective transport and mixing. In: *Geosci. Model Dev.*, Band 2:S. 153–173, 2009. 51, 53, 55
- Woodbridge, E. L., Elkins, J. W., Fahey, D. W., Heidt, L. E., Solomon, S., Baring, T. J., Gilpin, T. M., Pollock, W. H., Schauffler, S. M., Atlas, E. L., Loewenstein, M., Podolske, J. R., Webster, C. R., May, R. D., Gilligan, J. M., Montzka, S. A., Boering, K. A. und Salawitch, R. J.: Estimates of total organic and inorganic chlorine in the lower stratosphere from in situ and flask measurements during AASE II. In: *J. Geophys. Res.*, Band 100:S. 3057–3064, 1995. 58
- World Meteorological Organisation (WMO): *Atmospheric Ozone 1985*. Global Ozone Research and Monitoring Project, Geneva, Switzerland, report 16 Auflage, 1986. 20
- World Meteorological Organisation (WMO): *Scientific Assessment of Ozone depletion 2006*. Global Ozone Research and Monitoring Project, Geneva, Switzerland, report 50 Auflage, 2007. 58

Danksagung

Diese Doktorarbeit entstand in der Forschungsstelle Potsdam des Alfred-Wegener-Instituts für Polar- und Meeresforschung unter der Leitung von Dr. Markus Rex und Prof. Dr. Klaus Dethloff.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Atmosphärengruppe sowie auch der EDV und Verwaltung des AWI-Potsdam für die freundliche und kooperative Arbeitsatmosphäre bedanken.

Besonders danken möchte ich dabei:

- meinem Betreuer Dr. Markus Rex für die fachlichen Diskussionen, hilfreichen Anregungen und eingeräumten Freiräume sowie seine Unterstützung beim Anfertigen dieser Arbeit.
- Prof. Dr. Klaus Dethloff, als meinem Doktorvater, für die Möglichkeit an der Universität Potsdam zu promovieren.
- Dr. Ingo Wohltmann für die Unterstützung in Anwendung und Verständnis von ATLAS und in allen Matlab-Fragen.
- Dr. Ralph Lehmann und Dr. Peter von der Gathen für die diskussionsreichen und informativen Teerunden.
- Holger Deckelmann für seine Bemühungen in Bezug auf die Datenbeschaffung und Computer-Fragen.
- Meinen Mitdoktoranden Stefan und Heidrun im Zimmer 204 des A45, die für jede Frage und jeden Spaß offen waren und mir eine schöne Zeit bereiteten.
- Den Korrekturlesern Stefan Polanski, Ursula und Martin Bleßmann.
- Meinen Eltern und meiner Familie für die Unterstützung und Hilfe sowie den von Zeit zu Zeit nötigen Zuspruch.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Doktorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht an anderer Stelle zur Erlangung eines Doktorgrades eingereicht worden ist.

Potsdam, 15. September 2010

Daniela Bleßmann