

# **Die Tropopause in den Polargebieten**

Dissertation der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von Günther Zängl  
aus München

München, den 15.11.1999

1. Gutachter: Prof. J. Egger

2. Gutachter: Priv.Doz. V. Wirth

Tag der mündlichen Prüfung: 28.01.2000

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Überblick</b>	<b>5</b>
2.1 Die globale Zirkulation in der Stratosphäre . . . . .	5
2.1.1 Theoretische Grundlagen der stratosphärischen Meridionalzirkulation . . . . .	6
2.1.2 Quantitative Abschätzungen . . . . .	8
2.1.3 Die Bedeutung der stratosphärischen Zirkulation . . . . .	11
2.2 Die Tropopause: Definitionen, Klimatologien und theoretische Arbeiten . . . . .	15
2.2.1 Tropopausendefinitionen . . . . .	15
2.2.2 Klimatologische Arbeiten zur Tropopause . . . . .	18
2.2.3 Theoretische Arbeiten zur Tropopause . . . . .	20
2.3 Stratosphären-Troposphären-Austausch . . . . .	22
2.3.1 Austauschprozesse . . . . .	22
2.3.2 Quantitative Abschätzungen . . . . .	24
2.4 Plötzliche Stratosphärenerwärmungen . . . . .	25
<b>3 Datenauswertung und Ergebnisse</b>	<b>28</b>
3.1 Datensätze und Auswerteverfahren . . . . .	28
3.1.1 ERA-Daten . . . . .	29
3.1.2 Radiosondendaten . . . . .	33
3.1.3 Repräsentativität der Radiosondendaten . . . . .	36
3.1.4 Vergleich der Datensätze . . . . .	39
3.2 Der mittlere Zustand der polaren Tropopause . . . . .	44
3.2.1 Überblick über die PV-Tropopause in den Polargebieten . . . . .	45
3.2.2 Vergleich zur thermischen Tropopause . . . . .	61
3.2.3 Charakteristika des Jahresgangs der Tropopause . . . . .	71
3.2.4 Die Schärfe der Tropopause . . . . .	79
3.2.5 Bemerkungen zum 1,6 PVU-Kriterium . . . . .	87
3.3 Der Einfluß synoptischskaliger Störungen auf die Tropopause . . . . .	89
3.3.1 Klasseneinteilung der Daten nach der Vorticity im Tropopausenniveau . . . . .	89
3.3.2 Regressionsanalyse der Variabilität der Tropopause . . . . .	94

3.3.3	Simulation der Variabilität der Tropopause mit Hilfe von PV-Inversionen	101
3.4	Ergänzende Untersuchungen	106
3.4.1	Analyse der systematischen Unterschiede zwischen Radiosonden- und ERA-Tropopausendruck	106
3.4.2	Mehrfache Tropopausen	111
3.4.3	Der Einfluß großer Stratosphärenenerwärmungen im Nordpolarwinter	117
<b>4</b>	<b>Simulationen mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell</b>	<b>120</b>
4.1	Aufbau der Simulationen	122
4.2	Die Bedeutung der Strahlung und der strahlungswirksamen Spurenstoffe der Atmosphäre	128
4.2.1	Sonnenstand und Sonnenscheindauer	129
4.2.2	Feuchte	132
4.2.3	Ozon	134
4.2.4	Stratosphärisches Aerosol	136
4.2.5	Bewölkung	137
4.2.6	Weitere Sensitivitätstests	139
4.3	Die dynamische Heizung in der polaren Stratosphäre und ihr Einfluß auf die Tropopause	142
4.3.1	Idealisierte Simulationen	142
4.3.2	Bestimmung der dynamischen Heizraten	145
4.3.3	Die Bedeutung der dynamischen Heizraten	151
4.3.4	Untersuchungen zum antarktischen Ozonloch	153
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung der Ergebnisse</b>	<b>160</b>
<b>A</b>	<b>Überprüfung der Radiosondendaten</b>	<b>164</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>166</b>

## Zusammenfassung

Diese Dissertation widmet sich der Untersuchung der polaren Tropopause. Die wesentlichen Bestandteile der Arbeit sind eine umfangreiche Datenanalyse und Simulationen mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell. Damit wird zunächst eine detaillierte Klimatologie der polaren Tropopause erstellt, die deutlich über die bisherigen Arbeiten auf diesem Gebiet hinausgeht. Besonderer Wert wird dabei auf den Jahresgang der Tropopause gelegt, und auch die Temperatur und die Schärfe der Tropopause werden berücksichtigt. Parallel dazu wird ein Vergleich zwischen dem thermischen Tropopausenkriterium und dem PV-Kriterium vorgenommen, wobei auch eine Bewertung der Eignung dieser Kriterien versucht wird. Anschließend wird der Einfluß synoptischskaliger Störungen näher untersucht, wobei die schon seit längerem bekannte Tatsache, daß die Tropopause unter zyklonalem Einfluß absinkt und unter antizyklonalem Einfluß ansteigt, quantifiziert und mit idealisierten PV-Inversionen verglichen wird. Die Simulationen mit dem Strahlungs-Konvektions-Modell dienen primär dazu, die mit der stratosphärischen Meridionalzirkulation verbundenen dynamischen Heizraten und deren Einfluß auf die polare Tropopause zu untersuchen.

Die Klimatologie zeigt, daß sich der Jahresgang des Tropopausendruckes in den Polargebieten im wesentlichen durch drei verschiedene Muster charakterisieren läßt. Diese sind ein einfacher Jahresgang mit einem Maximum des Tropopausendruckes im Winter und einem Minimum im Sommer, ein doppelter Jahresgang mit Maxima im Frühling und Herbst und Minima im Sommer und Winter sowie ein einfacher Jahresgang mit einem Tropopausendruckmaximum im Sommer und einem Minimum im Winter. Das erste dieser Muster ist typisch für die Regionen des Nordpolargebietes, die außerhalb des winterlichen Polarwirbels liegen, das zweite für den Rest des Nordpolargebietes und das dritte für das Südpolargebiet. Eine nähere Analyse ergibt, daß diese Jahresgänge einen engen Zusammenhang mit der Temperaturdifferenz zwischen der mittleren Troposphäre und der unteren Stratosphäre aufweisen. Eine große Temperaturdifferenz, die gleichbedeutend mit einer geringen mittleren Stabilität ist, ist dabei mit einem niedrigen Tropopausendruck bzw. mit einer hochliegenden Tropopause verbunden. Beim Vergleich der beiden Tropopausenkriterien zeigt sich, daß außer im Winter nur geringe Unterschiede auftreten. Im Winter treten hingegen vor allem in der Antarktis recht große Differenzen auf, wobei die thermische Tropopause höher als die PV-Tropopause liegt. Es werden Argumente dafür angeführt, daß das PV-Kriterium in diesem Fall vorzuziehen ist.

Die Simulationen mit dem Strahlungs-Konvektions-Modell deuten darauf hin, daß die dynamischen Heizraten, die mit der stratosphärischen Zirkulation verbunden sind, große regionale und jahreszeitliche Unterschiede aufweisen. Im Nordpolargebiet sind die Heizraten im Sommer nahezu Null, im Winter erreichen sie in der unteren Stratosphäre (100 hPa-Niveau) allerdings Werte zwischen 0,3 und 0,8 K/Tag. Die höchsten Werte treten dabei in den Regionen auf, die außerhalb des Polarwirbels liegen. Im Südpolargebiet liegen die Heizraten das ganze Jahr über zwischen 0,1 und 0,4 K/Tag und sind damit im Winter deutlich geringer als im Nordpolargebiet. Dies steht in Einklang mit der Beobachtung, daß der Südpolarwirbel erheblich kälter und stärker ist als der Nordpolarwirbel. Sensitivitätstests zeigen, daß die stratosphärische Heizung entscheidenden Einfluß auf die polare Tropopause und deren Jahresgang hat.

## Abstract

*This dissertation investigates the tropopause in the polar regions. This is mainly accomplished by data analysis and simulations with a radiative-convective model. First, a detailed climatology of the polar tropopause is compiled which is more comprehensive than former climatologies. Special emphasis is put on the seasonal cycle of the tropopause. The temperature and the sharpness of the tropopause are also taken into account. In addition, a comparison of the thermal tropopause criterion and the PV-criterion is provided, and the suitability of the two criteria for the polar regions is assessed. Next, the influence of synoptic scale disturbances on the tropopause is considered. The well-known fact that the tropopause height is lower under cyclonic influence than under anticyclonic influence is studied quantitatively and compared with idealized PV-inversions. The simulations with the radiative-convective model mainly serve to investigate the dynamical heating rates in connection with the stratospheric meridional circulation and their influence on the polar tropopause.*

*The climatology reveals that the seasonal cycle of the tropopause pressure in the polar regions can be classified into three different patterns. These are a single cycle with a pressure maximum in winter and a minimum in summer, a double cycle with maxima in spring and autumn and minima in summer and winter, and a single cycle with a pressure maximum in summer and a minimum in winter. The first of these patterns is typical for those parts of the north polar region which lie outside the wintertime polar vortex, the second one is typical for the remaining parts of the Arctic and the third one for Antarctica. A closer analysis shows that these annual cycles are closely related to the temperature difference between the middle troposphere and the lower stratosphere. A large temperature difference, which corresponds to low mean static stability, is connected with a low tropopause pressure or a high tropopause. The comparison of the two tropopause criteria mentioned above shows little differences except in winter. Especially in Antarctic winter, however, large differences occur, with the thermal tropopause being located higher than the PV-tropopause. It is argued that the PV-criterion is superior to the thermal criterion in this situation.*

*The simulations with the radiative-convective model suggest that the dynamical heating rates associated with the stratospheric circulation show large spatial and seasonal differences. In the north polar region, heating rates are close to zero in summer, while reaching 0.3 - 0.8 K/day at the 100 hPa-level in winter. The highest values occur outside the polar vortex. In the south polar region, heating rates vary between 0.1 and 0.4 K/day throughout the year. Therefore, dynamical heating is clearly weaker in Antarctic winter than in Arctic winter, which is consistent with the fact that the Antarctic polar vortex is much colder and stronger than the Arctic one. Sensitivity tests suggest that the dynamical heating in the polar stratosphere has a crucial influence on the tropopause and its seasonal cycle.*

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Atmosphäre der Erde wird allgemein in verschiedene Schichten eingeteilt, nämlich in die Troposphäre, die Stratosphäre, die Mesosphäre und die Thermosphäre. Die Charakterisierung dieser Schichten erfolgt meist anhand der Unterschiede in der statischen Stabilität. Die Troposphäre, die unterste der Schichten, weist oberhalb der Grenzschicht im allgemeinen eine recht geringe Stabilität auf. Der mittlere vertikale Temperaturgradient beträgt dort ungefähr  $-6,5 \text{ K km}^{-1}$ . Infolge konvektiver Umlagerungen und barokliner Wirbel ist die Troposphäre relativ gut durchmischt, wobei die Konvektion vor allem in den Tropen eine große Bedeutung für die vertikale Durchmischung hat, während in mittleren und polaren Breiten die baroklinen Wirbel wichtiger sind. In den Polargebieten reicht die Troposphäre im Mittel bis etwa 8 km, in den Mittelbreiten bis etwa 11 km und in den Tropen bis zu 17 km Höhe. Über der Troposphäre folgt die Stratosphäre, die sich durch eine erheblich stabilere Schichtung auszeichnet. In ihr nimmt die Temperatur mit der Höhe deutlich zu, nur die untere Stratosphäre ist mitunter näherungsweise isotherm geschichtet. Als Folge der höheren Stabilität laufen vertikale Umlagerungsprozesse in der Stratosphäre erheblich langsamer ab als in der Troposphäre. In der Mesosphäre, die in rund 50 km Höhe beginnt, nimmt die Temperatur dann erneut ab, und zwar bis etwa 85 km Höhe im Sommer und bis etwa 100 km Höhe im Winter. Darüber, in der Thermosphäre, steigt die Temperatur wieder an und erreicht rasch einige hundert Grad Celsius.

Die Grenze zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre heißt Tropopause. Da der Übergang zwischen der geringen Stabilität in der Troposphäre und der hohen Stabilität in der Stratosphäre häufig recht abrupt erfolgt, ist die Definition einer derartigen Grenzfläche im Prinzip sinnvoll; es gibt aber durchaus auch Fälle, in denen man eher von einer Übergangszone sprechen sollte. Die älteste und am weitesten verbreitete Definition der Tropopause (WMO, 1957) benutzt den vertikalen Temperaturgradienten zur Abgrenzung der Troposphäre von der Stratosphäre. Die Tropopause ist danach als das unterste Niveau definiert, ab dem der vertikale Temperaturgradient größer als  $-2 \text{ K km}^{-1}$  ist, vorausgesetzt, daß auch der mittlere Gradient zwischen diesem Niveau und allen Niveaus innerhalb der darüberliegenden 2 km größer als  $-2 \text{ K km}^{-1}$  bleibt. Eine alternative Tropopausendefinition, die in den letzten beiden Jahrzehnten zunehmende Verbreitung gefunden hat, sieht die Tropopause als Fläche konstanter potentieller Vorticity (PV) (Hoskins et al., 1985). Auch hierfür ist von der WMO ein Grenzwert festgelegt (WMO, 1986), nämlich 1,6 PVU ( $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}$ ); in neueren Arbeiten wird aber meist ein höherer Grenzwert verwendet. Für die PV-Definition spricht, daß

die potentielle Vorticity bei adiabatischen, reibungsfreien Bewegungen eine materiell erhaltene Größe ist (z. B. Hoskins et al., 1985), was für den vertikalen Temperaturgradienten nicht gilt. Daher können Luftmassen auch nach größeren vertikalen und/oder meridionalen Auslenkungen durch ihren Wert der PV identifiziert werden, solange keine starken diabatischen Prozesse auf die Luftmasse eingewirkt haben. Bedeutsam ist dies vor allem in kräftigen Höhenzyklonen (cut-off lows) und Tropopausenfalten: Während sich anhand der PV stratosphärische Luft gut von troposphärischer Luft unterscheiden läßt, ist die thermische Tropopause in derartigen Strömungsformen meist nicht eindeutig definierbar. Ein Nachteil der PV-Definition der Tropopause ist, daß sie nur außerhalb der Tropen anwendbar ist, da die planetare Vorticity, die in die PV eingeht, am Äquator ihr Vorzeichen wechselt. Das hat zur Folge, daß bei globalen Tropopausenstatistiken (z. B. Hoinka, 1998) in den Subtropen ein Übergang von der thermischen auf die PV-Definition erfolgen muß, falls letztere außerhalb der Tropen verwendet werden soll. Außerdem kann die PV-Tropopause nicht aus einzelnen Radiosondenaufstiegen ermittelt werden, da dazu das Vorticityfeld bekannt sein muß.

Die große Bedeutung der Tropopause liegt darin, daß sich an ihr nicht nur die Stabilität der Atmosphäre bzw. die potentielle Vorticity markant ändern, sondern auch andere wichtige atmosphärische Eigenschaften, wie z. B. die Konzentration zahlreicher Spurengase. Dabei hängt es von der Verteilung der Quellen und Senken des jeweiligen Gases ab, ob die Konzentration in der Troposphäre oder in der Stratosphäre höher ist. Beispielsweise liegt die wesentliche Quelle des Ozons in der mittleren Stratosphäre, wo es durch eine Reaktion von atomarem und molekularem Sauerstoff entsteht. Die Ozonkonzentration befindet sich dabei in Höhen über 30 km im photochemischen Gleichgewicht mit diversen Abbaureaktionen (u. a. Photolyse und Rekombination mit atomarem Sauerstoff), unterhalb davon wird sie jedoch auch durch Vertikalbewegungen beeinflusst, da die photochemische Einstellzeit mit abnehmender Höhe rasch zunimmt. In der freien Troposphäre ist die Lebensdauer des Ozons groß gegen die Zeitskala für die vertikale Durchmischung (einige Tage), und am Boden befindet sich die wichtigste Senke des Ozons. Als Folge davon findet man in der freien Troposphäre ein näherungsweise konstantes Ozonmischungsverhältnis, das deutlich niedriger als in der Stratosphäre ist. Typischerweise beträgt der Unterschied zwischen der Troposphäre und der mittleren Stratosphäre rund zwei Größenordnungen, wobei ab der Tropopause eine rapide Zunahme des Ozonmischungsverhältnisses zu beobachten ist.

Diese Tatsache wurde von Bethan et al. (1996) dazu genutzt, eine Ozon-Tropopause zu definieren und diese auf der Basis von Ozonsondenaufstiegen mit der thermischen Tropopause zu vergleichen. Dabei ergab sich, daß die beiden Tropopausendefinitionen zwar in vielen Fällen gut übereinstimmen, daß manchmal aber auch Differenzen von mehreren Kilometern auftreten können, wobei die thermische Tropopause dann nahezu immer über der Ozon-Tropopause liegt. Weiter zeigte sich, daß solch große Unterschiede vor allem im Polarwinter auftreten und meist mit einer sehr unscharfen thermischen Tropopause verbunden sind. Offenbar gibt es in den Polargebieten also Fälle, in denen die Bestimmung der Tropopause erhebliche Schwierigkeiten bereitet. Betrachtet man die Ozon-Tropopausendefinition als die physikalisch sinnvollere, weil sie auf einem materiell erhaltenen Spurenstoff basiert und daher troposphärische Luft von stratosphärischer trennt, bedeutet dieses Resultat außerdem, daß die Eignung der thermischen Definition für die Polargebiete kritisch zu prüfen ist. Parallel dazu stellen sich die Fragen, ob zwischen dem thermischen Kriterium und dem PV-Kriterium, das ja ebenfalls auf einer materiell erhaltenen Größe basiert, ähnliche Unterschiede auftreten, und ob das PV-Kriterium



dem thermischen Kriterium möglicherweise vorzuziehen ist. Diese Fragen, die bislang noch kaum untersucht wurden, werden ein wichtiger Aspekt dieser Arbeit sein.

Der Hauptgrund für die geringe Schärfe der Tropopause im Polarwinter und die daraus resultierenden Unsicherheiten bei deren Bestimmung ist die fehlende Sonneneinstrahlung. Da die stratosphärische Ozonschicht einen Teil der solaren Strahlung absorbiert, nimmt die Temperatur in der Stratosphäre im allgemeinen mit der Höhe zu, so daß ein deutlicher Kontrast zur Troposphäre besteht. Im Polarwinter geht sie jedoch mit der Höhe weiter zurück, woraus eine vergleichsweise unscharfe Tropopause resultiert. Bemerkenswert ist dabei, daß Strahlungsmodelle eine noch weitaus kältere und labilere Stratosphäre simulieren, als sie im polaren Winter tatsächlich beobachtet wird (z. B. Fels, 1985). Das bedeutet, daß sich die Stratosphäre im Polarwinter nicht im Strahlungsgleichgewicht befindet bzw., daß es einen Prozeß gibt, der die Stratosphäre über das Strahlungsgleichgewicht hinaus erwärmt. Es handelt sich dabei um die sogenannte stratosphärische Meridionalzirkulation. Die wesentlichen Elemente dieser Zirkulation sind Aufsteigen über den Tropen und Teilen der Sommerhemisphäre, eine polwärtsgerichtete Strömung in der Stratosphäre und Absinken über den Polargebieten, vor allem in der Winterhemisphäre. Die mit dem Absinken verbundene adiabatische Erwärmung sorgt dafür, daß die Stratosphäre im Polarwinter sehr viel wärmer (um über 50 K in der oberen Stratosphäre) und stabiler geschichtet ist als dem Strahlungsgleichgewicht entsprechen würde.

Von großer Bedeutung ist dabei die Tatsache, daß die stratosphärische Zirkulation in der Nordhemisphäre stärker ist als in der Südhemisphäre. Im antarktischen Winter ist daher die Stratosphäre deutlich kälter und noch weniger stabil als im arktischen Winter. Folglich ist zu erwarten, daß auch die Tropopause im Antarktiswinter noch unschärfer als im Arktiswinter ist. Nähere Untersuchungen zu dieser Fragestellung existieren bislang jedoch nicht. Bekannt ist immerhin, daß sich die Jahresgänge des Tropopausendrucks in den beiden Polargebieten deutlich voneinander unterscheiden. Wie die Tropopausenstatistik von Hoinka (1998) zeigt, liegt die Tropopause im Nordpolargebiet im Sommer höher als im Winter, im Südpolargebiet ist es hingegen umgekehrt. Nähere Aussagen über den Jahresgang der polaren Tropopause lassen sich auf Basis der vorhandenen Klimatologien allerdings nicht machen, da in diesen ausnahmslos jahreszeitliche Mittelwerte betrachtet werden. Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit wird daher die Erstellung einer umfassenden Klimatologie der polaren Tropopause sein. Auch hinsichtlich des Einflusses der stratosphärischen Zirkulation auf die Höhe und Temperatur der Tropopause besteht noch Forschungsbedarf. Nähere Untersuchungen zu diesem Thema existieren zwar für die Tropen, nicht aber für die Polargebiete. Angesichts der beobachteten Unterschiede zwischen dem Nord- und dem Südpolargebiet wäre hierbei zu erwarten, daß die Tropopause bei völliger Abwesenheit der stratosphärischen Zirkulation im Winter erheblich höher als im Sommer liegt. Diese Fragestellung wird im Laufe dieser Arbeit mit Hilfe eines Strahlungs-Konvektions-Modells untersucht. Im Zusammenhang damit erfolgt auch eine Abschätzung der dynamischen Heizraten, die mit der stratosphärischen Zirkulation verbunden sind. Hierüber existieren zwar einige Arbeiten, aber in diesen werden ausschließlich zonale Mittelwerte betrachtet. Da im Nordpolargebiet sowohl im Geopotential- als auch im Temperaturfeld deutliche Abweichungen von der Zonalsymmetrie beobachtet werden, ist zu erwarten, daß auch die dynamischen Heizraten gewisse Asymmetrien zeigen.

Zur Untersuchung der polaren Tropopause werden im Rahmen dieser Arbeit sowohl verschiedene Datensätze ausgewertet als auch Simulationen mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell durchgeführt. Am Beginn der Arbeit steht ein Literaturüberblick, in dem auch die noch

offenen Fragen angesprochen werden, deren Beantwortung zu den Zielen dieser Arbeit gehört. Zunächst wird in Kap. 2.1 ein Überblick über die globale stratosphärische Zirkulation gegeben, wobei sowohl die theoretischen Grundlagen als auch quantitative Abschätzungen besprochen werden. Anschließend wird in Kap. 2.2 eine ausführliche Diskussion der existierenden Tropopausendefinitionen vorgenommen, und es werden Klimatologien und theoretische Arbeiten zur Tropopause besprochen. In Kap. 2.3 werden die Grundlagen des Stratosphären-Troposphären-Austauschs behandelt, wobei sowohl auf die wichtigsten Austauschprozesse als auch auf quantitative Abschätzungen eingegangen wird. Zum Abschluß des Literaturüberblicks wird in Kap. 2.4 das Phänomen der plötzlichen Stratosphärenenerwärmungen (sudden stratospheric warmings) diskutiert. Im Zuge solcher Stratosphärenenerwärmungen kann es im Polarwinter in der mittleren Stratosphäre innerhalb weniger Tage um mehrere 10 K wärmer werden, was mit einem völligen Zusammenbruch des winterlichen Polarwirbels verbunden sein kann.

Die Datenauswertung und die dabei gefundenen Resultate werden in Kap. 3 behandelt. Sowohl die verfügbaren Radiosondenaufsteige der Jahre 1989-1993 als auch die ERA-Daten (ERA = ECMWF-Reanalyse) der Jahre 1979-1993 werden im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet. Die dabei verwendeten Auswertelgorithmen werden in Kap. 3.1 beschrieben. Zusätzlich wird geprüft, inwieweit bei der Bestimmung der Tropopause aus diesen beiden Datensätzen systematische Unterschiede auftreten. Der mittlere Zustand der polaren Tropopause wird in Kap. 3.2 untersucht. Zunächst wird mittels polarstereographischer Karten ein Überblick über den Druck und die Temperatur der PV-Tropopause in verschiedenen Monaten gegeben. Anschließend werden die Charakteristika des Jahresgangs der Tropopause und die Schärfe der Tropopause detailliert behandelt. Ein Vergleich zwischen der PV-Tropopause und der thermischen Tropopause zeigt, daß vor allem im Antarktiswinter sehr große Unterschiede zwischen den beiden Tropopausendefinitionen auftreten. In Kap. 3.3 wird der Einfluß synoptischskaliger Störungen auf die Tropopause untersucht. Die dabei gewonnenen Ergebnisse werden mit PV-Inversionen verglichen, um festzustellen, inwieweit sich diese mit Hilfe balancierter Dynamik reproduzieren lassen. Einige ergänzende Auswertungen werden in Kap. 3.4 zusammengefaßt.

Kap. 4 ist den Simulationen mit dem Strahlungs-Konvektions-Modell gewidmet. Das Hauptziel dieser Simulationen ist, die mit der stratosphärischen Zirkulation verbundenen dynamischen Heizraten in der polaren Stratosphäre zu bestimmen und deren Auswirkung auf die Tropopause zu untersuchen. Der Aufbau der Simulationen wird in Kap. 4.1 beschrieben. In Kap. 4.2 werden zunächst idealisierte Simulationen präsentiert, mit denen der Einfluß der Strahlung und der strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre auf die Tropopause abgeschätzt werden. Die Untersuchung der dynamischen Heizraten folgt schließlich in Kap. 4.3. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Resultate dieser Arbeit wird in Kap. 5 gegeben.

# Kapitel 2

## Überblick

### 2.1 Die globale Zirkulation in der Stratosphäre

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die globale Zirkulation der Stratosphäre und ihre Wechselwirkungen mit der thermischen Schichtung der Stratosphäre, der Ozonverteilung in der Stratosphäre und der Tropopause gegeben. Die wesentlichen Bestandteile dieser Zirkulation sind Aufsteigen über dem Äquatorialgebiet und Teilen der Sommerhemisphäre, eine polwärtsgerichtete Strömung in der Stratosphäre und Absteigen über den Polargebieten, wobei letzteres im Winter am stärksten ist und im Sommer nur sehr schwach oder gar nicht vorhanden ist. Sie wurde vor rund 50 Jahren von Brewer und Dobson entdeckt, oder besser gesagt, ihre Existenz wurde von ihnen postuliert (Brewer, 1949; Dobson et al., 1946; Dobson, 1956). In Messungen der stratosphärischen Feuchte, die mit dem damals entwickelten Frostpunkthygrometer erstmals möglich waren, stellten sie fest, daß das Wasserdampfmischungsverhältnis in der unteren Stratosphäre weit unter dem der oberen Troposphäre der Mittelbreiten liegt. Durch Abschätzungen des Austausches durch die Tropopause kamen sie ferner zu dem Ergebnis, daß es nicht möglich ist, daß die stratosphärische Luft von der troposphärischen völlig isoliert ist. Daraus folgerten sie, daß troposphärische Luft durch die tropische Tropopause in die Stratosphäre aufsteigt und dabei „gefriergetrocknet“<sup>1</sup> wird, denn nur die tropische Tropopause ist kalt genug, um die extrem niedrige stratosphärische Feuchte zu erklären. In der Stratosphäre muß diese getrocknete Luft dann polwärts strömen und in höheren Breiten wieder absinken, um die dort beobachteten niedrigen Feuchtwerte aufrechtzuerhalten. Die Frage nach der Verträglichkeit einer solchen stratosphärischen Meridionalzirkulation mit dem Gesetz der Drehimpulserhaltung konnten Brewer und Dobson allerdings noch nicht beantworten. Im folgenden werden in Abschnitt 2.1.1 die theoretischen Grundlagen der stratosphärischen Zirkulation besprochen, Abschnitt 2.1.2 bringt eine quantitative Abschätzung, und in Abschnitt 2.1.3 folgt eine nähere Diskussion der meteorologischen Bedeutung dieser Zirkulation.

---

<sup>1</sup>In übersättigter Luft kondensiert oder sublimiert die überschüssige Feuchte. Dieser Vorgang wird von Brewer und Dobson als Gefrietrocknung bezeichnet, da bei den hier in Frage kommenden Temperaturen der Sättigungsdampfdruck über Eis der entscheidende Parameter ist.

### 2.1.1 Theoretische Grundlagen der stratosphärischen Meridionalzirkulation

Damit eine mittlere, polwärtsgerichtete Meridionalzirkulation möglich ist, muß es einen Prozeß geben, der der Strömung zonalen (Dreh-)Impuls entzieht. In verschiedenen Arbeiten wurde gezeigt, daß Wechselwirkungen sich nach oben ausbreitender Wellen mit der stratosphärischen Grundströmung der hierfür entscheidende Mechanismus sind. Der Grundstein für das Verständnis dieses Prozesses wurde durch die Arbeit von Charney und Drazin (1961) gelegt, in der die Autoren die vertikale Ausbreitung von Rossbywellen untersuchen. Charney und Drazin leiten darin eine Gleichung her, die beschreibt, unter welchen Bedingungen die vertikale Ausbreitung von Rossbywellen möglich ist. Für den einfachsten Fall eines konstanten zonalen Grundstroms  $U$  und konstanter Temperatur  $T$  ergibt sich unter der Annahme stehender Rossbywellen auf der  $\beta$ -Ebene:

$$0 < U < U_c, \quad \text{wobei} \quad U_c = \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{4H^2N^2}}. \quad (2.1)$$

Darin sind  $k$  bzw.  $l$  die zonale bzw. meridionale Wellenzahl,  $f_0 + \beta y$  der linearisierte Coriolisparameter,  $H$  die Skalenhöhe der Atmosphäre und  $N$  die Brunt-Väisälä-Frequenz. Im allgemeineren Fall eines von  $y$  und  $z$  abhängigen Grundstroms ist  $U_c$  die Lösung der Gleichung

$$\frac{\beta - U_{yy} - \frac{f_0^2}{N^2} \left( U_{zz} - \frac{U_z}{H} \right)}{U} = k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{4H^2N^2}.$$

Eine vertikale Ausbreitung von Rossbywellen ist also möglich, wenn eine nicht zu starke Westströmung herrscht. Ist  $U < 0$  oder  $U > U_c$ , sind die Wellen vertikal gedämpft, d. h. ihre Amplitude nimmt nach oben hin exponentiell ab. Aus Gleichung (2.1) folgt, daß sich Rossbywellen um so eher vertikal ausbreiten, je größer ihre Wellenlänge ist. Eine von Charney und Drazin durchgeführte Abschätzung von  $U_c$  für eine isotherme, scherungsfreie Atmosphäre, eine zonale Wellenzahl von 2 und eine meridionale Wellenzahl von 1 ergibt einen Wert von  $U_c \approx 38 \text{ m s}^{-1}$ . Dies läßt darauf schließen, daß in der Winterhemisphäre häufig Bedingungen anzutreffen sind, die eine vertikale Ausbreitung von Rossbywellen erlauben, während diese in der Sommerhemisphäre aufgrund der stratosphärischen Ostwinde nicht möglich ist. Natürlich ist dabei zu berücksichtigen, daß Gleichung (2.1) sehr restriktive Annahmen zugrundeliegen, doch zeigen Charney und Drazin, daß (2.1) auch bei höhenabhängigem  $U(z)$ ,  $T(z)$  qualitative Gültigkeit behält. Auch bei Berücksichtigung der Kugelgeometrie der Erde ergeben sich ähnliche Werte für  $U_c$  (Matsuno, 1970).

Der nächste Schritt folgt aus der Frage, unter welchen Bedingungen Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen stattfinden, die eine Impulsübertragung von der Welle auf den Grundstrom bewirken. Zunächst zeigten Eliassen und Palm (1961), daß derartige Wechselwirkungen *nicht* stattfinden, wenn die Wellen linear, stationär, reibungsfrei und adiabatisch sind. Unterliegen die Wellen aber Newton'scher Kühlung, werden die mit ihnen verbundenen Temperaturstörungen durch Strahlungsprozesse gedämpft, und es findet ein Impulsaustausch statt (Dickinson, 1969a). Dabei gilt  $\frac{\partial U}{\partial t} < 0$  ( $> 0$ ), wenn  $c < U$  ( $c > U$ ), wobei  $c$  die Phasengeschwindigkeit der Welle ist. Da die Phasengeschwindigkeit von Rossbywellen relativ zum Grundstrom immer negativ ist, wird ein westlicher Grundstrom durch diese also abgebremst. Darüber hinaus zeigte Dickinson (1968, 1969b), daß durch Brechen der Rossbywellen ebenfalls ein derartiger Impulsaustausch erfolgt. Gleiches gilt für brechende Schwerewellen, wie Lindzen (1981) herleitete, wobei die

Phasengeschwindigkeit von Schwerewellen aber positiv und negativ sein kann, so daß brechende Schwerewellen den Grundstrom sowohl abbremsten als auch beschleunigen können.

Quantitativ sind für den Impulstransport in die Stratosphäre vor allem die Rossbywellen von Bedeutung, da diese eine höhere Energiedichte als Schwerewellen haben und da die meisten Schwerewellen erst in größeren Höhen brechen. Dies gilt besonders für die Nordhemisphäre, in der die Aktivität planetarer Wellen im Winter sehr groß ist. In der Südhemisphäre sind Rossbywellen ebenfalls wichtig, allerdings gibt es Anzeichen, daß hier der Einfluß der Schwerewellen nicht vernachlässigbar ist (Garcia and Boville, 1994). Die Hauptbedeutung der Schwerewellen liegt im Impulstransport in die Mesosphäre (z. B. Lindzen, 1981).

Eine wichtige allgemeine Aussage darüber, in welcher Weise sich eine Quelle oder Senke für den Zonalimpuls auf die Strömung auswirkt, liefert das sogenannte „Downward Control-Prinzip“ (Haynes and McIntyre, 1987; zusammengefaßt in Haynes et al, 1991). Es besagt, daß im stationären Grenzfall eine auf den mittleren Zonalimpuls wirkende Kraft  $F(z)$  nur *unterhalb* der Höhe  $z$  einen Antrieb für die Meridionalzirkulation darstellt. Die Herleitung dieser Beziehung soll im folgenden kurz skizziert werden:

Ausgangspunkt sind die TEM-Gleichungen (Transformed Eulerian Mean; Andrews et al., 1987). In diesem System lauten die horizontale Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) - 2\Omega \sin \phi \right] + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \bar{\mathcal{F}} \quad (2.2)$$

und die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v}^* \cos \phi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0 \quad . \quad (2.3)$$

Darin sind  $\bar{u}$  der zonal gemittelte Zonalwind,  $a$  der Erdradius,  $\phi$  die geographische Breite,  $\Omega$  die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation,  $\rho_0(z)$  ein charakteristisches Dichteprofil und  $\bar{\mathcal{F}}$  eine Kraft pro Masseneinheit, die den Einfluß der Welle-Grundstrom-Wechselwirkung repräsentiert.  $\bar{v}^*$  und  $\bar{w}^*$  sind die Komponenten der sogenannten Residuumszirkulation, die durch

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0 \overline{v'\theta'}}{\bar{\theta}_z} \right) \quad ; \quad \bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{\cos \phi \overline{v'\theta'}}{\bar{\theta}_z} \right)$$

definiert ist. (Andrews et al., 1987, Kap. 3.5).  $v$  bzw.  $w$  bezeichnen dabei die meridionale bzw. vertikale Komponente des Windes, und  $\theta$  ist die potentielle Temperatur ( $\theta_z \equiv \frac{\partial \theta}{\partial z}$ ). Das zonale Mittel ist durch einen Querstrich gekennzeichnet, Abweichungen davon durch einen kleinen Strich. Die Bedeutung der Residuumszirkulation liegt darin, daß sie in der Stratosphäre eine gute Näherung an die Lagrange'sche Zirkulation darstellt, wenn über einen ausreichend langen Zeitraum gemittelt wird (Dunkerton, 1978; Plumb and Mahlman, 1987). Dies gilt für das gewöhnliche Eulermittel nicht (z. B. Coy et al., 1987). Aufgrund von (2.3) kann für die Residuumszirkulation eine Stromfunktion definiert werden:

$$\bar{v}^* = -\frac{1}{\rho_0 \cos \phi} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad ; \quad \bar{w}^* = \frac{1}{a \rho_0 \cos \phi} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} \quad (2.4)$$

Setzt man (2.4) in (2.2) ein, erhält man unter der Annahme der Stationarität ( $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$ ) nach einigen Umformungen und Integration nach  $z$

$$\Psi(\phi, z) = \int_z^\infty \left[ \frac{\rho_0 a^2 \bar{\mathcal{F}} \cos^2 \phi}{\bar{m}_\phi} \right]_{\phi=\phi(z')} dz' \quad (2.5)$$

wobei  $\bar{m} = a \cos \phi (\bar{u} + a\Omega \cos \phi)$  der absolute Drehimpuls pro Masseneinheit und  $\bar{m}_\phi = \frac{\partial \bar{m}}{\partial \phi}$  sind und die Integration entlang einer Linie  $\phi(z)$  mit  $\bar{m} = \text{const}$  erfolgt. Zu beachten ist, daß bei der Integration als obere Randbedingung  $\rho_0 \bar{w}^* \rightarrow 0$  für  $z \rightarrow \infty$  angenommen wird.

Gleichung (2.5) beschreibt das Downward Control-Prinzip: die Stromfunktion  $\Psi$  in einer bestimmten Höhe  $z$  hängt nur von dem Teil der Antriebskraft  $\bar{\mathcal{F}}$  ab, der oberhalb von  $z$  angreift, oder, anders ausgedrückt, die in der Höhe  $z$  einwirkende Antriebskraft  $\bar{\mathcal{F}}$  beeinflusst die Stromfunktion  $\Psi$  nur unterhalb der Höhe  $z$ . Ein Kritikpunkt an (2.5) ist allerdings (Egger, 1996), daß die gesamte Aussage allein von der Wahl der Integrations-Randbedingung abhängt. Verwendet man  $\bar{w}^* \rightarrow 0$  für  $z \rightarrow 0$  statt  $\rho_0 \bar{w}^* \rightarrow 0$  für  $z \rightarrow \infty$ , dann wechselt das Vorzeichen und die Integration in (2.5) geht von 0 bis  $z$ . In diesem Falle hätte man also „Upward Control“. Hinzu kommt, daß man in einem stationären Zustand nicht zwischen Ursache und Wirkung unterscheiden kann, weshalb man eigentlich überhaupt nicht von „Control“ sprechen sollte. Auch Haynes et al. (1991) diskutieren diese Probleme, und sie präsentieren zur Unterstützung ihrer These zahlreiche numerische Simulationen. Diese zeigen, daß auch bei Abschwächung der Stationaritätsannahme (Jahresgang) die Querkirkulation nahezu vollständig unterhalb einer räumlich begrenzten Impulsenke  $\bar{\mathcal{F}}$  liegt (s. a. Haynes et al., 1996). Andere Arbeiten (z. B. Rosenlof and Holton, 1993) deuten zudem darauf hin, daß das Downward Control-Prinzip dazu geeignet ist, quantitative Abschätzungen der stratosphärischen Meridionalzirkulation vorzunehmen, wenn der Antriebsterm  $\bar{\mathcal{F}}$  bekannt ist (s. Kap. 2.1.2). Dies bestreitet Egger auch nicht, aber festzuhalten bleibt, daß Downward Control-Prinzip *nicht* so interpretiert werden darf, daß die stratosphärische Zirkulation tatsächlich von oben her kontrolliert wird, denn die für den Impulstransport verantwortlichen Wellen breiten sich immer von der Troposphäre nach oben aus. Es macht lediglich eine Aussage darüber, wie die Meridionalzirkulation aussieht, wenn der Antriebsterm  $\bar{\mathcal{F}}$  als gegeben vorausgesetzt wird. Eine ausführliche Diskussion des Downward Control-Prinzips findet sich in Holton et al. (1995).

### 2.1.2 Quantitative Abschätzungen

Aufgrund der großen Bedeutung der stratosphärischen Zirkulation für den Spurenstofftransport und die thermische Struktur der Stratosphäre (s. Kap. 2.1.3) besteht großes Interesse an einer quantitativen Abschätzung der darin auftretenden mittleren Horizontal- und Vertikalgeschwindigkeiten. Da die Zirkulation nicht innerhalb der Stratosphäre geschlossen ist, ist sie zudem im zeitlichen Mittel mit einem Massenaustausch durch die Tropopause gekoppelt, der allgemein als Stratosphären-Troposphären-Austausch (STE = stratosphere-troposphere exchange) bezeichnet wird. Dieser ist ein sehr komplexes Forschungsgebiet, das in Kap. 2.3 gesondert behandelt wird. Hier sollen zunächst nur die stratosphärischen Aspekte der Zirkulation betrachtet werden.

Für die Bestimmung der stratosphärischen Zirkulation aus Daten werden im wesentlichen zwei Methoden verwendet. Die erste ist das eben vorgestellte Downward Control-Prinzip. Um es anwenden zu können, muß zunächst der Antriebsterm  $\bar{\mathcal{F}}$  in Gl. (2.5) bestimmt werden. Dazu verwendet man die wichtige Beziehung, daß  $\bar{\mathcal{F}}$  proportional zur Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses ist (Andrews et al., 1987), der seinerseits eine Funktion der Eddy-Flüsse ( $\overline{u'v'}$ ,  $\overline{v'\theta'}$  usw.) ist. Der Querstrich bezeichnet dabei eine zonale Mittelung, und die gestrichelten Größen sind Abweichungen vom Zonalmittel. Die Berechnung des Eliassen-Palm-Flusses erfolgt aus Analysedaten eines numerischen Wettervorhersagemodells. Rosenlof und Holton (1993) verwendeten als erste diese Methode zur Bestimmung der stratosphärischen Zirkulation. Die zweite Metho-

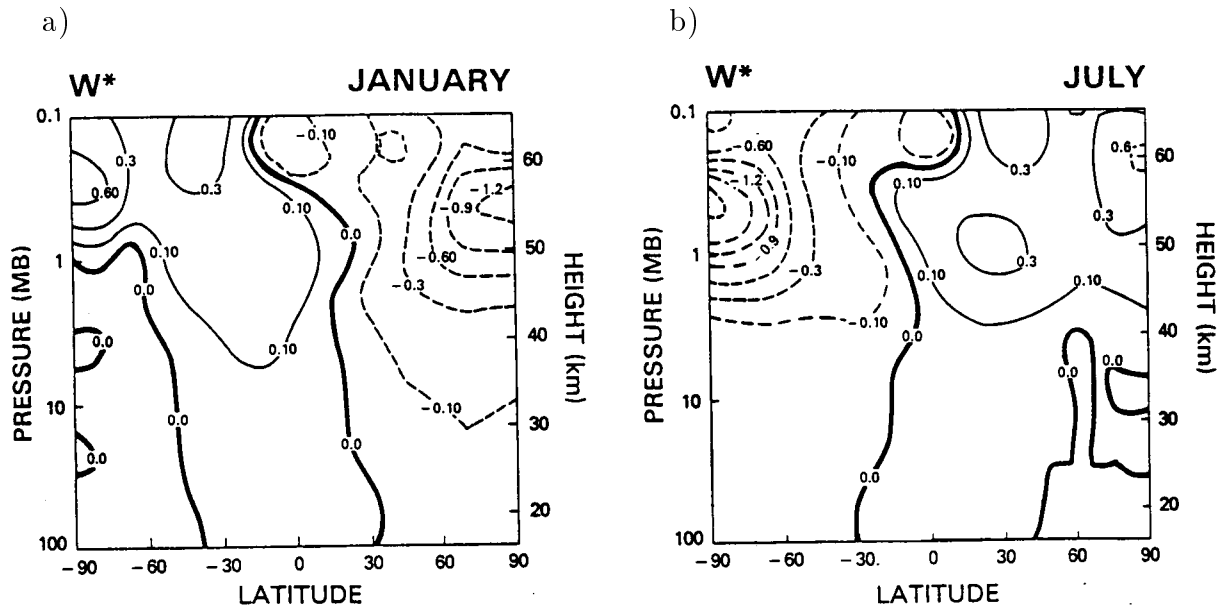


Abbildung 2.1: Vertikalkomponente der Residuumszirkulation [ $\text{cm s}^{-1}$ ] für Januar und Juli (nach Rosenfield et al., 1987). Man beachte, daß das Intervall der Isolinien nicht konstant ist.

de, die schon vor fast 40 Jahren von Murgatroyd und Singleton (1961) vorgeschlagen wurde, basiert auf einer vereinfachten Form der thermodynamischen Gleichung:

$$\bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \bar{Q} \frac{\theta}{T} \quad (2.6)$$

Zunächst wird die diabatische Heizung  $\bar{Q}$  über ein Strahlungstransportmodell unter Verwendung beobachteter Profile der Temperatur und der strahlungswirksamen Spurengase bestimmt, und dann wird über die Gleichungen (2.6) und (2.3) die Meridionalzirkulation berechnet. Man schließt hier also aus Abweichungen der Temperatur vom Strahlungsgleichgewicht auf Vertikalbewegungen. Diese Methode wurde unter anderem von Rosenfield et al. (1987) und Shine (1989) verwendet.

Beide Verfahren sind mit nicht unerheblichen Unsicherheiten verbunden. Die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses hängt empfindlich von der Qualität der Analysedaten ab, und die Daten müssen mindestens bis in eine Höhe von 50 km reichen, um den Antrieb für die Meridionalzirkulation halbwegs korrekt zu erfassen (Rosenlof and Holton, 1993). Ein weiteres Problem ist, daß der Einfluß der in der Mesosphäre brechenden Schwerwellen parameterisiert werden muß (Rosenlof and Holton, 1993; Garcia and Boville, 1994). Die Schwierigkeit bei der zweiten Methode besteht in der Genauigkeit der Strahlungsheizraten. Auch wenn die Strahlungstransportmodelle in den letzten Jahrzehnten stark verbessert wurden, bestehen nach wie vor größere Unsicherheiten beim Einfluß der troposphärischen Bewölkung und des stratosphärischen Aerosols, da es hier an verlässlichen Daten mangelt. Zudem erfordert die in (2.6) verwendete Approximation, daß das globale Mittel von  $\bar{Q}$  in jedem Druckniveau gleich Null ist, denn dies muß für den Vertikalwind gelten. Die ursprünglich berechneten Strahlungsheizraten müssen also entsprechend korrigiert werden, was ein zusätzlicher Unsicherheitsfaktor ist. Sensitivitätstests von Shine (1989) zeigen nämlich, daß die Art und Weise dieser Korrektur merklichen Einfluß auf die diagnostizierte Meridionalzirkulation haben kann. Einen guten Einblick in die Unsicherheiten

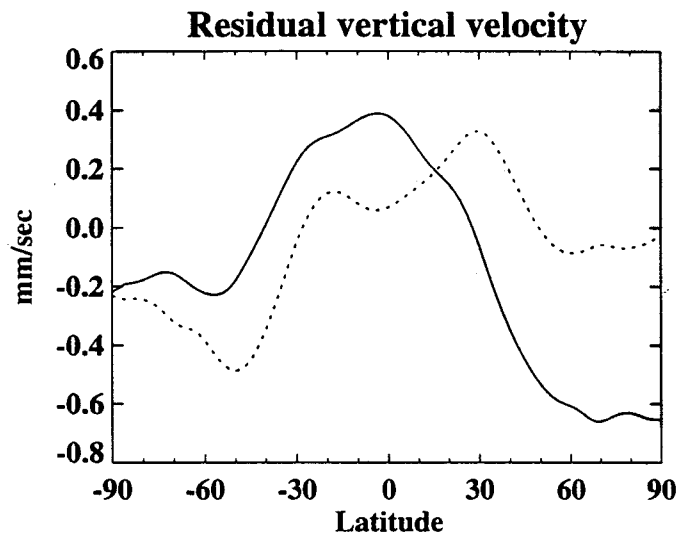


Abbildung 2.2: Vertikalkomponente der Residuumszirkulation [ $\text{mm s}^{-1}$ ] in 70 hPa für Januar und Juli (nach Rosenlof, 1995). Die durchgezogene Linie bezieht sich auf den Januar, die gestrichelte auf den Juli.

bei der Bestimmung der stratosphärischen Zirkulation bietet die Arbeit von Rosenlof (1995), in der beide Verfahren auf jeweils zwei Datensätze angewendet wurden.

Als Beispiel sind in Abb. 2.1 und 2.2 einige Ergebnisse aus Berechnungen des stratosphärischen Vertikalwindes wiedergegeben. Abb. 2.1 (Rosenfield et al., 1987) zeigt Meridional-Höhen-schnitte des Vertikalwindes für Januar bzw. Juli. Als gesichert kann gelten, daß in der jeweiligen Winterhemisphäre im gesamten Polargebiet Absinken stattfindet. Die höchsten Geschwindigkeiten werden jeweils in rund 55 km Höhe erreicht und betragen über  $1 \text{ cm s}^{-1}$ . Ebenfalls unzweifelhaft ist, daß in der Sommerhemisphäre ab der oberen Stratosphäre Aufsteigen herrscht. Wie die Arbeit von Shine (1989) zeigt, wird dieses in der Mesosphäre noch deutlich stärker. Die zahlreichen lokalen Geschwindigkeitsmaxima und -minima sollte man allerdings nicht überinterpretieren, denn diese liegen teilweise innerhalb des Unsicherheitsbereiches. Die Vertikalbewegungen in der unteren Stratosphäre, die in Abb. 2.1 nicht quantifizierbar sind, sind in Abb. 2.2 dargestellt (Rosenlof, 1995). Hier ist deutlich zu erkennen, daß in den Tropen sowie den Subtropen der Sommerhemisphäre aufsteigende Bewegung vorherrscht, während in den übrigen Regionen die Luft absinkt. Zwischen der Nord- und Südhemisphäre treten dabei markante Unterschiede auf. Während im Süden die Absinkgeschwindigkeiten im Winter nur wenig höher als im Sommer sind, beträgt der Unterschied im Norden rund eine Größenordnung. Dabei ist das Absinken im Nordwinter ungefähr doppelt so stark wie im Südwinter.

Dieses kräftige Absinken im Nordwinter läßt sich durch die starke Rossbywellenaktivität in der Nordhemisphäre erklären. Wenn sich Rossbywellen in die Stratosphäre ausbreiten und dort brechen, wird der Stratosphäre zonaler Impuls entzogen, und es stellt sich gemäß (2.5) eine starke Meridionalzirkulation ein. In der Südhemisphäre ist die Rossbywellenaktivität schwächer, und dementsprechend auch das Absinken in der unteren und mittleren Stratosphäre. In der oberen Stratosphäre und darüber wird die Zirkulation im wesentlichen von in der Mesosphäre brechenden Schwerewellen angetrieben (Lindzen, 1981). Mit dieser mesosphärischen Zirkulation ist Aufsteigen in der Sommerhemisphäre sowie Absinken in der Winterhemisphäre verbunden,



wobei letzteres nahtlos in den absteigenden Ast der stratosphärischen Zirkulation übergeht. Der Umstand, daß die maximalen Absinkgeschwindigkeiten in der oberen Stratosphäre im Südwinter sogar noch etwas größer als im Nordwinter sind, läßt dabei darauf schließen, daß hier der Einfluß der mesosphärischen Zirkulation dominiert. Unsicher ist lediglich, wie das Absinken in der unteren Stratosphäre im antarktischen Sommer zu erklären ist, denn aufgrund der stratosphärischen Ostwinde kommt hier eine Ausbreitung stationärer Rossbywellen in die Stratosphäre nicht in Frage. Da die in Kap. 4.3.2 vorgestellten Ergebnisse dieses Absinken bestätigen, ist jedoch wahrscheinlich, daß es tatsächlich stattfindet. Eine nähere Diskussion dieser Frage folgt in Kap. 4.3.2.

### 2.1.3 Die Bedeutung der stratosphärischen Zirkulation

Die stratosphärische Meridionalzirkulation ist von entscheidender Bedeutung für die thermische Struktur der Stratosphäre. In den Regionen, in denen Aufsteigen herrscht, liegt die Temperatur unter der Strahlungsgleichgewichtstemperatur, dort, wo Absinken herrscht, darüber. Ein Vergleich zwischen der Strahlungsgleichgewichtstemperatur und der beobachteten Temperatur wird in Abb. 2.3 für den Monat Januar gezeigt. Das Strahlungsgleichgewicht (Fels, 1985; Abb. 2.3a) ist mit einem Strahlungsmodell berechnet, wobei zu beachten ist, daß es sich hierbei um die momentanen Werte für Mitte Januar aus einem kompletten Jahreszyklus handelt (d. h. nicht um das Strahlungsgleichgewicht für permanente Januar-Bedingungen). Dabei wurden die troposphärischen Temperaturen und die strahlungswirksamen Spurengase mit Ausnahme des Ozons gemäß klimatologischen Werten spezifiziert, und die Ozonkonzentration wurde mit einem photochemischen Modell berechnet. Die Klimatologie (Fleming et al., 1990) zeigt zonale Mittelwerte der Temperatur für den Januar (Abb. 2.3b) und zum Vergleich auch für den Juli (Abb. 2.3c).

Wie Abb. 2.1 schon vermuten läßt, treten innerhalb der Stratosphäre die größten Abweichungen am Winterpol auf. Aufgrund der starken Absinkbewegung liegt die beobachtete Temperatur im Nordpolarwinter in 30 km um rund 50 K über dem Strahlungsgleichgewicht und in 50 km sogar rund 100 K darüber. Auch die Unterschiede zwischen den beiden Hemisphären sind konsistent mit Abb. 2.1 und 2.2. Im Südpolarwinter ist die untere Stratosphäre um 20 - 30 K kälter als im Nordpolarwinter, die Stratopause hingegen um rund 20 K wärmer. Da die Strahlungsgleichgewichtstemperatur dort nur um ein paar Grad niedriger als im Nordpolarwinter ist (Shine, 1987), folgt daraus, daß die untere Stratosphäre im Südpolarwinter weniger stark vom Strahlungsgleichgewicht abweicht als im Nordpolarwinter. Im Stratopausenniveau ist die Abweichung hingegen noch stärker als im Norden. Ähnlich große Differenzen wie in der Winterstratosphäre treten in der Sommermesosphäre auf, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen. Schließlich fällt noch auf, daß das lokale Temperaturminimum über der äquatorialen Tropopause in der Strahlungsrechnung fehlt. Die einzige Region, die offenbar dem Strahlungsgleichgewicht nahekommt, ist die mittlere Stratosphäre der Sommerhalbkugel.

Bei der Interpretation dieser Temperaturdifferenzen ist allerdings noch die Advektion des Ozons durch die stratosphärische Zirkulation zu berücksichtigen, die in der Rechnung von Fels nicht enthalten ist. Diese führt vor allem in der unteren Stratosphäre, in der die photochemische Einstellzeit des Ozons vergleichbar mit der advektiven Zeitskala ist, zu erheblichen Abweichungen der Ozonkonzentration vom photochemischen Gleichgewicht. In den Polargebieten, wo Absinken herrscht, ist die Ozonkonzentration höher als im Gleichgewicht, in den

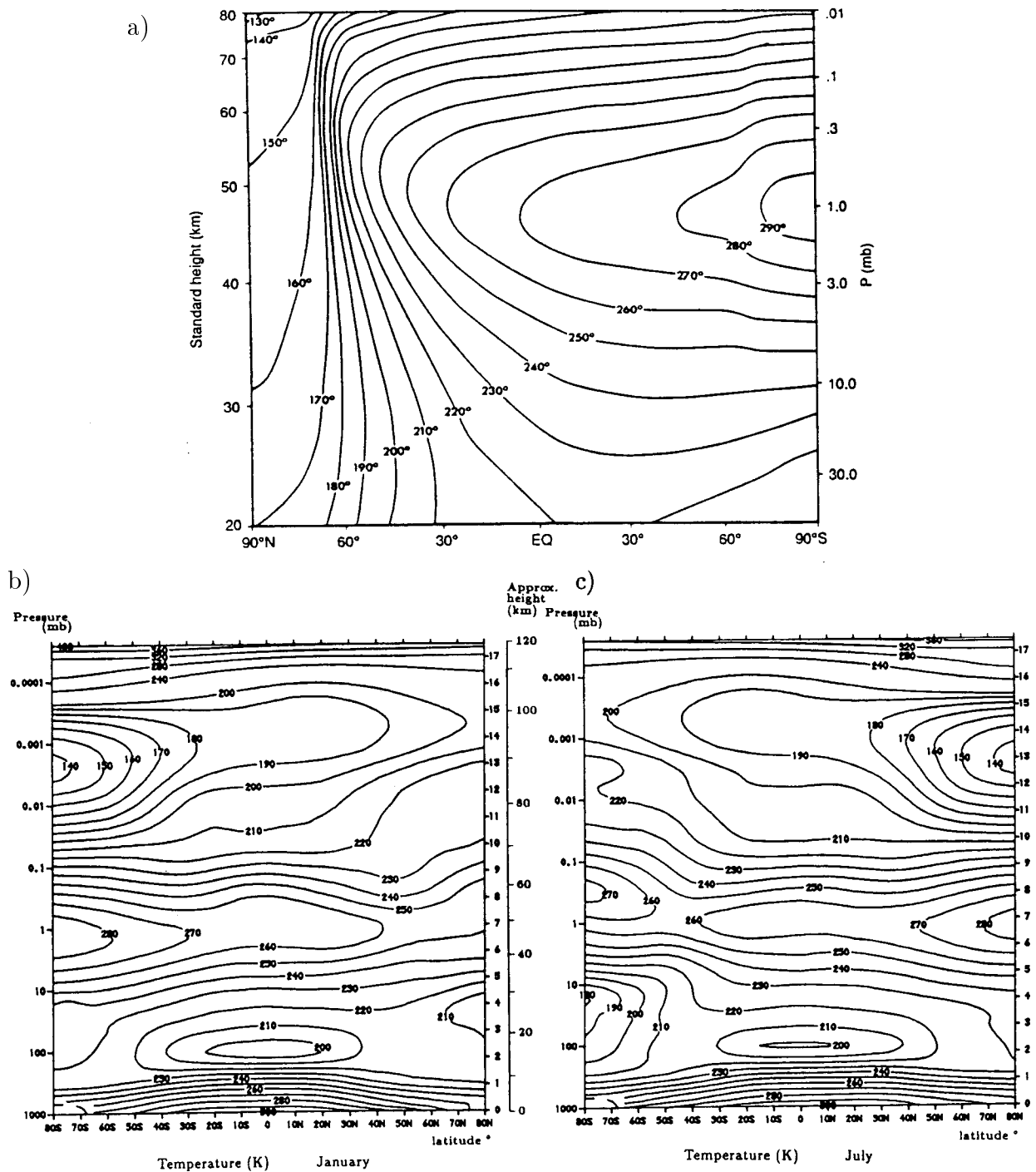


Abbildung 2.3:

a) Strahlungsgleichgewichtstemperatur [K] in der Stratosphäre und Mesosphäre am 15. Januar (nach Fels, 1985). Die Werte geben den momentanen Zustand innerhalb eines Jahresgangs wieder und sind nicht als Gleichgewichtstemperatur für permanente Januar-Bedingungen zu verstehen.

b) Beobachtete zonal gemittelte Temperatur [K] im Januar. (nach Fleming et al., 1990; entnommen aus Holton, 1992). Es ist zu beachten, daß die Angabe der Breitengrade entgegengesetzt zu (a) ist.

c) Wie b), aber Juli statt Januar.

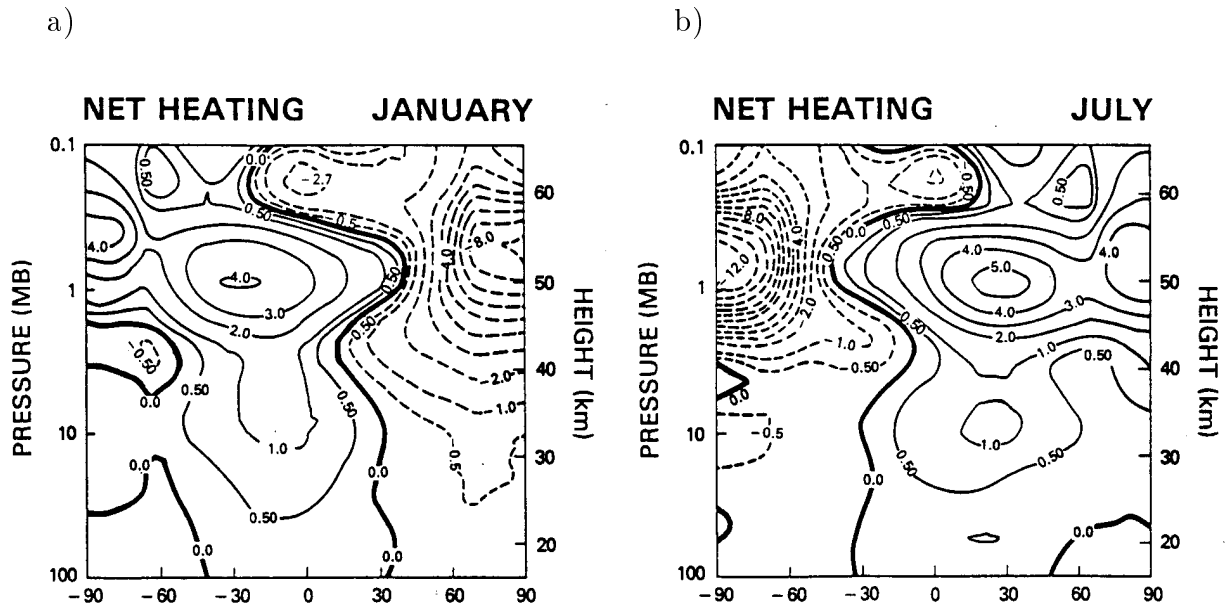


Abbildung 2.4: Diabatische Netto-Heizraten  $[K/Tag]$  für Januar und Juli (nach Rosenfield et al., 1987). Man beachte, daß das Intervall der Isolinien nicht konstant ist.

Tropen dementsprechend niedriger. Da Ozon durch die Absorption solarer und terrestrischer ( $9,6 \mu\text{m}$ -Bande!) Strahlung die Stratosphäre erwärmt, liegt hier also ein positiver Rückkopplungseffekt vor. Die Arbeit von Shine (1987), in der im Gegensatz zu Fels (1985) beobachtete Ozonprofile verwendet wurden, zeigt die Bedeutung dieses Rückkopplungseffektes. Vor allem in den Tropen und in der Sommerhemisphäre verringert sich die Temperaturdifferenz zwischen Simulation und Beobachtung deutlich. Im Nordpolargebiet ist die untere Stratosphäre im Sommer sogar nahezu im Strahlungsgleichgewicht. Die in Kap. 4.3 vorgestellten Ergebnisse bestätigen diese Aussagen.

Zahlreiche Arbeiten beschäftigen sich mit der Bestimmung der Strahlungsheizraten, die im Zusammenhang mit der stratosphärischen Zirkulation stehen. Dies geschieht i. a. mit Hilfe eines Strahlungstransportmodells, das mit beobachteten Profilen der Temperatur und der strahlungswirksamen Gase initialisiert wird. Einige dieser Arbeiten, in denen aus den Strahlungsheizraten auch noch die stratosphärische Zirkulation ermittelt wurde, wurden bereits im vorigen Abschnitt genannt. Darüber hinaus sind hier noch Rosenfield (1992), Rosenfield et al. (1994) und Hicke et al. (1998) zu erwähnen, die sich speziell mit den Heizraten in der polaren Stratosphäre beschäftigen. Eine Untersuchung über die Anteile der einzelnen Strahlungsgase an der langwelligen Kühlung der Stratosphäre wurde von Kiehl und Solomon (1986) durchgeführt. Als Beispiel werden in Abb. 2.4 wieder die Ergebnisse von Rosenfield et al. (1987) vorgestellt. Es handelt sich dabei um die Strahlungsheizraten, aus denen die in Abb. 2.1 gezeigten Vertikalgeschwindigkeiten berechnet wurden, wobei aber die global gemittelten Heizraten (s. Kap. 2.1.2) noch nicht abgezogen sind. Die betragsmäßig größten Werte treten – wie auch bei den Vertikalgeschwindigkeiten – im Bereich der Stratopause über dem Winterpol auf. Hier wird die Atmosphäre durch die Strahlung um rund  $10 \text{ K/Tag}$  gekühlt, wobei die Maximalwerte in der Antarktis erreicht werden. Allerdings beschränkt sich die Strahlungskühlung in der Antarktis weitgehend auf die obere Stratosphäre, während in der Arktis auch in der mittleren und un-

teren Stratosphäre merkliche Kühlraten auftreten. Die größten Heizraten treten ebenfalls in der Nähe der Stratopause auf, und zwar in den Tropen und in der Sommerhemisphäre. In den Tropen erstreckt sich dabei die Strahlungsheizung auf die gesamte Stratosphäre, außerhalb der Tropen nur auf die mittlere und obere Stratosphäre.

Ein Manko aller bisherigen Arbeiten zur Bestimmung der stratosphärischen Heizraten ist, daß ausschließlich zonale Mittelwerte betrachtet werden. Der Hauptgrund dafür dürfte wohl sein, daß das primäre Ziel der meisten Autoren eine Abschätzung der (zonal gemittelten) stratosphärischen Zirkulation war (s. Kap. 2.1.2). Zumindest im Nordpolarwinter, wo sowohl im Geopotentialfeld als auch im Temperaturfeld deutliche Abweichungen von der zonalen Symmetrie beobachtet werden, dürften damit aber wesentliche Informationen verlorengehen. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Bestimmung der stratosphärischen Heizraten (Kap. 4.3.2) unterscheidet daher zwischen verschiedenen Regionen des Nordpolargebietes. Im Südpolargebiet, wo die beobachteten Abweichungen von der Zonalsymmetrie geringer sind, werden allerdings auch in dieser Arbeit nur zonale Mittel betrachtet. Eine Trennung in verschiedene Meridianabschnitte erscheint hier aufgrund der schlechten Datenlage wenig sinnvoll.

Zu bemerken ist noch, daß die dynamischen Heizraten, d. h. die Heizraten, die durch Vertikalbewegungen und ggf. auch durch horizontale Advektion hervorgerufen werden, im allgemeinen nicht dem negativen Wert der Strahlungsheizraten entsprechen. Zwischen der dynamischen Heizrate  $Q_{dyn}$  und der Strahlungsheizrate  $Q_{rad}$  gilt in der Stratosphäre vielmehr die Beziehung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = Q_{rad} + Q_{dyn}.$$

Nur, wenn  $\left| \frac{\partial T}{\partial t} \right|$  klein gegenüber  $Q_{rad}$  und  $Q_{dyn}$  ist, ist  $Q_{dyn} = -Q_{rad}$  eine gute Näherung. Im Januar und Juli ist diese Bedingung in den meisten Regionen gut erfüllt, nicht jedoch im Frühling und Herbst (s. Kap. 4.3).

Zum Abschluß sollen noch die Wechselwirkungen zwischen der stratosphärischen Zirkulation und der Tropopause diskutiert werden. In den Tropen wurden diese bereits eingehend untersucht, in den Polargebieten allerdings nicht.

Wie bereits Brewer und Dobson erkannt haben, transportiert die stratosphärische Zirkulation die an der tropischen Tropopause getrocknete Luft polwärts und erhält somit die extrem niedrige stratosphärische Feuchte aufrecht. Sie verringert aber auch die Temperatur der tropischen Tropopause und trägt somit wesentlich zum beobachteten Ausmaß der Trocknung bei. Wie Statistiken zeigen (z. B. Yulaeva et al. 1994), liegt die mittlere Temperatur der tropischen Tropopause im Januar rund 5 K niedriger als im Juli. Dies erweist sich als konsistent mit der Tatsache, daß die Aufwärtsbewegung in der unteren Stratosphäre (s. Abb. 2.2) im Januar ungefähr doppelt so stark wie im Juli ist, was seinerseits durch die stärkere Rossbywellenaktivität im Nordwinter erklärbar ist. In der aktuellen Literatur wird daher der Jahresgang der tropischen Tropopause als Folge der von den Extratropen angetriebenen stratosphärischen Zirkulation betrachtet (z. B. Holton et al., 1995; Reid and Gage, 1996). Außerdem läßt sich folgern, daß die tropische Tropopause bei völliger Abwesenheit der stratosphärischen Zirkulation während des gesamten Jahres um weitere 5 K wärmer als im Juli wäre.

Es sei an dieser Stelle aber nicht verschwiegen, daß die mittlere Temperatur der tropischen Tropopause auch im Januar nicht niedrig genug ist, um die beobachtete Trockenheit der Stratosphäre zu erklären. Nur im Raum Indonesien/Westpazifik, wo die stärkste Konvektion stattfindet, ist die Tropopause wirklich kalt genug. Daher wird angenommen, daß der

Großteil des Aufsteigens durch die tropische Tropopause in dieser Region stattfindet (Newell and Gould-Stewart, 1981; Frederick and Douglass, 1983). Highwood und Hoskins (1998) weisen in diesem Zusammenhang darauf hin, daß Rossby- und Kelvinwellen, die im Zentrum der Konvektion angeregt werden, eine wichtige Rolle für die zonale Variabilität der tropischen Tropopausentemperatur spielen könnten. Festzuhalten bleibt also, daß die tropische Tropopause durch die stratosphärische Zirkulation zwar beeinflusst, aber keineswegs bestimmt wird.

Über die Einflüsse der stratosphärischen Zirkulation auf die polare Tropopause konnte keine Veröffentlichung gefunden werden. Dennoch lassen sich anhand der bekannten Unterschiede zwischen der Arktis und der Antarktis (s. Kap. 2.2.2) einige qualitative Aussagen treffen. Wie Hoinka (1998) zeigte, liegt die Tropopause über der Antarktis im Winter höher als im Sommer, während in den meisten Regionen der Arktis das Gegenteil der Fall ist. Qualitativ erklären läßt sich diese Beobachtung durch die sehr niedrige Stratosphärentemperatur im Antarktiswinter. Nimmt man die Bodentemperatur und den mittleren troposphärischen Temperaturgradienten als gegeben an, so muß die Troposphäre um so dicker bzw. die Tropopause um so höher sein, je kälter die untere Stratosphäre ist. Bei völliger Abwesenheit der stratosphärischen Zirkulation wäre die Stratosphäre in beiden Polargebieten im Winter noch kälter, als sie es in der Antarktis tatsächlich ist. Folglich wäre zu erwarten, daß dann die Tropopause in beiden Polargebieten im Winter am höchsten liegt, und zwar noch höher, als es in der Antarktis beobachtet wird. Aufgrund des negativen Temperaturgradienten in der Stratosphäre (s. Abb. 2.3a) wäre zudem mit einer sehr unscharfen Tropopause zu rechnen. Eine genauere Untersuchung dieser Fragestellung wird in Kap. 4.3.3 durchgeführt.

## 2.2 Die Tropopause: Definitionen, Klimatologien und theoretische Arbeiten

### 2.2.1 Tropopausendefinitionen

Wie bereits in der Einleitung angesprochen, basiert die älteste und am weitesten verbreitete Tropopausendefinition (WMO, 1957) auf einem Grenzwert für den vertikalen Temperaturgradienten. Sie wird allgemein als die thermische Tropopause bezeichnet. In den letzten Jahren hat außerdem die PV-Definition zunehmende Verbreitung gefunden, d. h. die Tropopause wird als Fläche konstanter potentieller Vorticity definiert. Bethan et al. (1996) schlugen zudem eine Tropopausendefinition über das Ozonmischungsverhältnis vor. Im folgenden werden diese Tropopausendefinitionen vollständig wiedergegeben und ausführlich diskutiert.

Die thermische Tropopause ist als das unterste Niveau definiert, ab dem der vertikale Temperaturgradient größer als  $-2 \text{ K km}^{-1}$  ist, vorausgesetzt, daß auch der mittlere Gradient zwischen diesem Niveau und allen Niveaus innerhalb der darüberliegenden 2 km größer als  $-2 \text{ K km}^{-1}$  bleibt<sup>2</sup>. Dieses Kriterium ist durch einen Grenzwert für die Tropopausenhöhe oder den Tropopausendruck zu ergänzen, der nicht unter- bzw. überschritten werden darf, da sonst eine starke bodennahe Inversion als Tropopause fehlinterpretiert werden könnte. Eine einheitliche Definition dieses Grenzwerts existiert nicht; die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Werte werden in Kap. 3.1 angegeben. Zusätzlich ist in WMO (1957) ein Kriterium

---

<sup>2</sup>Der zweite Teil dieses Kriteriums ist in der Praxis sehr wichtig, da die Auflösung der von den Radiosonden gelieferten Meßdaten rund 25 m beträgt. Ohne ein derartiges Schichtdickekriterium würden bereits sehr dünne Schichten erhöhter Stabilität (und möglicherweise auch Meßfehler) als Tropopause interpretiert werden.

für das Auftreten mehrfacher Tropopausen festgelegt. Es schreibt vor, daß nach einer weiteren Tropopause zu suchen ist, falls oberhalb einer bereits akzeptierten Tropopause der Temperaturgradient wieder unter  $-3 \text{ K km}^{-1}$  sinkt und der mittlere Gradient zwischen diesem Niveau und allen Niveaus innerhalb des darüberliegenden Kilometers kleiner als  $-3 \text{ K km}^{-1}$  bleibt. Ist darüber das obige Tropopausenkriterium erneut erfüllt, wird eine weitere Tropopause gemeldet.

Die weite Verbreitung des thermischen Kriteriums ist darauf zurückzuführen, daß es erlaubt, aus einem einzelnen Temperaturprofil, z. B. einem Radiosondenaufstieg, die Tropopause(n) zu bestimmen. Es wird daher seit Jahrzehnten im synoptischen Routinedienst eingesetzt. Vom physikalischen Standpunkt aus ist es allerdings keineswegs als optimal zu betrachten. Abgesehen davon, daß der Grenzwert für den Temperaturgradienten willkürlich gewählt ist, stellt die thermische Tropopause keine materielle Fläche dar, die z. B. bei Vertikalbewegungen advehiert würde. Die Eignung des thermischen Kriteriums zur Abgrenzung troposphärischer von stratosphärischer Luft ist also kritisch zu prüfen.

Bereits Reed (1955) hat daher vorgeschlagen, die von Ertel (1942) eingeführte potentielle Vorticity (PV) zur Definition der Tropopause zu verwenden. Die PV ist definiert als

$$P = \frac{1}{\rho}(\nabla \times \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega}) \cdot \nabla\theta, \quad (2.7)$$

wobei  $\rho$  die Dichte,  $\theta$  die potentielle Temperatur,  $\mathbf{v} = (u, v, w)$  der dreidimensionale Windvektor und  $\boldsymbol{\Omega}$  der Vektor der Erdrotation sind. Zur Abschätzung der Größe der PV kann man sich die Tatsache zunutze machen, daß meist nur der dritte Summand des Skalarprodukts in (2.7) einen nennenswerten Beitrag zur PV leistet. Die PV läßt sich also durch

$$P \approx \frac{1}{\rho}(f + \zeta)\frac{\partial\theta}{\partial z} \quad (2.8)$$

approximieren, wobei  $f$  der Coriolisparameter und  $\zeta$  die Vertikalkomponente der Vorticity sind. Außer bei starken vertikalen Windscherungen, also z. B. in der Nähe des Jetstreams, ist (2.8) eine gute Approximation an (2.7) (Reed, 1955). Im Gegensatz zum Temperaturgradienten ist die PV bei adiabatischen, reibungsfreien Bewegungen materiell erhalten, so daß Luftmassen unterschiedlicher PV solange an ihrem PV-Wert identifiziert werden können, bis diabatische oder turbulente Prozesse dominant werden. Außerhalb der Tropen ist die PV zur Unterscheidung troposphärischer von stratosphärischer Luft geeignet, da sie dort in der unteren Stratosphäre rund eine Größenordnung höher ist als in der Troposphäre. In den Tropen gilt dies allerdings nicht, da  $f$  am Äquator das Vorzeichen wechselt. Mit der von Hoskins et al. (1985) eingeführten PV-Einheit (PVU = PV-unit), die durch  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K m}^2\text{kg}^{-1}\text{s}^{-1}$  definiert ist, läßt sich troposphärische Luft durch  $|P| \lesssim 1 \text{ PVU}$  charakterisieren, während für die untere Stratosphäre außerhalb der Tropen 5 PVU oder mehr typisch sind. Wie man (2.8) entnehmen kann, gelten dabei positive Werte für die Nordhemisphäre und negative für die Südhemisphäre.

Um die Tropopause durch einen Wert der potentiellen Vorticity sinnvoll zu definieren, muß man also offenbar einen Wert zwischen 1 und 5 PVU wählen. Die offizielle WMO-Definition (WMO, 1986) sieht hierfür einen Wert von 1,6 PVU vor, doch hat sich dieser Wert in der Literatur nicht durchgesetzt. Eine Untersuchung der Frage, welcher PV-Grenzwert „optimal“ ist, wurde von Hoerling et al. (1991) durchgeführt. In einigen Fallstudien verglichen die Autoren die thermische Tropopause, die sie mittels einer isentropen Analyse aus Radiosondenaufstiegen ermittelten, mit der PV-Tropopause, die sie für verschiedene PV-Grenzwerte aus Analysedaten

eines Wettervorhersagemodells berechnet. Um den Einfluß der unterschiedlichen Datensätze abzuschätzen, bestimmten sie zudem noch die thermische Tropopause aus den Analysedaten. Es ergab sich, daß für PV-Werte von 3 PVU oder weniger die PV-Tropopause systematisch unter der thermischen liegt, während sie für  $P \geq 4$  PVU systematisch darüber liegt. Als optimalen Wert in dem Sinne, daß die mittlere Abweichung zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause minimal ist, ermittelten sie  $P = 3,5$  PVU. Zu einem ähnlichen Resultat kamen Grewe und Dameris (1996). Darüber hinaus zeigte der Vergleich der thermischen Tropopausen, daß diese im Mittel gut übereinstimmen, wobei aber bei Verwendung der Analysedaten kleinere Strukturen nur schlecht aufgelöst werden. Mit dem PV-Kriterium werden kleinere Strukturen etwas besser aufgelöst als mit dem thermischen, was Hoerling et al. darauf zurückführen, daß mit dem PV-Kriterium die vorhandene Information besser ausgenutzt wird.

Gegen diese Methode der Bestimmung eines optimalen PV-Grenzwerts kann man einwenden, daß das thermische Kriterium ohnehin nur eine willkürliche Definition ist und sich zudem nicht zur Charakterisierung unterschiedlicher Luftmassen eignet, da  $\frac{\partial T}{\partial z}$  bei Vertikalbewegungen keine Erhaltungsgröße ist. Für die Verwendung eines höheren Wertes als 1,6 PVU spricht allerdings nicht nur die im Mittel zu niedrige Tropopausenhöhe. Wie die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Datenauswertung ergab (s. Kap. 3), kommt es in kräftigen Tiefdruckgebieten nicht selten vor, daß die 1,6 PVU-Fläche auf 3 km oder sogar noch tiefer absinkt, also in Höhen, die gemeinhin zur unteren Troposphäre gerechnet werden. In einzelnen Fällen schneidet die 1,6 PVU-Fläche sogar den Boden. Außerdem zeigt sich, daß die 1,6 PVU-Definition zu einem sehr häufigen Auftreten mehrfacher Tropopausen führt, die sicher nicht alle als Tropopausenfalten interpretiert werden können. Eine nähere Diskussion dieser Frage folgt in Kap. 3.2.5. In der aktuellen Literatur werden meist Werte zwischen 2 PVU und 3,5 PVU zur Definition der PV-Tropopause gewählt, wobei in der einzigen bislang veröffentlichten globalen Tropopausenstatistik (Hoinka, 1998, 1999) 3,5 PVU verwendet werden.

Eine alternative Methode zur Definition der Tropopause, die auf dem Ozonmischungsverhältnis basiert, wurde von Bethan et al. (1996) vorgeschlagen. Da das Ozonmischungsverhältnis in der unteren Stratosphäre deutlich größer als in der Troposphäre ist, erscheint es als geeignete Variable zur Unterscheidung troposphärischer von stratosphärischer Luft. Das Kriterium für die Ozontropopause, wie Bethan et al. sie bezeichnen, setzt sich aus drei Komponenten zusammen, die gleichzeitig erfüllt sein müssen:

1. Das Ozonmischungsverhältnis muß größer als 80 ppbv<sup>3</sup> sein.
2. Der vertikale Gradient des Ozonmischungsverhältnisses, berechnet über eine Höhendifferenz von ca. 200 m, muß 60 ppbv km<sup>-1</sup> übersteigen.
3. Das Ozonmischungsverhältnis muß unmittelbar über der Tropopause 110 ppbv übersteigen. Dieses Kriterium ist nach Bethan et al. notwendig, um dünne Schichten stratosphärischer Luft innerhalb der Troposphäre auszuschließen.

Hinzuzufügen ist, daß für die Troposphäre Ozonmischungsverhältnisse von ca. 40 ppbv typisch sind, sofern keine photochemische Ozonproduktion stattfindet.

Der von Bethan et al. durchgeführte Vergleich der Ozontropopausen mit den parallel dazu berechneten thermischen Tropopausen zeigt, daß diese meist gut übereinstimmen. Es gibt jedoch auch Fälle, in denen Differenzen von mehreren Kilometern auftreten, wobei die thermische

---

<sup>3</sup>Parts per billion by volume. Man beachte, daß „ppb“  $10^{-9}$  und nicht  $10^{-12}$  bedeutet.

Tropopause dann nahezu immer die höhere ist. Eine nähere Untersuchung dieser „Ausreißer“ zeigt, daß diese vor allem im Winter in polaren Breiten auftreten, wenn die betreffende Station auf der zyklonalen Seite eines starken Jetstreams liegt. Wie die in Kap. 3.2.2 vorgestellten Ergebnisse zeigen, können in dieser Situation auch die thermische und die PV-Tropopause sehr weit auseinanderliegen, wobei ebenfalls die thermische Tropopause höher liegt. Da sowohl die PV als auch das Ozonmischungsverhältnis unter gewissen Annahmen materiell erhalten sind, kann man dabei vermuten, daß beiden Phänomenen derselbe Mechanismus zugrundeliegt. Unterstützt wird diese Vermutung von Wirth (2000), der mit Hilfe idealisierter PV-Inversionen systematische Unterschiede zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause fand, die den von Bethan et al. gefundenen Unterschieden zwischen der thermischen Tropopause und der Ozontropopause sehr ähnlich sind. Eine nähere Diskussion hierzu folgt in Kap. 3.2.2. Dabei wird auch versucht, die Eignung des thermischen Kriteriums im Vergleich zum PV-Kriterium zu bewerten.

Nun liegt der Gedanke nahe, die Ozontropopause als Referenz zur Bestimmung eines PV-Grenzwertes zu verwenden, der in dem Sinne optimal ist, daß er troposphärische und stratosphärische Luft voneinander trennt. Die Komplexität des Kriteriums von Bethan et al. läßt allerdings vermuten, daß die Definition einer Ozontropopause mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden ist. Konkret stellt sich die Frage, wie empfindlich die Ergebnisse von den genauen Grenzwerten für das Ozonmischungsverhältnis abhängen. Hierzu führten die Autoren einige Sensitivitätsstests durch, die zu dem Ergebnis führten, daß die Tropopausenhöhen im Mittel recht unempfindlich auf kleine Änderungen der Grenzwerte reagieren. In einzelnen Fällen kann eine Änderung des dritten Kriteriums auf 100 ppbv oder 120 ppbv aber durchaus eine Änderung der Tropopausenhöhe um mehrere Kilometer zur Folge haben. Ein schwerwiegenderes Problem ist, daß insbesondere das zweite Kriterium die Verfügbarkeit hochaufgelöster Ozonsondendaten erfordert. Liegen nur signifikante Punkte vor, was üblicherweise der Fall ist, ist das Gradientenkriterium aufgrund des zu großen Abstandes der Datenpunkte nicht anwendbar. Wie die Arbeit von Lerke (1999) zeigt, ist es in diesem Fall überhaupt ziemlich schwierig, ein geeignetes Ozontropopausen-Kriterium zu definieren bzw. die Ozontropopause zu bestimmen. Der Gedanke, die Ozontropopause als Referenz zu verwenden, muß damit wohl verworfen werden.

### 2.2.2 Klimatologische Arbeiten zur Tropopause

Gemessen an der Zahl der Arbeiten, die sich mit Aspekten der tropischen Tropopause oder mit Stratosphären-Troposphären-Austausch beschäftigen, ist die Zahl der Tropopausenklimatologien ausgesprochen gering. Einer der Gründe dafür mag sein, daß die Pionierarbeit auf diesem Gebiet (Flohn, 1947) mit nur geringen Korrekturen auch heute noch Gültigkeit hat. Flohn wertete die damals verfügbaren Radiosondenstationen der Nordhalbkugel (65 Stück) aus und erstellte daraus hemisphärische Karten der Tropopausenhöhe für Sommer und Winter. In beiden Fällen zeigte sich, daß die Tropopause in Polnähe viel niedriger ist als in den Tropen. Im Winter liegt die Tropopause im Polargebiet zwischen 8 und 10 km, in mittleren Breiten zwischen 10 und 11 km und in den Tropen zwischen 16 und 17 km, wobei der wesentliche Anstieg zwischen 45°N und 30°N erfolgt. Dabei treten in mittleren und polaren Breiten die niedrigsten Tropopausenhöhen über Ostkanada und Ostsibirien auf, also dort, wo die Tröge der stationären Rossbywellen liegen. Im Sommer sind die zonalen Asymmetrien deutlich schwächer, und die



Tropopause liegt in Polnähe in 9 km, in den Mittelbreiten in 11 bis 12 km und in den Tropen wieder in 16 bis 17 km. Flohn zeigt ferner Meridionalschnitte der Tropopausentemperatur. Im Winter liegt danach die Temperatur am Äquator bei  $-83^{\circ}\text{C}$ , steigt dann polwärts rasch an, erreicht zwischen  $40^{\circ}\text{N}$  und  $55^{\circ}\text{N}$  ein Maximum von etwa  $-57^{\circ}\text{C}$  und sinkt dann bis zum Pol wieder auf etwa  $-65^{\circ}\text{C}$  ab. Im Sommer sind es am Äquator etwa  $-75^{\circ}\text{C}$ , das Minimum wird in  $10^{\circ}\text{N}$  mit  $-80^{\circ}\text{C}$  erreicht, und dann steigt die Tropopausentemperatur kontinuierlich bis auf etwa  $-45^{\circ}\text{C}$  am Pol. Erstaunlich ist, daß diese Temperaturen trotz der damaligen schlechten Datenlage nur in Polnähe und in den Tropen um wenige Grade korrigiert werden müssen. In Polnähe beträgt nach dem heutigen Kenntnisstand die Tropopausentemperatur im Sommer etwa  $-48^{\circ}\text{C}$  (s. Kap. 3.2.1), die  $-65^{\circ}\text{C}$  für den Januar können sogar bestätigt werden. In den Tropen beträgt die Tropopausentemperatur im Nordwinter zwar im Raum Indonesien/Westpazifik nahe  $-83^{\circ}\text{C}$ <sup>4</sup>, im Zonalmittel liegt sie jedoch bei rund  $-79^{\circ}\text{C}$  (Highwood and Hoskins, 1998), und im Nordsummer liegt sie bei etwa  $-72^{\circ}\text{C}$  und weist in  $10^{\circ}\text{N}$  kein Minimum auf.

Ein wichtiger Aspekt der Struktur der Tropopause wurde von Defant und Taba (1957) hervorgehoben. Sie wiesen darauf hin, daß der Anstieg der Tropopausenhöhe vom Pol zum Äquator zu einem bestimmten Beobachtungstermin nicht allmählich erfolgt, wie es im klimatologischen Mittel der Fall ist, sondern eher stufenweise. Während die Tropopausenhöhe innerhalb des Polargebiets, der Mittelbreiten und der Tropen jeweils relativ einheitlich ist, treten am Polarfrontjet und am Subtropenjet sprunghafte Änderungen auf, die heute häufig als Tropopausenbrüche bezeichnet werden. Der eher allmähliche Übergang im Klimamittel kommt daher, daß die Position der Jetstreams schwankt.

Die Erstellung globaler Tropopausenklimatologien wurde erst in den letzten Jahren durch die Verfügbarkeit globaler Analysen möglich, die auch über den großen datenarmen Ozeangebiet eine Bestimmung der Tropopause erlauben. Hoerling et al. (1991) führten auf dieser Basis eine globale Bestimmung der Tropopause durch; diese erstreckt sich allerdings nur über einen Monat und ist daher nicht als Klimatologie zu bezeichnen (das Hauptziel der Arbeit war eine globale Bestimmung des Stratosphären-Troposphären-Austauschs). Die wohl erste globale Tropopausenklimatologie stammt somit von Reichler (1995). Sie basiert auf ECMWF-Analysen<sup>5</sup> der Jahre 1980-1994 und verwendet das thermische Tropopausenkriterium. Eine weitere Klimatologie erstellte Hoinka (1998, 1999), wobei er im Gegensatz zu Reichler außerhalb der Tropen das 3,5 PVU-Kriterium verwendete. Hoinka's Klimatologie basiert auf den ERA-Daten<sup>5</sup>, die gegenüber den ursprünglichen ECMWF-Daten den Vorteil haben, daß sie mit einem einheitlichen Analyseverfahren gerechnet wurden und daher homogen sind.

Beide Klimatologien enthalten natürlich die Polargebiete, gehen aber nicht besonders ins Detail. Hoinka zeigt für den Tropopausendruck lediglich jahreszeitliche Mittel für Sommer und Winter. Aussagen über den Jahresgang der Tropopause sind damit nur sehr eingeschränkt möglich. Für die Tropopausentemperatur zeigt Hoinka gar nur Jahresmittel, und die Schärfe der Tropopause, d. h. die Änderung des vertikalen Temperaturgradienten an der Tropopause (Wirth, 1999), bleibt gänzlich unberücksichtigt. Reichler betrachtet zwar auch Tropopausendruckmittel für Frühling und Herbst, die Tropopausentemperatur allerdings überhaupt nicht. Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist daher die Erstellung einer umfassenden Klimatologie der polaren Tropopause, die auch die Temperatur und die Schärfe der Tropopause

---

<sup>4</sup>Flohn stand dort eine Station zur Verfügung.

<sup>5</sup>ECMWF ist die Abkürzung für „European Centre for Medium Range Weather Forecast“ (Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage). ERA bedeutet ECMWF-Reanalyse (s. Kap. 3.1.1).

einbezieht. Die Ergebnisse der Arbeiten von Hoinka und Reichler werden, soweit sie sich auf die Polargebiete beziehen, in Kap. 3.1.1 und 3.2 mit den Resultaten der hier durchgeführten Datenauswertung verglichen.

### 2.2.3 Theoretische Arbeiten zur Tropopause

Obwohl die Tropopause ein sehr wesentliches Merkmal der thermischen Struktur der Atmosphäre ist und ihre Existenz seit langem bekannt ist, fehlt bislang eine in sich geschlossene Theorie, die den meridionalen Verlauf ihrer Höhe und ihre Schärfe erklärt. Lediglich zu einigen Teilaspekten existieren theoretische Erklärungsansätze, die im folgenden kurz zusammengefaßt werden.

Der einfachste und älteste Ansatz geht auf Manabe und Strickler (1964) bzw. Manabe und Wetherald (1967) und ihre Experimente mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell zurück. Darin wird angenommen, daß sich die Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht und die Troposphäre im konvektiven Gleichgewicht befinden, so daß die Troposphäre (oberhalb des Kondensationsniveaus) feuchtadiabatisch geschichtet ist. Mit diesen Annahmen erhält man in einem Strahlungs-Konvektions-Modell an der Obergrenze der konvektiven Schicht tatsächlich einen scharfen Knick in der Temperaturkurve, der durchaus Ähnlichkeit mit der beobachteten Tropopause hat. Allerdings liegt dieser Temperaturknick zu tief, wobei der Fehler in den Tropen noch relativ gering ist. Dort liegt die Tropopause im Strahlungs-Konvektions-Modell um 2 bis 3 km zu tief, was unter anderem auf die dynamische Kühlung in der tropischen unteren Stratosphäre (s. Kap. 2.1.3) zurückzuführen ist. In höheren Breiten führt der strahlungs-konvektive Ansatz hingegen zu Tropopausenhöhen, die um mehr als 5 km unter den beobachteten Werten liegen, so daß man hier von einem völligen Versagen dieses Ansatzes sprechen muß. Der Hauptgrund dafür ist, daß dort der tatsächliche vertikale Temperaturgradient – im Gegensatz zu den Tropen – deutlich stabiler als der feuchtadiabatische ist.

Die Erklärung dieses troposphärischen Temperaturgradienten ist nun auch das Kernproblem der Theorien zur außertropischen Tropopause. Er beträgt im Mittel ungefähr  $-6,5 \text{ K km}^{-1}$  und zeigt, sofern man die winterliche Bodeninversion ausklammert, verblüffend geringe regionale Unterschiede oder jahreszeitliche Schwankungen. Allgemein ist akzeptiert, daß barokline Wellen eine wesentliche Rolle bei der Aufrechterhaltung dieses Temperaturgradienten spielen, da diese neben einem polwärtigen Wärmetransport eine Stabilisierung der Atmosphäre bewirken. Egger (1995) zeigte zudem in idealisierten numerischen Experimenten, daß barokline Wellen zumindest im nördlichen Teil der baroklinen Zone eine Anhebung der Tropopause bewirken. Die quantitative Beschreibung des klimatologischen Effektes der baroklinen Wellen ist aber nach wie vor ein offenes Problem.

Eine Hypothese lautet, daß barokline Wellen eine Anpassung der Atmosphäre an einen Zustand der baroklinen Neutralität bewirken, d. h. an einen Zustand, der gerade an der Grenze zur baroklinen Instabilität liegt. Diese Hypothese liegt den Theorien von Held (1982) und Lindzen (1993) zugrunde, wobei Held als Stabilitätsbedingung verwendet, daß der meridionale Gradient der quasigeostrophischen potentiellen Vorticity gleich Null sein muß (Charney and Stern, 1962), und Lindzen von den Resultaten des Eady-Modells (Eady, 1949) ausgeht. Beide Theorien liefern plausible Ergebnisse, jedoch zeigte die Untersuchung von Thuburn und Craig (1997), daß die Aussagen beider Theorien über die Abhängigkeit der Tropopausenhöhe vom Coriolisparameter oder vom meridionalen Temperaturgradienten dem Vergleich mit einem

allgemeinen Zirkulationsmodell nicht standhalten. Gegen die Hypothese der baroklinen Neutralität spricht auch, daß der beobachtete zonal gemittelte Zustand der Atmosphäre baroklin instabil ist (z. B. Valdes and Hoskins, 1988).

Eine andere Hypothese wurde kürzlich von Juckes (1999) vorgeschlagen. Deren Ausgangspunkt ist, daß die Stabilität mindestens feuchtindifferent sein muß, was einer konstanten äquivalentpotentiellen Temperatur  $\theta_e$  gleichkommt. Durch die Aktivität der baroklinen Wellen wird die Atmosphäre stabilisiert, so daß im Mittel  $\frac{\partial\theta_e}{\partial z} > 0$  gilt, wobei die plausible Annahme gemacht wird, daß der Mittelwert von  $\frac{\partial\theta_e}{\partial z}$  die Hälfte der Varianz beträgt. Außerdem nimmt Juckes an, daß  $\frac{\partial\theta_e}{\partial z}$  proportional zu  $\frac{\partial T}{\partial y}$  ist, was bedeutet, daß die Varianz von  $\frac{\partial\theta_e}{\partial z}$  durch meridionale Advektion erzeugt wird. Ein Vergleich dieser Hypothese mit der NMC-Klimatologie von Randel (1992) ergibt, daß sie in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre gut mit den Daten übereinstimmt. Für die Südhemisphäre und die Polargebiete gilt dies allerdings nicht.

Zum Schluß sollen noch einige Grundlagen der Variabilität der Tropopause im Zusammenhang mit synoptischskaligen Störungen erwähnt werden. Wie allgemein bekannt ist, liegt die Tropopause in Antizyklonen höher und in Zyklonen niedriger als im Durchschnitt. Da synoptischskalige Bewegungen in guter Näherung geostrophisch balanciert sind, lassen sich wichtige Informationen über die dabei ablaufende Dynamik durch die quasigeostrophische Theorie und durch PV-Inversionen gewinnen. Ein sehr einfaches Bild erhält man dabei, wenn man Zyklonen (Antizyklonen) in der oberen Troposphäre als positive (negative) PV-Anomalien betrachtet, die durch quasi-horizontale Advektion entlang von Isentropen entstanden sind (Hoskins et al., 1985). Durch eine Inversion der daraus resultierenden PV-Verteilung, die unter gewissen Annahmen über die dynamische Balance (z. B. geostrophisch) möglich ist, bekommt man dann das Temperatur- und Windfeld, das mit der PV-Verteilung dynamisch konsistent ist.

Im Falle einer isolierten antizyklonalen Anomalie ist die Stabilität oberhalb und unterhalb der Anomalie erhöht und innerhalb der Anomalie erniedrigt. Liegt die Anomalie ungefähr in Höhe der ungestörten Tropopause, sind also die Troposphäre und die Stratosphäre stabiler als normal und die Tropopause ist höher als normal, da die Stabilität innerhalb der Anomalie auf troposphärische Werte reduziert ist. Für eine zyklonale Anomalie sind jeweils die Vorzeichen umzukehren. Wichtig ist zudem, daß das Verhältnis zwischen der horizontalen und der vertikalen Skala der PV-Anomalie dafür entscheidend ist, inwieweit sich die PV-Anomalie in Form einer Stabilitätsanomalie bzw. in Form relativer Vorticity auswirkt (Wirth, 1999). Eine geeignete Maßzahl hierfür ist das sogenannte Aspektverhältnis  $A$ , definiert als  $A = \frac{N}{f} \frac{L_z}{L_x}$ , wobei  $L_z$  die vertikale Skala und  $L_x$  die horizontale Skala sind. Für  $\frac{N}{f}$  kann ein typischer Wert von 100 eingesetzt werden. Ist  $A \ll 1$ , überwiegt die Stabilitätsanomalie, ist  $A \gg 1$ , überwiegt die relative Vorticity. Bei typischen synoptischskaligen Störungen liegt  $A$  zwischen 0,1 und 1, so daß sowohl die relative Vorticity als auch die Stabilitätsanomalie von Bedeutung sind.

Während die qualitative Eignung von PV-Inversionen zur Beschreibung der synoptischskaligen Variabilität der Tropopause allgemein anerkannt ist, fehlen quantitative Untersuchungen zu dieser Frage bislang weitgehend. Es existieren zwar einige Fallstudien, in denen Tiefdruckentwicklungen mit Hilfe von PV-Inversionen näher untersucht wurden (z. B. Davis and Emanuel, 1991), doch die Tropopause wurde darin nur als Nebenaspekt betrachtet. Nach wie vor ungeklärt ist beispielsweise, wie realitätsnah idealisierte, isolierte PV-Anomalien sind, wie sie für PV-Inversionen meist verwendet werden (z. B. Wirth, 1999). Offen ist auch, ob die Zusammenhänge zwischen der Auslenkung der Tropopause und der Vorticity im Tropopausenniveau oder der Temperaturanomalie der Tropopause, die man bei PV-Inversionen findet, realistisch

sind. Um dies zu untersuchen, wird in Kap. 3.3.3 ein Vergleich zwischen PV-Inversionen und Ergebnissen der Datenauswertung vorgenommen.

Ein Modell, das auf sehr einfache Weise die Dynamik der Tropopause beschreibt und sogar einige analytische Lösungen zuläßt, wurde von Jukes (1994) entwickelt. Die Troposphäre und die Stratosphäre werden in diesem Modell jeweils als Gebiete konstanter (quasigeostrophischer) potentieller Vorticity betrachtet, und die Tropopause als die Grenzfläche dazwischen. Die Abweichung der potentiellen Temperatur der Tropopause von ihrem Grundzustand wird als Modellvariable betrachtet, und die Auslenkung der Tropopause sowie die Stromfunktion des Windfeldes werden daraus diagnostisch bestimmt. Ein wichtiges Ergebnis dieser Theorie ist die Beziehung zwischen der Auslenkung der Tropopause und der Temperaturstörung. Vernachlässigt man den Einfluß der unteren Randbedingung, ergibt sich

$$\delta z = \frac{\theta'_{tp}}{\sqrt{\Gamma_t \Gamma_s}}. \quad (2.9)$$

Darin bedeuten  $\delta z$  die Auslenkung der Tropopause,  $\theta'_{tp}$  die Abweichung der potentiellen Temperatur der Tropopause,  $\Gamma = \frac{\partial \theta}{\partial z}$  und die Indizes s bzw. t Stratosphäre bzw. Troposphäre. Dieses Resultat wird ebenfalls in Kap. 3.3.3 mit Daten verglichen.

## 2.3 Stratosphären-Troposphären-Austausch

Zur Fragestellung des Massenaustausches zwischen der Stratosphäre und der Troposphäre (STE = stratosphere-troposphere exchange) existiert umfangreiche Literatur, was nicht zuletzt auf dessen große Bedeutung für die Chemie der Stratosphäre zurückzuführen sein dürfte. Als Beispiel sei hier der Transport von FCKW in die Stratosphäre genannt, der zu einer Anreicherung von Chlor in der Stratosphäre führt und damit Ozonabbaureaktionen in Gang setzt. Für eine quantitative Abschätzung dieses Prozesses muß unter anderem der STE genau bekannt sein. In diesem Abschnitt werden zunächst die wichtigsten Austauschprozesse und anschließend einige Methoden zur quantitativen Abschätzung besprochen.

### 2.3.1 Austauschprozesse

Bei der Behandlung der Austauschprozesse muß zunächst zwischen den verschiedenen beteiligten Skalen unterschieden werden. Zunächst ist hier die globale Skala zu nennen, die mit der in Kap. 2.1 besprochenen stratosphärischen Zirkulation zusammenhängt. Wie gleich näher erläutert wird, ist für einen großen Teil der Stratosphäre nur der auf der globalen Skala stattfindende Austausch von Bedeutung. Aber auch die synoptischskaligen Austauschprozesse, z. B. im Zusammenhang mit Tropopausenfalten oder abgeschlossenen Höhenzyklonen, haben in der Literatur große Aufmerksamkeit gefunden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß derartige Ereignisse zu meßbaren Veränderungen der chemischen Zusammensetzung der Troposphäre führen, z. B. zu einer erhöhten Ozonkonzentration. Kleinskalige Austauschprozesse, z. B. turbulente Vermischung, stehen meist im Zusammenhang mit synoptischskaligen Prozessen, da diese durch die Erzeugung kleinskaliger Strukturen erst die Basis für das Wirken kleinskaliger Prozesse schaffen.

Der globalskalige Austausch hängt, wie gesagt, mit der stratosphärischen Zirkulation und der damit verbundenen Advektion von Spurenstoffen zusammen. Wie Holton et al. (1995) be-

tonen, ist dies der einzige Mechanismus, durch den ein Austausch bis in höhere Schichten der Stratosphäre möglich ist. Sie führen in diesem Zusammenhang den Begriff der untersten Stratosphäre (lowermost stratosphere) ein, worunter sie diejenigen Teile der Stratosphäre verstehen, deren potentielle Temperatur unter 380 K liegt. Die Bedeutung der 380 K-Fläche liegt darin, daß diese in den Tropen ziemlich genau mit der Tropopause zusammenfällt. Unterhalb dieser Fläche ist STE durch irreversible Mischung entlang isentroper Flächen möglich, der Transport durch diese Fläche aber nur durch diabatische Prozesse. Darüber hinaus argumentieren Holton et al. (1995), daß für viele Belange der Stratosphäre überhaupt nur der Austausch durch die 380 K-Fläche wichtig ist, da die meisten für die Stratosphärenchemie wichtigen Reaktionen erst oberhalb davon stattfinden. Die Quantifizierung dieses globalen Austausches ist relativ einfach, da hierfür die in Kap. 2.1 besprochenen Methoden zur Bestimmung der stratosphärischen Zirkulation anwendbar sind.

Ist man an der Troposphäre oder der untersten Stratosphäre interessiert, muß man allerdings die synoptisch- und kleinräumigen Austauschvorgänge betrachten, was deutlich komplizierter ist. Definiert man die Tropopause als PV-Fläche, so erkennt man an der Gleichung für die materielle Änderung der potentiellen Vorticity (Hoskins et al., 1985), welche Prozesse einen Austausch durch die Tropopause bewirken können:

$$\frac{DP}{Dt} = \frac{1}{\rho} (\nabla \times \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega}) \cdot \nabla \dot{\theta} + \frac{1}{\rho} \nabla \times \mathbf{X} \cdot \nabla \theta \quad (2.10)$$

Darin bedeuten  $\dot{\theta} = \frac{D\theta}{Dt}$  die diabatische Heizrate und  $\mathbf{X}$  nichtkonservative Kräfte, wie sie z. B. Reibung oder Diffusion entsprechen. Eine materielle Änderung der PV tritt also dann ein, wenn ein vertikaler Gradient der diabatischen Heizung vorhanden ist (der dritte Summand des Skalarprodukts, d. h.  $(\zeta + f) \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial z}$ , ist der wesentliche, s. (2.7) bzw. (2.8)), oder, wenn nichtkonservative Kräfte die relative Vorticity verändern. In der Literatur werden zahlreiche meteorologische Phänomene genannt, bei denen mindestens einer dieser Austauschprozesse wirkt, unter anderem Tropopausenfalten (z. B. Shapiro, 1978, 1980), abgeschlossene Höhenzyklonen (z. B. Price and Vaughan, 1993; Wirth, 1995), abgeschlossene Höhenantizyklonen (Zierl and Wirth, 1997) und Konvektion, die die Tropopause durchdringt (z. B. Reiter, 1975).

In Tropopausenfalten, die am Jetstream im Bereich lokaler Geschwindigkeitsmaxima entstehen, wird durch die ageostrophische Zirkulation stratosphärische Luft bis tief in die Troposphäre advehiert. Der Austausch erfolgt hier primär durch turbulente Prozesse, da die horizontale Skala der Falten mit zunehmendem Eindringen in die Troposphäre immer kleiner wird und da im Bereich von Falten häufig Scherungsinstabilität auftritt.

Bei Höhenzyklonen, die häufig zumindest während eines Teils ihrer Lebensdauer von Falten begleitet sind, können diabatische und turbulente Prozesse wichtig sein. Wenn Höhenzyklonen im Sommerhalbjahr über Land oder über warmem Wasser liegen, tritt in ihnen starke Konvektion auf, die, wenn die äquivalentpotentielle Temperatur am Boden über der potentiellen Tropopausentemperatur liegt, die Tropopause durchdringen kann. Durch die Freisetzung latenter Wärme erfolgt dann diabatische Heizung, und durch die Vertikalbewegungen in den einzelnen Konvektionszellen zusätzlich turbulente Vermischung. Außerdem treten an der Obergrenze dichter hoher Wolken große Strahlungskühlraten auf. Diese Prozesse führen dazu, daß die ursprüngliche Tropopause zerstört wird und sich in größerer Höhe (an der Wolkenobergrenze) eine neue bildet. Die Richtung des Austausches ist hier also, wie auch bei den Falten, von der Stratosphäre in die Troposphäre.

Höhenantizyklonen verhalten sich in gewisser Weise umgekehrt wie Zyklonen, allerdings tritt in ihnen aufgrund der hohen troposphärischen Stabilität i. a. keine hochreichende Konvektion auf, so daß nur Strahlungsprozesse wirken können. Da Höhenantizyklonen mit einer kalten, scharf ausgeprägten Tropopause verbunden sind, sorgt die Strahlung hier für eine langsame Erwärmung der Tropopausenregion, so daß die Tropopause allmählich absinkt. Der Massenaustausch erfolgt somit von der Troposphäre in die Stratosphäre.

Bei Konvektionsprozessen sind beide Richtungen des Austausches möglich. In Höhenzyklonen, in denen die Konvektion großflächig die Tropopause durchdringen kann, geht der Austausch in Richtung Troposphäre. Im Falle der tropischen Konvektion, die im allgemeinen gemeint ist, wenn von Konvektion als Austauschprozeß gesprochen wird, ist dies allerdings anders. In den Tropen liegt die äquivalentpotentielle Temperatur am Boden tiefer als die potentielle Tropopausentemperatur. Nur sehr starke Konvektionszellen können dort die Tropopause erreichen oder sogar durchdringen, wobei hier die kinetische Energie der nach oben schießenden Luft eine wesentliche Rolle spielt. Der Austausch erfolgt dann durch turbulente Vermischung troposphärischer mit stratosphärischer Luft, und über längere Zeit hinweg durch diabatische Erwärmung dieser Luft.

### 2.3.2 Quantitative Abschätzungen

Auch bei der Quantifizierung des Stratosphären-Troposphären-Austausches ist wieder zwischen dem mittleren globalskaligen Austausch und den synoptischskaligen Austauschprozessen zu unterscheiden. Für ersteren können, wie schon erwähnt, die in Kap. 2.1.2 beschriebenen Methoden zur Bestimmung der stratosphärischen Zirkulation verwendet werden. Als Beispiel sei hier die Arbeit von Holton (1990) genannt, in der das Downward-Control-Prinzip verwendet wurde. Holton ermittelte darin den Massenfluß durch die 100 hPa-Fläche, und berechnete dann aus der Summe der abwärtsgerichteten Massenflüsse<sup>6</sup> die Umwälzzeit der stratosphärischen Luft. Im globalen Mittel fand er eine Umwälzzeit von 2,5 Jahren, wobei aber die bereits in Kap. 2.1.2 angesprochenen hemisphärischen und jahreszeitlichen Unterschiede zu beachten sind. Im Jahresmittel ist der abwärtsgerichtete Massenfluß durch die 100 hPa-Fläche in der Nordhemisphäre ungefähr doppelt so groß wie in der Südhemisphäre, und im Nordwinter ist er viermal so groß wie im Nordsommer.

Möchte man den Jahresgang des Nettoaustausches durch die Tropopause bestimmen, muß man zusätzlich noch den Jahresgang der Tropopausenhöhe berücksichtigen. Wie Appenzeller et al. (1996) zeigen, ist dieser vor allem in der Nordhemisphäre wichtig, wo er mit einer jährlichen Schwankung der Stratosphärenmasse um rund 10% einhergeht. Steigt die Tropopause im Mittel über ein großes Gebiet an, geht zusätzlich Masse von der Stratosphäre in die Troposphäre über, sinkt sie, hängt die Richtung des Austausches davon ab, ob die großräumige Absinkbewegung der Luft oder die Absinkbewegung der Tropopause stärker ist. Im Mittel über die außertropischen Gebiete der Nordhemisphäre ist die Tropopause zwischen Januar und März am tiefsten und im Juli und August am höchsten. Insgesamt ergibt sich, daß in der Nordhemisphäre der Massenfluß in die Troposphäre im Frühling am größten und im Herbst am kleinsten ist. In der Südhemisphäre ist der Jahresgang ähnlich, aber mit wesentlich kleinerer Amplitude.

---

<sup>6</sup>Da das Downward-Control-Prinzip in den Tropen nicht anwendbar ist, muß man die abwärtsgerichteten, extratropischen Flüsse betrachten. Diese müssen natürlich durch aufwärtsgerichtete Flüsse in den Tropen balanciert sein.

Die quantitativen Abschätzungen des synoptischskaligen Austausches, der nach herrschender Ansicht durch Tropopausenfalten und abgeschlossene Höhenzyklonen dominiert ist, setzen sich aus Fallstudien über einzelne Falten bzw. Höhenzyklonen und globalen Statistiken über deren Häufigkeit zusammen. In den letzten Jahren wurden zudem numerische Simulationen einzelner Falten durchgeführt (z. B. Lamarque and Hess, 1994; Ebel et al., 1996). Diese Simulationen bestätigen die seit längerem bekannte Tatsache, daß Tropopausenfalten einen signifikanten Massenfluß in Richtung Troposphäre bewirken, sie zeigen in der Umgebung der Falten aber auch entgegengesetzte Flüsse, die nur rund 30% kleiner sind. Wichtig ist dabei, daß diese nicht in erster Linie ein Rückfluß ursprünglich stratosphärischer Luft sind, sondern echte Massenflüsse troposphärischer Luft in die Stratosphäre. Diese aufwärtsgerichteten Flüsse dürften mit dazu beitragen, daß die Definition einer Ozontropopause so große Schwierigkeiten bereitet, denn sie bewirken eine Abschwächung des Gradienten der Ozonkonzentration an der Tropopause.

Globale Statistiken über das Auftreten von Tropopausenfalten und abgeschlossenen Höhenzyklonen wurden z. B. von Ebel et al. (1996) und von Elbern et al. (1998) aufgestellt. Unter Verwendung der in den Fallstudien ermittelten Massenflüsse einzelner Falten (bzw. Zyklonen) kommen diese Arbeiten auf merklich höhere globale Austauschraten als z. B. Holton (1990). Darin spiegelt sich natürlich die Tatsache wider, daß Tropopausenfaltungen Austausch in beide Richtungen bewirken, allerdings bleibt auch dann noch ein erheblicher Unterschied, wenn nur die Nettomassenflüsse der Falten herangezogen werden. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre, daß im Bereich des subtropischen Tropopausenbruchs quasiadiabatische Massenflüsse von der tropischen Troposphäre in die außertropische Stratosphäre auftreten. Bei einer Bestimmung des Flusses durch die 100 hPa-Fläche, wie Holton sie durchführte, werden derartige Flüsse nämlich nicht erfaßt. Ein weiterer Erklärungsansatz ist, daß es in den mittleren Breiten auch Austauschmechanismen gibt, die signifikante aufwärtsgerichtete Nettomassenflüsse bewirken. Hierfür kämen z. B. abgeschlossene Antizyklonen in Frage (Zierl and Wirth, 1997). Recht wahrscheinlich ist allerdings auch, daß die von Ebel et al. bzw. Elbern et al. verwendete Methode zu einer Überschätzung des Stratosphären-Troposphären-Austausches führt. Da für Fallstudien meist besonders „schöne“ Exemplare gewählt werden, ist zu vermuten, daß die in den Fallstudien ermittelten Massenflüsse nicht repräsentativ sind.

## 2.4 Plötzliche Stratosphärenerwärmungen

Plötzliche Stratosphärenerwärmungen (sudden stratospheric warmings) gehören zu den markantesten Ereignissen, die in der Stratosphäre beobachtet werden. Sie treten am öftesten im Januar und Februar im Nordpolargebiet auf und sind in der mittleren Stratosphäre mit einer Erwärmung um mehrere 10 K innerhalb weniger Tage verbunden. In besonders starken Fällen können sie zum völligen Zusammenbruch des winterlichen Polarwirbels und zu einer Umkehrung des meridionalen Temperaturgradienten im Polargebiet führen. Als große Erwärmungen (major warmings) werden sie bezeichnet, wenn in 10 hPa und 30 hPa die Temperatur am Pol über den zonalen Mittelwert in 60° Breite ansteigt und zusätzlich die geopotentielle Höhe der 10 hPa-Fläche am Pol größer ist als der zonale Mittelwert in 60° Breite (Naujokat, 1992). Von kleinen Erwärmungen (minor warmings) spricht man, wenn an einem Ort polwärts von 60° Breite die Temperatur um mindestens 25 K/Woche ansteigt, aber die Kriterien für eine große Erwärmung nicht erfüllt sind. Bis Ende der achtziger Jahre gab es im Nordpolargebiet

im Durchschnitt alle zwei bis drei Jahre eine große Stratosphärenenerwärmung, in den neunziger Jahren allerdings nur in den Wintern 1990/91 und 1998/99 (pers. Mitt. v. M. Dameris). Im Südpolargebiet wurden große Erwärmungen hingegen noch nie beobachtet. Kleine Erwärmungen treten in beiden Polargebieten auf, im Norden mehrmals pro Winter, im Süden etwas seltener.

Synoptische und statistische Untersuchungen zu Stratosphärenenerwärmungen wurden von Labitzke und einigen Mitarbeitern in einer Vielzahl von Arbeiten durchgeführt, die hier nicht einzeln aufgeführt werden sollen. Eine Zusammenfassung und Hinweise auf weitere Literatur finden sich in Naujokat und Labitzke (1993). Ergänzend zu den obigen Definitionen sei noch erwähnt, daß sich eine große Erwärmung sowohl darin äußern kann, daß sich der Polarwirbel in der mittleren Stratosphäre völlig auflöst, als auch darin, daß er sich so weit vom Pol entfernt, daß die mittlere zonale Strömung in  $60^\circ$  Breite östlich wird. Der Schwerpunkt der Erwärmung liegt üblicherweise im Bereich zwischen 1 hPa und 30 hPa, wo der Temperaturanstieg im Zuge einer großen Erwärmung 50 K übersteigen kann, aber auch in der unteren Stratosphäre (etwa in 100 hPa) kann es zu Temperaturen kommen, die um 10 K bis 15 K über den Durchschnittswerten liegen. Ferner zeigen langjährige Beobachtungen, daß großen Stratosphärenenerwärmungen immer eine besonders starke Aktivität planetarer Wellen der Wellenzahl 1 und/oder 2 vorausgeht. Diese Beobachtung bildet den Ausgangspunkt für die theoretischen Arbeiten über Stratosphärenenerwärmungen, die in den folgenden Abschnitten besprochen werden.

In seinen Grundzügen ist der Mechanismus, der seit der Pionierarbeit von Matsuno (1971) als Erklärung für die Entstehung großer Stratosphärenenerwärmungen akzeptiert ist, eng verwandt mit dem in Kap. 2.1.1 besprochenen Mechanismus der stratosphärischen Meridionalzirkulation: Rossbywellen breiten sich in die Stratosphäre aus und bewirken durch eine Wechselwirkung mit dem Grundstrom eine Abbremsung des Grundstroms und einen polwärtigen Wärmetransport. Damit es zu einer Stratosphärenenerwärmung kommen kann, müssen sich die Wellen allerdings nicht, wie üblich, in Richtung Äquator, sondern in Richtung Pol ausbreiten. Eine adäquate Beschreibung des dafür notwendigen Zustandes der Atmosphäre erlaubt der von Matsuno (1970) hergeleitete „Brechungsindex“ für planetare Wellen, der ebenso wie der aus der Optik bekannte Brechungsindex für elektromagnetische Wellen eine Beschreibung der Ausbreitungsrichtung der Wellen zuläßt. Beginnt nun eine Rossbywelle sich polwärts auszubreiten, ist aufgrund der Instationarität des Vorganges das Eliassen-Palm-Theorem (s. Kap. 2.1.1) nicht erfüllt, und es kommt zu einer Abbremsung der stratosphärischen Strömung. Ist diese so stark, daß sich in irgendeiner Höhe ein kritisches Niveau ausbildet, hält die Wechselwirkung auch dann an, wenn die Wellenausbreitung stationär geworden ist, so daß eine sehr massive Störung der stratosphärischen Strömung erfolgen kann.

Matsuno (1971) verwendete ein lineares numerisches Modell der Stratosphäre, um zu zeigen, daß dieser Mechanismus in der Lage ist, eine Stratosphärenenerwärmung zu verursachen. Er gab als Anfangsbedingung ein klimatologisches Windprofil vor und spezifizierte als untere Randbedingung (in 10 km Höhe) eine Rossbywelle der Wellenzahl 1 oder 2. In beiden Fällen stellten sich nach rund 20 Tagen Integrationszeit große Stratosphärenenerwärmungen ein, die allerdings im Detail noch erhebliche Unterschiede zu beobachteten Erwärmungen aufwiesen. Spätere Arbeiten (z. B. Holton, 1976; Rose, 1983) deuten darauf hin, daß hierfür nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Wellen und dem Grundstrom bzw. zwischen Wellen verschiedener Wellenzahl verantwortlich sind.

Eine weitere Fragestellung, mit der sich neuere Arbeiten beschäftigen, ist welchen Einfluß



der Anfangszustand der Atmosphäre darauf hat, ob eine Erwärmung eintritt oder nicht. Beobachtungen deuten hier insbesondere auf einen Einfluß der quasi-zweijährigen Oszillation (QBO = quasi-biennial oscillation) hin, die den nahezu periodischen Wechsel der Windrichtung in der tropischen Stratosphäre bezeichnet. Es stellt sich heraus, daß Stratosphärenerwärmungen bevorzugt dann auftreten, wenn sich die QBO in der Ostphase befindet, d. h. wenn in der tropischen Stratosphäre Ostwind herrscht (Holton and Tan, 1980; Labitzke, 1982). Numerische Simulationen (z. B. Dameris and Ebel, 1990; Holton and Austin, 1991) zeigen in der Tat, daß Stratosphärenerwärmungen erleichtert werden, wenn in den Tropen Ostwind herrscht, d. h. daß dann eine geringere Amplitude der am Unterrand des Modells spezifizierten Rossbywelle genügt, um eine Erwärmung auszulösen. Die Autoren begründen dies damit, daß sich die Rossbywellen in der Ostphase der QBO eher polwärts ausbreiten als in der Westphase, da die Nullwindlinie als kritisches Niveau wirkt und in der Ostphase eine Ausbreitung der Wellen in die Tropen verhindert.

Kritik an der allgemein verbreiteten Ansicht, daß Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen der entscheidende Mechanismus zur Erklärung der Stratosphärenerwärmungen sind, üben O'Neill und Pope (1988). Sie argumentieren, daß im Nordpolargebiet die zonale Asymmetrie der Strömung häufig so groß ist, daß die Definition eines mittleren zonalen Grundzustandes nicht mehr sinnvoll erscheint. Stattdessen betonen sie die Bedeutung von Wechselwirkungen zwischen abgeschlossenen Wirbeln. Auf eine nähere Diskussion der Argumente von O'Neill und Pope wird hier verzichtet, da diese zu weit führen würde.

Ein Aspekt der großen Stratosphärenerwärmungen, der nach dem Wissen des Autors bislang nicht untersucht wurde, ist deren mögliche Auswirkung auf die Höhe der Tropopause. Infolge der überdurchschnittlich hohen Temperaturen in der unteren Stratosphäre ist damit zu rechnen, daß große Stratosphärenerwärmungen zu einem deutlichen Absinken der Tropopause führen. Um diese Hypothese zu testen, wird in Kap. 3.4.3 ein Vergleich zwischen Wintermonaten mit ungestörter, kalter Stratosphäre und Monaten, die durch eine Stratosphärenerwärmung beeinflusst waren, durchgeführt.

## Kapitel 3

# Datenauswertung und Ergebnisse

Im folgenden werden die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Datenauswertung vorgestellt. Zunächst werden in Kap. 3.1 die dazu verwendeten Datensätze sowie die Auswerteverfahren beschrieben. Kap. 3.2 widmet sich dem mittleren Zustand der polaren Tropopause. Dabei wird unter anderem gezeigt, daß sich der Jahresgang des Tropopausendrucks in den verschiedenen Regionen der Polargebiete drei verschiedenen Mustern zuordnen läßt. Das Zustandekommen dieser Muster kann durch einen Vergleich des Temperaturverlaufs in der mittleren Troposphäre mit dem der unteren Stratosphäre qualitativ erklärt werden. Außer dem Tropopausendruck werden auch die Tropopausentemperatur und die Stabilitätsstruktur der Tropopause näher besprochen. Die Variabilität der Tropopause im Zusammenhang mit synoptischskaligen Störungen wird in Kap. 3.3 untersucht. Einige ergänzende Fragestellungen, z. B. nach dem Einfluß großer Stratosphärenenerwärmungen auf die Tropopause, werden in Kap. 3.4 behandelt.

### 3.1 Datensätze und Auswerteverfahren

Für den statistischen Teil dieser Arbeit wurden sowohl die ERA-Daten (ERA = ECMWF-Reanalyse) der Jahre 1979 bis 1993 als auch die verfügbaren Radiosondendaten der Jahre 1989 bis 1993 ausgewertet. Um die Datenmenge in Grenzen zu halten, wurde von den ERA-Daten nur der 12 UTC-Termin verwendet und die Auswertung der Radiosondendaten auf 5 Jahre beschränkt. Aus beiden Datensätzen wurden die thermische Tropopause, die PV-Tropopause und die jeweils zugehörige Tropopausentemperatur bestimmt. Die Berechnung der PV-Tropopause aus den Radiosondendaten benutzt dabei das Vorticityfeld der ERA-Daten, das auf die Positionen der Radiosondenstationen interpoliert wurde. Die Berechnungsalgorithmen werden in den beiden folgenden Abschnitten beschrieben. Aus den Radiosondendaten wurden zusätzlich die Temperaturgradienten über und unter der Tropopause sowie zahlreiche weitere Größen bestimmt, für deren Berechnung die Radiosondendaten geeigneter erschienen als die ERA-Daten. Da folglich ein Teil der Ergebnisse nur auf den Radiosondendaten beruht, ist eine Untersuchung der Repräsentativität dieser Daten angebracht, die in Kap. 3.1.3 durchgeführt wird. In Kap. 3.1.4 folgt schließlich ein Vergleich derjenigen Größen, die aus beiden Datensätzen berechnet wurden.

### 3.1.1 ERA-Daten

Die ERA-Daten entstammen einem Reanalyse-Projekt, das in den Jahren 1994 bis 1996 am ECMWF durchgeführt wurde. Im Rahmen dieses Projekts wurden die globalen Analysen der Jahre 1979 bis 1993 mit einem einheitlichen Analyseschema, das dem aktuellen operationellen Schema des Jahres 1993 entspricht, wiederholt. Der entscheidende Vorteil der ERA-Daten gegenüber den ursprünglichen ECMWF-Analysedaten ist, daß diese einen homogenen Datensatz bilden, der für statistische Untersuchungen verwendet werden kann. Infolge häufiger Änderungen des Analyseschemas (insbesondere Anfang der achtziger Jahre) war diese Homogenität bei den ursprünglichen Analysedaten nicht gegeben. Beispielsweise wiesen die ursprünglichen Daten einen Trend im global gemittelten Bodendruck auf (Trenberth and Guillemot, 1994), während die ERA-Daten keinen derartigen Trend zeigen (Hoinka, 1998). Auch die globale Tropopausenstatistik von Reichler (1995), die auf den ursprünglichen Analysen basiert, leidet unter der Inhomogenität der Daten. Zwischen den Jahren 1980 und 1983 zeigt Reichler's Auswertung über der Antarktis eine Abnahme des Tropopausendruckes um 100 bis 150 hPa (!), was einem Anstieg der Tropopausenhöhe um 3 bis 5 km entspricht. Die Auswertung der ERA-Daten zeigt zwar im antarktischen Frühling ebenfalls einen Trend zu höheren Tropopausen bzw. niedrigeren Tropopausendrücken (s. Kap. 4.3.4), doch ist dieser mit nur rund 10 hPa um eine Größenordnung kleiner.

Das ECMWF-Modell ist, wie die meisten globalen Modelle, ein spektrales Modell. Das bedeutet, daß die Darstellung der meteorologischen Felder in Kugelflächenfunktionen erfolgt. Die ERA-Daten wurden mit einer horizontalen Auflösung von T106 gerechnet, d. h., daß Strukturen bis zu einer horizontalen Wellenzahl von 106 aufgelöst werden und daß trianguläres Abhacken verwendet wird. Im korrespondierenden Gauß-Gitter entspricht dies einem Gitterpunktabstand von  $1,125^\circ$ . Als Vertikalkoordinate wird ein sogenanntes hybrides  $\sigma$ - $p$ -System mit 31 Schichten verwendet. In Bodennähe entspricht dieses Hybridsystem einem gewöhnlichen  $\sigma$ -System, d. h. die Koordinatenflächen folgen der Orographie, und in höheren Schichten geht das System allmählich in ein  $p$ -System über. Die obersten 5 Schichten sind Flächen konstanten Drucks (90, 70, 50, 30 und 10 hPa).

Für die Bestimmung der Tropopause wurden die ERA-Daten auf dem Gauß-Gitter<sup>1</sup> und den 31 Modellflächen verwendet. Die Daten sind somit identisch mit den von Hoinka (1998, 1999) verwendeten. Der Algorithmus zur Bestimmung der Tropopause, der nun beschrieben wird, wurde auf möglichst gute Übereinstimmung mit den aus den Radiosondendaten ermittelten Tropopausen (s. Kap. 3.1.2 und 3.1.4) ausgerichtet und unterscheidet sich von Hoinka's Algorithmus. Die Unterschiede zwischen den Algorithmen und deren Auswirkungen auf die Ergebnisse werden am Ende dieses Abschnittes kurz angesprochen.

### Thermische Tropopause

Zur Bestimmung der thermischen Tropopause wird zunächst zwischen je zwei Modellflächen (Indizes  $i$  bzw.  $i+1$ ) der vertikale Temperaturgradient  $\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{i+\frac{1}{2}} := \frac{T_{i+1}-T_i}{z_{i+1}-z_i}$  berechnet; dieser Wert wird der Mitte zwischen den beiden Modellflächen  $z_{i+\frac{1}{2}} := \frac{z_i+z_{i+1}}{2}$  zugewiesen. Um zu

---

<sup>1</sup>Es ist zu betonen, daß der Gitterpunktabstand des Gauß-Gitters ( $1,125^\circ$ ) nicht der tatsächlichen Auflösung der Daten (T106) entspricht. Insbesondere in Polnähe suggeriert das Gauß-Gitter eine deutlich zu hohe Auflösung.

verhindern, daß eine markante Bodeninversion als Tropopause fehlinterpretiert wird, beginnt die Suche bei der achten Modellfläche. Diese entspricht ca. 770 hPa, wenn der Bodendruck 1000 hPa beträgt. Die Suche endet an der 26. Modellfläche bzw. in 110 hPa. Von der achten Fläche ausgehend wird nach dem untersten Niveau gesucht, für das  $\frac{\partial T}{\partial z}_{i+\frac{1}{2}} > -2 \text{ K km}^{-1}$  und  $\frac{\partial T}{\partial z}_{i-\frac{1}{2}} < -2 \text{ K km}^{-1}$  gilt. Die Tropopausenhöhe errechnet sich dann zu

$$z_{TP} = z_{i-\frac{1}{2}} + \frac{\gamma_{TP} - \frac{\partial T}{\partial z}_{i-\frac{1}{2}}}{\frac{\partial T}{\partial z}_{i+\frac{1}{2}} - \frac{\partial T}{\partial z}_{i-\frac{1}{2}}} (z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}}), \quad (3.1)$$

wobei  $\gamma_{TP} = -2 \text{ K km}^{-1}$  der Grenztemperaturgradient der Tropopausendefinition ist. Der Tropopausendruck  $p_{TP}$  wird aus  $p_i$ ,  $z_i$  und  $z_{TP}$  unter der Annahme  $z \sim \ln p$  berechnet.

$$p_{TP} = \begin{cases} p_i \exp\left(\ln\left(\frac{p_{i+1}}{p_i}\right) \frac{z_{TP}-z_i}{z_{i+1}-z_i}\right), & \text{falls } z_{TP} > z_i \\ p_i \exp\left(\ln\left(\frac{p_i}{p_{i-1}}\right) \frac{z_{TP}-z_i}{z_i-z_{i-1}}\right), & \text{falls } z_{TP} < z_i \end{cases} \quad (3.2)$$

Die Tropopausentemperatur wird sowohl durch Interpolation als auch durch Extrapolation des Temperaturgradienten über oder unter der Tropopause berechnet.

$$T_{TP,int} = \begin{cases} \min\left(T_i, T_i + \frac{T_{i+1}-T_i}{z_{i+1}-z_i}(z_{TP}-z_i)\right), & \text{falls } z_{TP} > z_i \\ T_i + \frac{T_i-T_{i-1}}{z_i-z_{i-1}}(z_{TP}-z_i), & \text{falls } z_{TP} < z_i \end{cases} \quad (3.3)$$

$$T_{TP,ext} = \begin{cases} T_i + \frac{T_i-T_{i-1}}{z_i-z_{i-1}}(z_{TP}-z_i), & \text{falls } z_{TP} > z_i \\ T_i + \frac{T_{i+1}-T_i}{z_{i+1}-z_i}(z_{TP}-z_i), & \text{falls } z_{TP} < z_i \end{cases} \quad (3.4)$$

Die Extrapolation der Tropopausentemperatur hat den Zweck, die aus der Interpolation resultierende systematische Überschätzung der Tropopausentemperatur (z. B. Highwood and Hoskins, 1998) zu vermeiden. Der Vergleich mit den aus den Radiosondendaten ermittelten Tropopausentemperaturen (s. Kap. 3.1.4) zeigt, daß die Extrapolation in der Tat eine gewisse Verbesserung bewirkt.

Bevor die nach (3.1) bis (3.4) berechnete Tropopause akzeptiert wird, wird noch das „2 km-Kriterium“ der WMO-Definition überprüft:

$$\forall i \mid 0 < z_i - z_{TP} \leq 2 \text{ km} : \frac{T_i - T_{TP,int}}{z_i - z_{TP}} > -2 \text{ K km}^{-1} \quad (3.5)$$

Ist das Kriterium (3.5) nicht erfüllt, geht die Suche nach einer Tropopause weiter. Falls der Tropopausendruck größer als 600 hPa ist, wird ebenfalls nach einer weiteren Tropopause gesucht; wenn keine weitere gefunden wird (was in einzelnen Fällen vorkommt), wird die Tropopause aber trotz  $p_{TP} > 600 \text{ hPa}$  akzeptiert.

Nun gibt es zwei Möglichkeiten, daß bis zum höchstmöglichen Niveau (110 hPa) keine Tropopause gefunden wird:

1. In allen untersuchten Schichten ist  $\frac{\partial T}{\partial z} > -2 \text{ K km}^{-1}$ . In diesem Fall wird die Tropopause auf die Modellfläche 11 (ca. 625 hPa bei  $p_{sfc} = 1000 \text{ hPa}$ ) gesetzt.
2. In allen untersuchten Schichten ist  $\frac{\partial T}{\partial z} < -2 \text{ K km}^{-1}$  oder das „2 km-Kriterium“ ist in keinem der Fälle erfüllt. Die Tropopause wird dann auf Modellfläche 26 (110 hPa) gesetzt.

Eine derartige Fehlerbehandlung war nur bei einigen Millionstel der berechneten Tropopausen erforderlich. Daher kann man davon ausgehen, daß die Ergebnisse des statistischen Vergleichs der ERA-Tropopausen mit den Radiosonden-Tropopausen (s. Kap. 3.1.4) nicht durch die Art der Fehlerbehandlung beeinflusst werden.

### PV-Tropopause

Um möglichst genaue Differenzenquotienten zu erhalten, wird die PV sowohl auf den Modellflächen  $p_i$  bzw.  $z_i$  als auch auf den durch  $z_{i+\frac{1}{2}} := \frac{z_i+z_{i+1}}{2}$  definierten Zwischenflächen berechnet. Die PV wird unter der Annahme berechnet, daß die Modellflächen in hinreichend guter Näherung horizontal verlaufen, also gemäß der Formel<sup>2</sup>

$$P = \frac{RT}{p} \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} + 2\Omega \cos \phi \right) \frac{\partial \theta}{\partial y} + (\zeta + 2\Omega \sin \phi) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]. \quad (3.6)$$

Da die Modellflächen im Bereich zwischen 200 und 400 hPa, wo die Tropopause meist liegt, kaum noch der Orographie folgen, ist die Annahme der Horizontalität auf jeden Fall gerechtfertigt. Diskretisiert lauten die Gleichungen:

$$\begin{aligned} P_i &= \frac{RT_i}{p_i} (SX_i + SY_i + SZ_i) \\ P_{i+\frac{1}{2}} &= \frac{R(T_i+T_{i+1})}{2\sqrt{p_i p_{i+1}}} \left( \frac{SX_i+SX_{i+1}}{2} + \frac{SY_i+SY_{i+1}}{2} + SZ_{i+\frac{1}{2}} \right), \end{aligned} \quad (3.7)$$

wobei

$$\begin{aligned} SX_i &= \left( \frac{\Delta w}{\Delta y_i} - \frac{v_{i+1}-v_{i-1}}{z_{i+1}-z_{i-1}} \right) \frac{\Delta \theta}{\Delta x_i} & SY_i &= \left( \frac{u_{i+1}-u_{i-1}}{z_{i+1}-z_{i-1}} - \frac{\Delta w}{\Delta x_i} + 2\Omega \cos \phi \right) \frac{\Delta \theta}{\Delta y_i} \\ SZ_i &= (2\Omega \sin \phi + \zeta_i) \left( \frac{\theta_{i+1}-\theta_{i-1}}{z_{i+1}-z_{i-1}} \right) & SZ_{i+\frac{1}{2}} &= \left( 2\Omega \sin \phi + \frac{\zeta_i+\zeta_{i+1}}{2} \right) \left( \frac{\theta_{i+1}-\theta_i}{z_{i+1}-z_i} \right). \end{aligned}$$

Das Symbol  $\Delta$  steht für zentrierte Differenzen in horizontaler Richtung. Da  $\zeta$  in spektralen Modellen zu den Modellvariablen gehört, ist für dessen Berechnung keine Differenzbildung erforderlich.

Wie bei der Berechnung der thermischen Tropopause erfolgt die Suche nach der PV-Tropopause zwischen den Modellflächen 8 und 26 (770 - 110 hPa). Es wird nach dem halb- oder ganzzahligen Index  $i$  gesucht, für den  $P_{i-\frac{1}{2}} < P_{TP} \leq P_i$  gilt, wobei  $P_{TP}$  der Schwellwert der Tropopausendefinition ist (1,6 oder 3,5 PVÜ). Dann wird die Tropopausenhöhe zu

$$z_{TP} = z_{i-\frac{1}{2}} + (z_i - z_{i-\frac{1}{2}}) \frac{P_{TP} - P_{i-\frac{1}{2}}}{P_i - P_{i-\frac{1}{2}}} \quad (3.8)$$

bestimmt. Die Berechnung des Tropopausendrucks und der -temperatur erfolgen wie bei der thermischen Tropopause. Falls  $p_{TP} > 600$  hPa ist oder keine Tropopause gefunden wird, wird

<sup>2</sup>Da das ECMWF-Modell hydrostatisch ist, müßte strenggenommen die hydrostatische Form der PV verwendet werden, denn nur diese ist im Rahmen der Modellgleichungen unter gewissen Annahmen materiell erhalten. Dabei entfallen in (3.6) die Ableitungen des Vertikalwindes  $w$  sowie die meridionale Komponente der Corioliskraft ( $2\Omega \cos \phi$ ). Hier wird dennoch die nichthydrostatische Form der PV verwendet, da eine möglichst genaue Erfassung der in der realen Atmosphäre relevanten nichthydrostatischen PV angestrebt wird. Die daraus resultierende Inkonsistenz mit den Modellgleichungen läßt sich damit rechtfertigen, daß bei Analysedaten ohnehin keine modellinterne PV-Erhaltung gegeben ist. Lediglich bei der Auswertung eines kohärenten Modellaufes müßte auf jeden Fall die hydrostatische PV verwendet werden.

ebenfalls wie bei der thermischen Tropopause verfahren. Im Falle der 3,5 PVU-Tropopause ist die Ausfallrate ähnlich klein wie bei der thermischen Tropopause, bei der 1,6 PVU-Tropopause ist sie gut eine Größenordnung höher, da es im Polarwinter gelegentlich Fälle gibt, in denen die PV in allen Niveaus größer als 1,6 PVU ist.

Für die Untersuchung des Auftretens mehrfacher Tropopausen (Kap. 3.4.2) wird außerdem an jedem Gitterpunkt überprüft, ob die PV über dem als Tropopause identifizierten Niveau nochmals unter den PV-Grenzwert fällt und diesen danach wieder überschreitet. Mehrfache thermische Tropopausen werden nicht ausgewertet. Die PV-Tropopause wird alternativ unter Vernachlässigung der Terme  $SX_i$  und  $SY_i$  in (3.7) berechnet. Im Monatsmittel zeigen sich dabei nur sehr geringe Unterschiede (im allgemeinen  $< 1$  hPa). Dies kann als Zeichen dafür gewertet werden, daß (2.8) im Mittel eine sehr gute Approximation an (2.7) ist.

### Abhängigkeit der Ergebnisse vom Auswertalgorithmus

Wie oben erwähnt, wurden für die hier beschriebene Auswertung dieselben Daten benutzt wie von Hoinka (1998, 1999). Da Herr Dr. Hoinka dem Autor dankenswerterweise seine Ergebnisse zum Vergleich zur Verfügung stellte, konnte die Abhängigkeit der aus den ERA-Daten bestimmten Tropopausen vom verwendeten Auswertalgorithmus untersucht werden. Eine genaue Beschreibung der von Hoinka verwendeten Algorithmen findet sich in Hoinka et al. (1993) und Hoinka (1998). Der wesentliche Unterschied zwischen Hoinka's Algorithmus und dem hier verwendeten ist, daß Hoinka die Daten zunächst auf isentrope Flächen im Abstand von 10 K interpoliert. Die Bestimmung der genauen Position der thermischen Tropopause erfolgt außerdem nicht durch einen Vergleich der Temperaturgradienten in den unmittelbar angrenzenden Schichten, sondern durch zwei Ausgleichsgeraden durch je 4 Punkte über und unter der Tropopause. Beides führt zu einer Glättung der vertikalen Temperaturgradienten in den ERA-Daten.

Für die Bestimmung der PV-Tropopause erweist sich diese Glättung als harmlos. Die Korrelation mit den aus den Radiosondendaten bestimmten PV-Tropopausen (s. Kap. 3.1.4) ist um weniger als einen Prozentpunkt schlechter als bei den nach (3.2) und (3.8) berechneten PV-Tropopausen, und die Abweichung der Monatsmittelwerte des Tropopausendrucks von den aus den Radiosondendaten ermittelten Werten ist im Jahresmittel um etwa 1-2 hPa größer. Bei letzterer fällt auf, daß Hoinka's Algorithmus im Mittel zu niedrige Tropopausendrücke bzw. zu hohe Tropopausen liefert, während der hier beschriebene Algorithmus eher zu hohe Tropopausendrücke liefert. Dies ist eine Folge sich teilweise kompensierender systematischer Fehler. Eine nähere Untersuchung dieses Problems ergab, daß die Interpolation der meteorologischen Felder auf isentrope Flächen zu niedrige Tropopausendrücke zur Folge hat. Da die Isentropen in der Troposphäre einen größeren Abstand haben als in der Stratosphäre, befindet sich von der isentropen Schicht, in der die Tropopause liegt, im Mittel der größere Teil in der Troposphäre. Dadurch ist der mittlere vertikale Temperaturgradient in dieser Schicht systematisch zu niedrig. Als Folge ist auch die mittlere PV in dieser Schicht zu niedrig, was zu einer zu hohen Tropopause führt. Wie Tests mit typischen Temperaturprofilen zeigten, beträgt dieser Effekt bei einem Abstand der isentropen Flächen von 10 K zwischen 5 und 8 hPa. Bei einem Abstand der Isentropen von 3 K oder weniger verschwindet der Effekt weitgehend. Die andere wichtige systematische Fehlerquelle, die mit der Bestimmung des Tropopausendrucks nach (3.8) und (3.2) (oder einem ähnlichen Verfahren) einhergeht, erfordert eine etwas längere Erklärung und wird in Kap. 3.1.4 beschrieben. Es sei hier aber vorweggenommen, daß diese Fehlerquelle im Sommer zu einer Überschätzung des Tropopausendrucks um 4 bis 8 hPa führt, während

sie in den übrigen Jahreszeiten kaum Auswirkungen hat. Durch Interpolation auf isentrope Flächen wird diese Überschätzung im Sommer ungefähr kompensiert. Ansonsten erhält man dann allerdings zu niedrige Tropopausendrucke.

Bei der thermischen Tropopause macht sich die von Hoinka verwendete Glättung deutlich stärker bemerkbar. Im Vergleich zu den nach (3.1)-(3.4) berechneten Werten ist hier die Korrelation zu den thermischen Radiosonden-Tropopausen (s. Kap. 3.1.4) um 5 bis 15 Prozentpunkte schlechter, im antarktischen Winter sogar um 30 Prozentpunkte. Die Monatsmittelwerte des Tropopausendrucks sind – ähnlich wie bei der PV-Tropopause – in vielen Fällen um einige hPa niedriger als die hier berechneten Werte, im Gegensatz zur PV-Tropopause gibt es aber Ausnahmen von dieser Regel. Die auffallendste tritt im antarktischen Winter auf, wo die von Hoinka ermittelten Tropopausendrucke um rund 40 hPa höher liegen als die hier berechneten. Hinzuzufügen ist allerdings, daß die Abweichung von den aus den Radiosondendaten ermittelten Werten nur 25 - 30 hPa beträgt, da der hier verwendete Algorithmus im Antarktiswinter zu niedrige Tropopausendrucke berechnet (s. Kap. 3.1.4). Eine nähere Analyse dieser Diskrepanz wurde nicht durchgeführt, da sich die thermische Tropopausendefinition für den Antarktiswinter ohnehin als ungeeignet erweist (s. Kap. 3.2.2) und da Hoinka diese außerhalb der Tropen nur zu Vergleichszwecken verwendete.

### 3.1.2 Radiosondendaten

Neben den ERA-Daten wurden für diese Arbeit auch alle verfügbaren Radiosondendaten der Jahre 1989-1993 für die Gebiete nördlich von 55°N bzw. südlich von 50°S ausgewertet. Die Daten wurden vom Deutschen Wetterdienst (DWD) bezogen. Da beim DWD nur die über die allgemeinen Datennetze verbreiteten ungeprüften Daten archiviert werden, mußte zunächst ein Programm zur Elimination oder ggf. Korrektur fehlerhafter Daten entwickelt werden. Dieses wird im Anhang A beschrieben.

Ein Radiosondenaufstieg wird nach WMO-Vorschrift in Form von 4 Blöcken gemeldet, die mit A bis D bezeichnet werden. Block A enthält die Bodenmeldung, die Standarddruckflächen zwischen 1000 hPa und 100 hPa und die thermischen Tropopausen unterhalb der 100 hPa-Fläche gemäß dem in Kap. 2.2.1 angegebenen Kriterium. Die Standarddruckflächen und mögliche Tropopausen über der 100 hPa-Fläche befinden sich in Block C. In den Blöcken B und D werden die sogenannten markanten Punkte unter bzw. über der 100 hPa-Fläche gemeldet; auch die in den Blöcken A und C gemeldeten Tropopausen müssen in Block B bzw. D nochmals gemeldet werden. Die Vorschrift für die Bestimmung der markanten Punkte aus den ursprünglichen, hochaufgelösten Daten des Aufstiegs lautet, daß der Aufstieg durch lineares Verbinden der markanten Punkte in einem  $\ln p$ - oder  $p^k$ -Diagramm innerhalb gewisser Fehlergrenzen rekonstruierbar sein muß. Die wichtigsten dieser Fehlergrenzen sind beim DWD folgendermaßen festgelegt (pers. Mitt. von A. Kaestner, DWD):

- Unterhalb der 300 hPa-Fläche oder unterhalb der (ersten) Tropopause darf die maximale Abweichung nicht größer als 1 K sein, oberhalb davon nicht größer als 2 K.
- Die relative Feuchte darf nicht mehr als 15 Prozentpunkte von den Originalwerten abweichen.
- Die Unter- und Obergrenzen von Isothermie- und Inversionsschichten sind darüber hinaus immer zu melden, wenn sie unter der 300 hPa-Fläche oder der Tropopause liegen und

sich über mindestens 20 hPa erstrecken.

Diese Bestimmungen sind allerdings nicht einheitlich; bei manchen Wetterdiensten werden die Fehlergrenzen deutlich großzügiger gehandhabt. Zu bemerken ist auch, daß die markanten Punkte in entlegenen Regionen zumindest noch bis vor wenigen Jahren mittels graphischer Verfahren bestimmt wurden. In diesem Fall hängt die Auswahl der markanten Punkte auch von der Gewissenhaftigkeit des jeweiligen Wetterbeobachters ab.

In den Blöcken A und C werden zu jedem Druckwert die geopotentielle Höhe, Temperatur und Taupunktdifferenz sowie Windgeschwindigkeit und -richtung gemeldet, wobei die geopotentielle Höhe bei den Tropopausenmeldungen entfällt. In Block B und D werden nur Temperatur und Taupunktdifferenz gemeldet<sup>3</sup>.

### Thermische Tropopausen

Da eine erste Durchsicht der Daten zeigte, daß auch bei den Tropopausenmeldungen Fehler auftreten (z. B. fehlende oder mit dem Aufstieg inkonsistente Tropopausenmeldungen), wurden die Tropopausen auch direkt aus den vorhandenen Aufstiegsdaten berechnet und mit den gemeldeten Tropopausen verglichen. Dazu ist zunächst eine Bestimmung der geopotentiellen Höhe der markanten Punkte erforderlich. Diese erfolgt unter der Annahme eines linearen Temperaturgradienten zwischen den vorliegenden Datenpunkten. Integriert man die hydrostatische Gleichung  $\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{-gp}{R(T_0+c(z-z_0))}$  zwischen zwei Niveaus  $z_1$  und  $z_2$  und löst das Resultat nach  $z$  auf, erhält man

$$z_2 - z_1 = -\frac{R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)}{g \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)}(T_2 - T_1), \quad (3.9)$$

wobei  $p_i$ ,  $T_i$  der Druck und die Temperatur in der Höhe  $z_i$  sind. Da Gl. (3.9) für  $T_1 = T_2$  singular wird, wird für  $|T_2 - T_1| \leq 0,2\text{K}$  die Formel

$$z_2 - z_1 = -\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \frac{R T_1 + T_2}{g \cdot 2} \quad (3.10)$$

verwendet, die man durch Integration der hydrostatischen Gleichung für konstante Temperatur erhält.

Die geopotentiellen Höhen werden gemäß (3.9) bzw. (3.10) zwischen je zwei Standarddruckflächen sowohl von unten nach oben als auch von oben nach unten berechnet und dann umgekehrt proportional zum Abstand von der unteren bzw. oberen Standarddruckfläche gewichtet. Dieses Vorgehen ist nötig, da eine Integration der Höhe von einer Standarddruckfläche zur nächsten im allgemeinen nicht exakt denselben Wert wie die gemeldete Höhe liefert. Beispielsweise könnten sich bei markanten Punkten, die sehr knapp unter einer Standarddruckfläche liegen, unsinnige Höhendifferenzen zur Standarddruckfläche ergeben, wenn die Höhen der markanten Punkte nur von unten nach oben berechnet würden.

Mit Hilfe der nun für alle Niveaus vorliegenden Höhen werden die thermischen Tropopausen gemäß WMO-Kriterium (s. Kap. 2.2.1) aus den Aufstiegsdaten berechnet. Um eine Fehlinterpretation von Bodeninversionen zu vermeiden, beginnt die Berechnung in 3000 m Höhe<sup>4</sup>.

<sup>3</sup>Es gibt auch markante Punkte für Windgeschwindigkeit und -richtung. Die Kriterien dafür werden hier allerdings nicht besprochen.

<sup>4</sup>Eine Ausnahme bilden die Antarktisstationen Südpol und Wostok, die 2700 bzw. 3400 m hoch liegen. Bei diesen Stationen beginnt die Berechnung 1500 m über Grund.



Anschließend werden die berechneten Tropopausen mit den gemeldeten verglichen. Falls die Resultate übereinstimmen (was meistens der Fall ist), werden die gemeldeten Tropopausen akzeptiert. Andernfalls wird geprüft, ob die gemeldeten Tropopausen das thermische Kriterium innerhalb gewisser Toleranzgrenzen erfüllen. Da die Tropopausen aus den hochaufgelösten Rohdaten des Aufstiegs bestimmt werden, ist es nämlich in Grenzfällen möglich, daß die gemeldeten Tropopausen nicht konsistent mit den gemeldeten signifikanten Punkten sind, obwohl sie aus den Rohdaten korrekt ermittelt wurden. Die Toleranzgrenzen für die gemeldeten Tropopausen lauten:

- Der Temperaturgradient in der Schicht direkt unter der Tropopause muß kleiner als  $-1,8 \text{ K km}^{-1}$  sein, falls die Dicke dieser Schicht mindestens 300 m beträgt. Ist die Schicht dünner, wird nur verlangt, daß der Gradient negativ ist. Da die Auflösung der Temperatur 0,2 K beträgt, ist in diesem Fall eine verlässliche Berechnung des Temperaturgradienten nicht möglich.
- Der mittlere Temperaturgradient zwischen der Tropopause und allen Niveaus innerhalb der darüberliegenden 2 km muß größer als  $-2,2 \text{ K km}^{-1}$  sein. Auch dieses Kriterium wird ab einer Schichtdicke von 300 m angewendet.

Sind diese Bedingungen erfüllt, werden die gemeldeten Tropopausen akzeptiert, d. h. für die Auswertung verwendet, ansonsten nicht. Insbesondere wird eine Tropopause nicht akzeptiert, wenn der Radiosondenaufstieg nicht mindestens 2 km über das Tropopausenniveau hinausreicht, da dann das zweite Kriterium nicht überprüft werden kann. Direkt aus den Aufstiegen berechnete Tropopausen werden akzeptiert, wenn die gemeldeten Tropopausen abgelehnt wurden oder wenn sie mindestens 1500 m von akzeptierten gemeldeten Tropopausen entfernt sind. Im letzteren Fall wird zudem noch überprüft, ob zwischen den einzelnen Tropopausen das Kriterium für die Meldung mehrfacher Tropopausen erfüllt ist (s. Kap. 2.2.1).

### PV-Tropopausen

Um die PV-Tropopause aus den Radiosondendaten berechnen zu können, wird zuerst die Vertikalkomponente der Vorticity  $\zeta$  aus den ERA-Daten auf die Positionen der Radiosondenstationen linear interpoliert. Die Interpolation erfolgt für alle verfügbaren  $\sigma$ -Flächen. Diese Vorticitydaten werden dann linear in  $\ln p$  auf die Datenpunkte der Radiosondenaufstiege interpoliert. Für jeden Datenpunkt des Aufstiegs werden damit 2 approximierte PV-Werte berechnet, einmal mit dem darunterliegenden und einmal mit dem darüberliegenden Temperaturgradienten:

$$\begin{aligned} P_i^- &= p_0^\kappa R T_i (f + \zeta_i) \left( \frac{T_i - T_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} + \frac{g}{c_p} \right) p_i^{-(1+\kappa)} \\ P_i^+ &= p_0^\kappa R T_i (f + \zeta_i) \left( \frac{T_{i+1} - T_i}{z_{i+1} - z_i} + \frac{g}{c_p} \right) p_i^{-(1+\kappa)} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Gleichung (3.11) ergibt sich aus der approximierten PV-Definition (2.8), wenn man  $\frac{\partial \theta}{\partial z} = \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \left( \frac{p_0}{p} \right)^\kappa$  einsetzt. Dabei ist  $\kappa = \frac{R}{c_p}$  das Verhältnis der Gaskonstante für Luft zur spezifischen Wärme der Luft bei konstantem Druck.

Gelten für ein Aufstiegsniveau  $p_i$  die Bedingungen  $P_i^- < P_{TP}$  und  $P_i^+ > P_{TP}$ , wobei  $P_{TP}$  der Schwellwert der Tropopausendefinition ist (1,6 oder 3,5 PVU), so wird das Niveau  $p_i$  als PV-Tropopause identifiziert. Die andere Möglichkeit ist, daß  $P_i^+ < P_{TP}$  und  $P_{i+1}^- > P_{TP}$  gilt. In diesem Fall wird der Tropopausendruck zwischen  $p_i$  und  $p_{i+1}$  unter der Annahme  $P \sim \ln p$

interpoliert. Bei der Bestimmung der 3,5 PVU-Tropopause beginnt der Algorithmus wie bei der thermischen Tropopause in 3000 m Höhe. Beim 1,6 PVU-Kriterium würde dies allerdings eine zu große Einschränkung bedeuten, da die 1,6 PVU-Fläche in kräftigen Zyklonen nicht selten in der unteren Troposphäre liegt. Hierfür beginnt die Suche direkt über dem Boden, wobei die oben angegebene Bedingung  $P_i^- < P_{TP}$  sicherstellt, daß in der Bodeninversion keine „Tropopause“ diagnostiziert wird.

Im Laufe der Auswertung stellte sich heraus, daß es sinnvoll ist, bei der Bestimmung der PV-Tropopause aus Radiosondendaten ein Zusatzkriterium ähnlich dem „2 km-Kriterium“ der WMO-Definition der thermischen Tropopause zu verlangen. Andernfalls können nämlich Absinkinversionen oder Tropopausenfalten als Tropopause fehlinterpretiert werden. Als Zusatzkriterium wurde gewählt, daß zwischen der PV-Tropopause und jedem Niveau innerhalb der darüberliegenden 2500 m die gemittelte PV  $\overline{P_{TP}^i} \geq P_{TP}$  bleiben muß, wobei die gemittelte PV durch

$$\overline{P_{TP}^i} = p_0^\kappa R \frac{T_{TP} + T_i}{2} \left( f + \frac{\zeta_{TP} + \zeta_i}{2} \right) \left( \frac{T_i + T_{TP}}{z_i - z_{TP}} + \frac{g}{c_p} \right) \sqrt{p_{TP} p_i}^{-(1+\kappa)} \quad (3.12)$$

definiert ist. Die Prüfhöhe von 2500 m wurde durch einen Vergleich mit den aus den ERA-Daten berechneten PV-Tropopausen (3,5 PVU) ermittelt. Bei diesem Wert ergibt sich die beste Korrelation zwischen den Radiosonden-PV-Tropopausen und den ERA-PV-Tropopausen (s. Kap. 3.1.4). Die Sensitivität bzgl. der Wahl dieser Prüfhöhe ist ab einem Wert von ca. 1500 m allerdings sehr gering, so daß der exakte Wert die Ergebnisse praktisch nicht beeinflusst. Für die in Kap. 3.4.2 beschriebene Untersuchung mehrfacher Tropopausen wurde eine Prüfhöhe von 300 m verwendet, um auch kleinere Strukturen wie z. B. Tropopausenfalten erfassen zu können. Ein Sensitivitätstest wurde mit  $\zeta = 0$  durchgeführt. Dieser dient dazu, die systematischen Unterschiede zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause näher zu untersuchen (s. Kap. 3.2.2).

### 3.1.3 Repräsentativität der Radiosondendaten

Da ein Teil der in den nächsten Abschnitten vorgestellten Ergebnisse nur auf den Radiosondendaten beruht (z. B. die Auswertung der Stabilität über und unter der Tropopause, für die die vertikale Auflösung der ERA-Daten nicht ausreichen würde), ist eine Untersuchung der Repräsentativität der Radiosondendaten erforderlich. Diese gliedert sich in zwei Teile. Zunächst wird anhand der ERA-Daten geprüft, wie stark die Monatsmittelwerte der Jahre 1989-1993, für die die Radiosondendaten ausgewertet wurden, von denen der Jahre 1979-1993 abweichen. Dazu werden der Druck und die Temperatur der PV-Tropopause über bestimmte Gebiete gemittelt, über die später auch die Radiosondendaten gemittelt werden. Für diese Gebiete werden anschließend die Mittelwerte der auf die Radiosondenstationen interpolierten ERA-Daten mit den tatsächlichen Gebietsmitteln der ERA-Daten verglichen, um die Repräsentativität der Radiosondenstationen für die jeweiligen Gebiete zu untersuchen.

Die Mittelungsgebiete, die auch für einen Großteil der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Auswertung der Radiosondendaten verwendet werden, wurden folgendermaßen festgelegt:

- Die Nordhemisphäre wird in die Breitenkreisregionen 55°N - 60°N, 60°N - 65°N, 65°N - 70°N, 70°N - 82,5°N und 82,5°N - 90°N eingeteilt. Die ersten vier dieser Regionen werden außerdem noch zonal unterteilt, und zwar in die Abschnitte 10°W - 50°O, 50°O - 100°O,

100°O - 175°W , 175°W - 75°W und 75°W - 10°W. Diese Abschnitte werden im folgenden als Europa, Westsibirien, Ostsibirien, Kanada und Atlantik/Grönland bezeichnet.

- Die Südhemisphäre wird aufgrund der geringen Stationsanzahl nur in 4 Regionen unterteilt. Die erste erstreckt sich von 50°S - 55°S. Der Abschnitt zwischen 55°S und 62°S bleibt unberücksichtigt, da es dort keine Radiosondenstationen gibt. Im Bereich der Antarktis wird die Einteilung so vorgenommen, daß Stationen mit ähnlichen Tropopausen- und 100 hPa-Temperaturen zusammengefaßt werden. Die erste Region erstreckt sich von 62°S bis 67°S, zwischen 150°O und 180°O bis 70°S, die zweite schließt sich daran an und reicht bis 72°S , zwischen 150°O und 180°O bis 80°S, und die dritte umfaßt das restliche Gebiet. Die Regionen werden im folgenden als südliches Subpolargebiet, äußere Antarktis, mittlere Antarktis und innere Antarktis bezeichnet.

### Vergleich 1979-1993 mit 1989-1993

In den meisten Gebieten und Monaten unterscheiden sich die Monatsmittelwerte des Tropopausendrucks um weniger als 5 hPa voneinander. Eine auffällige Ausnahme ist im Januar über dem Atlantik und über Europa zu verzeichnen. Offenbar als Folge überdurchschnittlich häufiger Tröge über dem Atlantik bzw. Rücken über Europa lag der Tropopausendruck in den Jahren 1989-1993 zwischen 55°N und 70°N über dem Atlantik um 6-10 hPa höher als im Gesamtzeitraum und über Europa um 6-8 hPa niedriger. Ähnliche Abweichungen wie im Januar traten über dem Atlantik auch in den Monaten Februar und März auf, über Europa allerdings nicht. Im Januar war außerdem in Europa und Westsibirien nördlich von 70°N sowie im Gebiet zwischen 82,5°N und dem Nordpol in den Jahren 1989-1993 ein um 9-11 hPa niedrigerer Tropopausendruck als im Gesamtzeitraum zu beobachten. Dies dürfte primär mit der unterdurchschnittlichen Häufigkeit großer Stratosphärenenerwärmungen zusammenhängen (s. Kap. 3.4.3). Daneben gab es noch einige weitere Fälle, in denen Differenzen zwischen 6 und 10 hPa auftraten, wobei es sich allerdings nicht um größere zusammenhängende Gebiete handelte. Interessant ist, daß in Ostsibirien und Kanada zwischen 55°N und 70°N keine Abweichungen über 6 hPa auftraten. Auch in der Südhemisphäre sind keine Differenzen über 6 hPa zu verzeichnen, was allerdings mit darauf zurückzuführen sein dürfte, daß hier über viel größere Gebiete als im Norden gemittelt wurde. Immerhin läßt sich über der mittleren und inneren Antarktis im Oktober ein Rückgang des Tropopausendrucks feststellen, der im Zusammenhang mit dem Ozonloch stehen dürfte. Zwischen 1989 und 1993 lag dieser um 4-6 hPa niedriger als im Gesamtzeitraum. Der Trend wird deutlicher, wenn man die Zeiträume 1979-1983 und 1989-1993 miteinander vergleicht (s. Kap. 4.3.4).

Im Vorgriff auf Kap. 3.2 läßt sich feststellen, daß die Differenzen zwischen den Zeiträumen 1979-1993 und 1989-1993 klein gegenüber den Jahresamplituden des Tropopausendrucks sind und daß die Muster des Jahresgangs (s. Kap. 3.2.3) dadurch nicht beeinflußt werden. Für die in dieser Arbeit verfolgten Ziele können die Jahre 1989-1993 somit als hinreichend repräsentativ angesehen werden.

Der Vergleich der Differenzen der Tropopausentemperaturen zeigt erwartungsgemäß eine enge Korrelation mit den Differenzen der Tropopausendrucke, wobei höhere Tropopausen kälter und tiefere wärmer sind. Bis auf wenige Ausnahmen unterscheiden sich die Tropopausentemperaturen in den verglichenen Zeiträumen um weniger als 1 K. Lediglich in Europa und Westsibirien nördlich von 70°N sowie im Gebiet zwischen 82,5°N und dem Nordpol lag die

Januar-Tropopausentemperatur im Zeitraum 1989-1993 um bis zu 2 K unter der des Gesamtzeitraums.

### Repräsentativität der Radiosondenstationen

Für die Untersuchung der Repräsentativität der Radiosondenstationen werden die ERA-Daten der Jahre 1989-1993 auf die Positionen der verfügbaren Stationen interpoliert und dann über die oben angegebenen Gebiete gemittelt. Dabei werden an den einzelnen Tagen nur diejenigen Stationen berücksichtigt, für die tatsächlich ein 12 UTC-Radiosondenaufstieg vorliegt<sup>5</sup>. Die so gebildeten Mittelwerte werden anschließend mit den echten Gebietsmitteln verglichen.

In den Gebieten mit hoher Stationsdichte, also vor allem über den Kontinenten der Nordhemisphäre, erweist sich die Repräsentativität der Radiosondenstationen als sehr gut. Zwischen 55°N und 70°N liegen in Europa, Westsibirien, Ostsibirien und Kanada die Differenzen zwischen den beiden Mittelwerten meist unter 3 hPa, wobei einzelne Ausreißer bis zu 6 hPa auftreten. Ähnlich gut ist die Übereinstimmung in Grönland zwischen 65°N und 82,5°N sowie in Europa und Sibirien zwischen 70°N und 82,5°N. In Kanada zwischen 70°N und 82,5°N sowie im Raum Atlantik/Grönland zwischen 60°N und 65°N treten Differenzen bis zu 10 hPa auf, da dort die Datendichte zu niedrig bzw. die Verteilung der Stationen nicht optimal ist.

In den meisten Regionen der Südhemisphäre ist die Repräsentativität der Radiosondenstationen erwartungsgemäß weniger gut. Im Subpolargebiet und in der mittleren Antarktis beträgt die Differenz im Mittel etwa 5 hPa, wobei Maxima bis zu 12 hPa auftreten. Auffallend ist hier, daß die Differenzen im Sommer geringer als im Winter sind. In der inneren Antarktis sind die Differenzen zwar im Sommer und Winter akzeptabel, in den Übergangszeiten steigen sie aber auf bis zu 23 hPa an. In Anbetracht der Tatsache, daß in dieser Region nur 3 Radiosondenstationen existieren, von denen zudem eine (Wostok) Anfang 1992 den Betrieb eingestellt hat, sind diese Differenzen aber nicht weiter verwunderlich. Eine rühmliche Ausnahme bildet die äußere Antarktis: Dort ist die Repräsentativität der Radiosondenstationen ebensogut wie in der Nordhemisphäre. Die maximale Abweichung beträgt dort 6 hPa.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß sich die Gebietsmittel der thermischen Tropopause aus den 00 UTC-Radiosondendaten in fast allen Regionen und Monaten um weniger als 2 hPa von den 12 UTC-Mitteln unterscheiden<sup>6</sup>. Die einzigen Ausnahmen bilden die mittlere und innere Antarktis. Da dort ein Teil der Stationen nur um 00 UTC regelmäßig meldet, unterscheidet sich die räumliche Verteilung der 00 UTC-Stationen von der der 12 UTC-Stationen. Im Winter und Frühling treten hier bei der thermischen Tropopause Differenzen bis zu 15 hPa auf. Weil das thermische Tropopausenkriterium für den antarktischen Winter ungeeignet ist (s. Kap. 3.2.2), ist ein direkter Rückschluß auf entsprechende Differenzen bei der PV-Tropopause allerdings nicht möglich. Mittelt man jedoch die interpolierten ERA-Tropopausen über alle Stationen, von denen ein 00 UTC-Aufstieg oder ein 12 UTC-Aufstieg vorliegt, so verringern sich in der inneren Antarktis die Differenzen zu den tatsächlichen Gebietsmitteln auf maximal 15 hPa.

---

<sup>5</sup>Es sei daran erinnert, daß die ERA-Daten nur für 12 UTC ausgewertet wurden.

<sup>6</sup>Da für die Berechnung der PV-Tropopause aus den Radiosondendaten die Vorticity aus den ERA-Daten benötigt wird, konnte diese natürlich nur für 12 UTC durchgeführt werden.

### 3.1.4 Vergleich der Datensätze

Um die Güte der aus den ERA-Daten berechneten Tropopausen zu untersuchen, werden die auf die Radiosondenstationen interpolierten ERA-Tropopausen mit den Radiosonden-Tropopausen verglichen. Der Vergleich erfolgt sowohl für die thermische als auch für die PV-Tropopause (3,5 PVU), wobei jeweils nur die unterste Tropopause betrachtet wird. Die Daten werden monatsweise und über die im vorhergehenden Abschnitt definierten Gebiete gemittelt. Als Vergleichsgrößen dienen der Mittelwert und die Standardabweichung des Tropopausendrucks sowie der Korrelationskoeffizient der Tropopausendrücke. Außerdem werden die Temperaturen der PV-Tropopause für beide in Kap. 3.1.1 angegebenen Berechnungsmethoden verglichen.

#### Vergleich der Mittelwerte des Tropopausendrucks

Zunächst werden die Differenzen der PV-Tropopausen betrachtet. In der Nordhemisphäre sind diese zwischen Oktober und Mai allgemein sehr gering ( $\leq 3$  hPa), wobei im Winter die aus den ERA-Daten berechneten Tropopausendrücke meist um 1-3 hPa niedriger sind als die aus den Radiosondendaten berechneten. Zwischen Juni und September sind die ERA-Tropopausendrücke generell etwas zu hoch. Die maximalen Abweichungen betragen in den Regionen südlich von  $65^\circ\text{N}$  4-6 hPa, nördlich von  $65^\circ\text{N}$  6-8 hPa. In der Südhemisphäre sind die Differenzen ebenfalls im Winter leicht negativ und im Sommer positiv. Im Subpolargebiet betragen die maximalen Abweichungen im Sommer 5 hPa, in der Antarktis 9-11 hPa. Die Differenzen der thermischen Tropopausen unterscheiden sich in der Nordhemisphäre und im südlichen Subpolargebiet kaum von denen der PV-Tropopausen. In der Antarktis sind die Differenzen hingegen größer. Im Sommer ist hier der ERA-Tropopausendruck um bis zu 14 hPa zu hoch, und im Winter um bis zu 14 hPa zu niedrig.

Eine qualitative Erklärung für diese systematischen Unterschiede erhält man aus den in Kap. 3.1.1 angegebenen Formeln zur Bestimmung der Tropopause aus den ERA-Daten. Entscheidend sind dabei die Gleichungen (3.1) und (3.8), mit denen die genaue Höhe der thermischen bzw. PV-Tropopause bestimmt wird. Die folgende Diskussion bezieht sich zunächst auf die thermische Tropopause, da die Argumentation hierfür einfacher ist. Eine schematische Darstellung der Berechnung der Tropopausenhöhe gemäß (3.1), also

$$z_{TP} = z_{i-\frac{1}{2}} + \frac{\gamma_{TP} - \frac{\partial T}{\partial z}_{i-\frac{1}{2}}}{\frac{\partial T}{\partial z}_{i+\frac{1}{2}} - \frac{\partial T}{\partial z}_{i-\frac{1}{2}}} (z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}})$$

ist in Abb. 3.1 wiedergegeben. Wie aus den Skizzen a-c hervorgeht, führt diese Methode im Mittel zum korrekten Tropopausendruck, wenn der Mittelwert aus den Temperaturgradienten über und unter der Tropopause  $-2 \text{ K km}^{-1}$  beträgt. Ist dieser größer (kleiner), wird die Tropopausenhöhe unterschätzt (überschätzt) und damit der Tropopausendruck überschätzt (unterschätzt) (Skizzen d und e). Die Übertragung dieser Argumente auf die ausgewerteten Daten erfordert eine etwas längere Untersuchung und wird in Kap. 3.4.1 durchgeführt. Dort wird unter anderem gezeigt, daß im Sommer der Mittelwert der Temperaturgradienten unter und über der Tropopause tatsächlich größer als  $-2 \text{ K km}^{-1}$  ist, was konsistent mit den zu hohen ERA-Tropopausendrücken ist.

Um die hier angeführten Argumente auf die PV-Tropopause zu übertragen, kann man entweder den vertikalen Temperaturgradienten durch die PV ersetzen oder den Grenzwert von

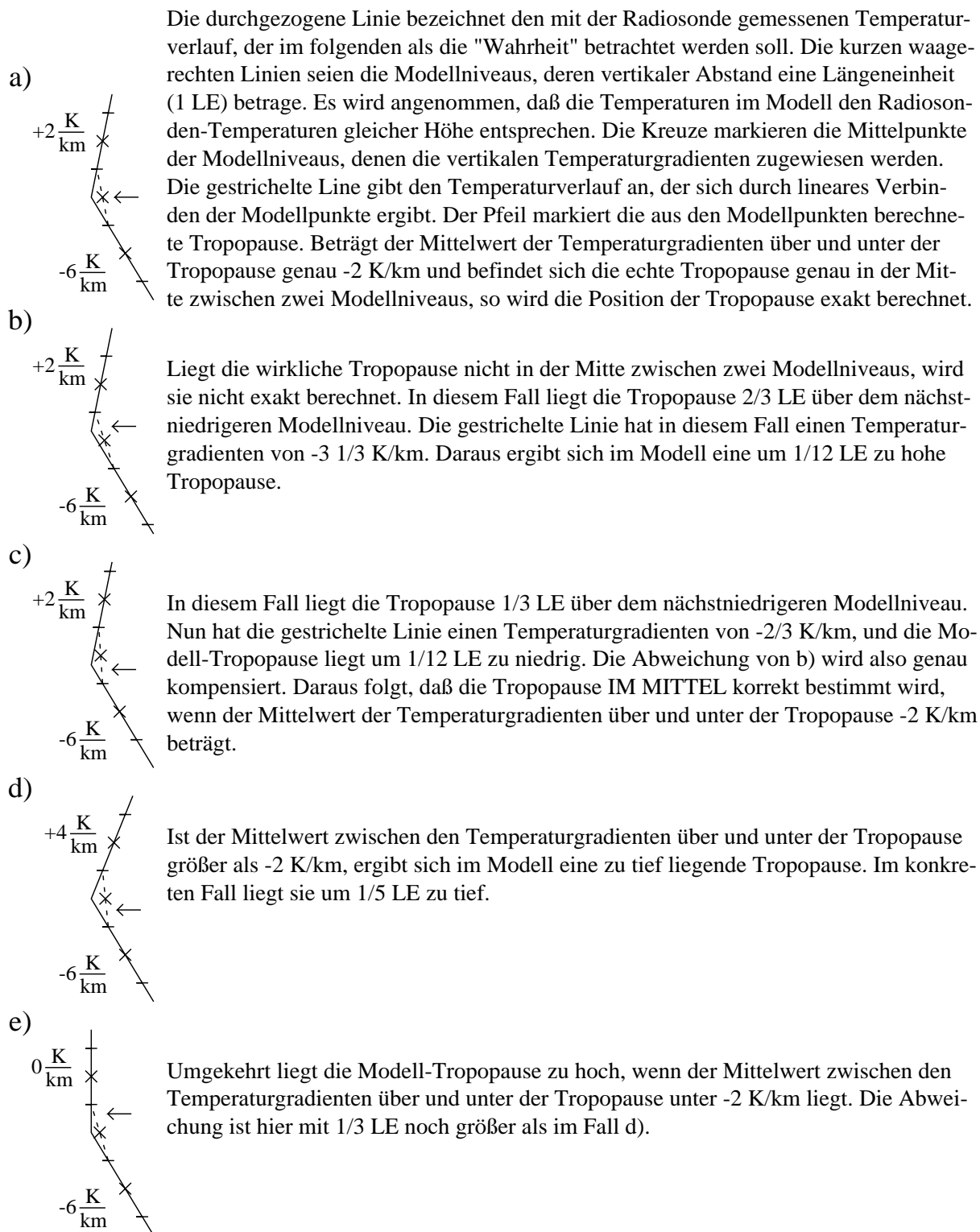


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung zur Erklärung der systematischen Fehler, die bei der Bestimmung der Tropopause aus den ERA-Daten auftreten.

$-2 \text{ K km}^{-1}$  durch denjenigen Wert ersetzen, der zusammen mit dem aktuellen Tropopausendruck und der aktuellen relativen Vorticity eine potentielle Vorticity von 3,5 PVU ergibt. Beide Möglichkeiten wurden getestet und führen im wesentlichen zu den gleichen Resultaten. Diese werden ebenfalls in Kap. 3.4.1 beschrieben.

### Vergleich der Standardabweichung des Tropopausendrucks

Die Standardabweichung des Tropopausendrucks wird als Maß für die Variabilität der Tropopause verwendet. Dabei wird zwischen der Variabilität im Zusammenhang mit synoptischskaligen Störungen und der Variabilität von Jahr zu Jahr unterschieden. In Kap. 3.2.1 werden dazu die Standardabweichung der Einzeldaten vom zugehörigen Monatsmittel und die Standardabweichung einzelnen Monatsmittel vom 15-jährigen Mittel des jeweiligen Monats berechnet (Formeln werden dort angegeben). An dieser Stelle sei vorweggenommen, daß typische Werte der Standardabweichung der Einzeldaten bei 35 bis 55 hPa liegen. Die Standardabweichung der Monatsmittel bewegt sich meist zwischen 10 und 20 hPa. In beiden Fällen werden die höchsten Werte im Bereich der Tiefdruckzugbahnen erreicht.

Der Vergleich zwischen den beiden Datensätzen zeigt, daß die synoptischskalige Variabilität der ERA-Tropopausen allgemein etwas geringer ist als die der Radiosonden-Tropopausen. Dies gilt sowohl für die thermische als auch für die PV-Tropopause. Die Differenzen der Standardabweichung der Einzeldaten liegen aber meist nur zwischen 1 und 4 hPa und übersteigen lediglich in Ausnahmefällen 5 hPa. Damit sind diese deutlich kleiner als die regionalen und jahreszeitlichen Unterschiede dieser Größe, so daß die ERA-Daten zur Berechnung der synoptischskaligen Variabilität der Tropopause verwendbar sind. Die wahrscheinliche Ursache für die geringere synoptischskalige Variabilität der ERA-Tropopausen ist die mit der begrenzten vertikalen Auflösung verbundene Glättung der Daten. Auch das Assimilationsverfahren des ECMWF-Modells dürfte zu dieser Glättung beitragen. Bei der Variabilität von Jahr zu Jahr zeigen sich keine nennenswerten Unterschiede zwischen den beiden Datensätzen.

### Korrelation des Tropopausendrucks

Als Maß für die Übereinstimmung der ERA-Tropopausen mit den Radiosonden-Tropopausen zu den einzelnen Beobachtungsterminen wird der Korrelationskoeffizient der beiden Tropopausendrucke benutzt. Dieser ist durch  $r = \frac{\sum (p_i^E - \bar{p}^E)(p_i^R - \bar{p}^R)}{\sqrt{\sum (p_i^E - \bar{p}^E)^2 \sum (p_i^R - \bar{p}^R)^2}}$  definiert (z. B. Schönwiese, 1992), wobei  $p_i^E$  bzw.  $p_i^R$  jeweils einzelne Datenpunkte des Tropopausendrucks (ERA bzw. Radiosonde) bezeichnen. Der Querstrich bezeichnet das zeitliche und räumliche Mittel über einen Monat und alle im jeweiligen Gebiet befindlichen Datenpunkte. Zur räumlichen Mittelung werden hier etwas größere Gebiete als die in 3.1.3 angegebenen verwendet. In der Nordhemisphäre werden nur zwei Breitenkreisregionen, nämlich  $55^\circ\text{N} - 65^\circ\text{N}$  und  $65^\circ\text{N} - 82,5^\circ\text{N}$  gebildet, und die Regionen Kanada und Atlantik/Grönland werden zusammengefaßt. In der Südhemisphäre werden die drei Antarktisregionen zusammengefaßt. Dadurch ist außer in der Region südliches Subpolargebiet eine Anzahl von über 1000 Datenpunkten pro Gebiet und Monat gewährleistet.

Die Korrelation der PV-Tropopausen ist in den meisten Regionen sehr hoch. In der Nordhemisphäre liegt sie in den Regionen südlich von  $65^\circ\text{N}$  allgemein zwischen 0,94 und 0,965, wobei die niedrigeren Werte im Winter und die höheren im Sommer auftreten. Nördlich von  $65^\circ\text{N}$  bewegt sich die Korrelation in Europa und Westsibirien zwischen 0,93 und 0,96, in Kanada und

Ostsibirien zwischen 0,91 und 0,96. In der Südhemisphäre liegen die Werte im Subpolargebiet zwischen 0,91 und 0,95 und in der Antarktis zwischen 0,87 und 0,92. Auch hier treten die schlechteren Werte im Winter und die besseren im Sommer auf.

Der Hauptgrund für die etwas schlechtere Korrelation im Winter dürfte darin liegen, daß die Tropopause im Winter weniger scharf ausgeprägt ist als im Sommer, so daß sich Glättungseffekte oder andere Ungenauigkeiten in den ERA-Daten stärker bemerkbar machen. In den Regionen mit geringer Stationsdichte kommt hinzu, daß bei den Analysen die Einflüsse anderer Datenquellen und der Prognose vom Vortag zunehmen. Eine zum Vergleich durchgeführte Berechnung der Korrelation zwischen der ERA-Tropopause und der nächstliegenden Radiosonden-Tropopause (falls es mehrere gibt) zeigt außerdem, daß ein Teil der Abweichungen darauf zurückzuführen ist, daß in Grenzfällen von den Auswertearithmen verschiedene Tropopausen als die „unterste“ Tropopause erkannt werden. Solche Fälle sind zwar äußerst selten, aber wenn sie auftreten, können sie mit einer sehr großen Differenz des Tropopausendrucks (bis über 300 hPa) verbunden sein. Daher kann schon ein einzelner derartiger Fall in einem Mittelungsgebiet den Korrelationskoeffizienten um 0,01 oder gar 0,02 drücken. Insgesamt liegen die in dieser Vergleichsrechnung ermittelten Korrelationen um 0,01 bis 0,03 höher als die oben angegebenen Werte.

Bei den thermischen Tropopausen ist die Korrelation weniger gut, vor allem im Winter. Während die Korrelationen im Sommer in der Nordhemisphäre und im südlichen Subpolargebiet immerhin noch zwischen 0,92 und 0,945 liegen, fallen sie im Winter in den Regionen zwischen 55°N und 65°N auf 0,86 bis 0,92, zwischen 65°N und 82,5°N sogar auf 0,78 bis 0,89, wobei die schlechtesten Werte hier in Westsibirien und Ostsibirien auftreten. Im südlichen Subpolargebiet liegen die Werte im Winter bei etwa 0,85, und in der Antarktis zwischen 0,88 im Sommer und 0,67 bis 0,72 im Winter.

Diese gegenüber der PV-Tropopause vor allem im Winter deutlich schlechteren Korrelationswerte dürften im wesentlichen darauf zurückzuführen sein, daß die thermische Tropopause definitionsbedingt weniger scharf ausgeprägt ist als die PV-Tropopause. Wenn der Temperaturgradient über eine größere Höhendistanz in der Nähe von  $-2 \text{ K km}^{-1}$  liegt, was im Polarwinter bisweilen vorkommt, ist die thermische Tropopause nicht mehr wohldefiniert, und schon kleine Unterschiede zwischen den Radiosondendaten und den ERA-Daten können zu großen Differenzen zwischen den Tropopausendrücken führen. Die PV nimmt hingegen selbst bei konstanter relativer Vorticity und konstantem Temperaturgradienten mit der Höhe zu, nämlich proportional zu  $Tp^{-(1+\kappa)}$  (Gl. 3.11), so daß die Unsicherheit bei der Bestimmung der PV-Tropopause viel kleiner ist. Natürlich darf nicht verschwiegen werden, daß die Berechnung der PV-Tropopause aus den ERA-Daten bzw. den Radiosondendaten nicht unabhängig voneinander ist, da in beiden Fällen die Vorticity aus den ERA-Daten verwendet wird. Bei der Berechnung der PV-Tropopause aus den Radiosondendaten zeigte sich jedoch, daß die Tropopause in den meisten Fällen an einem markanten Punkt zu liegen kommt. Daraus läßt sich schließen, daß die Vorticity zwar die Grundvoraussetzung dafür schafft, daß die PV-Tropopause in einem bestimmten Höhenbereich liegt, daß aber die exakte Position der Tropopause im allgemeinen mit einem Temperaturknick zusammenfällt. Somit sollte die gute Korrelation nicht primär auf die Verwendung der gleichen Vorticitydaten zurückzuführen sein. Um die Sensitivität bzgl. der Vorticitydaten weiter zu testen, wurde die PV-Tropopause aus den Radiosondendaten auch noch mit konstanter Vorticity  $\zeta = \zeta_{TP}^{ERA}$  berechnet, d. h. in allen Niveaus wurde die relative Vorticity in Höhe der ERA-Tropopause verwendet. Die Resultate dieses Tests zeigen nur mi-



nimale Unterschiede zur korrekt berechneten PV-Tropopause, so daß davon auszugehen ist, daß die Verwendung der gleichen Vorticitydaten tatsächlich nicht entscheidend für die gute Korrelation der PV-Tropopausen ist.

### Vergleich der Tropopausentemperaturen

Die Berechnung der Tropopausentemperatur aus Analysedaten ist mit einer systematischen Überschätzung der Tropopausentemperatur verbunden, wenn man die Temperaturen einfach zwischen den Modellniveaus interpoliert (z. B. Highwood and Hoskins, 1998; s. a. Abb. 3.1). Ein Blick auf Abb. 3.1 legt aber nahe, diesen systematischen Fehler dadurch zu korrigieren, daß man den Temperaturgradienten der Schicht unter der Tropopause nach oben extrapoliert oder den Gradienten der Schicht über der Tropopause nach unten extrapoliert. Dieses Verfahren wurde im Zuge der Berechnung der ERA-Tropopausen getestet (s. Gl. (3.4) in Kap. 3.1.1). Die so ermittelte Temperatur wird im folgenden als extrapolierte Tropopausentemperatur bezeichnet und mit der interpolierten Temperatur sowie der aus den Radiosondendaten bestimmten Tropopausentemperatur verglichen. Der Vergleich wird auf die PV-Tropopause beschränkt, da das Ergebnis für beide Tropopausendefinitionen sehr ähnlich ist.

In Abhängigkeit von der mittleren Schärfe der Tropopause liegt die extrapolierte Tropopausentemperatur um 0,4 K bis 1,3 K unter der interpolierten, wobei die größten Differenzen bei scharfen Tropopausen, also im Sommer (s. Kap. 3.2.4) auftreten. Der Vergleich mit den Radiosonden-Temperaturen zeigt, daß die extrapolierte Temperatur in der Tat eine deutliche Verbesserung gegenüber der interpolierten bringt. Während die interpolierte Tropopausentemperatur im gesamten Nordpolargebiet zwischen 0,5 K im Winter und 1,5 K im Sommer zu hoch liegt, beträgt die Abweichung der extrapolierten Temperatur nur wenige Zehntelgrade. Im südlichen Subpolargebiet sind die interpolierten Temperaturen um 2 K bis 2,5 K zu hoch und die extrapolierten um 1 K bis 2 K zu hoch, und in der Antarktis sind im Winter die Abweichungen beider Temperaturen gering und im Sommer die interpolierten Temperaturen um 1 K bis 2 K zu hoch, während die extrapolierten nur um 0,5 K bis 1 K zu hoch sind. Vermutlich führt in der Südhemisphäre der Einfluß anderer Datenquellen bei den ECMWF-Analysen dazu, daß die Analysetemperaturen etwas höher liegen als die Radiosondentemperaturen. Nichtsdestotrotz bewirkt die Extrapolation der Tropopausentemperatur auch hier eine Verbesserung gegenüber der Interpolation.

### Ähnliche Untersuchungen in früheren Arbeiten

Auch Reichler (1995) vergleicht seine Resultate mit Radiosondendaten, um die Qualität seiner Datenauswertung zu überprüfen. Seine Untersuchungen sind allerdings eher stichprobenartig und weniger quantitativ als die hier durchgeführten, so daß ein direkter Vergleich mit den hier gefundenen Resultaten schwierig ist. Immerhin erlauben die von ihm gezeigten Tropopausendruckkarten die Aussage, daß die Monatsmittelwerte des Tropopausendrucks im Nordpolargebiet nur wenig von den hier gefundenen Resultaten abweichen. In der Antarktis liegen Reichler's Tropopausendruckwerte hingegen um rund 15 hPa höher als die in dieser Arbeit gefundenen thermischen Tropopausendrucke. Dies ist vermutlich auf die bereits in Kap. 3.1.1 erwähnten Datenprobleme am Anfang der achtziger Jahre zurückzuführen. Abgesehen davon lassen die von Reichler gezeigten Vergleiche mit Radiosondendaten zwar in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre auf eine sehr gute Korrelation zwischen ECMWF-Tropopausen und

Radiosonden-Tropopausen schließen, in den Polargebieten scheint die Korrelation aber ziemlich schlecht zu sein. In Anbetracht der geringen vertikalen Auflösung der von ihm verwendeten ECMWF-Daten (nur Standarddruckflächen) ist dies aber nicht verwunderlich.

Hoinka (1998, 1999) führte keinen Vergleich mit Radiosondendaten durch, er stellte seine Ergebnisse allerdings dem Autor dieser Arbeit zur Verfügung, so daß die oben beschriebenen Vergleiche auch damit durchgeführt werden konnten. Die wichtigsten Resultate dieses Vergleichs wurden bereits in Kap. 3.1.1 beschrieben, so daß hier nur eine kurze Zusammenfassung gegeben wird. Für die PV-Tropopause ergeben sich nach Hoinka's Algorithmus durchwegs etwas niedrigere Tropopausendrucke als nach dem hier verwendeten, wobei die mittlere Abweichung von den aus den Radiosondendaten ermittelten Werten aber kaum größer als hier ist. Auch die Korrelation mit den Radiosonden-Tropopausen ist nur unwesentlich geringer. Etwas deutlicher sind die Unterschiede bei der Standardabweichung der Einzeldaten vom Monatsmittel. Diese liegt in Hoinka's Resultaten nochmals um 3 - 5 hPa niedriger als in den hier gefundenen, was vermutlich auf die stärkere Glättung des von Hoinka verwendeten Algorithmus zurückzuführen ist. Schließlich ist zu erwähnen, daß die Tropopausentemperaturen von Hoinka nach einem Interpolationsverfahren ähnlich Gl. (3.3) berechnet wurden, weshalb diese durchwegs etwas zu hoch sind. Bei der thermischen Tropopause sind die Unterschiede allgemein größer. Vor allem im antarktischen Winter, in dem auch die hier durchgeführte Auswertung schon deutliche Schwächen zeigt, sind Hoinka's Resultate noch weniger zufriedenstellend. Die Korrelation mit den Radiosonden-Tropopausen liegt unter 0,5, und die Mittelwerte des Tropopausendrucks sind um 25 - 30 hPa zu hoch.

## 3.2 Der mittlere Zustand der polaren Tropopause

In diesem Unterkapitel wird der mittlere Zustand der Tropopause in den Polargebieten behandelt. Als erstes werden in Kap. 3.2.1 polarstereographische Karten des Drucks und der Temperatur der PV-Tropopause (3,5 PVU) präsentiert. In 3.2.2 folgt dann ein Vergleich zur thermischen Tropopause. Dabei wird gezeigt, daß das thermische Kriterium für den Antarktischen Winter ungeeignet ist, während es im Sommer fast die gleichen Resultate wie das PV-Kriterium liefert. Kapitel 3.2.3 ist dem Jahresgang der Tropopause gewidmet. Dazu werden die Mittelwerte über die in Kap. 3.1.3 definierten Gebiete betrachtet, und es wird gezeigt, daß sich der Jahresgang des Tropopausendrucks insgesamt drei verschiedenen Mustern zuordnen läßt. Diese sind ein einfacher Jahresgang mit einem Maximum des Tropopausendrucks im Winter und einem Minimum im Sommer, ein doppelter Jahresgang mit Maxima im Frühling und Herbst und Minima im Sommer und Winter, und ein einfacher Jahresgang mit Maximum im Sommer und Minimum im Winter. Das Zustandekommen dieser Muster wird mit Hilfe des Temperaturverlaufes in der mittleren Troposphäre und in der unteren Stratosphäre diskutiert. In Kap. 3.2.4 wird die Stabilitätsstruktur der Tropopause besprochen, d. h. der mittlere Temperaturgradient unter und über der Tropopause bzw. die Schärfe der Tropopause. Schließlich wird in Kap. 3.2.5 ein Vergleich zum 1,6 PVU-Kriterium gezogen, und es werden mehrere Argumente dafür angeführt, daß 1,6 PVU ein zu niedriger Grenzwert für eine Tropopausendefinition ist.

### 3.2.1 Überblick über die PV-Tropopause in den Polargebieten

Um einen Überblick über die Tropopause in den Polargebieten zu geben, werden in diesem Abschnitt polarstereographische Karten des mittleren Tropopausendrucks, der mittleren Tropopausentemperatur, der Standardabweichung dieser beiden Größen und der mittleren potentiellen Tropopausentemperatur gezeigt. Alle Karten beziehen sich auf die 3,5 PVU-Tropopause und wurden aus den ERA-Daten der Jahre 1979-1993 berechnet. Für die Polargebiete beider Hemisphären werden die Monate Januar, April und Oktober gezeigt, außerdem für das Nordpolargebiet der Juli und für das Südpolargebiet der August. Das Kriterium für diese Auswahl ist, die Extremwerte des Jahresgangs möglichst vollständig zu erfassen. Beispielsweise werden die Monate April und Oktober gezeigt, weil der Jahresgang des Tropopausendrucks in weiten Teilen des Nordpolargebietes die Form einer Doppelwelle hat (s. a. Kap. 3.2.3), und im Südpolargebiet wird der August gezeigt, da dort sowohl die Extrema des Tropopausendrucks als auch die der Tropopausentemperatur im August und nicht im Juli auftreten.

Bei der Berechnung der Standardabweichung wird zwischen der Standardabweichung der Einzeldaten vom Monatsmittel und der Standardabweichung der einzelnen Monatsmittel vom 15-jährigen Mittel des jeweiligen Monats unterschieden. Damit soll sowohl die Variabilität der Tropopause im Zusammenhang mit synoptischskaligen Störungen als auch ihre Variabilität von Jahr zu Jahr erfaßt werden. Da die synoptischskalige Variabilität der Tropopause in Kap. 3.3 noch eingehend diskutiert wird, wird die an erster Stelle genannte Standardabweichung allerdings nur für den Tropopausendruck gezeigt. Die Information über die Variabilität von Jahr zu Jahr wird zusätzlich zur Abschätzung der Signifikanz lokaler Extrema in den Karten der Monatsmittelwerte verwendet. Unter der Voraussetzung, daß die betrachtete Größe normalverteilt ist, ist der sogenannte  $t$ -Test für eine derartige Signifikanzabschätzung geeignet (z. B. Schönwiese, 1992). In der einfachsten Form des  $t$ -Tests betrachtet man die Differenz  $\Delta$  der Mittelwerte zweier Stichproben. Die Signifikanz dieser Differenz hängt von der Anzahl der Stichprobenelemente  $n_1, n_2$  und der Standardabweichung innerhalb der Stichproben  $\sigma_1, \sigma_2$  ab. Falls  $\sigma_1 = \sigma_2 =: \sigma$  gilt, ist die Signifikanz der Mittelwertsdifferenz  $\Delta$  lediglich eine Funktion der Größe  $\frac{\sqrt{N}\Delta}{\sigma}$ , wobei  $N := n_1 + n_2 - 2$  die sogenannte Anzahl der Freiheitsgrade ist<sup>7</sup>. Für  $N = 28$  ergibt sich für  $\frac{\Delta}{\sigma} = 1$  ein Signifikanzniveau von knapp 99 %, ferner entsprechen  $\frac{\Delta}{\sigma} = 0,75$ ,  $\frac{\Delta}{\sigma} = 0,5$  und  $\frac{\Delta}{\sigma} = 0,25$  einer Signifikanz von 95%, 80% und 50%. An dieser Stelle sei jedoch darauf hingewiesen, daß hinsichtlich der Voraussetzung der Normalverteilung Bedenken bestehen. Der Datenumfang von 15 Elementen ist zwar zu gering, um mit Hilfe eines statistischen Tests festzustellen, ob die Monatsmittelwerte des Tropopausendrucks oder der Tropopausentemperatur normalverteilt sind, aber der optische Eindruck, den man beim Plotten dieser Mittelwerte erhält, spricht eher dagegen als dafür. Auf eine Angabe von Signifikanzniveaus wird in der folgenden Diskussion daher verzichtet. Die hier angegebenen Werte sollen lediglich als Anhaltspunkt dienen. Zu bemerken ist noch, daß die in Kap. 3.1.4 diskutierten systematischen Fehler, die bei der Berechnung der Tropopause aus den ERA-Daten auftreten, von geringer Bedeutung für die Signifikanz lokaler Extrema sind. Der Grund dafür ist, daß diese systematischen Fehler nur geringe regionale Unterschiede (ca. 2 - 3 hPa) aufweisen.

Da die nun folgenden polarstereographischen Karten aus Gründen der Übersichtlichkeit

---

<sup>7</sup>Falls zwischen den Elementen der Stichprobe eine Autokorrelation besteht, ergibt sich ein kleinerer Wert für  $N$ . Bei der hier betrachteten Größe (Monatsmittelwerte verschiedener Jahre) sollte dies jedoch nicht der Fall sein.

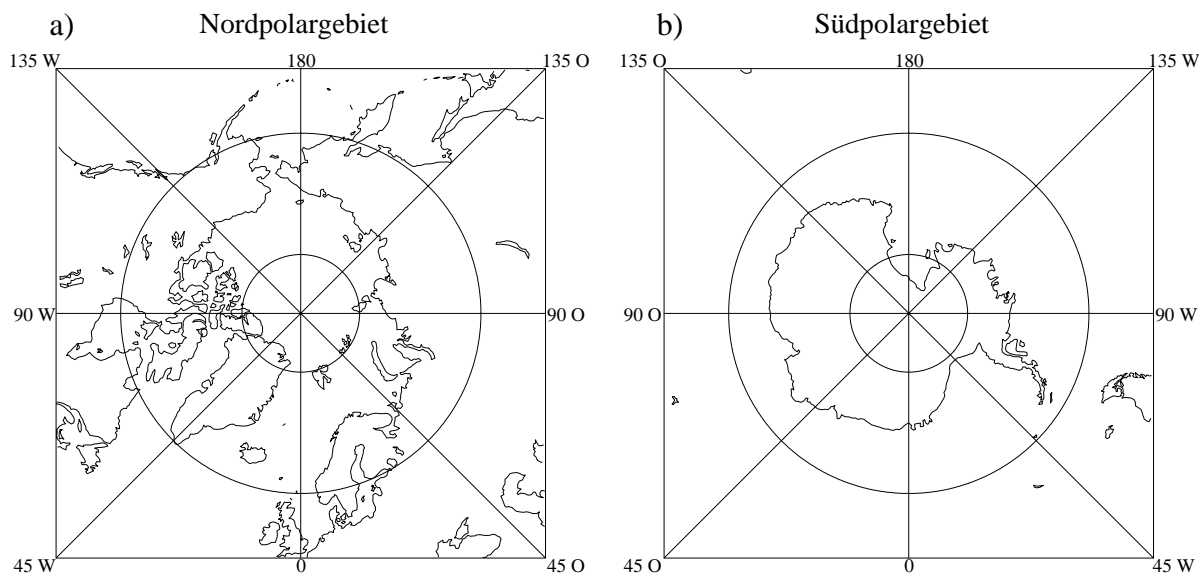


Abbildung 3.2: Küstenlinien und Gradnetz für die in den folgenden Abbildungen gezeigten polarstereographischen Karten. Die Kartenausschnitte umfassen in der Mitte der Kanten die Gebiete polwärts von  $50^\circ$  Breite, an den Ecken reichen sie bis  $40^\circ$  Breite. Neben den Meridianen sind die Breitenkreise für  $60^\circ$  und  $80^\circ$  eingezeichnet.

keine Küstenlinien enthalten, werden in Abb. 3.2 die Kartenausschnitte samt Küstenlinien separat gezeigt. Alle Karten umfassen in der Mitte der Kanten den Bereich zwischen  $50^\circ$  Breite und dem Pol, und an den Ecken reicht das überdeckte Gebiet bis etwa  $40^\circ$  Breite, wobei aber im folgenden die Daten äquatorwärts von  $45^\circ$  Breite ausgeblendet werden. Zur Orientierung sind die Breitenkreise für  $60^\circ$  und  $80^\circ$  und die Meridiane im Abstand von  $45^\circ$  eingezeichnet. Die senkrechte Linie kennzeichnet dabei in der unteren Bildhälfte den Nullmeridian und in der oberen Bildhälfte die Datumsgrenze, und die linke bzw. rechte Hälfte der waagrechten Linie entspricht in der Nordhemisphäre  $90^\circ\text{W}$  bzw.  $90^\circ\text{O}$ , in der Südhemisphäre ist es umgekehrt.

### Tropopausendruck

Die Felder des Tropopausendruckes sind für das Nordpolargebiet in Abb. 3.3 und für das Südpolargebiet in Abb. 3.4 dargestellt. Die Einzelbilder a), b), c), und d) zeigen jeweils die Monate Januar, April, Juli/August und Oktober. Zunächst werden die Ergebnisse für das Nordpolargebiet besprochen.

Im Januar ist der höchste Tropopausendruck des Polargebiets über Kanada zu finden, wo er zwischen  $300\text{ hPa}$  und  $310\text{ hPa}$  liegt. In den übrigen Regionen polwärts von  $60^\circ\text{N}$  liegt er allgemein zwischen  $270\text{ hPa}$  und  $290\text{ hPa}$ , wobei die niedrigsten Werte über Europa auftreten. Da die Variabilität von Jahr zu Jahr rund  $15 - 20\text{ hPa}$  beträgt (Abb. 3.6a) ist das Maximum über Kanada auf jeden Fall als signifikant zu betrachten. Für die lokalen Extrema über Sibirien gilt dies eher nicht. Die regionalen Unterschiede des Tropopausendruckes lassen sich im wesentlichen dadurch erklären, daß der Nordpolarwirbel im klimatologischen Mittel in Richtung Europa/Westsibirien verschoben ist. Daher ist die untere Stratosphäre über Europa und Westsibirien kälter und labiler als über Kanada, was zu einer höheren Tropopause bzw. zu einem niedrigeren Tropopausendruck führt. Eine ausführliche Diskussion dieser Frage folgt

## Tropopausendruck Nordpolargebiet

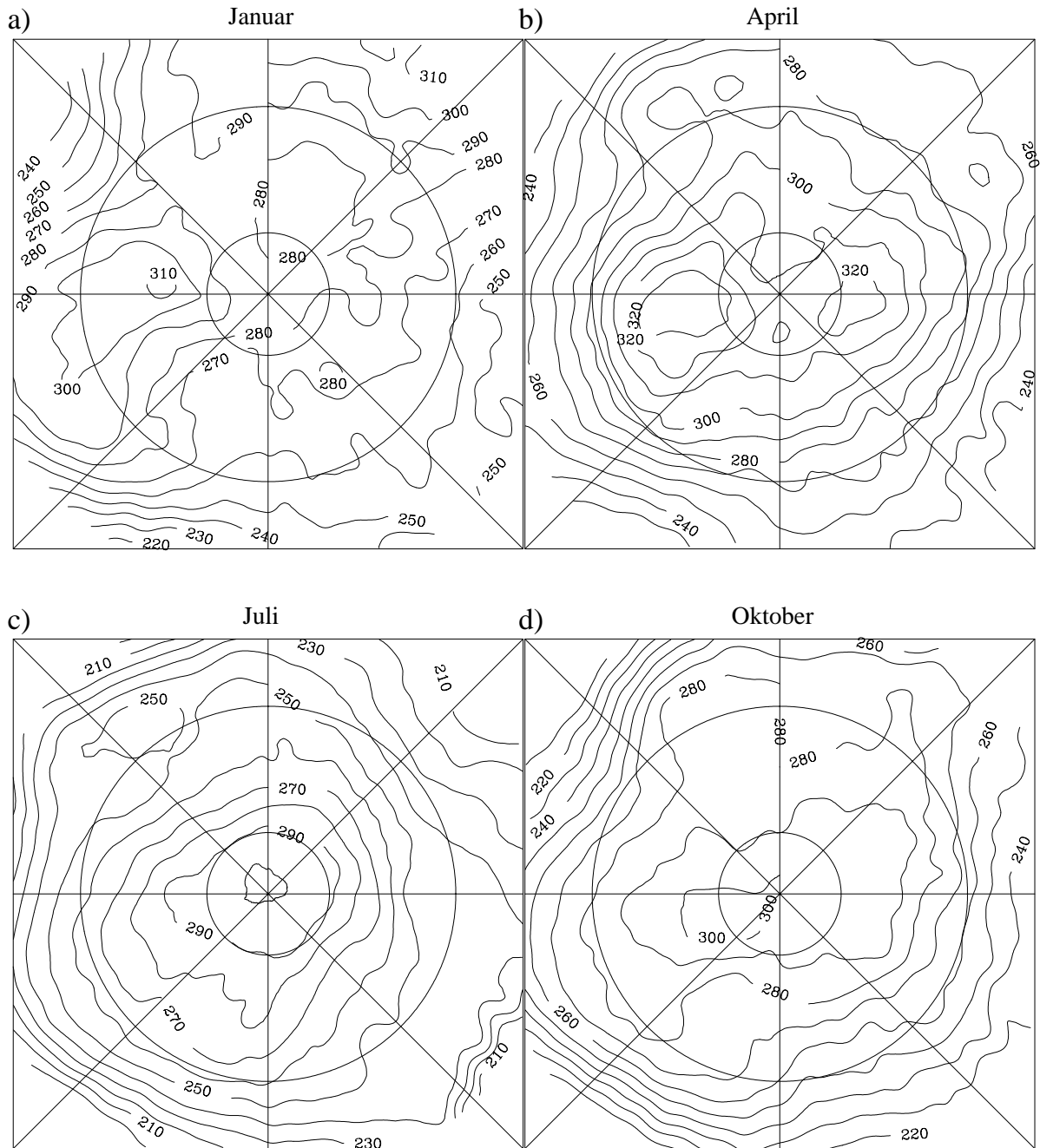


Abbildung 3.3: Tropopausendruck [hPa] im Nordpolargebiet im Mittel über die Jahre 1979-93. Der Isolinienabstand beträgt 10 hPa. Gezeigte Monate: a) Januar; b) April; c) Juli; d) Oktober.

## Tropopausendruck Südpolargebiet

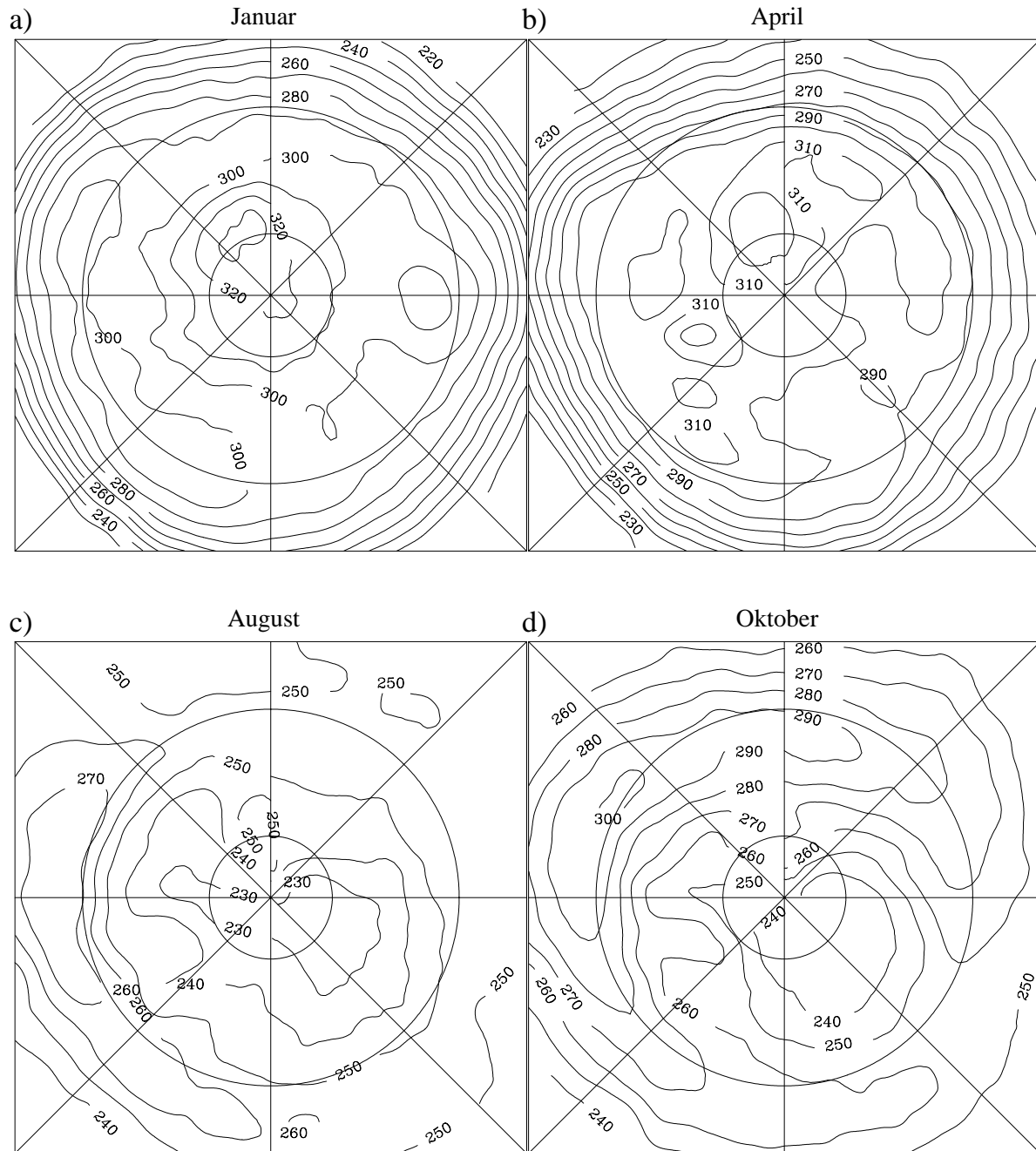


Abbildung 3.4: Tropopausendruck [hPa] im Südpolargebiet im Mittel über die Jahre 1979-93. Der Isolinienabstand beträgt 10 hPa. Gezeigte Monate: a) Januar; b) April; c) August; d) Oktober.

in Kap. 3.2.3. Zu den mittleren Breiten hin ist der Einfluß der Tröge und Rücken der quasistationären Rossbywellen gut zu erkennen. Die höchsten Tropopausendrucke treten dort jeweils über den Ostküsten der Kontinente auf, also dort, wo die Tröge liegen, und die niedrigsten Tropopausendrucke sind über Westeuropa und dem Ostpazifik anzutreffen. Daß die Extrema des Tropopausendrucks tatsächlich mit den Positionen der Tröge und Rücken zusammenfallen, läßt sich dabei der mittleren relativen Vorticity im Tropopausenniveau entnehmen (nicht gezeigt). Im zonalen Mittel liegt diese im Januar nördlich von  $50^\circ\text{N}$  bei ungefähr  $2 \times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ , was unter der Annahme starrer Rotation in  $50^\circ\text{N}$  einem Zonalwind von rund  $40\text{ms}^{-1}$  entspricht. Im Bereich der Maxima des Tropopausendrucks liegt sie hingegen doppelt so hoch, so daß die Identifikation dieser Gebiete als Tröge der Rossbywellen gerechtfertigt ist.

Im April wird in den meisten Regionen des Nordpolargebietes der höchste Tropopausendruck erreicht. Die höchsten Werte sind weiterhin über Kanada zu finden, wo der Tropopausendruck teilweise über 330 hPa beträgt, ein weiteres, mäßig signifikantes Maximum mit über 320 hPa liegt nun aber auch über Westsibirien. Vergleichsweise niedrig ist der Tropopausendruck weiterhin über Nordeuropa, aber auch dort ist er gegenüber Januar deutlich angestiegen. Zu den mittleren Breiten hin liegt der Tropopausendruck im April allerdings meist niedriger als im Januar. Da die Amplitude der quasistationären Rossbywellen kleiner ist als im Januar, ist dabei der Rückgang über den Ostküsten der Kontinente am größten. Lediglich über Europa ist ein leichter Anstieg des Tropopausendrucks zu verzeichnen.

Im Juli ist der Verlauf des Tropopausendrucks vergleichsweise zonal. Am höchsten sind die Werte nun mit rund 300 hPa am Nordpol, und nach Süden hin nimmt der Tropopausendruck kontinuierlich ab. In  $60^\circ\text{N}$  liegt er bei 240 hPa bis 260 hPa, und in  $50^\circ\text{N}$  bei 220 hPa bis 240 hPa. Da die Variabilität von Jahr zu Jahr im Juli bei nur 10 - 15 hPa liegt (Abb. 3.6b), sind diese Werte mit einer recht geringen Unsicherheit behaftet.

Im Oktober fallen vor allem die geringen Gradienten des Tropopausendrucks im Nordpolargebiet auf. In den meisten Gebieten nördlich von  $60^\circ\text{N}$  liegt der Tropopausendruck nun zwischen 280 hPa und 300 hPa, wobei das Maximum wie im Juli in Polnähe erreicht wird. Vor allem in Sibirien liegt er damit deutlich höher als im Juli, so daß sich im Jahresgang (s. Kap. 3.2.3) ein sekundäres Maximum ergibt.

In der Südhemisphäre verlaufen die Isolinien des Tropopausendrucks vor allem im Winter deutlich zonaler als im Norden, wo durch die Orographie quasistationäre Rossbywellen der Wellenzahl 2 angeregt werden. Nichtsdestotrotz ist am Rand des Südpolargebietes eine deutliche Wellenstruktur der Wellenzahl 1 zu erkennen, deren Trog meist zwischen  $0^\circ$  und  $135^\circ\text{O}$  liegt. Beim Vergleich mit der Küstenlinie der Antarktis (Abb. 3.2b) fällt auf, daß sich die Wellenstruktur des Tropopausendrucks weitgehend mit der Asymmetrie des antarktischen Kontinents deckt. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Troposphäre über dem antarktischen Inlandeis erheblich kälter ist als über dem Ozean. Die Geopotentialflächen in der oberen Troposphäre folgen somit ungefähr dem Verlauf des Kontinents.

Im Januar zeigt das Feld des Tropopausendrucks ein Maximum in Polnähe, wo Werte von rund 330 hPa erreicht werden. Zu den mittleren Breiten hin nimmt der Tropopausendruck ab, wobei im Vergleich zum Juli der Nordhemisphäre auffällt, daß sich der Gradient viel stärker auf die Gebiete äquatorwärts von  $60^\circ$  Breite konzentriert. Bis zum April ändert sich nichts Wesentliches, lediglich die Zahl der lokalen Extrema polwärts von  $60^\circ\text{S}$  nimmt zu. Da die Standardabweichung des Tropopausendrucks nur wenig niedriger als im Nordpolargebiet ist (Abb. 3.6c), ist die Signifikanz der durch eine Isolinie repräsentierten lokalen Extrema eher

fraglich. Die durch zwei Isolinien repräsentierten Extrema sind jedoch als signifikant anzusehen.

Im August ist die Verteilung des Tropopausendruckes dramatisch anders als im Sommer und auch völlig anders als im Nordwinter. Nun ist der Tropopausendruck am Pol rund 100 hPa niedriger als im Sommer, und auch der meridionale Gradient hat sich umgekehrt. Dieser überraschende Jahresgang läßt sich dadurch erklären, daß in der Antarktis der Jahresgang der Temperatur in der unteren Stratosphäre viel größer ist als in der Troposphäre. Die nähere Diskussion hierzu folgt ebenfalls in Kap. 3.2.3. Im Oktober liegt der Tropopausendruck allgemein etwas höher als im Juli, aber am Muster des Tropopausendruckes hat sich nicht viel geändert. Das Tropopausendruckminimum liegt weiter über der Antarktis, nur das Wellenmuster im Bereich von 60°S hat sich etwas verschoben.

Somit zeigt auch der Vergleich zwischen Frühling und Herbst einen großen Unterschied zwischen den beiden Polargebieten. Im Norden ist zwar der Tropopausendruck im April allgemein etwas höher als im Oktober, und auch der Gradient im Polargebiet ist im April etwas größer, aber ansonsten sind die Muster recht ähnlich. Im Südpolargebiet zeigen April und Oktober dagegen überhaupt keine Ähnlichkeit. In Abb. 3.7 und 3.8 wird gezeigt, daß für die Tropopausentemperatur die gleiche Aussage gilt. Der Hauptgrund für diese Unterschiede zwischen Frühling und Herbst ist in der unterschiedlichen Stabilität der Polarwirbel zu suchen. Im Norden bricht der Polarwirbel allgemein zwischen Februar und März zusammen (s. Kap. 2.4), so daß sich die Stratosphäre im April meist schon in der Sommerzirkulation befindet<sup>8</sup>. Im Süden löst sich der Polarwirbel dagegen erst im Laufe des Novembers auf, wobei darauf hinzuweisen ist, daß dies auch schon vor dem Auftreten des antarktischen Ozonloches der Fall war. Im Oktober ist zwar ein Trend zur Abkühlung der unteren Stratosphäre und auch der Tropopausenregion zu erkennen (s. Kap. 4.3.4), aber dieser entspricht lediglich einer Verzögerung der Frühjahrserwärmung um ein bis zwei Wochen.

### Standardabweichung des Tropopausendruckes

Bei der Standardabweichung des Tropopausendruckes wird zwischen zwei verschiedenen Zeitskalen unterschieden. Zum einen wird die Standardabweichung der Einzeldaten des Tropopausendruckes (1 Datenpunkt pro Tag) vom jeweiligen Monatsmittel betrachtet. Die Berechnung erfolgt für jeden Monat  $M$  gemäß der Formel

$$\sigma_{p_{TP}}^T = \frac{1}{N_J} \sum_{J=1979}^{1993} \sqrt{\frac{1}{T_M - 1} \sum_{i=1}^{T_M} (p_{TP_{i,J}} - \bar{p}_{TP_J}^M)^2}. \quad (3.13)$$

$N_J$  bezeichnet dabei die Anzahl der vorhandenen Jahre ( $N_J = 15$ ),  $T_M$  die Anzahl der Tage des Monats  $M$ ,  $p_{TP_{i,J}}$  die Einzeldaten des Tropopausendruckes und  $\bar{p}_{TP_J}^M$  das Mittel des Tropopausendruckes über den Monat  $M$  des Jahres  $J$ . Der hochgesetzte Index  $T$  in  $\sigma_{p_{TP}}^T$  soll anzeigen, daß die Variabilität von Tag zu Tag betrachtet wird. Zum anderen wird die Standardabweichung der einzelnen Monatsmittel vom Mittel des jeweiligen Monats über alle Jahre berechnet, also

$$\sigma_{p_{TP}}^J = \sqrt{\frac{1}{N_J - 1} \sum_{J=1979}^{1993} (\bar{p}_{TP_J}^M - \bar{p}_{TP_M})^2}. \quad (3.14)$$

<sup>8</sup>In den letzten Jahren erfolgte die Umstellung auf die Sommerzirkulation aufgrund des Ausbleibens der großen Stratosphärenenerwärmungen meist etwas später. Für die Jahre 1979-1993 gilt die Aussage jedoch.



## Standardabweichung einzelne Tage - Monatsmittel, Tropopausendruck

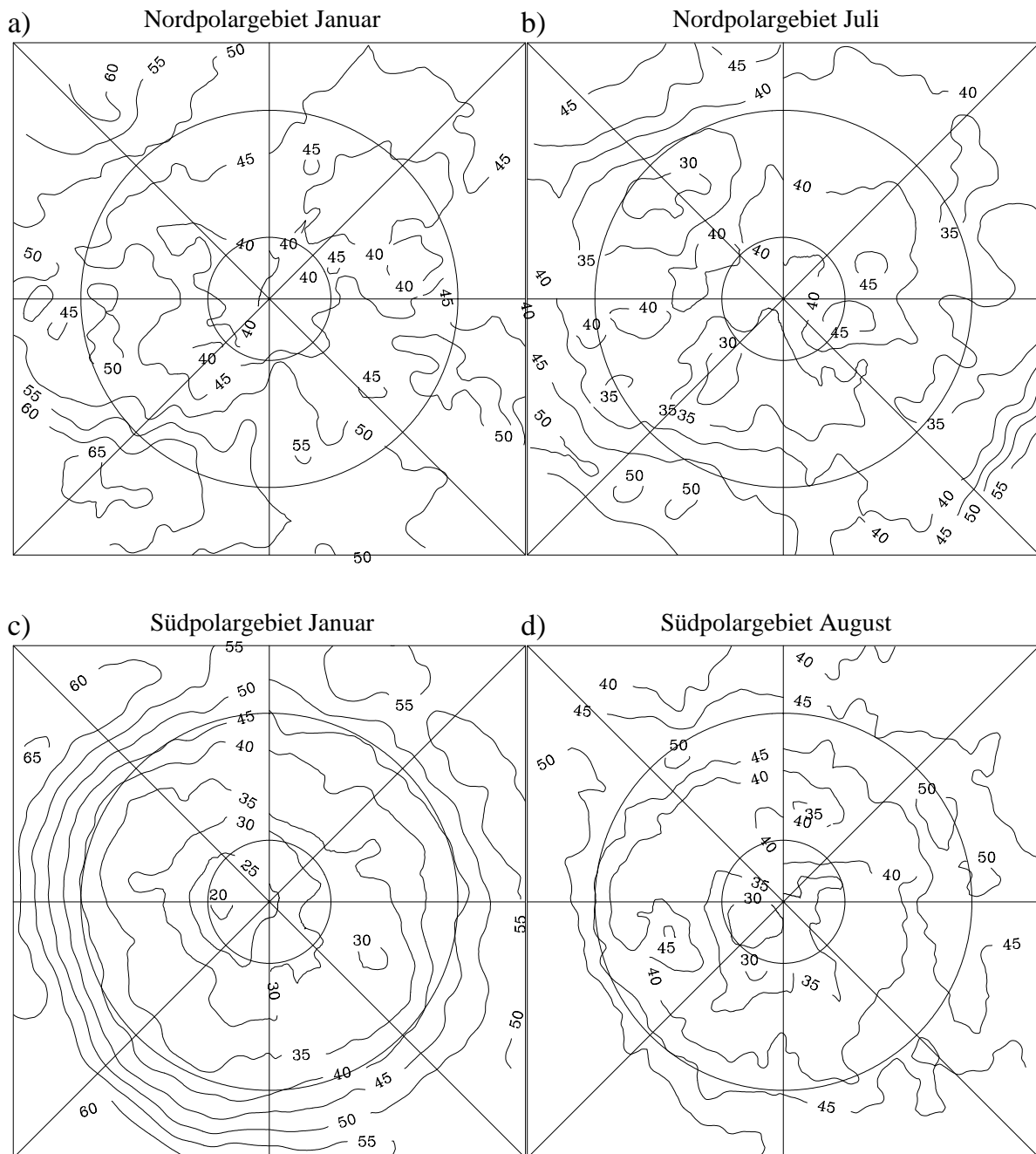


Abbildung 3.5: Standardabweichung  $\sigma_{p_{TP}}^T$  des Tropopausendruck [hPa], berechnet nach Gl. (3.13). Der Isolinienabstand beträgt 5 hPa.

- a) Januar, Nordpolargebiet;
- b) Juli, Nordpolargebiet;
- c) Januar, Südpolargebiet;
- d) August, Südpolargebiet.

## Standardabweichung Monatsmittel - Gesamtmittel, Tropopausendruck

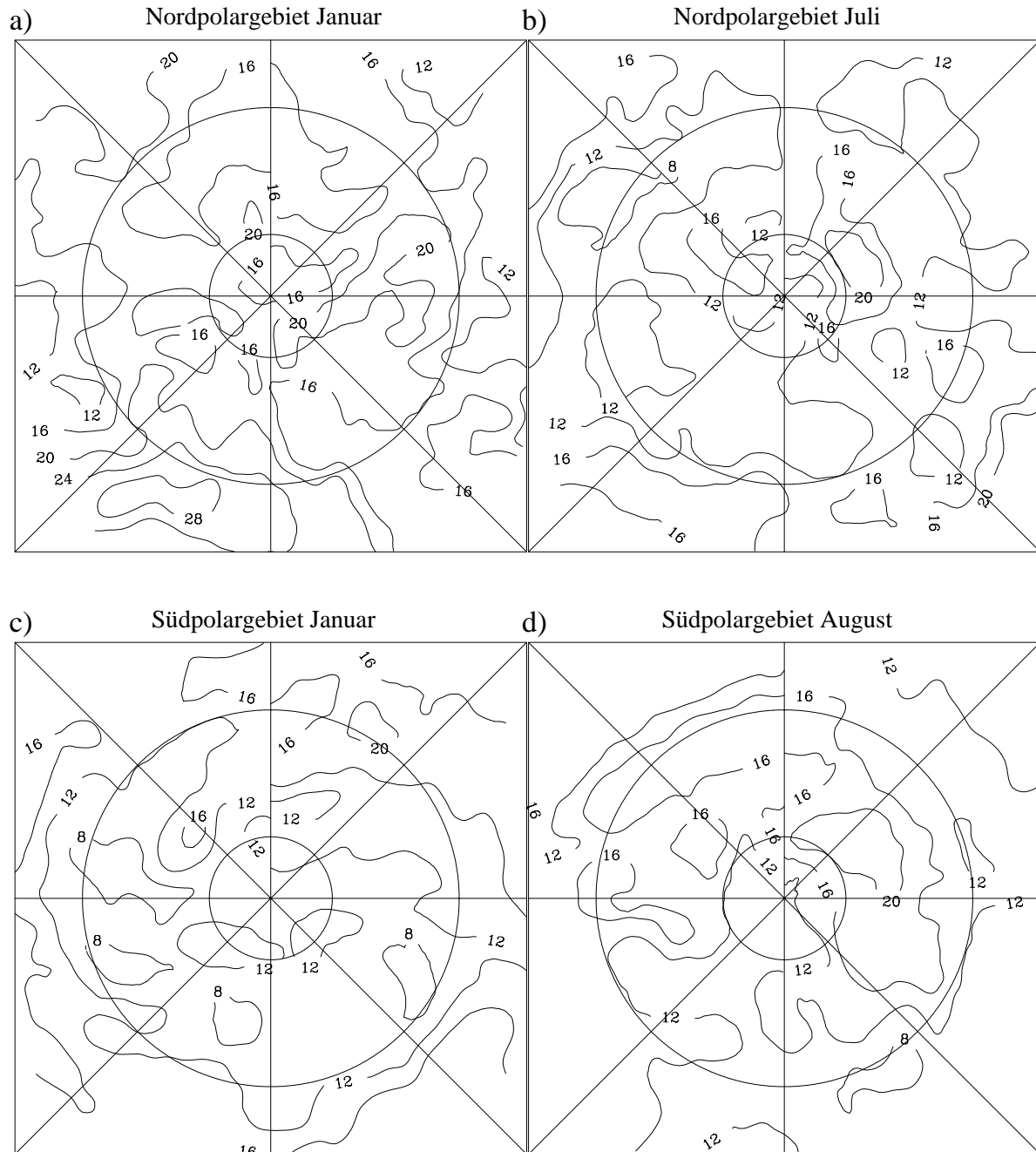


Abbildung 3.6: Standardabweichung  $\sigma_{p_{TP}}^J$  des Tropopausendruck [hPa], berechnet nach Gl. (3.14). Der Isolinienabstand beträgt 4 hPa.

- a) Januar, Nordpolargebiet;
- b) Juli, Nordpolargebiet;
- c) Januar, Südpolargebiet;
- d) August, Südpolargebiet.

$\bar{p}_{TPM}$  bezeichnet darin das über alle Jahre gemittelte Monatsmittel des Tropopausendrucks (diese Größe ist in Abb. 3.3 und 3.4 dargestellt), und die Bezeichnung  $\sigma_{p_{TP}}^J$  zeigt an, daß die Variabilität von Jahr zu Jahr betrachtet wird.

Für beide Standardabweichungen werden nur die Monate Januar und Juli bzw. August besprochen, da diese die wesentliche Information enthalten. Die Felder der Größe  $\sigma_{p_{TP}}^T$  werden in Abb. 3.5, die der Größe  $\sigma_{p_{TP}}^J$  in Abb. 3.6 präsentiert. Die Teilabbildungen a) und b) zeigen jeweils die Felder des Nordpolargebietes, c) und d) die des Südpolargebietes. Zunächst wird die synoptischskalige Variabilität der Tropopause, also die Größe  $\sigma_{p_{TP}}^T$ , diskutiert.

Im Januar sind im Nordpolargebiet ein Minimum der Standardabweichung  $\sigma_{p_{TP}}^T$  in Polnähe und Maxima im Bereich der Tiefdruckzugbahnen über dem Atlantik und Pazifik zu erkennen. Im Bereich des Minimums liegen die Werte knapp über 35 hPa, ansonsten nördlich von 60°N meist zwischen 40 hPa und 45 hPa, südlich von 60°N über den Kontinenten zwischen 45 hPa und 50 hPa und über den Ozeanen zwischen 50 hPa und 65 hPa. Es sei erwähnt, daß die zahlreichen lokalen Extrema, die lediglich durch eine Isolinie repräsentiert sind, nicht als signifikant einzustufen sind. Die Variabilität der Größe  $\sigma_{p_{TP}}^T$  von Jahr zu Jahr beträgt allgemein zwischen 8 und 12 hPa (nicht gezeigt). Im Bereich der Tiefdruckzugbahnen fällt auf, daß die Maxima der Standardabweichung nicht mit den Trogachsen der Rossbywellen bzw. den Maxima des Tropopausendrucks zusammenfallen. Vielmehr liegen sie weiter östlich, vor allem über dem Pazifik. Dies liegt im wesentlichen daran, daß im Bereich der Tröge an den Ostseiten der Kontinente die Zentren der Tiefdruckzugbahnen weiter südlich verlaufen und somit nicht mehr in der Abbildung enthalten sind (vgl. Hoinka, 1998, Fig. 4). Eine Rolle dürfte aber auch die Tatsache spielen, daß im Bereich der Tröge, die durch sehr hohe Baroklinität gekennzeichnet sind, viele Tiefdruckgebiete entstehen, die jedoch erst weiter östlich ihre maximale Amplitude erreichen.

Im Juli ist die Variabilität des Tropopausendrucks allgemein niedriger als im Januar, die niedrigsten Werte treten nun aber nicht in Polnähe auf, sondern über den Kontinenten nördlich von 55°N, wo sie allgemein zwischen 30 hPa und 35 hPa liegen. Die höchsten Werte sind wieder über den Ozeanen zu finden, wo sie 45 hPa bis 50 hPa erreichen.

Im Südpolargebiet treten bei  $\sigma_{p_{TP}}^T$  – wie schon beim mittleren Tropopausendruck – deutliche Unterschiede zum Nordpolargebiet zutage. Das Minimum der Standardabweichung liegt dort im Winter und im Sommer in Polnähe und ist mit 20 hPa im Januar und 30 hPa im August deutlich niedriger als im Norden. Weiter fällt auf, daß der meridionale Gradient der Standardabweichung im Sommer erheblich höher als im Winter ist – im Nordpolargebiet ist eher das Gegenteil der Fall. Im Januar liegen die Werte in den südlichen Mittelbreiten bei 55 hPa bis 60 hPa, während sie im August nur bei 40 hPa bis 50 hPa liegen.

Die Variabilität der Tropopause von Jahr zu Jahr ist generell deutlich geringer als ihre synoptischskalige Variabilität. Typische Werte der Größe  $\sigma_{p_{TP}}^J$  liegen bei 10 - 20 hPa (Abb. 3.6). Dennoch zeigen die regionalen und jahreszeitlichen Unterschiede dieser Größe einige Ähnlichkeiten mit  $\sigma_{p_{TP}}^T$ . Ebenso wie  $\sigma_{p_{TP}}^T$  ist  $\sigma_{p_{TP}}^J$  im Sommer niedriger als im Winter und im Südpolargebiet niedriger als im Nordpolargebiet. Im Nordpolargebiet liegt zudem das Maximum von  $\sigma_{p_{TP}}^J$  ebenfalls über dem Atlantik. Letzteres ist vermutlich auf den Einfluß der planetaren Wellen zurückzuführen, die gerade über dem Atlantik eine recht große Amplitude erreichen können und außerdem über längere Zeit hinweg quasistationär bleiben können. Befindet sich ein ausgeprägter Trog über dem Atlantik, ist der Tropopausendruck niedriger, als

wenn die Strömung eher zonal verläuft. Auf eine Diskussion weiterer Einzelheiten wird verzichtet, da eine Signifikanzabschätzung der zahlreichen lokalen Maxima und Minima, die hierfür erforderlich wäre, kaum möglich ist.

### Tropopausentemperatur

Die Felder der Tropopausentemperatur werden wieder für alle eingangs genannten Monate präsentiert. Abb. 3.7 und 3.8 zeigen die Ergebnisse für das Nord- bzw. Südpolargebiet, und die Anordnung der Einzelbilder entspricht der in Abb. 3.3 und 3.4. Es werden ausschließlich die Werte der in (3.4) definierten extrapolierten Tropopausentemperatur gezeigt, da diese besser mit den aus den Radiosondendaten bestimmten Tropopausentemperaturen übereinstimmen als die interpolierte Temperatur (3.3).

Im Winter des Nordpolargebiets spiegelt sich an der Tropopausentemperatur ebenso wie schon am Tropopausendruck die Tatsache wider, daß der Polarwirbel im Mittel in Richtung Europa/Westsibirien verschoben ist. Während dort die Tropopausentemperatur nördlich von  $60^\circ\text{N}$  allgemein zwischen  $-62^\circ\text{C}$  und  $-64^\circ\text{C}$  liegt, erreicht sie über Alaska und Kanada in  $60^\circ\text{N}$  schon  $-57^\circ\text{C}$  bis  $-59^\circ\text{C}$ . In den mittleren Breiten ist wieder das Muster der Tröge und Rücken der planetaren Wellen zu erkennen. Allgemein ist die Tropopause im Bereich der Tröge, wo sie tief liegt, wärmer als im Bereich der Rücken. Über dem Pazifik fällt allerdings auf, daß die höchsten Tropopausentemperaturen nicht über dem Westpazifik erreicht werden, sondern erst östlich der Datumsgrenze. Ein möglicher Erklärungsansatz hierfür wäre, daß die von Sibirien auf den Pazifik strömende Luft in der Troposphäre sehr kalt ist und sich dann über dem Ozean allmählich erwärmt. Eine Signifikanzabschätzung für lokale Extrema erübrigt sich, da das Feld der Tropopausentemperatur im Januar kaum kleinskalige Strukturen zeigt. Es sei allerdings bemerkt, daß die Position des absoluten Temperaturminimums über Grönland nicht als gesichert zu betrachten ist. Da  $\sigma_{TP}^J$  bei 2 - 3 K liegt (Abb. 3.9a) und die Tropopausentemperatur im Bereich des Polarwirbels kaum Gradienten aufweist, erscheint es durchaus möglich, daß das Temperaturminimum bei einem anderen oder längeren Mittelungszeitraum an einer anderen Position läge.

Der April zeichnet sich sowohl im Polargebiet als auch in den mittleren Breiten durch sehr geringe Gradienten der Tropopausentemperatur aus. Die Temperaturen liegen allgemein zwischen  $-53^\circ\text{C}$  und  $-58^\circ\text{C}$ , wobei die höchsten Temperaturen über Kanada und dem Ostpazifik und die tiefsten über Ostsibirien zu finden sind. Bemerkenswert sind die geringen Unterschiede zwischen April und Oktober. Die Temperaturdifferenzen zwischen diesen beiden Monaten liegen fast nirgends über  $2^\circ\text{C}$ , und auch die Positionen der Extrema unterscheiden sich nur wenig voneinander. Lokale Extrema, die durch mehr als eine Isolinie repräsentiert sind, sind dabei auf jeden Fall als signifikant zu betrachten, da  $\sigma_{TP}^J$  im April und Oktober nur bei rund 1,5 K liegt (nicht gezeigt).

Im Juli sind die Gradienten der Tropopausentemperatur nicht viel kleiner als im Januar, allerdings ist es nun über dem Pol mit  $-48^\circ\text{C}$  am wärmsten, und nach Süden hin nimmt die Temperatur weitgehend kontinuierlich ab. Eine Ausnahme davon bildet die dipolartige Struktur, die im Bereich Alaska/Ostpazifik zu erkennen ist. Da  $\sigma_{TP}^J$  auch im Juli bei rund 1,5 K liegt (Abb. 3.9b), ist diese Dipolstruktur als signifikant zu betrachten. Eine Erklärung für ihr Zustandekommen kann allerdings nicht gegeben werden. Ansonsten sind die zonalen Unterschiede der Tropopausentemperatur – ebenso wie die des Tropopausendrucks – recht gering.

## Tropopausentemperatur Nordpolargebiet

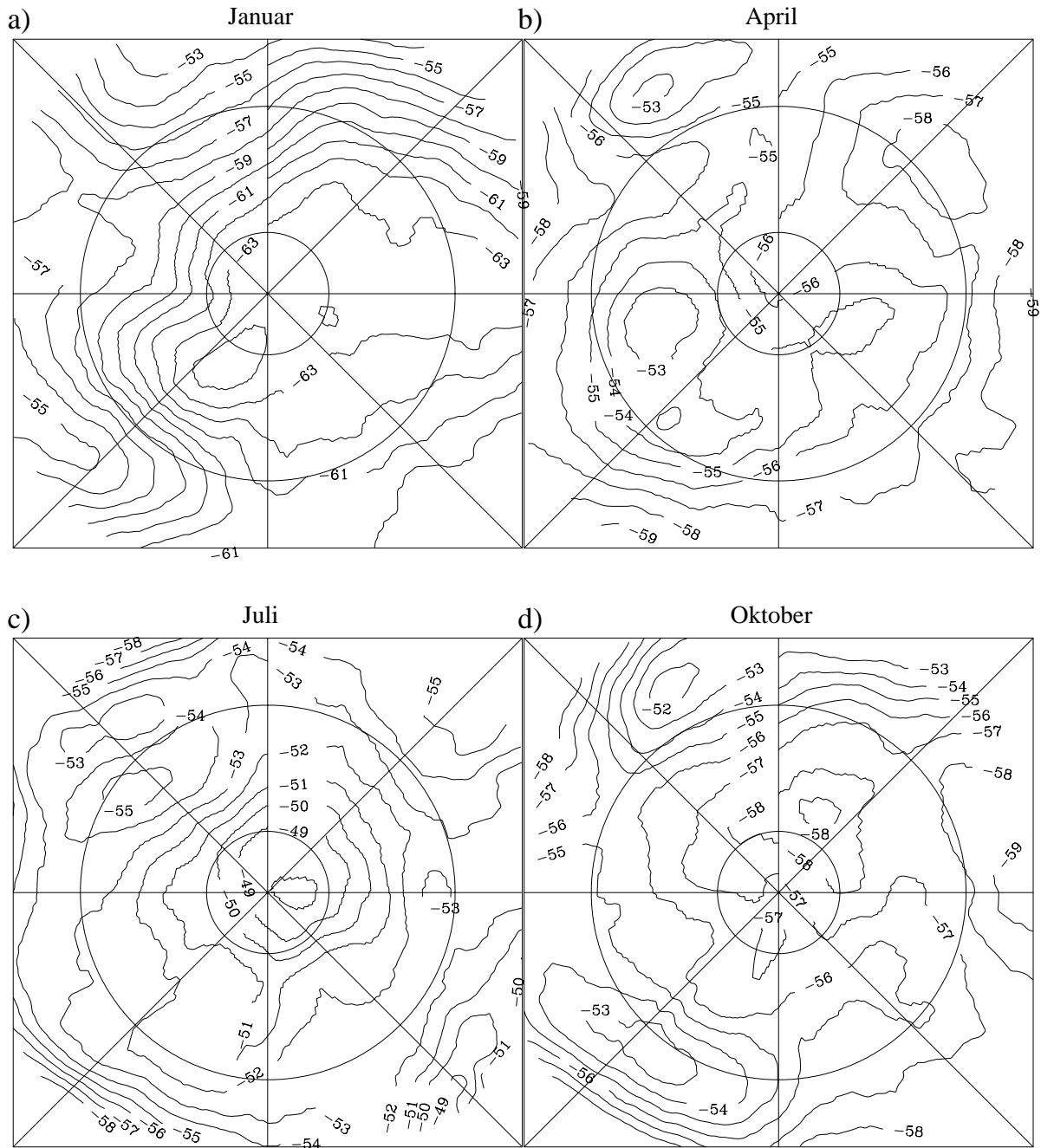


Abbildung 3.7: Tropopausentemperatur [°C] im Nordpolargebiet im Mittel über die Jahre 1979-93. Der Isolinienabstand beträgt 1°C. Gezeigte Monate: a) Januar; b) April; c) Juli; d) Oktober.

## Tropopausentemperatur Südpolargebiet

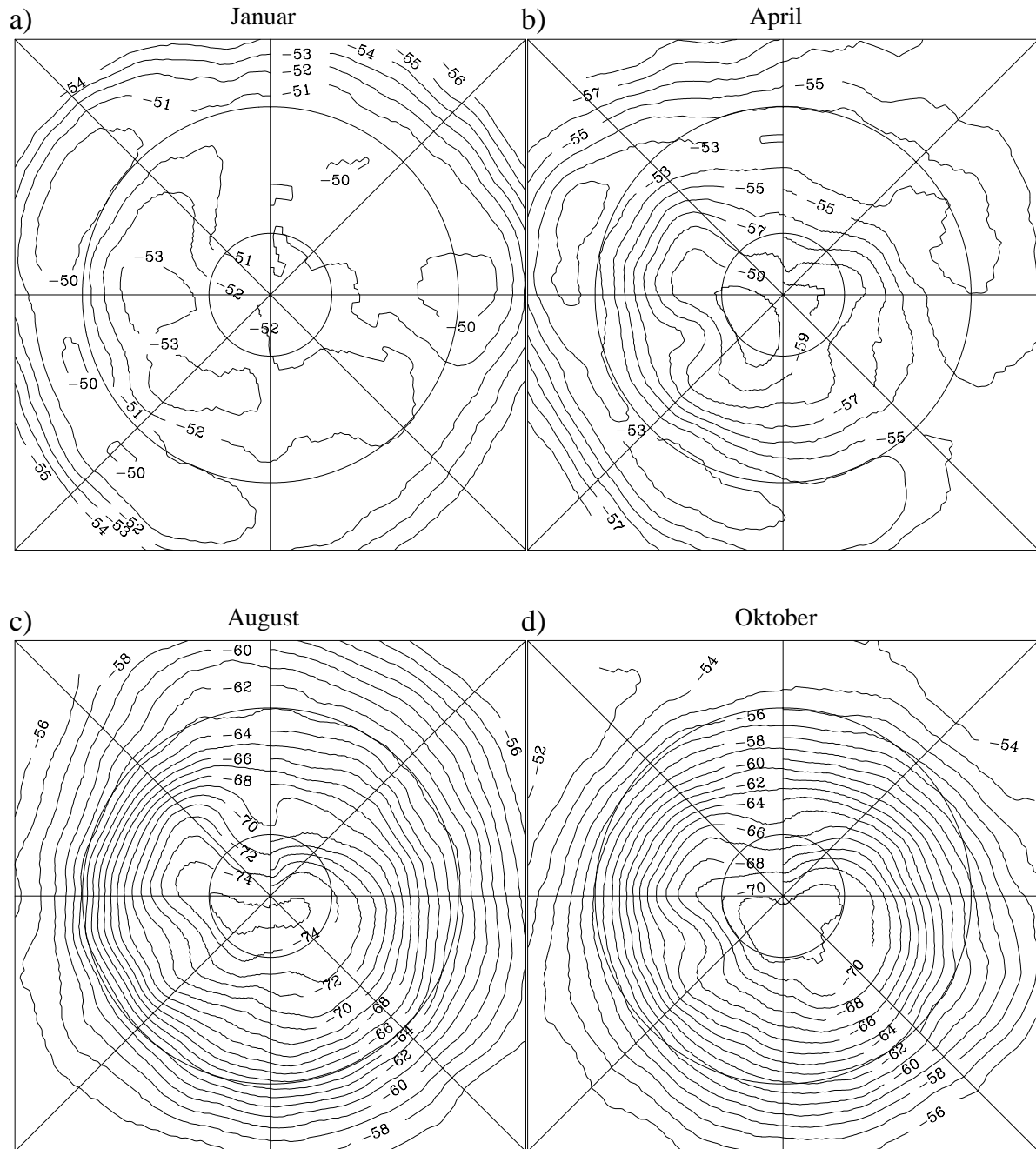


Abbildung 3.8: Tropopausentemperatur [°C] im Südpolargebiet im Mittel über die Jahre 1979-93. Der Isolinienabstand beträgt 1°C. Gezeigte Monate: a) Januar; b) April; c) August; d) Oktober.

## Standardabweichung Monatsmittel - Gesamtmittel, Tropopausentemperatur

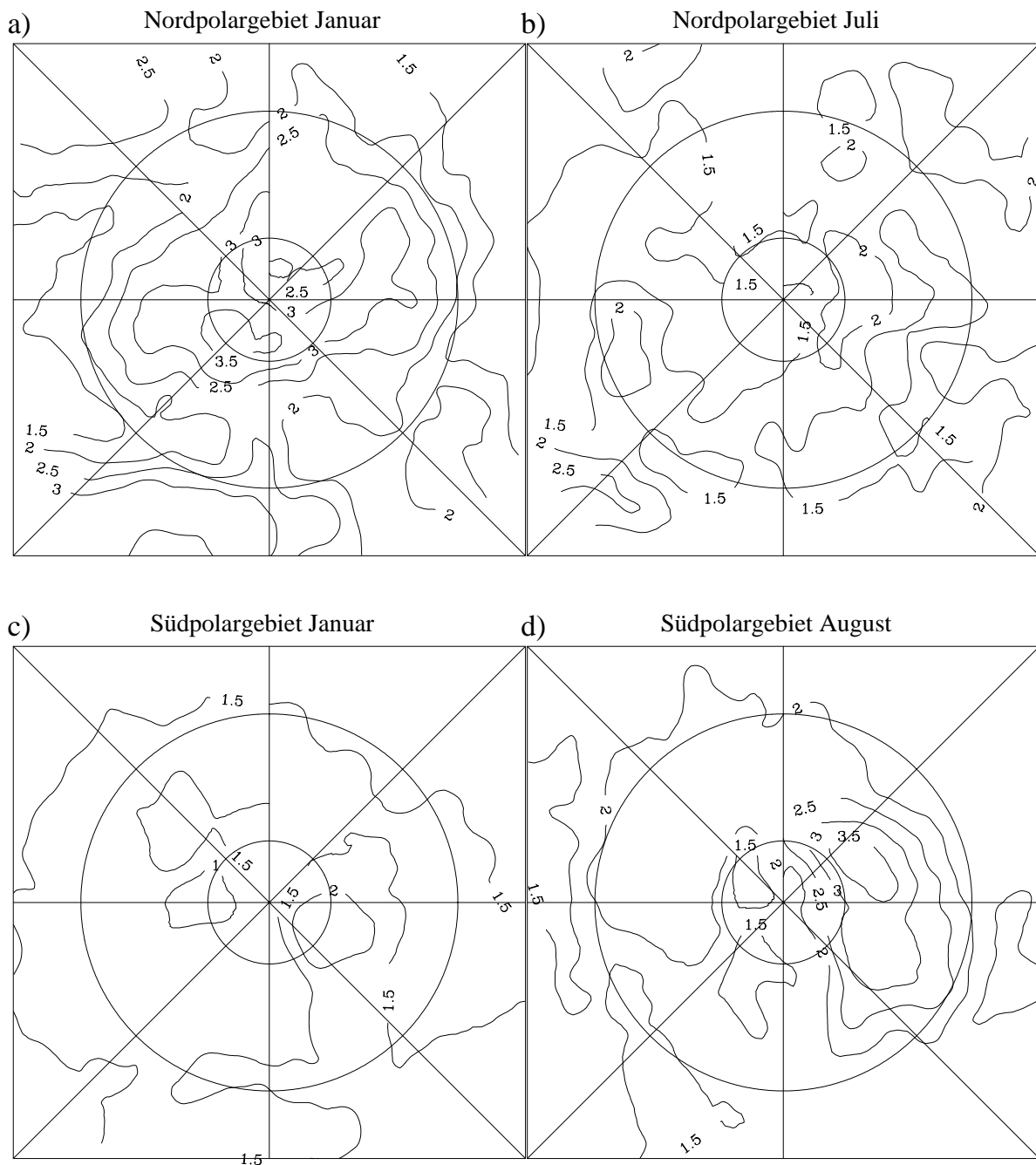


Abbildung 3.9: Standardabweichung  $\sigma_{T_{TP}}^J$  der Tropopausentemperatur [K], berechnet analog zu Gl. (3.14). Der Isolinienabstand beträgt 0,5 K.

- a) Januar, Nordpolargebiet;
- b) Juli, Nordpolargebiet;
- c) Januar, Südpolargebiet;
- d) August, Südpolargebiet.

Im Südpolargebiet treten auch bei der Tropopausentemperatur gravierende Unterschiede zum Nordpolargebiet zutage. Im Sommer und Herbst (der jeweiligen Hemisphäre) sind diese relativ gering, im Winter und Frühling jedoch gewaltig. Im Januar fällt vor allem auf, daß das Temperaturmaximum von  $-50^{\circ}\text{C}$  nicht über dem Pol liegt, sondern sich über weite Teile des Subpolargebietes erstreckt. Über dem antarktischen Kontinent ist die Tropopausentemperatur hingegen aufgrund der tiefen Troposphärentemperatur ein paar Grad niedriger. Diese Unterschiede sind als signifikant zu betrachten, denn  $\sigma_{T_{TP}}^J$  liegt im antarktischen Sommer nur bei rund 1,5 K (Abb. 3.9c). Im April liegt die Tropopausentemperatur in Polnähe mit  $-60^{\circ}\text{C}$  immer noch nur wenig unter der des Nordpols im Oktober, der meridionale Gradient der Tropopausentemperatur ist jedoch größer, da es in den südlichen Mittelbreiten gegenüber Januar noch kaum abgekühlt hat. Bemerkenswert ist hier aber vor allem der Vergleich zum Tropopausendruck. Wie oben erwähnt, verändert sich dieser zwischen Januar und April fast nicht, während die Temperatur aber um rund 8 Grad zurückgeht. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Temperaturänderungen in der Troposphäre und in der Stratosphäre bis April fast gleich sind (Näheres dazu in Kap. 3.2.3).

Völlig anders ist die Situation im August und Oktober. Die Tropopause liegt nun nicht nur vergleichsweise hoch, sondern sie ist auch extrem kalt. Im August liegt die Tropopausentemperatur in Polnähe bei  $-75^{\circ}\text{C}$ , im Oktober immerhin noch bei  $-72^{\circ}\text{C}$ . In beiden Monaten fällt zudem der enorme Meridionalgradient auf, der teilweise dreimal so groß ist wie im Nordwinter. Wie schon beim Tropopausendruck ist außerdem der Vergleich zwischen April und Oktober sehr interessant. Über der Antarktis ist die Tropopause im Oktober um über 10 Grad kälter als im April, im Nordpolargebiet beträgt der Unterschied – wie gesagt – nicht einmal 2 Grad. Eine Signifikanzabschätzung erübrigt sich angesichts der enormen Gradienten.

### Standardabweichung der Tropopausentemperatur

Die Untersuchung der Variabilität der Tropopausentemperatur beschränkt sich auf die Variabilität von Jahr zu Jahr, die für die eben durchgeführte Signifikanzabschätzung in Abb. 3.7 und 3.8 benötigt wird. Die entsprechende Standardabweichung  $\sigma_{T_{TP}}^J$ , die analog zu Gl. (3.14) berechnet wird, ist in Abb. 3.9 dargestellt. In Kap. 3.3.2 und 3.3.3 wird gezeigt, daß die synoptischskalige Variabilität der Tropopausentemperatur in engem Zusammenhang mit der Auslenkung der Tropopause aus ihrer mittleren Position steht. Auf eine separate Diskussion der Größe  $\sigma_{T_{TP}}^T$  kann daher verzichtet werden.

Wie bereits erwähnt, liegen typische Werte von  $\sigma_{T_{TP}}^J$  im Nordpolarwinter zwischen 2 und 3 K und im Sommer beider Polargebiete bei rund 1,5 K. Im Antarktischwinter liegt  $\sigma_{T_{TP}}^J$  meist um 2 K, nur ein relativ kleiner Teil der Antarktis weist höhere Werte auf. Damit ähneln die regionalen und jahreszeitlichen Unterschiede von  $\sigma_{T_{TP}}^J$  denen von  $\sigma_{p_{TP}}^J$  (s. Abb. 3.6). Auf eine weitergehende Diskussion wird auch hier verzichtet.

### Potentielle Tropopausentemperatur

Zum Abschluß wird in Abb. 3.10 und 3.11 die Verteilung der potentiellen Tropopausentemperatur vorgestellt. Die Anordnung der Einzelbilder entspricht wieder der in Abb. 3.3 und 3.4. Da die potentielle Tropopausentemperatur in einigen theoretischen Arbeiten zur Tropopause (z. B. Juckes, 1994, 1998) eine wichtige Rolle spielt und aufgrund des Einflusses des Druckes



## Potentielle Tropopausentemperatur Nordpolargebiet

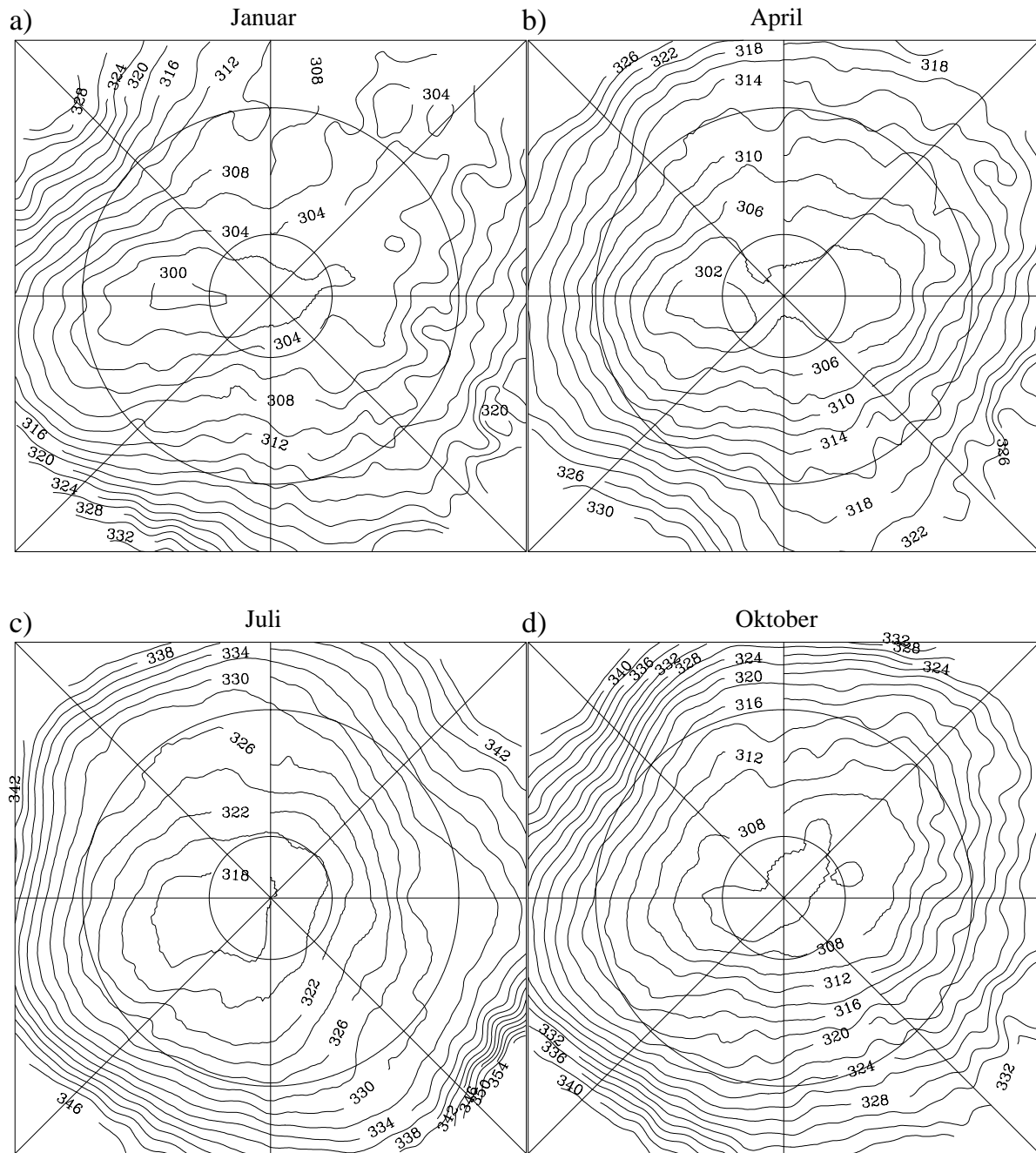


Abbildung 3.10: Potentielle Tropopausentemperatur [K] im Nordpolargebiet im Mittel über die Jahre 1979-93. Der Isolinienabstand beträgt im Unterschied zu Abb. 3.7 und 3.8 2 K, um die Lesbarkeit der Beschriftung zu gewährleisten. Gezeigte Monate: a) Januar; b) April; c) Juli; d) Oktober.

### Potentielle Tropopausentemperatur Südpolargebiet

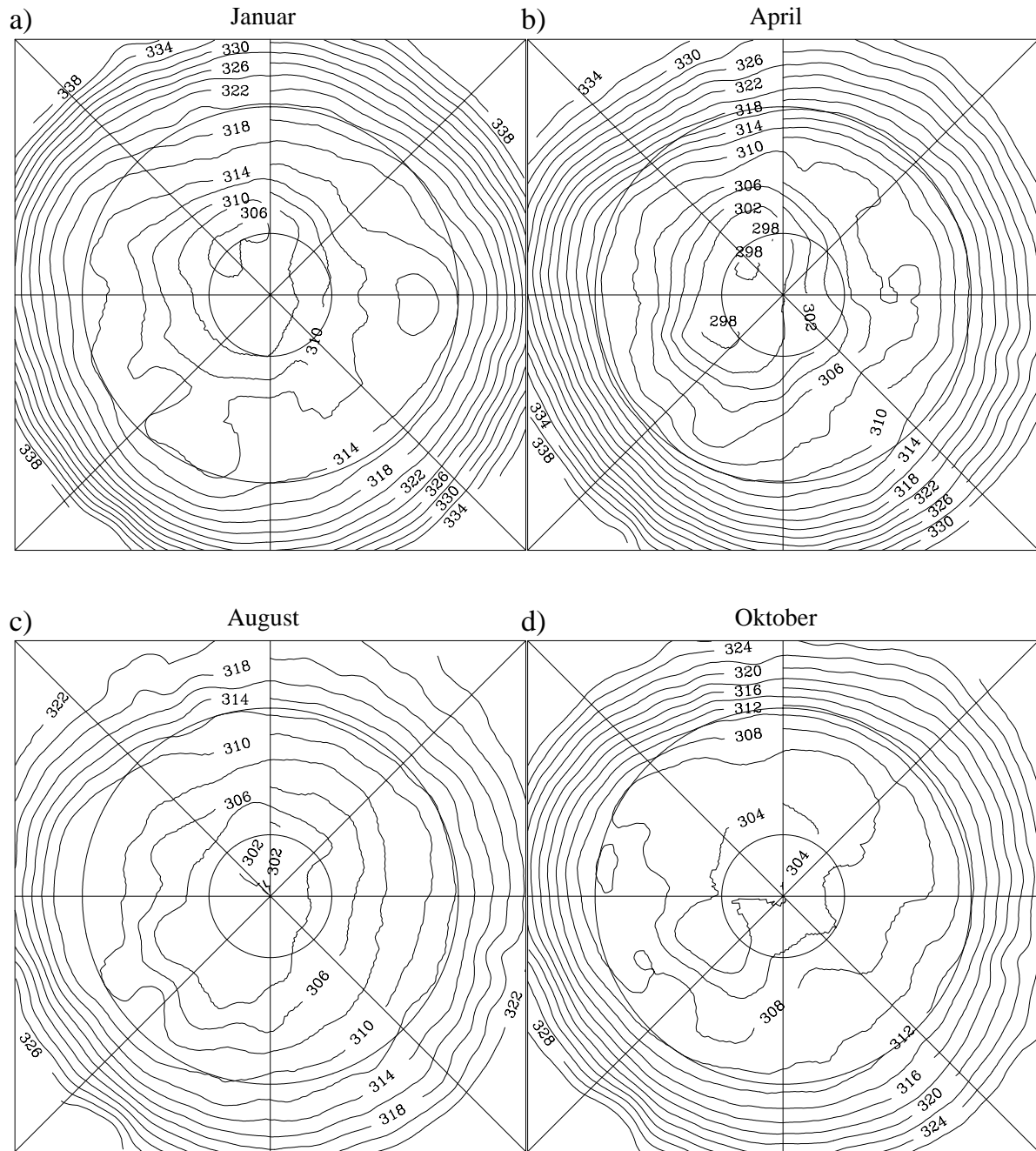


Abbildung 3.11: Potentielle Tropopausentemperatur [K] im Südpolargebiet im Mittel über die Jahre 1979-93. Der Isolinienabstand beträgt 2 K. Gezeigte Monate: a) Januar; b) April; c) August; d) Oktober.

teilweise deutlich andere Muster als die Tropopausentemperatur zeigt, ist eine kurze Diskussion derselben durchaus noch sinnvoll.

Im Nordpolargebiet ist das Minimum der potentiellen Tropopausentemperatur im Januar, April und Juli in Richtung Kanada verschoben, nur im Oktober liegt es ungefähr über dem Pol. In allen Fällen gilt, daß die potentielle Tropopausentemperatur nach Süden hin zunimmt, was im Sommer bedeutet, daß der Einfluß des Tropopausendruckes gegenüber dem der Tropopausentemperatur überwiegt. Letzteres gilt auch für die Variation der potentiellen Tropopausentemperatur im Zusammenhang mit planetaren Wellen, d. h. in Trögen ist diese niedriger als in Rücken. Dies steht in Übereinstimmung mit theoretischen Arbeiten (z. B. Juckes, 1994). Schließlich fällt auf, daß sich im Polargebiet die potentiellen Tropopausentemperaturen im April und Oktober nur relativ wenig von denen im Januar unterscheiden, während sie im Juli erheblich höher sind. Hier macht sich die Tatsache bemerkbar, daß die Tropopausendruckmaxima in den meisten Teilen des Polargebiets im April und Oktober erreicht werden.

Im Südpolargebiet liegt das Minimum der potentiellen Tropopausentemperatur ebenfalls während des ganzen Jahres in Polnähe. Im Sommer überwiegt also der Effekt des Tropopausendruckes, im Winter dagegen der der Tropopausentemperatur. Bemerkenswert ist aber, daß im Winter im Zonalmittel kaum Unterschiede zwischen dem Nord- und dem Südpolargebiet auftreten. Die Einflüsse des Tropopausendruckes und der Tropopausentemperatur kompensieren sich hier weitgehend. Weiter fällt auf, daß die niedrigste potentielle Tropopausentemperatur im April auftritt und daß die größte Differenz zum Nordpolargebiet im Sommer (Januar bzw. Juli) zu verzeichnen ist, wo die Werte im Süden gut 10 K niedriger sind als im Norden.

### Vergleich mit bisherigen Arbeiten

Die einzige vergleichbare Arbeit ist die von Hoinka (1998, 1999). Wie schon in Kap. 3.1.1 erwähnt, basiert diese Arbeit auf denselben Daten wie die eben gezeigten Resultate, so daß Unterschiede nur durch die verschiedenen Auswertelgorithmen zustandekommen können. Wie ebenfalls schon am Ende von Kap. 3.1.1 und 3.1.4 erläutert wurde, sind diese Unterschiede sehr klein und beschränken sich beim Tropopausendruck auf eine Differenz der Monatsmittel von 5 bis 8 hPa. Dies kann als Zeichen dafür gewertet werden, daß die Bestimmung der PV-Tropopause aus den ERA-Daten unproblematisch ist. Die Tropopausentemperaturen wurden von Hoinka nach einem Verfahren ähnlich (3.3) interpoliert, so daß sie im Mittel knapp 1 K höher sind als die hier gezeigten.

### 3.2.2 Vergleich zur thermischen Tropopause

Zum Vergleich der thermischen Tropopausendefinition mit der PV-Definition werden die Monatsmittelwerte des Tropopausendruckes, die Standardabweichung des Tropopausendruckes  $\sigma_{p_{TP}}^T$  und die Korrelation der Tropopausendrucke herangezogen. Die Auswertung wurde sowohl für die Radiosondendaten als auch für die ERA-Daten durchgeführt und zeigt für beide Datensätze nahezu die gleichen Resultate. Lediglich im antarktischen Winter sind die Unterschiede bei den aus den ERA-Daten bestimmten Tropopausen etwas größer als bei den Radiosonden-Tropopausen, da hier die systematischen Fehler bei der Bestimmung der thermischen bzw. PV-Tropopause verschieden sind (s. Kap. 3.1.4). Allgemein läßt sich feststellen, daß die Unterschiede zwischen den beiden Tropopausendefinitionen außer im Winter und im antarktischen Frühling recht gering sind. Im Winter sind die Unterschiede nur über Kanada und dem Atlantik

gering, über Europa und Westsibirien sowie allgemein nördlich von  $70^\circ\text{N}$  allerdings erheblich. Über der Antarktis sind sie im Juni und November groß und von Juli bis Oktober sehr groß. Im folgenden wird daher der Winter (einschließlich des antarktischen Frühlings) getrennt von den übrigen Jahreszeiten behandelt, und die Situation in der Antarktis wird ausführlich diskutiert.

### Frühling (außer Antarktis), Sommer und Herbst

Im Nordpolargebiet liegen die Differenzen zwischen dem thermischen und dem PV-Tropopausendruck zwischen April und Oktober generell unter 5 hPa, wobei der PV-Tropopausendruck meist um 1 - 3 hPa höher ist. Im März und November sind die Unterschiede über Ostsibirien, Kanada und Grönland ebenso klein, über Europa und Westsibirien liegt der PV-Tropopausendruck allerdings um bis zu 7 hPa höher als der thermische. Im südlichen Subpolargebiet betragen die Differenzen im gesamten Zeitraum nur 1 - 3 hPa, und in der Antarktis sind sie zwischen Dezember und Mai ebenso klein. Dies steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Hoerling et al. (1991), daß die 3,5 PVU-Fläche im Mittel der thermischen Tropopause sehr nahe kommt. Auch die Auswertung von Hoinka (1998) zeigt in den momentan betrachteten Jahreszeiten nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Tropopausen.

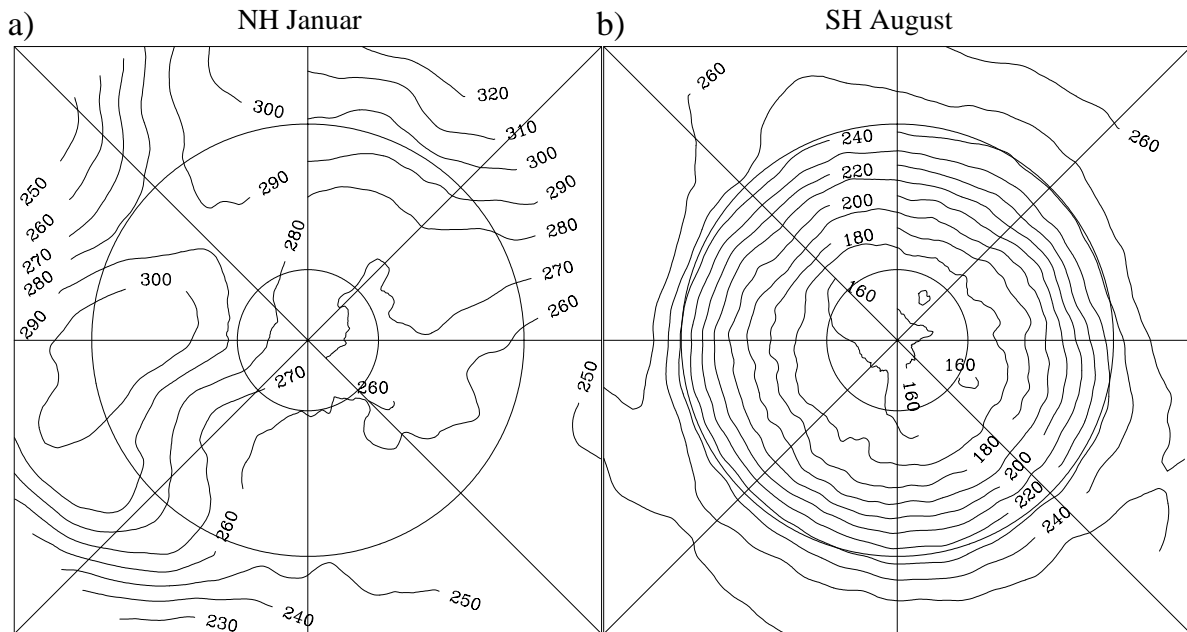
Der wichtigste systematische Unterschied zwischen der thermischen und der PV-Tropopause ist, daß die thermische unter zyklonalem Einfluß im Mittel einen niedrigeren Druck und unter antizyklonalem Einfluß einen höheren Druck als die PV-Tropopause aufweist. Betrachtet man in den verschiedenen Regionen jeweils nur die Fälle, in denen die relative Vorticity im Tropopausenniveau größer als  $2,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  bzw. kleiner als  $-2,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  ist, so liegt der Druck der thermischen Tropopause in den zyklonalen Klassen meist um 10 - 15 hPa unter und in den antizyklonalen Klassen meist um 5 - 10 hPa über dem der PV-Tropopause. Da der Tropopausendruck in Zyklonen höher und in Antizyklonen niedriger als im Durchschnitt ist (s. Kap. 3.3), bedeutet dies, daß die Variabilität der Tropopause im Zusammenhang mit synoptischskaligen Störungen von der thermischen Definition unterschätzt wird. Dies wird an der Standardabweichung  $\sigma_{p_{TP}}^T$  (s. Gl. 3.13) deutlich, die bei der thermischen Definition typischerweise um 3 - 8 hPa niedriger ist als bei der PV-Definition.

Der Korrelationskoeffizient zwischen den beiden Tropopausendrücken liegt meist zwischen 0,9 und 0,95, wobei die höchsten Werte im Sommer auftreten. Im März und November liegt er allerdings in den Regionen nördlich von  $65^\circ\text{N}$  nur zwischen 0,8 und 0,9. Zum Teil ist die Abweichung des Korrelationskoeffizienten von 1 sicherlich auf die eben diskutierten Unterschiede in der Variabilität der Tropopausen zurückzuführen, aber die Tatsache, daß der Korrelationskoeffizient im Gegensatz zur Differenz der Standardabweichungen einen ausgeprägten Jahresgang hat, läßt darauf schließen, daß es auch unsystematische Unterschiede zwischen den beiden Tropopausen gibt. Diese unsystematischen Unterschiede sind um so wahrscheinlicher, je geringer die Schärfe der Tropopause ist. Da die Schärfe der Tropopause im Sommer am größten ist (s. Kap. 3.2.4), ist somit im Sommer auch die beste Korrelation zwischen der thermischen und der PV-Tropopause zu erwarten.

### Winter und antarktischer Frühling

Im Winter und im antarktischen Frühling ist die Differenz zwischen dem Druck der thermischen Tropopause und dem der PV-Tropopause erheblich größer als in den übrigen Jahreszeiten. Am größten sind die Unterschiede im Nordpolargebiet im Januar und im Südpolargebiet im August,

## Tropopausendruck (thermisches Kriterium)



## Differenz zum PV-Tropopausendruck

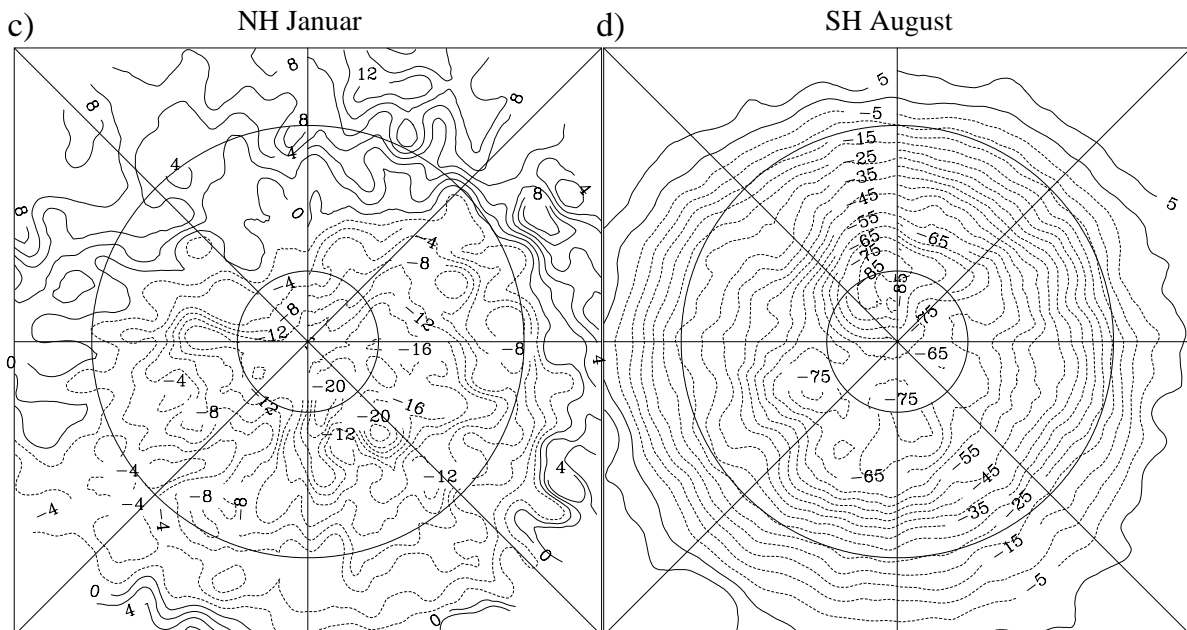


Abbildung 3.12: Vergleich zwischen der thermischen und der PV-Tropopause im Polarwinter.

a) Thermischer Tropopausendruck [hPa], Januar, Nordpolargebiet; Isolinienabstand: 10 hPa;

b) Thermischer Tropopausendruck [hPa], August, Südpolargebiet; Isolinienabstand: 10 hPa;

c) Differenz zwischen Abb. 3.12a und Abb. 3.3a; Isolinienabstand: 2 hPa;

d) Differenz zwischen Abb. 3.12b und Abb. 3.4c; Isolinienabstand: 5 hPa.

In c) und d) sind negative Werte durch gestrichelte Isolinien gekennzeichnet.

also in den Monaten, in denen auch die Extremwerte der Tropopausentemperatur auftreten. Für diese beiden Monate sind die Felder der thermischen Tropopause in Abb. 3.12a,b dargestellt, und Abb. 3.12c,d zeigen die Differenzen zu den entsprechenden Feldern der PV-Tropopause (Abb. 3.3a bzw. Abb. 3.4c).

Im Nordpolargebiet ist der thermische Tropopausendruck fast durchwegs niedriger als der PV-Tropopausendruck, d. h. die thermische Tropopause liegt höher. Am größten ist die Differenz im Bereich des Polarwirbels, also über Europa und Westsibirien (vgl. Kap. 3.4.3), wo sie nördlich von 70°N bis zu 20 hPa erreicht. Über Kanada und dem Atlantik liegt die Differenz hingegen meist unter 5 hPa. Zu den mittleren Breiten hin ist der thermische Tropopausendruck meist etwas höher als der PV-Tropopausendruck, wobei hier die größten Abweichungen über Ostsibirien auftreten. Wie bereits erwähnt, sind die aus den Radiosondendaten ermittelten Differenzen weitgehend identisch mit den hier gezeigten. Weitaus größer als im Nordpolargebiet sind die Unterschiede im Südpolargebiet. Auch wenn man berücksichtigt, daß hier die Differenz zwischen den ERA-Tropopausendrücken aufgrund unterschiedlicher systematischer Fehler (s. Kap. 3.1.4) um 10 bis 15 hPa zu groß ist, bleiben in der inneren Antarktis riesige Differenzen von 60 - 70 hPa. Im gesamten Südpolargebiet liegt dabei der thermische Tropopausendruck deutlich niedriger als der PV-Tropopausendruck, d. h. die thermische Tropopause liegt ebenso wie im Bereich des Nordpolarwirbels höher als die PV-Tropopause.

Beim Vergleich mit Reichler (1995) und Hoinka (1998) fällt auf, daß die von Reichler gefundenen Tropopausendruckwerte im Antarktiswinter nur wenig über den in Abb. 3.12b gezeigten Werten liegen, während Hoinka für die thermische Tropopause um rund 40 hPa höhere Werte fand. Berücksichtigt man, daß Reichler Anfang der achtziger Jahre aufgrund von Datenproblemen (s. Kap. 3.1.1) deutlich zu hohe Werte herausbekam, folgt sogar, daß sich dessen Resultate in den restlichen Jahren kaum von den hier gefundenen unterscheiden. Ein möglicher Erklärungsansatz für diese unterschiedlich gute Übereinstimmung ist, daß Reichler's Auswertalgorithmus dem in dieser Arbeit verwendeten ähnlicher ist als Hoinka's. Da dieser Punkt nicht näher untersucht wurde, wird eine weitere Diskussion dieser Frage jedoch verzichtet.

Nähere Hinweise auf die Ursache für die großen Unterschiede zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause erhält man, wenn man eine Klasseneinteilung nach der Vorticity im Tropopausenniveau vornimmt. Es werden dabei wieder die Fälle mit  $\zeta_{TP} > 2,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  und  $\zeta_{TP} < -2,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  zusammengefaßt. Zur Vermeidung systematischer Fehler basiert die folgende Auswertung auf Radiosondendaten. In der antizyklonalen Klasse ist mit Ausnahme der inneren Antarktis überall der thermische Tropopausendruck der höhere, was der Situation in den übrigen Jahreszeiten entspricht. Die Differenzen liegen in den meisten Regionen wieder zwischen 5 und 10 hPa, nur über Ostsibirien und dem angrenzenden Pazifik liegen sie bei 10 - 15 hPa, südlich von 60°N sogar bei bis zu 20 hPa. Über der inneren Antarktis ist der thermische Tropopausendruck um 5 - 10 hPa niedriger als der PV-Tropopausendruck.

Die großen Unterschiede zwischen den beiden Tropopausen rühren also im wesentlichen von den zyklonalen Fällen her. Im Zentrum des Nordpolarwirbels betragen die Differenzen in der zyklonalen Klasse 35 - 45 hPa, und in der inneren Antarktis sogar 110 - 120 hPa. Dies führt dazu, daß in Teilen der Antarktis die thermische Tropopause in der zyklonalen Klasse einen niedrigeren Druck aufweist (also höher liegt) als in der antizyklonalen Klasse. Zur Illustration sind in Abb. 3.13 einzelne Datenpunkte der in der inneren Antarktis gelegenen Radiosondenstationen (Def. s. Kap. 3.1.3) für die Monate Juli bis Oktober wiedergegeben. Die Kreuze bezeichnen jeweils die thermische Tropopause, die Rauten die PV-Tropopause, und es wurden nur dieje-

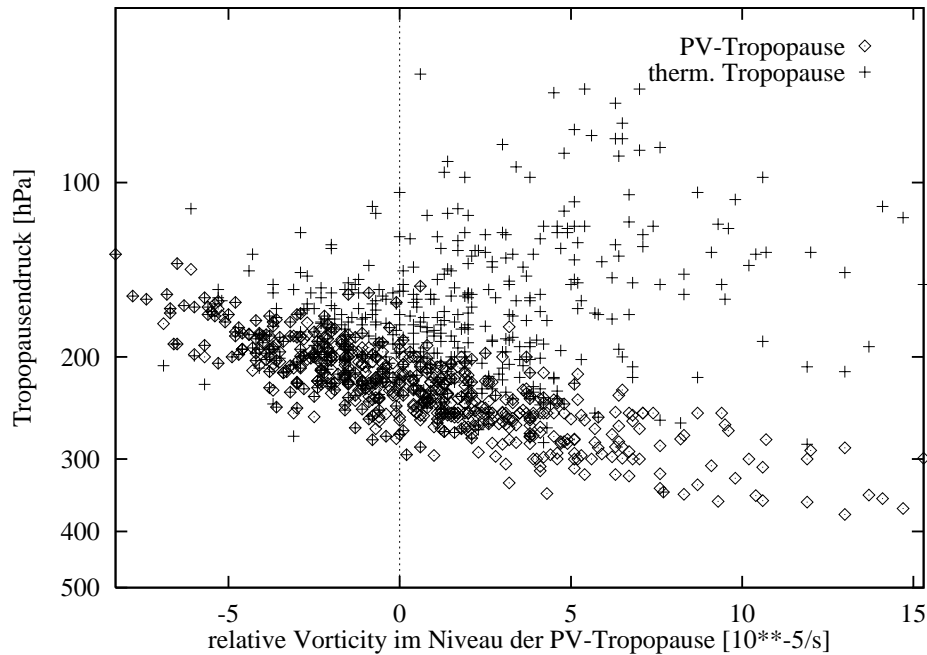


Abbildung 3.13: Druck der thermischen Tropopause im Vergleich zum Druck der PV-Tropopause [hPa] in Abhängigkeit von der relativen Vorticity [ $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ] im Niveau der PV-Tropopause. Die Vorticitywerte sind mit  $-1$  multipliziert, so daß sich die von der Nordhemisphäre gewohnten Werte ergeben. Jeder Datenpunkt entspricht einem Radiosondenaufstieg. Dargestellt sind alle verfügbaren Daten der inneren Antarktis in den Monaten Juli bis Oktober. Die Kreuze bezeichnen die thermische Tropopause, die Rauten die PV-Tropopause.

nigen Stationen und Termine verwendet, für die beide Tropopausen berechnet werden konnten (insbesondere also nur die 12 UTC-Termine). In der Abbildung ist klar zu erkennen, daß unter dem Einfluß antizyklonaler Vorticity gute Übereinstimmung zwischen den beiden Tropopausendefinitionen besteht. Mit zunehmendem zyklonalem Einfluß divergieren jedoch die beiden Tropopausen immer weiter, wobei der Druck der thermischen Tropopause rapide zurückgeht, während der der PV-Tropopause ansteigt. In einigen Fällen liegt die thermische Tropopause in rund 70 hPa, was im antarktischen Winter einer Höhe von rund 16,5 km entspricht, und der Abstand zur PV-Tropopause beträgt ca. 250 hPa bzw. 8 km. Dies legt die Vermutung nahe, daß die thermische Tropopausendefinition für den antarktischen Winter nicht geeignet ist. Bevor im nächsten Abschnitt die Ursache für dieses Phänomen diskutiert wird, wird noch kurz auf die Standardabweichung  $\sigma_{p_{TP}}^T$  und den Korrelationskoeffizienten eingegangen.

Die Standardabweichung  $\sigma_{p_{TP}}^T$  der thermischen Tropopause ist außer in der Antarktis auch im Winter etwas geringer als die der PV-Tropopause. In der inneren Antarktis ist sie allerdings merklich höher, da die thermische Tropopause unter zyklonalem Einfluß extreme Werte annimmt (s. Abb. 3.13). Auch Reichler (1995) findet im antarktischen Winter eine sehr hohe Standardabweichung von rund 60 hPa. Der Korrelationskoeffizient zwischen den beiden Tropopausen ist im Winter nur außerhalb des Polarwirbels gut (0,85 bis 0,9). Im Bereich des Nordpolarwirbels geht er im Januar auf 0,7 bis 0,75 zurück, und in der mittleren und inneren Antarktis beträgt er, wie Abb. 3.13 schon vermuten läßt, nahezu 0. Diese Nichtkorrelation setzt sich aus einer brauchbaren Korrelation auf der antizyklonalen Seite und einer leichten Antikorrelation auf der zyklonalen Seite zusammen.

### Diskussion der Situation im Antarktischwinter und -frühling

Die Unterschiede zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause im antarktischen Winter hängen offensichtlich mit dem Einfluß synoptischskaliger Störungen zusammen (Abb. 3.13). Unter antizyklonalem Einfluß sind die Unterschiede gering, unter zyklonalem Einfluß hingegen sehr groß. Eine besonders einfache Erklärung für dieses Verhalten findet man mit Hilfe der Technik der PV-Inversionen. Man betrachtet dabei zunächst einen horizontal homogenen Grundzustand, der durch niedrige PV in der Troposphäre und durch hohe PV in der Stratosphäre gekennzeichnet ist, und überlagert diesem eine isolierte PV-Anomalie, die zu einer Auslenkung der PV-Tropopause führt. Diese Vorgehensweise ist sinnvoll, da sich reale zyklonale bzw. antizyklonale Störungen in brauchbarer Näherung durch eine bloße Auslenkung der PV-Tropopause nach unten bzw. oben beschreiben lassen (Hoskins et al., 1985; Juckes, 1994; s. a. Kap. 3.3.3). Oberhalb und unterhalb der PV-Anomalie kann dabei der Grundzustand unverändert bleiben. Man kommt also durch die Vorgabe der PV mit einfacheren Annahmen zurecht, als wenn an das Temperaturfeld vorgegeben würde und daraus den Wind und die PV berechnen würde, denn die mit einer PV-Anomalie verbundene Temperaturstörung reicht über die Grenzen der Anomalie hinaus (z. B. Hoskins et al., 1985)<sup>9</sup>.

Isolierte positive PV-Anomalien in der freien Atmosphäre sind generell mit einer verringerten Stabilität unterhalb und oberhalb der Anomalie sowie mit einer erhöhten Stabilität innerhalb der Anomalie verbunden (Hoskins et al., 1985). Das Verhältnis, in dem sich die PV-Anomalie aus einer Stabilitätsanomalie und aus relativer Vorticity zusammensetzt, hängt dabei vom Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Dimension der Anomalie ab (Wirth, 1999). Je flacher die Anomalie ist, desto stärker überwiegt der Anteil der Stabilitätsanomalie. Für typische synoptischskalige Störungen gilt, daß beide Anteile von gleicher Größenordnung sind.

Entscheidend für die Erklärung des Verhaltens der thermischen Tropopause im Antarktischwinter ist nun die Tatsache, daß die Stabilität über der PV-Anomalie gegenüber dem Grundzustand reduziert ist. Ist die mittlere Stabilität der Stratosphäre zu niedrig, führt diese Reduktion dazu, daß das thermische Tropopausenkriterium ( $\frac{\partial T}{\partial z} > -2\text{K km}^{-1}$ ) an der PV-Tropopause nicht mehr erfüllt ist. In diesem Fall kann die thermische Tropopause weit oberhalb der PV-Tropopause liegen. Nur bei ausreichend hoher stratosphärischer Stabilität führen die beiden Tropopausenkriterien zum gleichen Resultat.

Zwei Beispiele hierzu, die mit einem von V. Wirth zur Verfügung gestellten Programm (nähere Beschreibung in Wirth, 1999) berechnet wurden, sind in Abb. 3.14a und 3.14b wiedergegeben. In beiden Fällen wurde eine positive, axialsymmetrische PV-Anomalie mit einem Radius von 500 km und einer Auslenkung der PV-Tropopause von 3 km verwendet. In Kap. 3.3.3 wird gezeigt, daß dies realistische Größen für synoptischskalige Störungen sind. In den Abbildungen bezeichnen die gestrichelten Linien Isentropen, die durchgezogenen Linien Isotachen des Tangentialwindes, die dicke durchgezogene Linie die thermische Tropopause und der grau schattierte Bereich die Stratosphäre, die durch  $P > 3,5$  PVU definiert ist. Die Untergrenze des

<sup>9</sup>Es ist zu betonen, daß die Annahme einer bloßen Auslenkung der Tropopause zwar für synoptischskalige Störungen verwendbar ist, aber keinesfalls für den Polarwirbel. Im Gegensatz zu synoptischskaligen Störungen erstreckt sich der Polarwirbel nämlich bis in die obere Stratosphäre. Um dessen Struktur realistisch zu erfassen, müßte man also die gesamte PV-Verteilung vorgeben. In diesem Fall kann man ebensogut das Temperaturfeld vorgeben, daraus mit Hilfe einer passenden unteren Randbedingung das Druckfeld und das Windfeld berechnen und dann die PV-Verteilung bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher nur synoptischskalige Störungen betrachtet, und die innerhalb des Polarwirbels herrschende Temperaturstruktur wird ggf. als Grundzustand vorgegeben.



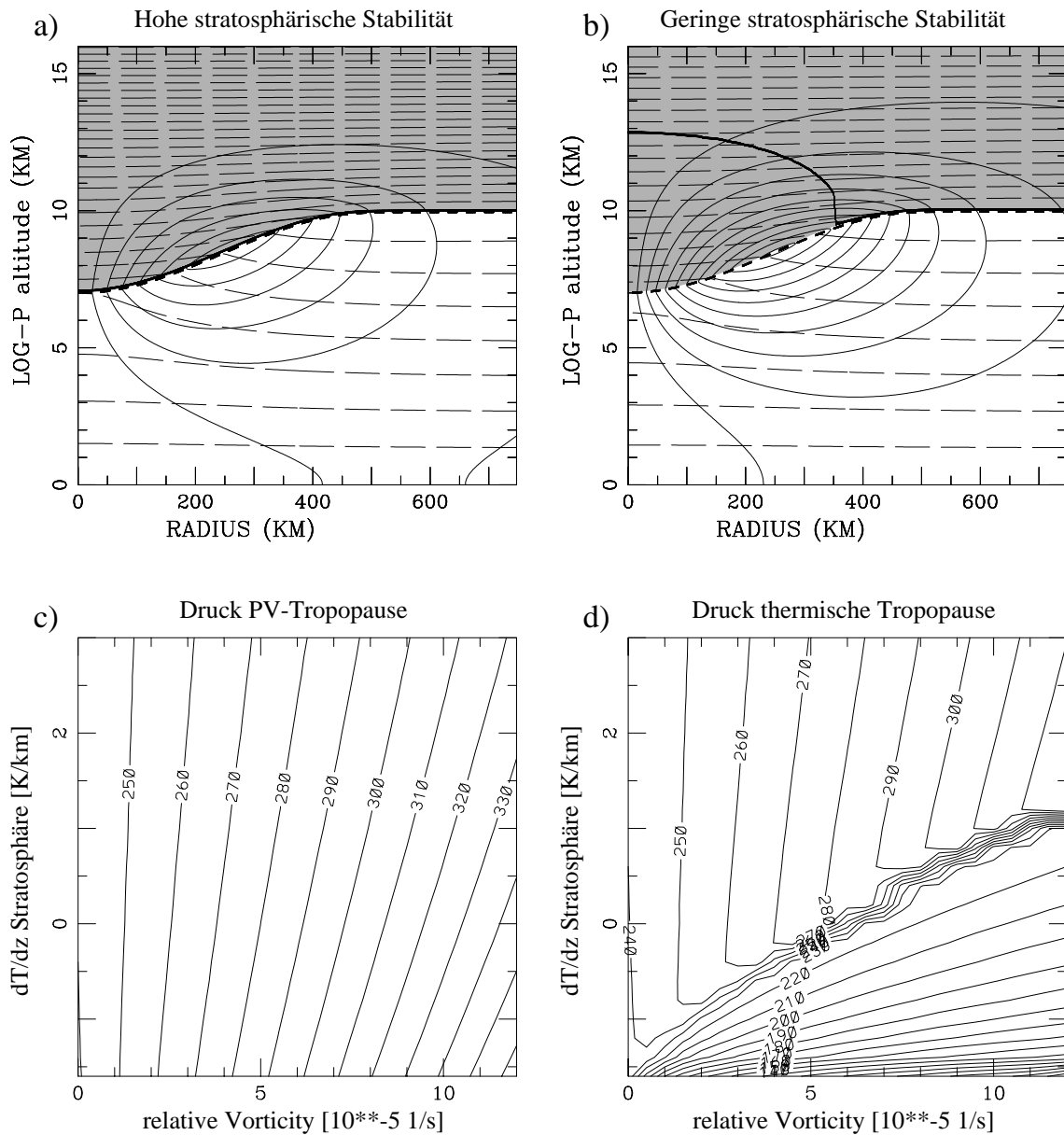


Abbildung 3.14: Ergebnisse von PV-Inversionen zum Unterschied zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause.

Obere Reihe: Ergebnisse der Inversion axialsymmetrischer PV-Anomalien mit einer Auslenkung von 3 km und einem Radius von 500 km. Der stratosphärische Temperaturgradient beträgt in (a)  $+2 \text{ K km}^{-1}$  und in (b)  $-1 \text{ K km}^{-1}$ . Der grau schattierte Bereich markiert die Stratosphäre, definiert durch  $P > 3,5$  PVU, und die dicke durchgezogene Linie markiert die thermische Tropopause. Die gestrichelten Linien sind Isentropen, und die dünnen durchgezogenen Linien Isotachen des Tangentialwindes.

Untere Reihe: Druck der PV-Tropopause (c) und der thermischen Tropopause (d) (jeweils in hPa), berechnet aus einer Vielzahl von PV-Inversionen mit unterschiedlichem stratosphärischem Temperaturgradienten und unterschiedlicher Auslenkung. Alle Werte beziehen sich auf das Zentrum der Anomalie. Der Isolinienabstand beträgt 10 hPa. Die auf der x-Achse angegebene relative Vortizität bezieht sich auf das Niveau der PV-Tropopause.

grauen Bereiches ist somit die PV-Tropopause. Der Unterschied zwischen den beiden Abbildungen liegt in der Grundzustands-Stabilität der Stratosphäre. In Abb. 3.14a wurde ein stratosphärischer Temperaturgradient von  $+2 \text{ K km}^{-1}$  vorgegeben, in 3.14b jedoch nur  $-1 \text{ K km}^{-1}$ . Wie in Kap. 3.2.4 gezeigt wird, ist der erste Wert in vielen Regionen für den Sommer typisch, während der Wert von  $-1 \text{ K km}^{-1}$  charakteristisch für den antarktischen Winter ist. Ein Blick auf die Abbildungen zeigt, daß im Falle der stabilen Stratosphäre beide Tropopausen nahezu zusammenfallen, während im zweiten Fall die thermische Tropopause im Wirbelzentrum rund 6 km über der PV-Tropopause liegt.

Um den Vergleich zu Abb. 3.13 zu erleichtern, ist in Abb. 3.14c und 3.14d der aus den PV-Inversionen ermittelte Tropopausendruck als Funktion des stratosphärischen Temperaturgradienten und der relativen Vorticity im Niveau der PV-Tropopause dargestellt. Die Daten für diese Abbildungen wurden durch eine Vielzahl von PV-Inversionen für verschiedene stratosphärische Gradienten und verschiedene Auslenkungen der Tropopause erzeugt. Die Darstellung als Funktion der Vorticity im PV-Tropopausenniveau ist möglich, weil in dem hier betrachteten Bereich (Auslenkungen bis zu 3 km) die Vorticity streng monoton mit der Auslenkung der Tropopause wächst.

Der Druck der PV-Tropopause (Abb. 3.14c) nimmt für alle stratosphärischen Stabilitäten streng monoton mit der Vorticity im Tropopausenniveau zu. Dabei fällt auf, daß diese Zunahme bei geringer stratosphärischer Stabilität am stärksten ist. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in diesem Fall die Grundzustands-PV in der Stratosphäre niedriger ist als bei hoher stratosphärischer Stabilität. Daher ist die PV-Anomalie, die bei der Auslenkung der Tropopause entsteht, weniger scharf, und die Vorticity im Tropopausenniveau bei vorgegebener Auslenkung geringer. Die thermische Tropopause (Abb. 3.14d) ist bei hoher stratosphärischer Stabilität oder kleinen Auslenkungen praktisch identisch mit der PV-Tropopause. Sobald jedoch an der PV-Tropopause der kritische Temperaturgradient von  $-2 \text{ K km}^{-1}$  unterschritten wird, sinkt der Druck der thermischen Tropopause ruckartig ab, und zwar *unter* den Grundzustandswert. Darüber hinaus sinkt der thermische Tropopausendruck bei weiterer Verstärkung der PV-Anomalie immer weiter ab, da die Stratosphäre dann bis in immer größere Höhen labilisiert wird.

Zur Verdeutlichung der praktischen Relevanz der PV-Inversionen sind in Abb. 3.15a,b einige Radiosondenaufstiege aus der Antarktis wiedergegeben. Abb. 3.15c,d zeigen die zugehörigen PV-Profile, die aus den Aufstiegen und den ERA-Daten entnommenen relativen Vorticity berechnet sind. Alle PV-Werte sind mit  $-1$  multipliziert, so daß sich – wie von der Nordhemisphäre gewohnt – positive Werte ergeben. Dies gilt auch für alle folgenden Angaben der relativen Vorticity. Aufstieg A gibt ein Beispiel für eine antizyklonal beeinflusste Tropopause. Die relative Vorticity im Tropopausenniveau beträgt  $-4,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . In diesem Fall ist sowohl die thermische Tropopause als auch die PV-Tropopause gut ausgeprägt. Beide Definitionen liefern einen Tropopausendruck von 171 hPa.

Ein Beispiel für eine zyklonale Situation mit besonders großer Differenz zwischen beiden Tropopausen zeigt Aufstieg B. Die PV-Tropopause liegt hier in 291 hPa, die thermische in 56 hPa. Trotz des unscharfen Temperaturprofils ist dabei die PV-Tropopause eindeutig definiert. Lediglich die dünne Schicht hoher PV in rund 400 hPa, die wohl als stratosphärische Intrusion zu interpretieren ist, könnte bei einer Änderung des Schichtdickekriteriums (s. Kap. 3.1.2; Gl. 3.12) zu einem anderen Ergebnis für die PV-Tropopause führen. Darüber hinaus zeigt ein Vergleich der PV-Profile A und B, daß die in den PV-Inversionen gemachte Annah-

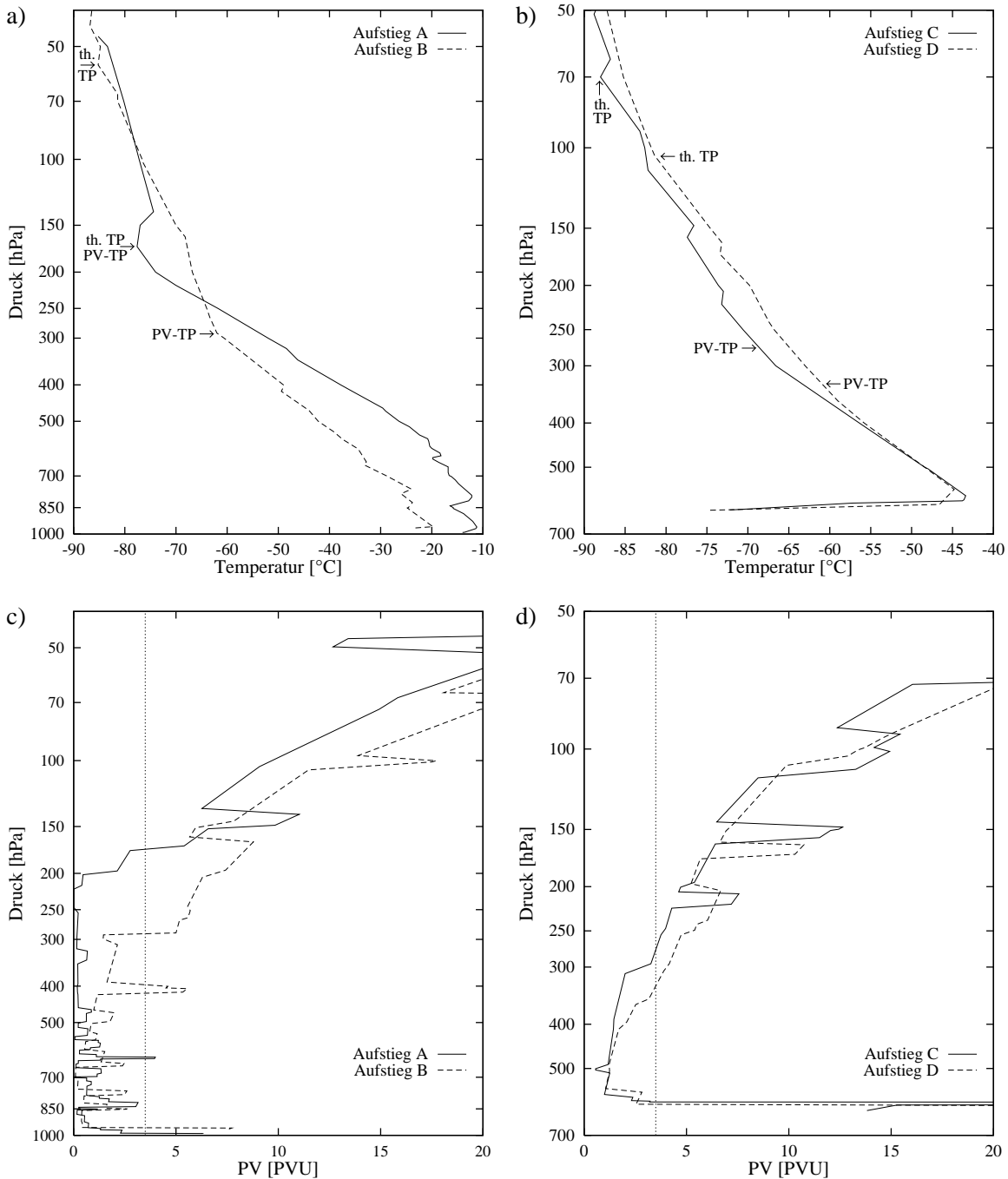


Abbildung 3.15: Beispiele für Radiosondenaufstiege aus dem antarktischen Winter. Die obere Reihe zeigt die Temperaturprofile, die untere die zugehörigen PV-Profile, die unter Verwendung der relativen Vorticity aus den ERA-Daten berechnet sind. Die gepunktete Linie markiert dabei den als Tropopausen-Definition verwendeten PV-Wert von 3,5 PVU. Einige Daten zu den Aufstiegen:

A: Station 89002 (Neumayer, 70°S/8°W); 18.7.1993;  $p_{TP} = 171$  hPa (beide Definitionen);

B: Station 89611 (Casey, 66°S/110°O); 2.8.1989;  $p_{TP} = 291$  hPa (PV) / 56 hPa (therm.);

C: Station 89606 (Wostok, 78°S/107°O); 12.8.1991;  $p_{TP} = 274$  hPa (PV) / 70 hPa (therm.);

D: Station 89606; 17.8.1991;  $p_{TP} = 328$  hPa (PV) / 104 hPa (therm.).

me, eine synoptischskalige Störung lediglich durch eine Auslenkung der (PV-)Tropopause zu repräsentieren, vernünftig ist. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden PV-Profilen konzentriert sich auf die Schicht zwischen 170 und 290 hPa.

Zwei Beispiele aus der inneren Antarktis (Station Wostok) zeigen die Aufstiege C und D. Das auffallendste Merkmal dieser beiden Aufstiege ist sicherlich die gewaltige Bodeninversion. In den zugehörigen PV-Profilen ist zu erkennen, daß im Bereich der Inversion PV-Werte über 20 PVU erreicht werden. Dies zeigt, wie notwendig es hier ist, die Bodeninversion bei der Bestimmung der Tropopause auszublenken. Oberhalb der Bodeninversion sind beide Temperaturprofile sehr unscharf, so daß, wie schon bei Aufstieg B, keine wohldefinierte thermische Tropopause existiert. Selbst bei der Bestimmung der PV-Tropopause besteht hier eine gewisse Unsicherheit, denn eine Änderung des PV-Grenzwertes hätte eine andere Position der PV-Tropopause zur Folge. Diese Unsicherheit ist allerdings klein gegenüber der Differenz zur thermischen Tropopause.

Auf Basis dieser Ergebnisse kann nun die Frage diskutiert werden, ob das thermische Kriterium für den Antarktischwinter geeignet ist. Dabei soll ein Tropopausenkriterium als geeignet bezeichnet werden, wenn es die Abgrenzung troposphärischer Luft von stratosphärischer Luft ermöglicht. Dazu zählt insbesondere, daß die Variabilität der Tropopause im Zusammenhang mit synoptischskaligen Störungen richtig erfaßt wird, d. h. daß die Tropopause unter zyklonalem Einfluß tiefer liegt als unter antizyklonalem Einfluß. Wie Abb. 3.13 - 3.15 zeigen, vermag dies das thermische Kriterium im antarktischen Winter offensichtlich nicht zu leisten. In den zyklonal beeinflussten Fällen liefert das thermische Kriterium selbst im Mittel niedrigere Tropopausendrucke als in den antizyklonalen Fällen, und ein Vergleich mit den zugehörigen PV-Profilen (s. Abb. 3.15c, d) zeigt, daß die in den zyklonalen Fällen diagnostizierten thermischen Tropopausen meist eindeutig innerhalb der Stratosphäre liegen. Die Festlegung der PV-Tropopause ist zwar in einigen Fällen auch mit einer gewissen Unsicherheit behaftet (z. B. Aufstiege C und D), da die exakte Position der PV-Tropopause vom verwendeten Grenzwert abhängt, aber PV-Werte von 15 PVU oder gar 20 PVU, wie sie in Höhe der thermischen Tropopause mitunter herrschen, sind ohne jeden Zweifel als stratosphärisch zu bezeichnen. Daraus läßt sich folgern, daß das thermische Kriterium für den antarktischen Winter ungeeignet ist. In abgeschwächter Form gilt dies auch für den arktischen Winter, zumindest im Bereich des Polarwirbels.

Diese Probleme des thermischen Kriteriums werfen die Frage auf, ob es ein anderes Kriterium gibt, mit dem sich die Tropopause auch ohne Kenntnis der relativen Vorticity zuverlässiger als mit dem thermischen Kriterium bestimmen läßt. Eine simple Herabsetzung des Temperaturgrenzwertes im thermischen Kriterium auf  $-2,5 \text{ K km}^{-1}$  oder  $-3 \text{ K km}^{-1}$  ist dabei nicht als sinnvoll anzusehen, da eine probeweise Anwendung dieses geänderten Kriteriums zeigte, daß es in zahlreichen Fällen zu deutlich zu hohen Tropopausendrucke bzw. zu niedrigen Tropopausenhöhen führt. Schichten erhöhter Stabilität in der Troposphäre können in diesen Fällen als Tropopause fehlinterpretiert werden. Als aussichtsreicher erwies es sich, das  $3,5 \text{ PVU}$ -Kriterium mit  $\zeta = 0$  zu verwenden. Bei Verwendung dieses Kriteriums ist zwar der Tropopausendruck zyklonal beeinflusster Tropopausen im Antarktischwinter immer noch deutlich zu niedrig, aber die Differenz zur korrekt berechneten PV-Tropopause ist nur ungefähr ein Drittel so groß wie beim thermischen Kriterium. Dies hängt damit zusammen, daß die potentielle Vorticity auch bei konstantem Temperaturgradienten proportional zu  $p^{-(1+\kappa)}$  ist, also mit der Höhe wächst (s. Gl. 3.11). Extrem hochliegende Tropopausen werden dadurch zuverlässig verhindert. Ein Nachteil des PV-Kriteriums mit  $\zeta = 0$  ist allerdings, daß bei antizyklonalem Einfluß in manchen Fällen ein zu hoher Tropopausendruck berechnet wird. Eine Verbesserung gegenüber dem

thermischen Kriterium bringt es daher nur im antarktischen Winter und Frühling, wo das thermische Kriterium keine brauchbaren Ergebnisse liefert.

### 3.2.3 Charakteristika des Jahresgangs der Tropopause

Der Jahresgang des Tropopausendruckes in den Polargebieten läßt sich im wesentlichen drei verschiedenen Mustern zuordnen. Diese sind ein einfacher Jahresgang mit einem Maximum des Tropopausendruckes im Winter und einem Minimum im Sommer, ein doppelter Jahresgang mit Maxima im Frühling und Herbst und Minima im Sommer und Winter und ein einfacher Jahresgang mit Maximum im Sommer und Minimum im Winter. Die ersten beiden treten im Nordpolargebiet auf, wobei für die Regionen, in denen im Winter der Polarwirbel liegt, der doppelte Jahresgang charakteristisch ist, während außerhalb des Polarwirbels der einfache Jahresgang vorherrscht. Im Randbereich des Polarwirbels liegt ein Übergangsbereich, in dem die Zuordnung nicht eindeutig möglich ist. Im Südpolargebiet ist generell der Tropopausendruck im Sommer am höchsten und im Winter am niedrigsten, wobei die Amplitude im Subpolargebiet recht klein ist und zum Pol hin rapide zunimmt. In diesem Abschnitt werden für einige charakteristische Regionen diese Jahresgänge vorgestellt und anschließend mit Hilfe der Jahresgänge der Temperatur in 500 hPa und 100 hPa interpretiert.

#### Die Muster des Jahresgangs

Im folgenden werden jeweils mehrere Beispiele für die verschiedenen Muster des Tropopausendruckes aufgeführt. Zum Vergleich werden auch die Jahresgänge der Tropopausenhöhe vorgestellt. Wie nicht anders zu erwarten, zeigt die Tropopausenhöhe im wesentlichen die gleichen Muster wie der Tropopausendruck. Lediglich die Übergangszone zwischen dem einfachen und dem doppelten Jahresgang im Nordpolargebiet verschiebt sich etwas. Da die Jahresgänge der Temperatur in 500 hPa und 100 hPa, die nachher zum Vergleich herangezogen werden, nur aus den Radiosondendaten ausgewertet wurden, werden auch für die folgenden Abbildungen die Gebietsmittel der Radiosondendaten (Def. s. Kap. 3.1.3) der Jahre 1989-1993 verwendet. Im allgemeinen gilt, daß die Muster des Jahresgangs für die Mittel von 1979-1993 und 1989-1993 identisch sind. Auf Ausnahmen wird im Text gesondert hingewiesen.

Einige Beispiele für den einfachen Jahresgang mit einem Maximum des Tropopausendruckes im Winter und einem Minimum im Sommer sind in Abb. 3.16 wiedergegeben. Wie schon erwähnt, ist dieser Jahresgang für die Regionen außerhalb des winterlichen Polarwirbels typisch. Am eindeutigsten ist der einfache Jahresgang in den beiden gezeigten Regionen Kanadas, wo es weder beim Tropopausendruck noch bei der Tropopausenhöhe sekundäre Extrema gibt. In Ostsibirien weist zwar der Tropopausendruck im November ein schwaches Maximum und im Dezember ein schwaches Minimum auf, bei der Tropopausenhöhe fehlen diese lokalen Extrema allerdings, da im Dezember aufgrund der kälteren Troposphäre die Druckflächen niedriger liegen als im November. Da im 15-jährigen Mittel der ERA-Daten auch im Tropopausendruck keine lokalen Extrema auftreten, kann die Region Ostsibirien  $55^{\circ}\text{N}$  -  $60^{\circ}\text{N}$  eindeutig zu den Gebieten mit einfachem Jahresgang gerechnet werden. Beim Vergleich der beiden Abbildungen fällt auf, daß die Amplitude der Tropopausenhöhe größer erscheint als die des Tropopausendruckes. Wie in den folgenden Abbildungen deutlich werden wird, ist dies nicht nur auf die Wahl der Druck- bzw. Höhenskala zurückzuführen, sondern auch auf die Tatsache, daß im Sommer aufgrund der höheren Troposphärentemperatur die Druckflächen höher liegen als im Winter.

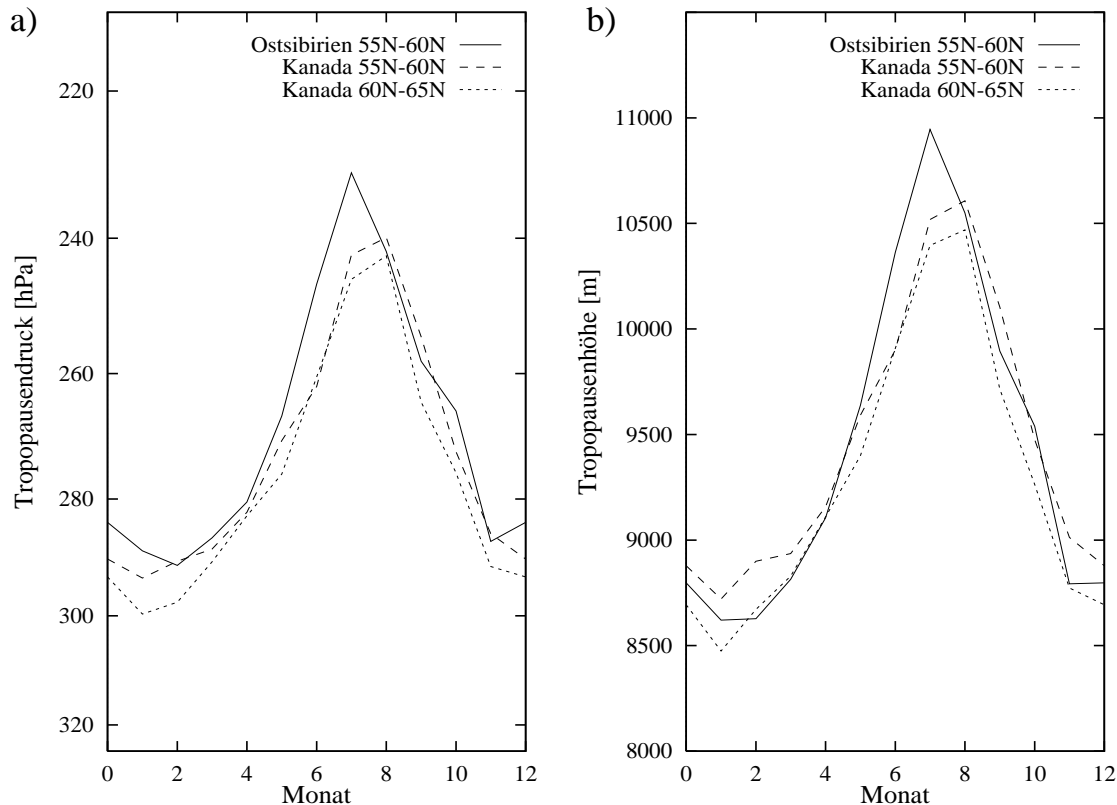


Abbildung 3.16: Jahresgang des Tropopausendrucks [(a), in hPa] und der Tropopausenhöhe [(b), in m] für drei Regionen außerhalb des winterlichen Polarwirbels (Ostsibirien  $55^{\circ}\text{N} - 60^{\circ}\text{N}$ , Kanada,  $55^{\circ}\text{N} - 60^{\circ}\text{N}$ , Kanada,  $60^{\circ}\text{N} - 65^{\circ}\text{N}$ ). Die Bedeutung der Linienmuster ist in den Abbildungen angegeben.

Dadurch wird der Effekt des niedrigeren Tropopausendrucks verstärkt. In der Antarktis (Abb. 3.19), wo der niedrigste Tropopausendruck im Winter auftritt, ist hingegen die Amplitude der Tropopausenhöhe im Vergleich zu der des Tropopausendrucks erheblich kleiner, da hier der Jahresgang der Temperatur dem Jahresgang des Tropopausendrucks entgegenwirkt.

Für die polnahen und die im Bereich des winterlichen Polarwirbels gelegenen Regionen ist ein doppelter Jahresgang charakteristisch. Einige Beispiele hierzu sind in Abb. 3.17 gegeben. Sowohl der höchste Tropopausendruck als auch die niedrigste Tropopausenhöhe treten in allen gezeigten Regionen im April oder Mai auf. Die Minima des Tropopausendrucks bzw. die Maxima der Tropopausenhöhe liegen im Januar und im Sommer, wobei beim Tropopausendruck die Werte beider Minima recht ähnlich sind, während bei der Tropopausenhöhe das Sommermaximum deutlich überwiegt. Hier kommt wieder der Umstand zum Tragen, daß im Sommer die Druckflächen höher liegen. Zu bemerken ist noch, daß das sekundäre Druckmaximum/Höhenminimum in den beiden gezeigten Regionen Sibiriens im Oktober, in Nordeuropa aber im Dezember auftritt.

Der Übergang vom einfachen Jahresgang in den Mittelbreiten zum doppelten Jahresgang in Polnähe wird in Abb. 3.18 am Beispiel Ostsibiriens demonstriert. Während im Januar kaum meridionale Gradienten vorhanden sind, liegt von Frühling bis Herbst die Tropopause in den mittleren Breiten deutlich höher als in Polnähe. Dadurch ist zum einen die Amplitude des

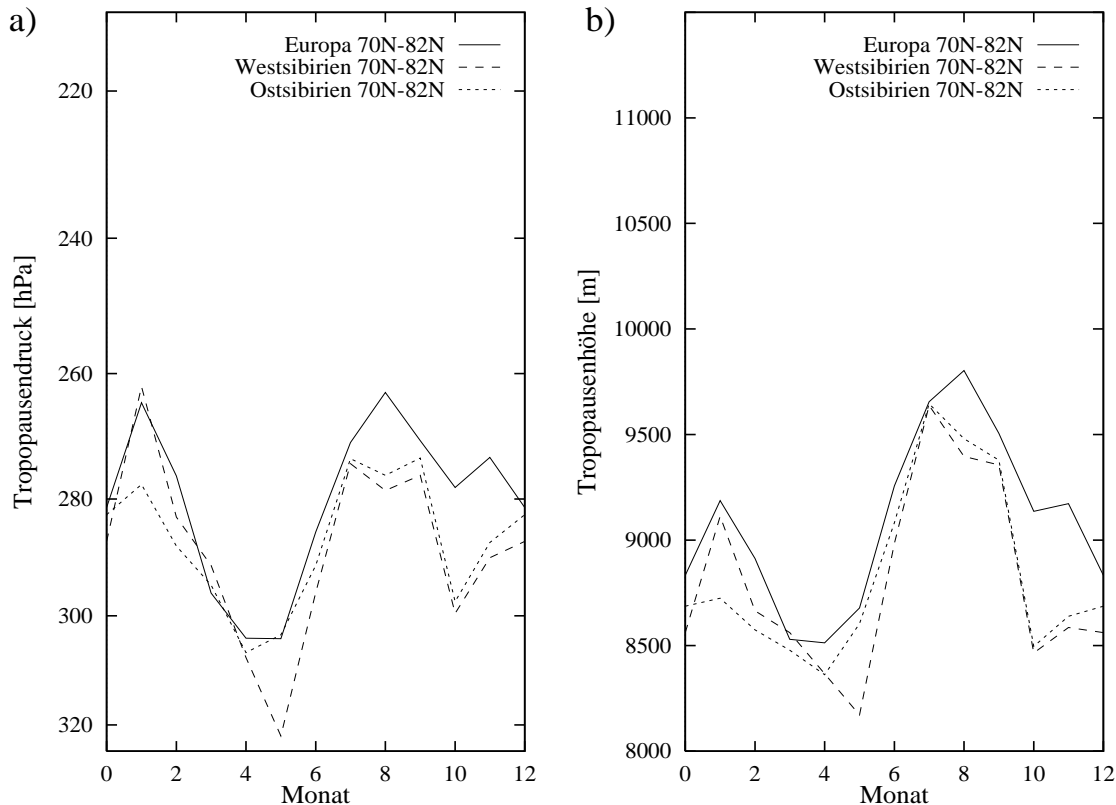


Abbildung 3.17: Jahresgang des Tropopausendrucks [(a), in hPa] und der Tropopausenhöhe [(b), in m] für drei Regionen im Bereich des winterlichen Polarwirbels (Europa 70°N - 82,5°N, Westsibirien 70°N - 82,5°N, Ostsibirien 70°N - 82,5°N).

Jahresgangs in Polnähe erheblich kleiner als weiter südlich, und zum anderen bilden sich im April und Oktober Maxima des Tropopausendrucks bzw. Minima der Tropopausenhöhe aus.

Grundlegend anders ist der Jahresgang der Tropopause in der Südhemisphäre (Abb. 3.19). In allen Regionen liegt der Tropopausendruck im Winter tiefer als im Sommer, wobei die Amplitude im Subpolargebiet recht klein ist, zum Südpol hin aber rapide zunimmt. Der Jahresgang der Tropopausenhöhe zeigt zwar im Subpolargebiet kein eindeutiges Muster, in der Antarktis stimmt er aber mit dem des Tropopausendrucks überein. Wie bereits erwähnt, erscheint hier allerdings die Amplitude der Tropopausenhöhe erheblich kleiner als die des Tropopausendrucks, da das Minimum des Tropopausendrucks im Winter liegt und im Winter die Druckflächen niedriger liegen als im Sommer.

### Interpretation des Jahresgangs

Eine qualitative Erklärung des Jahresgangs des Tropopausendrucks bzw. der Tropopausenhöhe kann durch einen Vergleich der Jahresgänge der Temperatur in 500 hPa und in 100 hPa gegeben werden. Den Ausgangspunkt dieser Erklärung bildet die approximierete Definition der potentiellen Vorticity (Gl. 2.8):

$$P \approx \frac{1}{\rho} (f + \zeta) \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

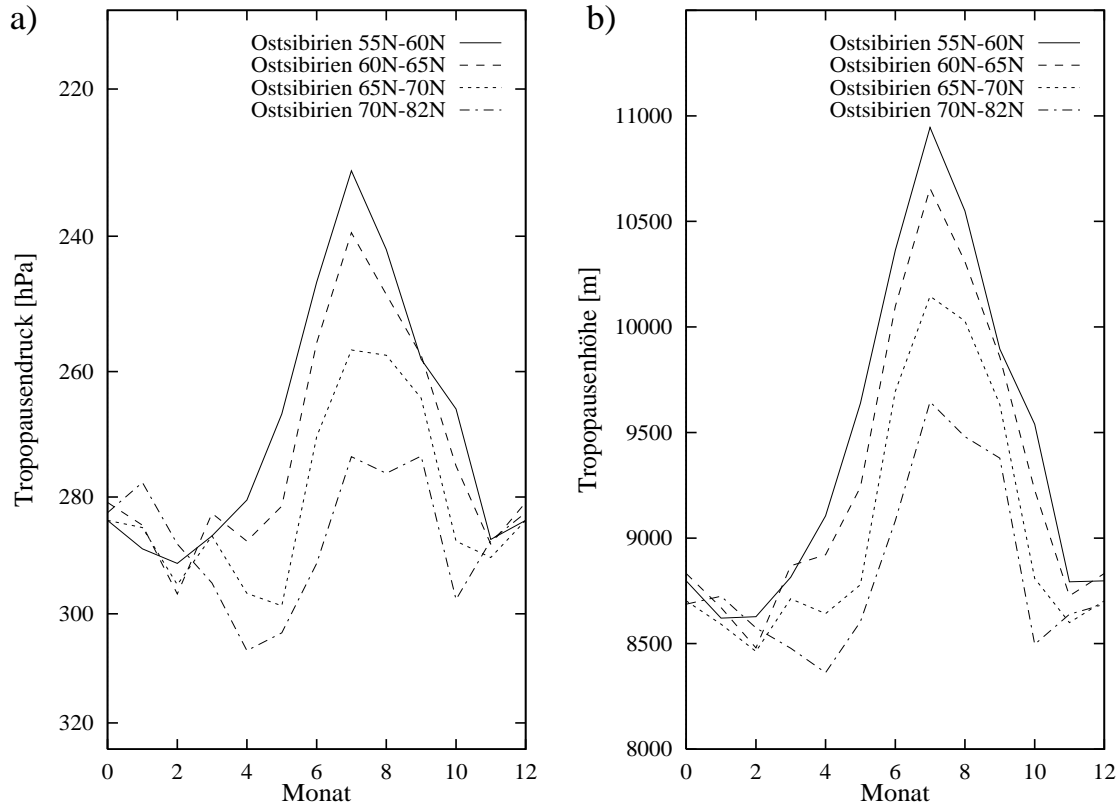


Abbildung 3.18: Jahresgang des Tropopausendrucks [(a), in hPa] und der Tropopausenhöhe [(b), in m] für alle vier Breitenkreisregionen Ost Sibiriens (55°N - 60°N, 60°N - 65°N, 65°N - 70°N und 70°N - 82,5°N.)

Mittelt man diese Gleichung über ein größeres Gebiet und einen längeren Zeitraum (z. B. über die in Kap. 3.1.3 definierten Gebiete und einen Monat), kann man  $\zeta$  gegenüber  $f$  vernachlässigen, so daß sich näherungsweise  $P \sim \frac{\partial \theta}{\partial z}$  ergibt. Durch Differenzieren nach der Zeit erhält man  $\frac{\partial P}{\partial t} \sim \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t}$ . Steigt also die Temperatur in der Troposphäre stärker an als in der Stratosphäre ( $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} < 0$ ), nimmt die potentielle Vorticity im Tropopausenniveau ab, und man erwartet einen Rückgang des Tropopausendrucks (bzw. einen Anstieg der Tropopausenhöhe<sup>10</sup>). Umgekehrt erwartet man einen Anstieg des Tropopausendrucks, wenn  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} > 0$  ist, also die Temperatur in der Stratosphäre stärker steigt oder weniger stark zurückgeht als in der Troposphäre.

Für die thermische Tropopause kann eine noch anschaulichere Argumentation gegeben werden, die in ähnlicher Form schon von Möller (1938) verwendet wurde (Abb. 3.20). Bleibt die Temperatur der Troposphäre konstant und erhöht (erniedrigt) sich die Temperatur der Stratosphäre (Abb. 3.20a), so folgt daraus ein Absinken (Ansteigen) der Tropopause, wobei die Tropopause gleichzeitig wärmer (kälter) wird. Bleibt hingegen die Temperatur der Stratosphäre konstant und erhöht (erniedrigt) sich die Temperatur der Troposphäre (Abb. 3.20b), resultiert daraus ein Ansteigen (Absinken) der Tropopause, und die Tropopause wird dabei

<sup>10</sup>Da die Tropopausenhöhe auch bei einer gleichmäßigen Erwärmung von Troposphäre und Stratosphäre ansteigt, ist der Tropopausendruck für diese Betrachtung die geeignetere Größe.



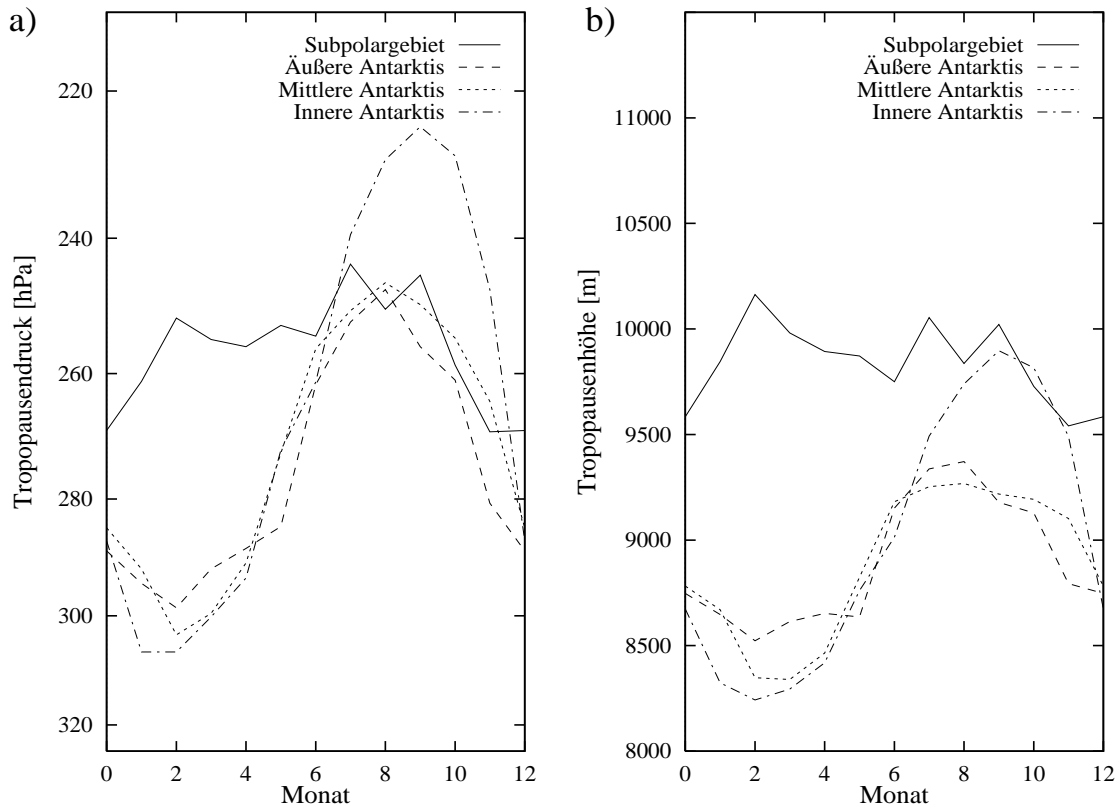


Abbildung 3.19: Jahresgang des Tropopausendrucks [(a), in hPa] und der Tropopausenhöhe [(b), in m] für alle vier Regionen der Südhemisphäre (Subpolargebiet; äußere, mittlere und innere Antarktis).

wärmer (kälter), falls der stratosphärische Temperaturgradient positiv ist.

Diese Argumente sollen nun mit Hilfe der Jahresgänge der 500 hPa-Temperatur, der Tropopausentemperatur und der 100 hPa-Temperatur zur Erklärung der Jahresgänge des Tropopausendrucks verwendet werden (Abb. 3.21). Als Beispiel für den einfachen Jahresgang im Nordpolargebiet sind in Abb. 3.21a die Temperaturgänge für die Region Kanada  $55^{\circ}\text{N} - 60^{\circ}\text{N}$  gezeigt. Auffallend ist hier, daß zwar die 500 hPa-Temperatur einen gut ausgeprägten Jahresgang aufweist, daß aber die 100 hPa-Temperatur das ganze Jahr über fast konstant ist. Daher ist im Frühling  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} < 0$  und im Herbst  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} > 0$ , so daß im Sommer ein Minimum des Tropopausendrucks zu erwarten ist. Dies ist natürlich auch der Fall (s. Abb. 3.16). Die geringe Temperaturamplitude in 100 hPa läßt sich dabei durch den Jahresgang der dynamischen Heizung in der Stratosphäre erklären (s. Kap. 4.3.2 und 4.3.3). Während im Sommer nahezu keine dynamische Heizung wirkt, ist diese im Winter im Bereich des Aleutenhochs, das sich meist bis nach Kanada erstreckt, besonders stark. Der Jahresgang der Strahlungsgleichgewichtstemperatur (s. Kap. 4.3.3) wird dadurch weitgehend kompensiert. Bemerkenswert ist außerdem, daß auch der Jahresgang der Tropopausentemperatur sehr gering ist. Da die untere Stratosphäre in Kanada nahezu isotherm ist (vgl. die Differenz zwischen der Tropopausentemperatur und der 100 hPa-Temperatur in Abb. 3.21a), ist dies konsistent mit dem in Abb. 3.20 dargelegten Argument. Eine einfache Erklärung für die Isothermie selbst kann allerdings nicht gegeben werden. Sowohl Strahlungsprozesse als auch dynamische Prozesse dürften dazu beitragen.

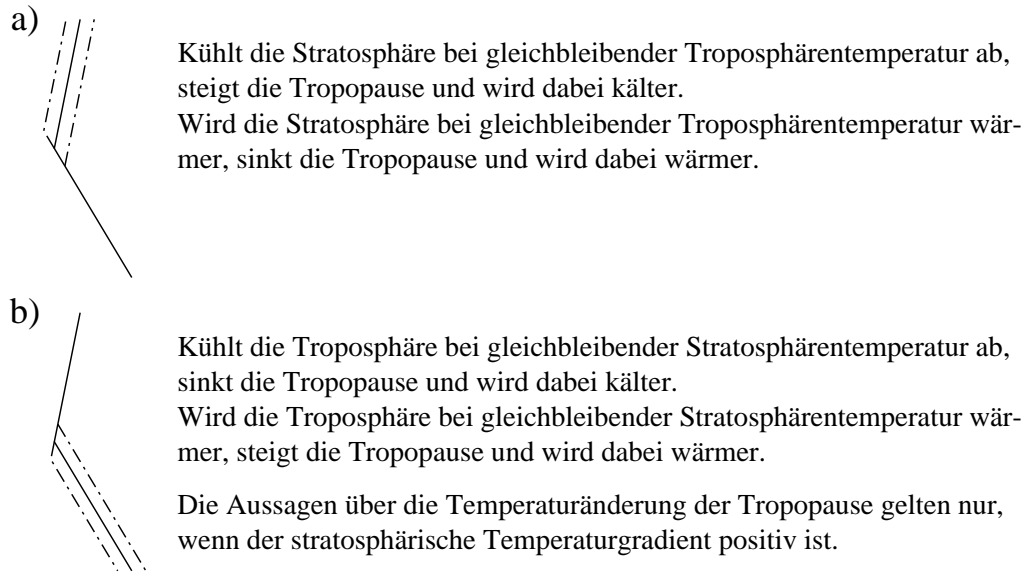


Abbildung 3.20: Skizze zur Abhängigkeit der Tropopause von der troposphärischen und stratosphärischen Temperatur.

Etwas komplizierter ist die Situation in den Regionen, die im Winter im Bereich des Polarwirbels liegen. Wie erwähnt, zeigen diese einen doppelten Jahresgang des Tropopausendruckes. Als Beispiel sind in Abb. 3.21b die Temperaturgänge der Region Westsibirien  $70^{\circ}\text{N} - 82,5^{\circ}\text{N}$  wiedergegeben. Sowohl die 500 hPa-Temperatur als auch die 100 hPa-Temperatur weisen hier einen ausgeprägten Jahresgang auf. Bei genauem Hinsehen ist allerdings zu erkennen, daß die beiden Jahresgänge zeitlich versetzt sind. Während die 500 hPa-Temperatur zwischen November und März fast konstant ist, weist die 100 hPa-Temperatur im Januar ein markantes Minimum auf. Im April ist die 100 hPa-Temperatur schon wieder um 20 K höher als im Januar, die 500 hPa-Temperatur aber nur um 4 K, und bis zum Mai vergrößert sich die Differenz noch weiter. Daher ist zwischen Januar und Mai  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} > 0$ , was konsistent mit dem in diesem Zeitraum beobachteten Anstieg des Tropopausendruckes ist. Zwischen Mai und September verhalten sich die Temperaturgänge gewissermaßen umgekehrt wie im Frühling. Nun bleibt die 100 hPa-Temperatur nahezu unverändert, während die 500 hPa-Temperatur zunächst bis zum Juli kräftig ansteigt und dann wieder absinkt. Auch zwischen September und Oktober ist der Rückgang der 500 hPa-Temperatur noch stärker als der der 100 hPa-Temperatur. Somit ist von Mai bis Juli  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} < 0$  und dann bis zum Oktober  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} > 0$ , was wiederum gut zu den Beobachtungen paßt: Zwischen Mai und Juli geht der Tropopausendruck deutlich zurück, und im Oktober liegt das sekundäre Maximum. Schließlich ist zwischen Oktober und Januar  $\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} < 0$ , da die Stratosphäre in diesem Zeitraum viel stärker abkühlt als die mittlere und obere Troposphäre, so daß sich im Januar das zweite Tropopausendruckminimum einstellt. Zu erwähnen ist noch, daß der Jahresgang der Tropopausentemperatur zwischen den Jahresgängen in 500 hPa und in 100 hPa liegt, wobei sich die Temperaturkurven für 100 hPa und die Tropopause im Frühjahr und Herbst schneiden. Im Sommer ist die Tropopause in aller Regel der kälteste Punkt der Radiosondenaufstiege, während im Winter die Temperatur in der unteren Stratosphäre im Mittel weiter abnimmt.

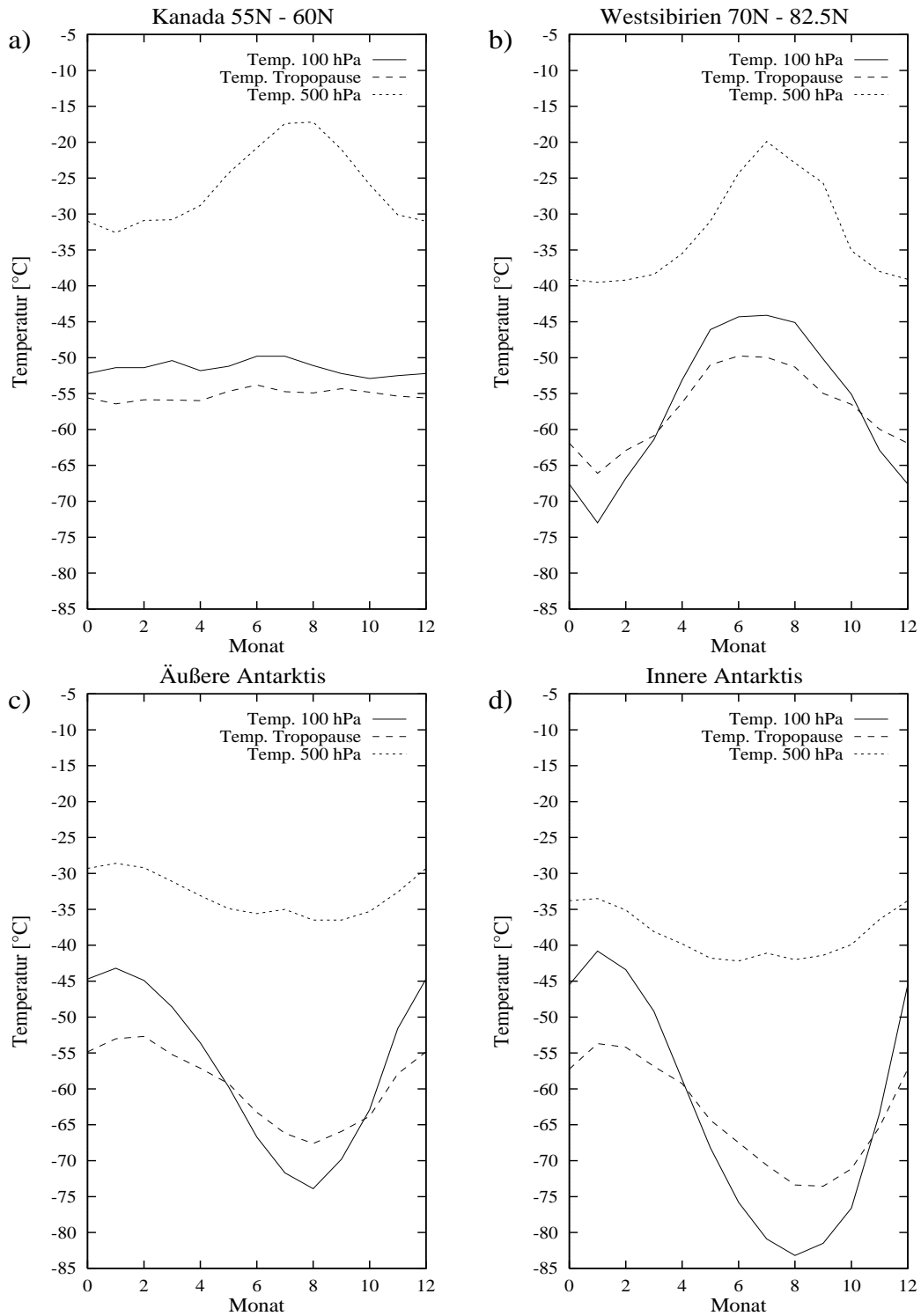


Abbildung 3.21: Vergleich der Jahresgänge der 100 hPa-Temperatur, der Tropopausentemperatur und der 500 hPa-Temperatur [°C] für die Regionen (a) Kanada 55°N - 60°N, (b) Westsibirien 70°N - 82,5°N, (c) äußere Antarktis und (d) innere Antarktis.

Der Vergleich mit Abb. 3.21a zeigt, daß sich der Jahresgang der 500 hPa-Temperatur in Westsibirien nur wenig von dem in Kanada unterscheidet (das niedrigere Temperaturniveau ist auf die nördlichere Lage des ausgewählten Gebiets zurückzuführen). Entscheidend sind also die Unterschiede im Jahresgang der 100 hPa-Temperatur. Diese lassen sich wiederum mit Hilfe der in Kap. 4.3.2 gewonnenen Erkenntnisse über die stratosphärischen Heizraten erklären, die hier im Vorgriff genutzt werden. Im Bereich des Polarwirbels sind die Heizraten im Herbst sowie im Dezember und Januar deutlich geringer als im Bereich des Aleutenhochs, so daß die Stratosphäre im Polarwirbel bis zum Januar stark abkühlt. Ab dem Februar macht sich dann der Einfluß der großen Stratosphärenenerwärmungen bemerkbar (s. Kap. 3.4.3 und 4.3.2). Obwohl diese nicht jedes Jahr auftreten, sind sie im klimatologischen Mittel vor allem im Februar mit sehr großen dynamischen Heizraten verbunden. Die Temperaturen im Polarwirbel gleichen sich daher bis Ende April an die der Umgebung an, was mit der Auflösung des Polarwirbels einhergeht. Im Sommer sind die Heizraten im gesamten Nordpolargebiet sehr gering. Da sich zwischen Mai und August auch die Strahlungsgleichgewichtstemperatur nur geringfügig ändert, bleiben in diesem Zeitraum die 100 hPa-Temperaturen allgemein weitgehend konstant. Zu betonen ist allerdings, daß diese Temperaturkonstanz *auch* eine Folge der starken Heizraten im Frühjahr ist. Infolge dieser Heizraten erreicht die Temperatur in der unteren Stratosphäre schon im Mai ungefähr die Strahlungsgleichgewichtstemperatur, die dann den Sommer über gehalten wird. Wären die Heizraten geringer oder gar nicht vorhanden, würde das Strahlungsgleichgewicht aufgrund der thermischen Trägheit der Atmosphäre aber erst im Juli erreicht werden, und das Temperaturmaximum wäre fast so spitz wie das Minimum im Januar (s. Kap. 4.3.3, Abb. 4.14). Der Jahresgang der 100 hPa-Temperatur wäre dann ähnlich dem der Antarktis (Abb. 3.21c,d), die als nächstes diskutiert wird.

In der Antarktis sind die Temperaturgänge durch einen recht schwachen Jahresgang in 500 hPa und durch einen sehr starken Jahresgang in 100 hPa gekennzeichnet, wobei der Vergleich der äußeren und der inneren Antarktis zeigt, daß die Temperaturamplitude zum Pol hin rapide zunimmt. In beiden Antarktisregionen fällt zudem auf, daß das Sommermaximum der 100 hPa-Temperatur deutlich schärfer als im Nordpolargebiet ist und daß die Tiefsttemperatur in 100 hPa erst im August erreicht wird, also umgerechnet einen Monat später als im Nordpolarwirbel. Beides hängt damit zusammen, daß die dynamischen Heizraten in der unteren Stratosphäre der Antarktis das ganze Jahr über recht gering sind (s. Kap. 4.3.2). Insbesondere gibt es in der Antarktis keine großen Stratosphärenenerwärmungen, die im Spätwinter zu einer raschen Auflösung des Polarwirbels führen könnten. Im Winter kommt daher die 100 hPa-Temperatur dem Strahlungsgleichgewicht viel näher als im Nordpolarwirbel, und die Erwärmung am Winterende setzt erst mit dem Sonnenaufgang ein. Infolge der thermischen Trägheit der Atmosphäre wird schließlich das Sommermaximum der Temperatur erst im Januar erreicht. Aus dem Vergleich der Temperaturkurven für 100 hPa und 500 hPa geht hervor, daß zwischen Januar und August  $\frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} < 0$  und zwischen August und Januar  $\frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t} > 0$  ist, was wiederum konsistent mit dem Verlauf des Tropopausendrucks ist. Der Umstand, daß Abb. 3.19a für die innere Antarktis das Druckminimum im September zeigt, ist nämlich auf die geringe Anzahl der verfügbaren Daten zurückzuführen. Das aus den ERA-Daten berechnete Gebietsmittel der inneren Antarktis zeigt das Druckminimum im August.

Der Verlauf der Tropopausentemperatur ist strukturell ähnlich dem im Nordpolarwirbel beobachteten, d. h. im Sommer fällt das Temperaturminimum meist mit der Tropopause zusammen, und im Winter geht die Temperatur in der Stratosphäre weiter zurück. Besonders

stark ist der negative stratosphärische Temperaturgradient in der inneren Antarktis, wo die 100 hPa-Fläche um bis zu 10 K kälter als die Tropopause ist, was einem mittleren Gradienten zwischen der Tropopause und der 100 hPa-Fläche von rund  $-1,8 \text{ K km}^{-1}$  entspricht. Typische Werte für diesen mittleren Temperaturgradienten liegen im Antarktiswinter bei etwa  $-1 \text{ K km}^{-1}$ . Zu diskutieren bleibt noch, weshalb die Amplitude der 500 hPa-Temperatur in der Antarktis so viel kleiner als im Nordpolargebiet ist. Der primäre Grund hierfür dürfte die Eisbedeckung des antarktischen Kontinents sein. Da die solare Strahlung zum größten Teil reflektiert wird, erwärmt sich der Boden in der Antarktis nur wenig, so daß auch die Flüsse fühlbarer Wärme in die Troposphäre gering sind. In der inneren Antarktis löst sich zudem im Sommer nicht einmal die Bodeninversion auf.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Jahrgänge des Tropopausendrucks in allen besprochenen Regionen konsistent mit den am Anfang dieses Abschnittes genannten Argumenten sind. Sie lassen sich also mit Hilfe der Jahrgänge der Temperatur in 100 hPa und in 500 hPa qualitativ erklären. Da die regionalen Unterschiede des 500 hPa-Jahresgangs klein gegenüber denen des 100 hPa-Jahresgangs sind, läßt sich weiter folgern, daß der Jahresgang des Tropopausendrucks zu einem großen Teil vom Jahresgang der Temperatur in der unteren Stratosphäre bestimmt wird. Letzterer wird – abgesehen von der Sonnenstrahlung – vor allem durch die dynamische Heizung in der Stratosphäre bestimmt, die im Zusammenhang mit der stratosphärischen Zirkulation steht. Es läßt sich also der Schluß ziehen, daß die stratosphärische Zirkulation einen entscheidenden Einfluß auf den Jahresgang der Tropopause hat. Diese Hypothese wird in Kap. 4.3.3 mit Hilfe eines Strahlungs-Konvektions-Modells weiter untersucht. In Kap. 3.4.3 wird außerdem gezeigt, daß nicht nur der Jahresgang der Tropopause, sondern auch ihre Variabilität von Jahr zu Jahr von der stratosphärischen Dynamik beeinflusst wird. In Monaten, die von großen Stratosphärenenerwärmungen beeinflusst sind, liegt der Tropopausendruck im Nordpolarwinter nämlich deutlich höher als in Monaten mit kaltem, ungestörtem Polarwirbel.

### 3.2.4 Die Schärfe der Tropopause

Dieser Abschnitt ist der Untersuchung der Schärfe der Tropopause in den Polargebieten gewidmet. Als Definition der Tropopausenschärfe soll im folgenden die Differenz der Temperaturgradienten über und unter der Tropopause verwendet werden (Wirth, 1999). Den hauptsächlichsten Beitrag zur regionalen und jahreszeitlichen Variabilität der Tropopausenschärfe leistet dabei der Gradient über der Tropopause, doch auch der Gradient unter der Tropopause weist interessante Schwankungen auf. Daher werden die Temperaturgradienten über und unter der Tropopause getrennt diskutiert. Alle folgenden Auswertungen basieren auf Radiosondendaten, da die vertikale Auflösung der ERA-Daten nicht ausreicht, um den oft sehr scharfen Temperaturknick an der Tropopause korrekt wiederzugeben, und soweit nicht anders angegeben, beziehen sich alle Ergebnisse auf die PV-Tropopause.

#### Die Temperaturgradienten unter der Tropopause

Einige Beispiele für beobachtete Temperaturgradienten unter der Tropopause werden in Abb. 3.22 präsentiert. Dargestellt sind sowohl die mittleren Gradienten der Schichten 500 m und 2 km unter der Tropopause als auch der mittlere Temperaturgradient zwischen der 500 hPa-Fläche und der 350 hPa-Fläche. Letzterer kann als gutes Maß für den Temperaturgradienten in der

freien Troposphäre betrachtet werden, wenn die mittlere Tropopause über der 300 hPa-Fläche liegt. Dies ist in den gezeigten Regionen außer im antarktischen Sommer der Fall.

Für alle Regionen gilt, daß die Schicht 500 m unter der Tropopause merklich stabiler als das Mittel über 2 km unter der Tropopause ist. Dies deutet darauf hin, daß die Tropopause keineswegs immer einen abrupten Übergang von troposphärischen zu stratosphärischen Verhältnissen darstellt, sondern mitunter eher als Übergangszone anzusehen ist. Bemerkenswert ist dabei allerdings, daß der größte Unterschied zwischen dem 2 km-Gradienten und dem 500 m-Gradienten nicht bei den zyklonal beeinflussten Tropopausen, die allgemein durch einen eher unscharfen Temperaturverlauf gekennzeichnet sind (s. Kap. 3.3.1), sondern bei den antizyklonal beeinflussten Tropopausen auftritt. Eine nähere Untersuchung dieser Frage zeigt, daß in den Radiosondenaufstiegen bei einem Teil der antizyklonalen Fälle über der gemeldeten thermischen Tropopause erst eine dünne Schicht mit mäßig stabilem Gradienten und dann eine Schicht mit sehr stabilem Gradienten folgt. Einige Beispiele dafür sind in Abb. 3.25b,c wiedergegeben. Inwieweit diese Schichtungsverhältnisse real oder ein Artefakt der Algorithmen zur Bestimmung der markanten Punkte sind, kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden. Jedenfalls liegt die PV-Tropopause in diesen Fällen meist erst beim zweiten Temperaturknick, da aufgrund der negativen Vorticity der Grenzwert des PV-Kriteriums (3,5 PVU) erst bei einem deutlich höheren Temperaturgradienten als dem Grenzwert des thermischen Kriteriums ( $-2 \text{ K km}^{-1}$ ) erreicht wird. Dies hat zur Folge, daß der mittlere 500 m-Gradient unter der PV-Tropopause merklich stabiler als der entsprechende Gradient unter der thermischen Tropopause ist und ebenso stabiler als der 2 km-Gradient unter der PV-Tropopause ist. Aus demselben Grund ist übrigens auch der mittlere 500 m-Gradient *über* der PV-Tropopause stabiler als der entsprechende Gradient über der thermischen Tropopause (mehr dazu weiter unten und in Kap. 3.3.1).

Zwischen dem Gradienten der Schicht 2 km unter der Tropopause und dem Gradienten der freien Troposphäre (500/350 hPa) bestehen allgemein im Sommer nur geringe Unterschiede, im Winter ist allerdings der 2 km-Gradient merklich stabiler. Dies dürfte im wesentlichen darauf zurückzuführen sein, daß die Schärfe der Tropopause im Winter allgemein geringer als im Sommer ist (s. u.). Eine nähere Diskussion ist nun noch für den 500/350 hPa-Gradienten erforderlich. Wie die Arbeit von Juckes (1999) zeigt, ist im zonalen Mittel die freie Troposphäre der nördlichen Mittelbreiten im Winter deutlich stabiler als im Sommer. Dies wird von Juckes auf die stärkere Aktivität barokliner Wellen im Winter zurückgeführt, die, wie aus der Theorie der baroklinen Wellen bekannt ist, für eine Stabilisierung der Troposphäre sorgen. Sicherlich spielt dieser Effekt der baroklinen Wellen auch in den Polargebieten eine große Rolle, doch lassen die erheblichen regionalen Unterschiede in der troposphärischen Stabilität den Schluß zu, daß es auch noch andere Einflüsse gibt. Beim Vergleich der einzelnen Abbildungen in 3.22 fällt auf, daß in der Region Europa  $55^\circ\text{N} - 60^\circ\text{N}$  fast kein Jahresgang vorhanden ist, während in gleicher Breitenlage in Ostsibirien der troposphärische Gradient im Winter um  $1,5 \text{ K km}^{-1}$  höher als im Sommer ist. Im Bereich des Polarwirbels, z. B. in Nordeuropa, erkennt man eine Doppelwelle, die parallel zur Doppelwelle des Tropopausendruckes läuft, und in der Antarktis ist schließlich die Stabilität im Sommer höher als im Winter. Dabei ist in allen Fällen hoher Tropopausendruck mit hoher Stabilität korreliert. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Differenz zwischen der Temperatur der unteren oder mittleren Troposphäre und der unteren Stratosphäre nicht nur den Tropopausendruck, sondern auch die troposphärische Stabilität beeinflusst, wobei eine große Temperaturdifferenz natürlich mit geringer Stabilität einhergeht.

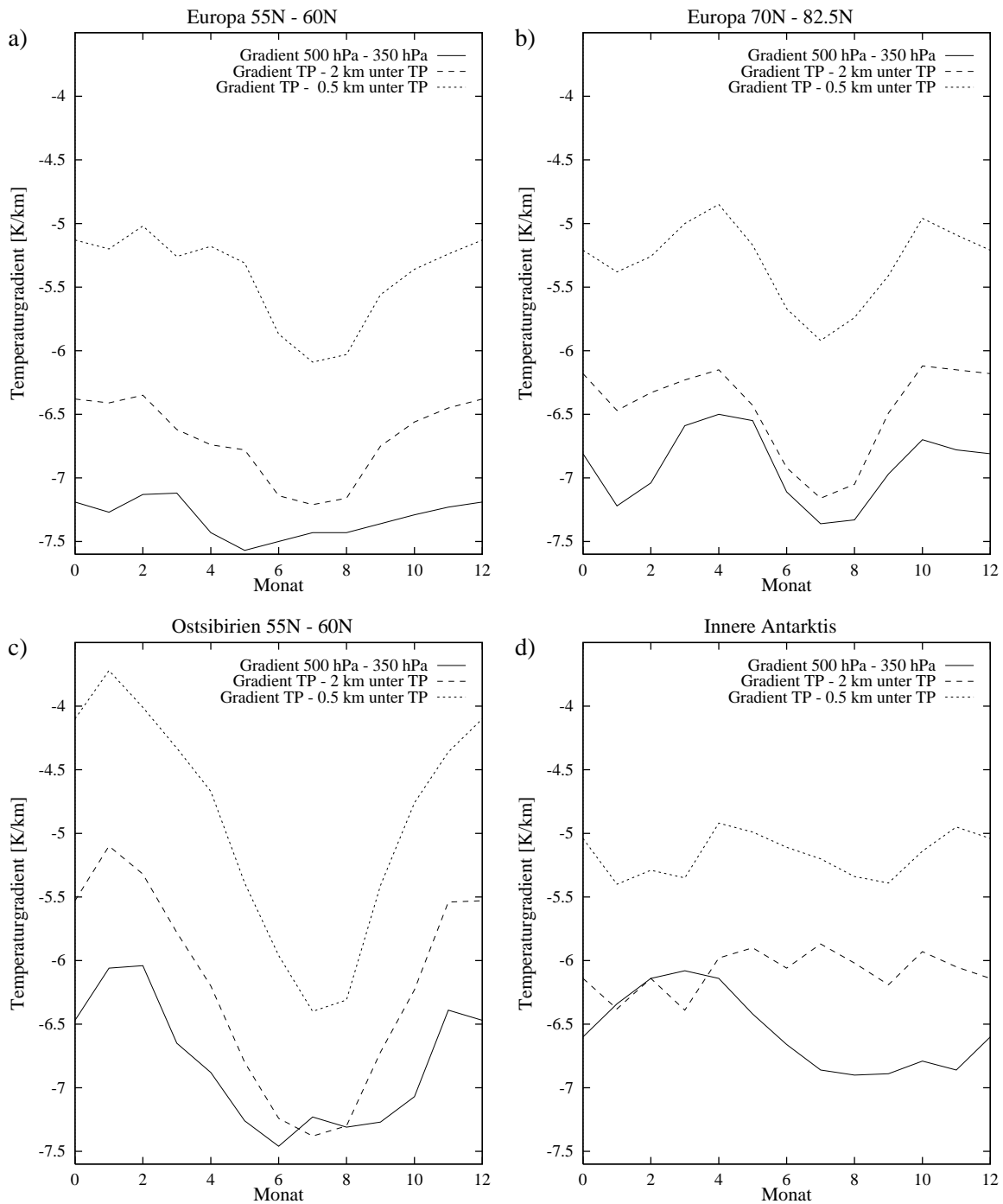


Abbildung 3.22: Jahrgänge der mittleren Temperaturgradienten [K/km] zwischen 500 hPa und 350 hPa sowie zwischen  $H_{TP}$  und  $H_{TP} - \Delta z$ , wobei  $H_{TP}$  die Tropopausenhöhe ist und  $\Delta z$  die Werte 500 m und 2 km annimmt. Regionen: (a) Europa 55°N - 60°N, (b) Europa 70°N - 82,5°N, (c) Ostsibirien 55°N - 60°N und (d) innere Antarktis.

### Die Temperaturgradienten über der Tropopause

Um ein Bild von den Stabilitätsverhältnissen über der Tropopause zu vermitteln, werden nun die mittleren Gradienten der Schichten 500 m und 2 km über der Tropopause sowie der mittlere Gradient zwischen der Tropopause und der 100 hPa-Fläche diskutiert. Bis auf wenige Ausnahmen gilt, daß der Jahresgang der Temperaturgradienten über der Tropopause erheblich größer als unter der Tropopause ist, und mit zunehmender Polnähe wird dieses Verhalten immer ausgeprägter. Daher wird die Variabilität der Tropopausenschärfe vornehmlich vom Gradienten über der Tropopause bestimmt, wobei die Tropopause um so schärfer ist, je größer der Temperaturgradient über ihr ist. Abb. 3.23 zeigt einige ausgewählte Ergebnisse für die Nordhemisphäre und Abb. 3.24 für die Südhemisphäre.

Die meridionale Abhängigkeit des 2 km-Gradienten über der Tropopause ist in den Abb. 3.23a und 3.23b für Europa und Kanada dargestellt. In allen Fällen gilt, daß die Stabilität über der Tropopause im Sommer höher ist als im Winter. Da die Stabilität im Winter zum Pol hin abnimmt und im Sommer zum Pol hin zunimmt, ist aber der Jahresgang in Polnähe weitaus größer als in den mittleren Breiten. Vor allem in den Regionen südlich von 70°N fällt zudem auf, daß im Winter die Stabilität in Europa deutlich niedriger als in Kanada ist. Hier wird wieder der Einfluß des Polarwirbels sichtbar. In den nicht gezeigten Regionen des Nordpolargebiets (Westsibirien, Ostsibirien, Grönland) sind der Jahresgang und die meridionale Abhängigkeit ähnlich, wobei Westsibirien allgemein noch etwas labiler als Europa ist, Ostsibirien zwischen den Werten Europas und Kanadas liegt und Grönland nur geringe Unterschiede zu Europa aufweist. In der Südhemisphäre (Abb. 3.24a) weist der Temperaturgradient über der Tropopause im Subpolargebiet fast keinen Jahresgang auf, wohl aber in der Antarktis. Dort ist der Jahresgang sogar noch merklich größer als im Nordpolargebiet, und ebenso wie im Nordpolargebiet nimmt er polwärts zu. Bemerkenswert ist vor allem die geringe Stabilität über der Tropopause im antarktischen Winter. In der inneren Antarktis erreicht der mittlere Temperaturgradient in den 2 km über der Tropopause beinahe einen Wert von  $-2 \text{ K km}^{-1}$ , also den Grenzwert des thermischen Kriteriums, und auch der mittlere Gradient zwischen der Tropopause und der 100 hPa-Fläche ist ähnlich labil. Dies zeigt, daß der für die PV-Inversion in Abb. 3.14b verwendete stratosphärische Gradient von  $-1 \text{ K km}^{-1}$  keineswegs ein extremer Wert ist und daß der in Abb. 3.14c und 3.14d gezeigte Wertebereich (bis  $-1,6 \text{ K km}^{-1}$ ) durchaus realistisch ist.

Einen Einblick in die vertikale Struktur der stratosphärischen Stabilität geben Abb. 3.23c,d für das Nordpolargebiet und Abb. 3.24b,c für das Südpolargebiet. Zunächst werden die Verhältnisse im Nordpolargebiet besprochen. Sowohl im Polarwirbel als auch außerhalb davon gilt, daß die Stabilität direkt über der Tropopause erheblich höher ist als die mittlere Stabilität zwischen der Tropopause und der 100 hPa-Fläche. Dies bedeutet, daß über der Tropopause im Mittel eine dünne, stabile Schicht liegt, und daß oberhalb davon die stratosphärische Temperatur im Sommer nur noch langsam zunimmt und im Winter im Polarwirbel weiter abnimmt und außerhalb des Polarwirbels nahezu konstant bleibt. Die getrennte Untersuchung zyklonal und antizyklonal beeinflusster Tropopausen (s. Kap. 3.3.1) zeigt dabei, daß diese stabile Schicht nur in antizyklonalen Fällen auftritt, dafür aber mit enorm hohen Temperaturgradienten verbunden ist. Einige besonders markante Beispiele dafür sind in Abb. 3.25 wiedergegeben. In allen dargestellten Fällen übersteigt der Temperaturgradient über der Tropopause  $+20 \text{ K km}^{-1}$ . Bei den Aufstiegen A - C stimmen dabei die thermische Tropopause und die PV-Tropopause überein, bei den Aufstiegen D - F liegt hingegen die PV-Tropopause geringfügig über der thermischen Tropopause, da über der thermischen Tropopause erst eine Schicht mäßiger Stabilität folgt, in



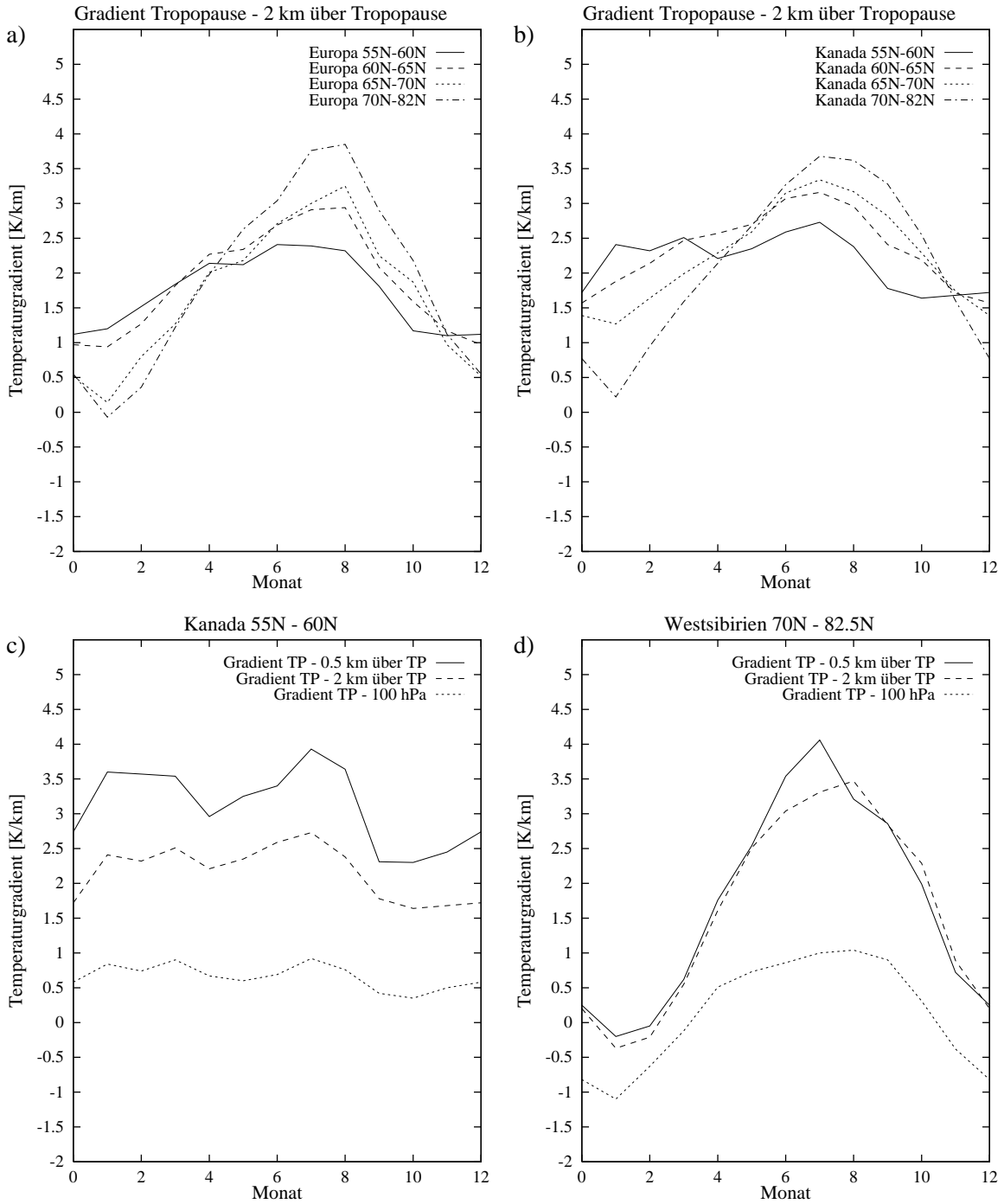


Abbildung 3.23: Obere Reihe: Jahresgänge der mittleren Temperaturgradienten [K/km] zwischen  $H_{TP}$  und  $H_{TP} + 2$  km für alle Breitenkreisregionen Europas und Kanadas.

Untere Reihe: Jahresgänge der mittleren Temperaturgradienten [K/km] zwischen  $H_{TP}$  und  $H_{TP} + 500$  m,  $H_{TP}$  und  $H_{TP} + 2$  km sowie zwischen  $H_{TP}$  und der 100 hPa-Fläche für die Regionen Kanada 55°N - 60°N und Westsibirien 70°N - 82,5°N.

$H_{TP}$  bezeichnet jeweils die Höhe der Tropopause.

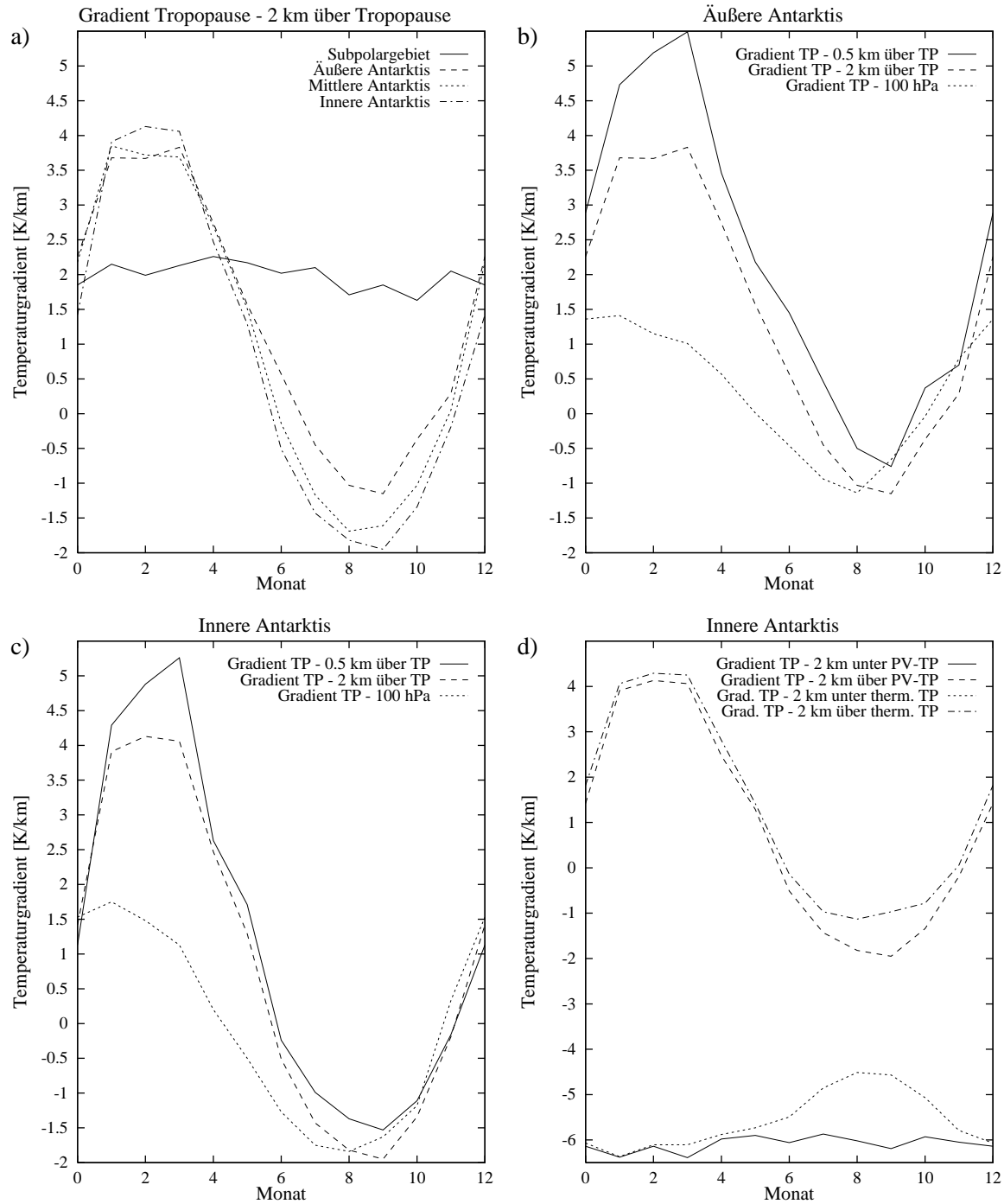


Abbildung 3.24:

a) Wie Abb. 3.23a,b, aber für die Regionen der Südhemisphäre;

b), c) Wie Abb. 3.23c,d, aber für die Regionen äußere und innere Antarktis

d) Vergleich der Gradienten zwischen  $H_{TP}$  und  $H_{TP} \pm 2$  km für die thermische Tropopause und die PV-Tropopause. Region: innere Antarktis.

der das PV-Kriterium noch nicht erfüllt ist. Wie bereits erwähnt, kann nicht ausgeschlossen werden, daß diese Doppelstruktur ein Artefakt der Algorithmen zur Bestimmung der markanten Punkte ist (zumindest die Aufstiege D und E lassen dies denkbar erscheinen). Um dies zu überprüfen, wären allerdings hochaufgelöste Radiosondendaten erforderlich. Eine Folge dieser Doppelstruktur ist jedenfalls, daß nur der Temperaturgradient über der PV-Tropopause, der in Kap. 3.3.1 noch näher untersucht wird, das volle Ausmaß der Stabilität über antizyklonal beeinflussten Tropopausen zeigt. Zu bemerken ist noch, daß sowohl im Sommer (Aufstiege A, C, E, F) als auch im Winter (Aufstiege B, D) extrem stabile Schichten über der Tropopause auftreten können. Oberhalb davon geht dann allerdings die Temperatur im Winter meist wieder zurück, während sie im Sommer ungefähr gleich bleibt oder sogar weiter ansteigt (v. a. in der Antarktis; Aufstiege C, E).

Die geringe Dicke der in Abb. 3.25 gezeigten stabilen Schichten läßt erwarten, daß auch der mittlere Gradient der 500 m-Schicht über der Tropopause deutlich stabiler ist als der mittlere Gradient der 2 km-Schicht. Merkwürdigerweise ist dies jedoch nur in Kanada (Abb. 3.23c) der Fall, nicht aber in Westsibirien (Abb. 3.23d). Die Untersuchung aller verfügbaren Regionen zeigt dabei, daß in Europa, Kanada und Grönland fast ohne Ausnahme der 500 m-Gradient erheblich höher ist als der 2 km-Gradient, während in Westsibirien und Ostsibirien die Unterschiede in allen Breitenlagen viel kleiner sind. Eine Erklärung dieses Phänomens über den Einfluß des Polarwirbels scheidet somit von vornherein aus, da sich sonst Europa und Westsibirien bzw. Kanada und Ostsibirien ähnlich verhalten müßten. Da die Untersuchung der Häufigkeit mehrfacher Tropopausen (Kap. 3.4.2) ebenso merkwürdige regionale Unterschiede ergibt (viele Mehrfachtropopausen in Europa, Kanada und Grönland, wenige in West- und Ostsibirien), drängt sich der Verdacht auf, daß die Qualität der russischen Radiosondendaten schlechter ist als die der übrigen. Konkret würden vor allem großzügigere Kriterien für die Ermittlung markanter Punkte (s. Kap. 3.1.2) diese systematischen Unterschiede erklären, denn dadurch würden dünne, stabile Schichten verstärkt geglättet. Nach Auskunft von Herrn A. Kaestner (DWD) sind derartige Unterschiede bei den Kriterien für die markanten Punkte durchaus möglich. Um diesen Verdacht zu testen, wurde die mittlere Anzahl der markanten Punkte der Radiosondenaufstiege berechnet. Es zeigte sich in der Tat, daß diese in Rußland merklich niedriger liegt als in den übrigen Regionen.

In der Antarktis (Abb. 3.24b,c) ist die Stabilitätsstruktur der unteren Stratosphäre im Sommer und Herbst ähnlich der im Nordpolargebiet, wobei allerdings die Temperaturgradienten noch etwas höher sind. Im Winter und Frühling fällt hingegen auf, daß die drei Temperaturgradienten nahezu gleich sind. Die Temperatur geht hier also in der unteren Stratosphäre nahezu gleichmäßig zurück. Es sei noch darauf hingewiesen, daß die geringen Unterschiede zwischen den 500 m-Gradienten und den 2 km-Gradienten im Gegensatz zu Sibirien nicht auf eine zu geringe Anzahl markanter Punkte zurückgeführt werden können. Der Umstand, daß hier auch unter antizyklonalem Einfluß der 500 m-Gradient nur wenig höher als der 2 km-Gradient ist, muß wohl mit der allgemeinen Unschärfe der Tropopause begründet werden. Zum Abschluß wird in Abb. 3.24d ein Vergleich der 2 km-Gradienten über und unter der PV-Tropopause mit den entsprechenden Gradienten an der thermischen Tropopause gezogen. Während im Sommer die Unterschiede gering sind, sind im Winter die auf die thermische Tropopause bezogenen Gradienten stabiler. Dies ist eine unmittelbare Folge des Grenzwertes von  $-2 \text{ K km}^{-1}$  im thermischen Kriterium. Gradienten über der Tropopause, die kleiner als  $-2 \text{ K km}^{-1}$  sind, stünden im Widerspruch zum thermischen Kriterium, so daß der mittlere Gradient über der thermi-

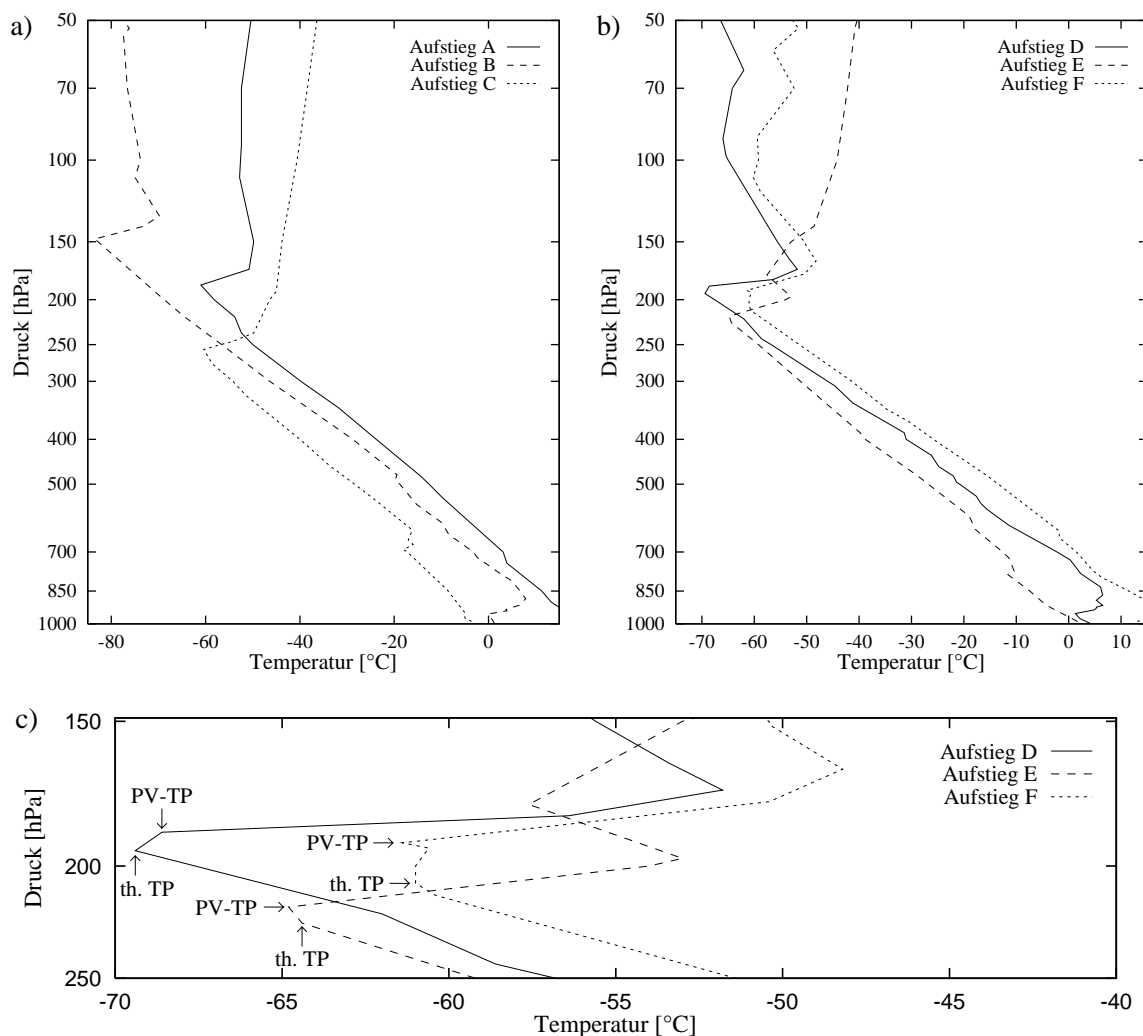


Abbildung 3.25: Beispiele für Radiosondenaufstiege mit besonders ausgeprägter Inversion über der Tropopause. Die Aufstiege A - C zeigen Fälle, in denen die thermische Tropopause und die PV-Tropopause übereinstimmen, in den Aufstiegen D - F liegt die PV-Tropopause über der thermischen Tropopause. Die Teilabbildung (c) zeigt eine Ausschnittsvergrößerung von (b). Einige Daten zu den Aufstiegen:

- A: Station 26406 (Liepaja, 56°N/21°O); 1.7.1990;  $p_{TP} = 186$  hPa (beide Definitionen);
- B: Station 06181 (Kopenhagen, 55°N/12°O); 11.1.1992;  $p_{TP} = 148$  hPa (beide Definitionen);
- C: Station 89002 (Neumayer, 70°S/8°W); 14.1.1992;  $p_{TP} = 256$  hPa (beide Definitionen);
- D: Station 03026 (Stornoway, 58°N/6°W); 1.2.1993;  $p_{TP} = 187$  hPa (PV) / 194 hPa (therm.);
- E: Station 89532 (Syowa, 69°S/39°O); 1.1.1993;  $p_{TP} = 217$  hPa (PV) / 224 hPa (therm.);
- F: Station 85934 (Punta Arenas, 53°S/71°W); 25.2.1989;  $p_{TP} = 191$  hPa (PV) / 207 hPa (therm.).

schen Tropopause deutlich höher als  $-2 \text{ K km}^{-1}$  sein muß. Der mittlere Gradient unter der thermischen Tropopause ist im Winter zu hoch, weil die thermische Tropopause unter zyklonalem Einfluß oft mehr als 2 km über der PV-Tropopause liegt (s. Kap. 3.2.2), so daß in den Mittelwert des 2 km-Gradienten auch stratosphärische Werte einfließen.

### 3.2.5 Bemerkungen zum 1,6 PVU-Kriterium

Die WMO-Definition der PV-Tropopause von 1986 schlägt, wie bereits in Kap. 2.2.1 erwähnt, einen Grenzwert von 1,6 PVU vor. Dieser Wert hat sich in der Literatur jedoch nicht durchgesetzt, denn die Mehrheit der Autoren verwendet einen höheren Wert. Maßgeblichen Anteil daran hat die Arbeit von Hoerling et al. (1991), in der anhand einiger Fallstudien gezeigt wurde, daß im Mittel die 3,5 PVU-Fläche der thermischen Tropopause am nächsten kommt, während die 1,6 PVU-Fläche deutlich tiefer liegt. Da Hoinka (1998, 1999) in seiner Tropopausenstatistik diesem Wert von 3,5 PVU folgte, wurde auch in der vorliegenden Arbeit die 3,5 PVU-Definition verwendet. Man kann nun dagegen argumentieren, daß das thermische Kriterium als Referenz für die Festlegung eines PV-Grenzwertes ungeeignet ist, da es seinerseits nur eine willkürliche Definition ist und außerdem im antarktischen Winter unbrauchbar ist (s. Kap. 3.2.2). Im Laufe dieser Arbeit ergaben sich jedoch noch weitere Argumente gegen die Verwendung eines Wertes von 1,6 PVU (bzw. für die Verwendung eines deutlich höheren Wertes), die in diesem Abschnitt kurz zusammengefaßt werden.

Zur Illustration der folgenden Argumente sind in Abb. 3.26 die Wertekombinationen aus relativer Vorticity, Druck und vertikalem Temperaturgradienten dargestellt, die zusammen gemäß Gl. (2.8) bzw. (3.11) eine potentielle Vorticity von 1,6 PVU bzw. 3,5 PVU ergeben. Für die Berechnung wurde eine Temperatur von 220 K und eine planetare Vorticity von  $1,3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  angenommen. Letztere entspricht dem Wert in  $63^\circ\text{N}$ ; für andere Breitengrade erhält man die entsprechenden Wertekombinationen dadurch, daß man die Differenz zwischen der planetaren Vorticity und  $1,3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  zur relativen Vorticity addiert. Besonders aufschlußreich ist der Vergleich der Druckwerte, bei denen die beiden PV-Werte erreicht werden, wenn  $\zeta = 0$  ist und der Temperaturgradient gerade dem Grenzwert des thermischen Kriteriums entspricht, also  $\frac{\partial T}{\partial z} = -2 \text{ K km}^{-1}$  ist. 3,5 PVU werden unter diesen Bedingungen in  $63^\circ\text{N}$  in ca. 265 hPa und am Pol in ca. 285 hPa erreicht. Diese Werte liegen sehr nahe an den beobachteten Tropopausendrücken (s. Kap. 3.2.1), so daß es nicht verwunderlich ist, daß die thermische Tropopause mit der 3,5 PVU-Fläche in den meisten Fällen gut übereinstimmt. 1,6 PVU werden hingegen in  $63^\circ\text{N}$  schon in 485 hPa und am Pol sogar schon in 520 hPa erreicht. Folglich ist zu erwarten, daß die 1,6 PVU-Fläche deutlich tiefer als die thermische Tropopause oder die 3,5 PVU-Fläche liegt. Noch größer als für  $\zeta = 0$  sind die Unterschiede unter zyklonalem Einfluß. Beispielsweise liegt für  $f + \zeta = 2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  und  $\frac{\partial T}{\partial z} = -2 \text{ K km}^{-1}$  die 3,5 PVU-Fläche in 400 hPa, die 1,6 PVU-Fläche hingegen schon in 680 hPa.

So groß, wie diese Zahlen vermuten lassen, sind die Unterschiede zwischen der 1,6 PVU-Tropopause und der 3,5 PVU-Tropopause im Mittel natürlich nicht, da typische troposphärische Temperaturgradienten zwischen  $-6 \text{ K km}^{-1}$  und  $-7,5 \text{ K km}^{-1}$  liegen, so daß die 1,6 PVU-Fläche in vielen Fällen nicht viel tiefer als die 3,5 PVU-Fläche liegt. Im Mittel liegt der aus den Radiosondendaten berechnete Druck der 1,6 PVU-Tropopause im Sommer um 20 - 30 hPa und im Winter um 40 - 60 hPa über dem der 3,5 PVU-Tropopause, und bei Verwendung der ERA-Daten sind die Unterschiede noch um 5 - 15 hPa größer. Hinzuzufügen ist, daß die Differenzen bei zyklonaler Vorticity erheblich größer als bei antizyklonaler Vorticity sind.

Schwerwiegender als die Unterschiede des Mittelwertes sind die Unterschiede der Standardabweichung des Tropopausendrucks  $\sigma_{p_{TP}}^T$ . Diese ist nämlich bei der 1,6 PVU-Tropopause um 50% bis 100% höher als bei der 3,5 PVU-Tropopause, wobei die größeren Unterschiede allgemein im Winter auftreten. Der Grund dafür ist, daß zwar in vielen Fällen die 1,6 PVU-Fläche

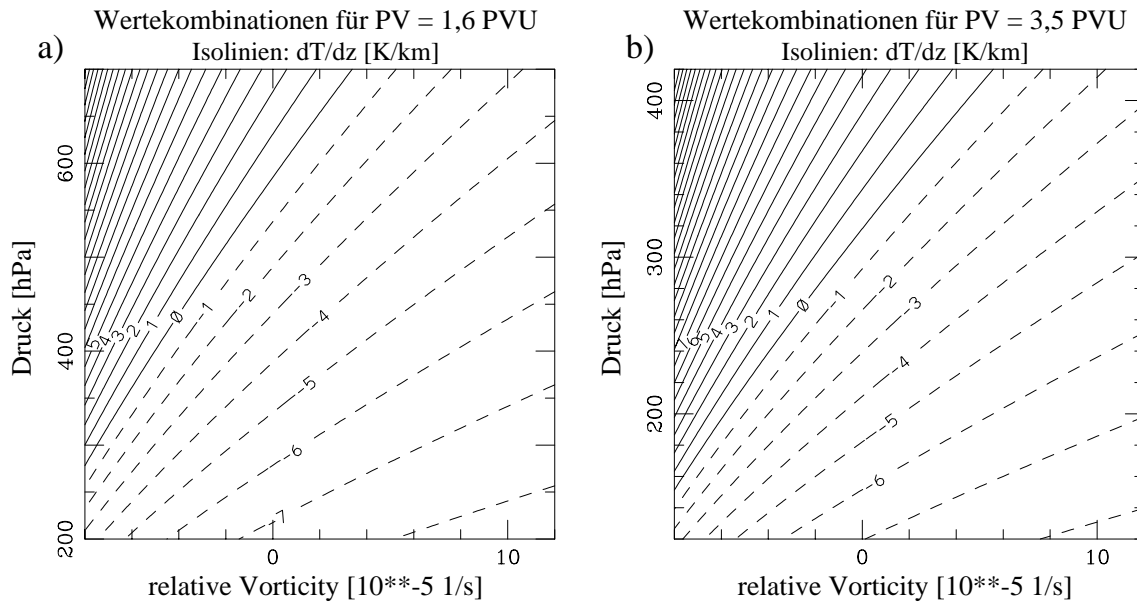


Abbildung 3.26: Wertekombinationen aus Druck [hPa], relativer Vortizität [ $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ] und vertikalem Temperaturgradienten [ $\text{K km}^{-1}$ ], die zusammen einen PV-Wert von 1,6 PVU (a) bzw. 3,5 PVU (b) ergeben. Die Temperaturgradienten sind als Isolinien gezeichnet (Abstand  $1 \text{ K km}^{-1}$ ), wobei negative Werte gestrichelt sind. Der Berechnung liegt eine planetare Vortizität von  $1,3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  und eine Temperatur von 220 K zugrunde.

mit der 3,5 PVU-Fläche nahezu zusammenfällt, daß es aber in einigen Fällen auch sehr große Differenzen zwischen den beiden Flächen gibt, die mehrere hundert hPa erreichen können. Wie schon angedeutet, treten derart große Differenzen vor allem im Winter bei starker zyklonaler Vortizität auf. In kräftigen Tiefdruckgebieten, in denen die relative Vortizität Werte von über  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  erreichen kann, sinkt die 1,6 PVU-Fläche vor allem im Winter nicht selten unter die 700 hPa-Fläche ab, also in Höhenbereiche, die üblicherweise zur unteren Troposphäre gerechnet werden. In Kanada und Ostsibirien kommt es im Winter bisweilen sogar vor, daß die 1,6 PVU-Fläche den Boden schneidet (hier wurden einige Fälle gefunden, in denen die potentielle Vortizität in allen Niveaus über 1,6 PVU lag). Dies ist ein deutliches Zeichen dafür, daß der Wert von 1,6 PVU für eine Tropopausendefinition zu niedrig ist.

Das zweite wichtige Argument gegen das 1,6 PVU-Kriterium ist, daß es in vielen Fällen keine eindeutige Bestimmung der Tropopause ermöglicht. Dies äußert sich zum einen darin, daß nach dem 1,6 PVU-Kriterium sehr oft zwei oder mehr „Tropopausen“ auftreten, und zum anderen darin, daß die Korrelation zwischen den Radiosonden-Tropopausen und den ERA-Tropopausen viel schlechter als bei Verwendung des 3,5 PVU-Kriteriums ist. Die Auswertung des Auftretens mehrfacher Tropopausen, deren Ergebnisse für das 3,5 PVU-Kriterium in Kap. 3.4.2 präsentiert werden, ergab, daß im Winter nach dem 1,6 PVU-Kriterium in 45% - 70% der Fälle mindestens zwei Tropopausen und in 15% bis 30% der Fälle sogar drei oder mehr Tropopausen auftreten. Im Sommer gibt es immerhin noch in 30% bis 50% der Fälle mindestens zwei Tropopausen und in 7% bis 15% drei oder mehr Tropopausen. Damit ist die Häufigkeit mehrfacher Tropopausen nach dem 1,6 PVU-Kriterium vier- bis zehnmals so groß wie nach dem 3,5 PVU-Kriterium und zehn- bis fünfzehnmal so groß wie die in früheren Arbeiten ermittelte Häufigkeit von Tropopausenfalten (z. B. van Haver et al., 1996). Daraus läßt sich schließen, daß mit dem 1,6 PVU-Kriterium troposphärische Schichten erhöhter Stabi-

lität (z. B. Absinkinversionen) häufig als Tropopause fehlinterpretiert werden. Infolge dieser mangelnden Eindeutigkeit der 1,6 PVU-Tropopause liegt die Korrelation zwischen den ERA-Tropopausen und den Radiosonden-Tropopausen südlich von 65°N nur bei 0,65 bis 0,9 und nördlich davon sogar nur bei 0,55 bis 0,85 (3,5 PVU: 0,94 - 0,965 bzw. 0,91 - 0,96). In der Südhemisphäre sind die Unterschiede ähnlich gravierend.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der WMO-Grenzwert von 1,6 PVU definitiv zu niedrig ist, da er zumindest in den Polargebieten keine zuverlässige Bestimmung der Tropopause erlaubt. Der Grenzwert von 3,5 PVU kann in Anbetracht der in dieser Arbeit gefundenen Resultate als vernünftig betrachtet werden, was aber nicht bedeutet, daß dies der einzig mögliche Wert ist. Der sinnvolle Wertebereich dürfte ungefähr zwischen 2,5 PVU und 4 PVU liegen, in mittleren Breiten sollte auch ein Wert von 2 PVU noch keine Probleme bereiten.

### 3.3 Der Einfluß synoptischskaliger Störungen auf die Tropopause

Es ist allgemein bekannt, daß die Tropopause unter antizyklonalem Einfluß höher, kälter und schärfer und unter zyklonalem Einfluß tiefer, wärmer und unschärfer als im Durchschnitt ist (z. B. Hoskins et al., 1985; Jukes, 1994). Das Ziel dieses Kapitels ist eine Quantifizierung dieser Aussagen. Dazu werden die Daten zunächst anhand der relativen Vorticity im Tropopausenniveau in verschiedene Klassen eingeteilt, und die Klassenmittel des Tropopausendruckes, der Tropopausentemperatur und der Temperaturgradienten über und unter der Tropopause werden für einige ausgewählte Regionen verglichen (Kap. 3.3.1). Anschließend folgt in Kap. 3.3.2 eine Regressionsanalyse der Variabilität der Tropopause. Da sich zeigt, daß die Schwankungen der einzelnen Tropopausenparameter (z. B. Vorticity, Druck, Temperatur) gut miteinander korreliert sind, ist es sinnvoll, für je zwei dieser Parameter Regressionsgeraden zu berechnen. Die so ermittelten Regressionskoeffizienten (d. h. die Steigung der Regressionsgeraden) werden schließlich in Kap. 3.3.3 mit den Ergebnissen von PV-Inversionen verglichen. Der Zweck dieses Vergleichs ist es, festzustellen, inwieweit die Variabilität der Tropopause mit Hilfe balancierter Dynamik reproduziert werden kann. Zudem ermöglichen die PV-Inversionen eine teilweise Interpretation der beobachteten Jahrgänge der Regressionskoeffizienten.

Alle in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse wurden aus Radiosondendaten und der auf die Radiosondenstationen interpolierten Vorticity der ERA-Daten berechnet. Sofern nicht anders angegeben, beziehen sich alle Ergebnisse auf die PV-Tropopause. Um die Datenmenge in den einzelnen Klassen nicht zu klein werden zu lassen, wurden die Daten über größere Gebiete als die in Kap. 3.1.3 angegebenen gemittelt. Hierzu wurden die Regionen Kanada und Grönland sowie alle Regionen der Antarktis zusammengefaßt, und es wurden in der Nordhemisphäre nur zwei Breitenkreisabschnitte gebildet, nämlich 55°N bis 65°N und > 65°N.

#### 3.3.1 Klasseneinteilung der Daten nach der Vorticity im Tropopausenniveau

Für die folgende Auswertung wurden die Daten nach der relativen Vorticity im Tropopausenniveau in drei verschiedene Klassen eingeteilt. Die zyklonale Klasse umfaßt die Fälle mit  $\zeta_{TP} > 2,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , die antizyklonale Klasse die Fälle mit  $\zeta_{TP} < -2,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , und die verbleibenden Fälle werden als neutrale Klasse bezeichnet. Da die Variabilität der Tropopause im Zusammenhang mit synoptischskaligen Störungen in allen Regionen recht ähnlich ist, genügt es,

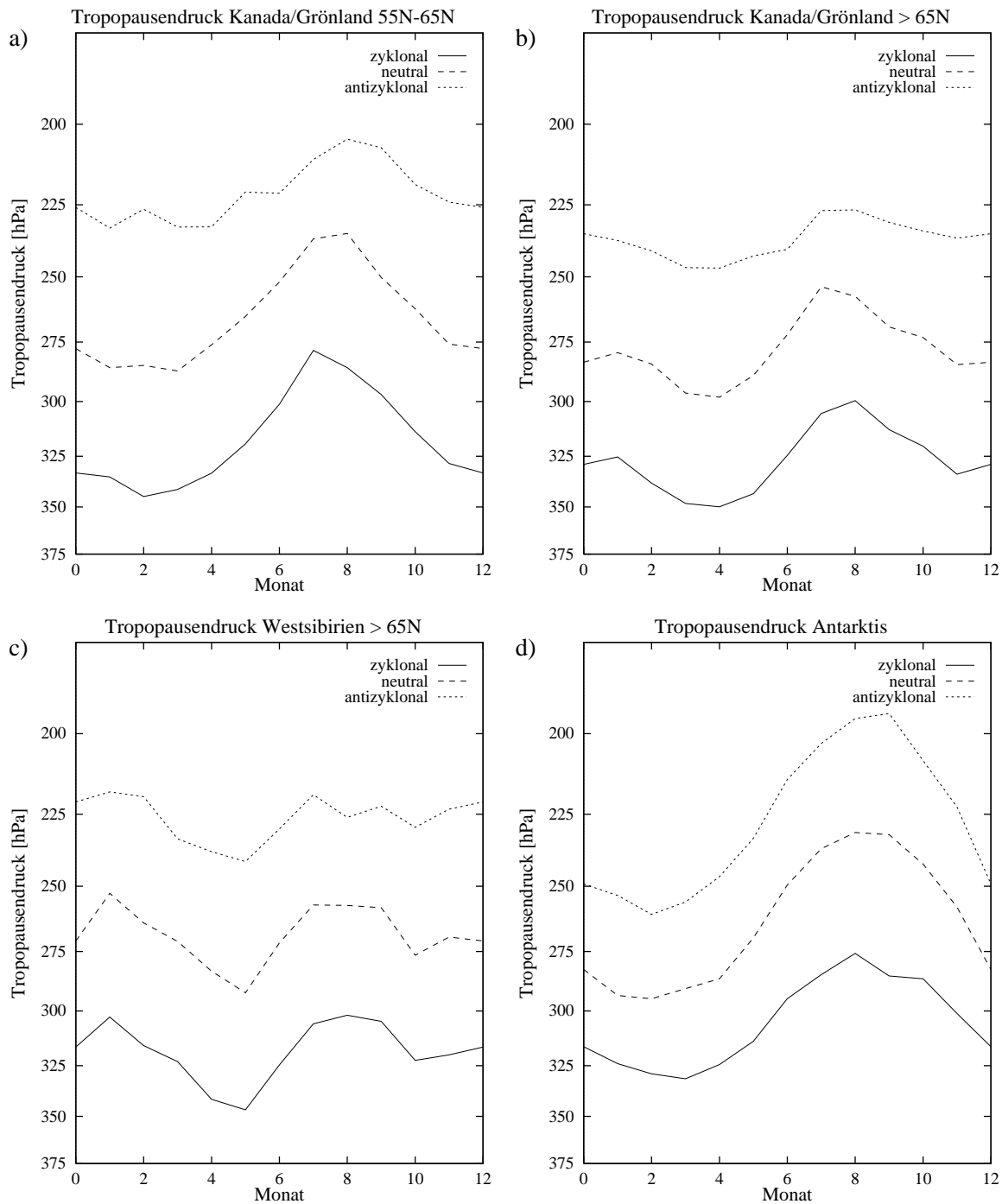


Abbildung 3.27: Jahresgang des Tropopausendrucks [hPa] in Abhängigkeit von der Vorticity im Tropopausenniveau. Die Daten sind in eine zyklonale, eine antizyklonale und eine neutrale Klasse eingeteilt (Definition siehe Text).

Gezeigte Regionen: (a) Kanada/Grönland 55°N - 65°N, (b) Kanada/Grönland 65°N - 82,5°N, (c) Westsibirien 65°N - 82,5°N und (d) gesamte Antarktis.



einige ausgewählte Gebiete zu betrachten. Ausgewählt wurden die Regionen Kanada/Grönland  $55^{\circ}\text{N} - 65^{\circ}\text{N}$ , Kanada/Grönland  $> 65^{\circ}\text{N}$ , Westsibirien  $> 65^{\circ}\text{N}$  und die Antarktis.

### **Tropopausendruck**

Die Beispiele für den Jahresgang des Tropopausendrucks in den verschiedenen Regionen und Klassen sind in Abb. 3.27 wiedergegeben. In den meisten Fällen gilt, daß die für die jeweilige Region typischen Muster des Jahresgangs in allen drei Klassen auftreten. Der doppelte Jahresgang in Westsibirien ist allerdings in der antizyklonalen Klasse nur schwach ausgeprägt, und die Monate, in denen die Extremwerte erreicht werden, sind nicht immer identisch. Die Druckdifferenzen zwischen den einzelnen Klassen liegen meist zwischen 30 und 50 hPa, wobei in der Region Kanada  $55^{\circ}\text{N} - 65^{\circ}\text{N}$  und in der Antarktis die Differenzen im Winter deutlich größer als im Sommer sind. In den übrigen Regionen ist in dieser Abbildung kein klarer Jahresgang der Druckdifferenzen zu erkennen. Eine nähere Diskussion dieses Jahresgangs folgt in Kap. 3.3.2.

### **Tropopausentemperatur**

Auch die Jahresgänge der Tropopausentemperatur (Abb. 3.28) verlaufen in allen drei Klassen im wesentlichen parallel. Auffällig ist, daß die Differenz zwischen der zyklonalen und der neutralen Klasse durchwegs größer ist als zwischen der neutralen und der antizyklonalen Klasse. Das bedeutet, daß die Temperatur der Tropopause unter zyklonalem Einfluß stärker ansteigt, als sie unter antizyklonalem Einfluß absinkt. Dieses Verhalten wird von den PV-Inversionen bestätigt (s. Kap. 3.3.3). In der Antarktis ist zudem zu erkennen, daß die Differenzen im Winter deutlich größer als im Sommer sind. Meist ist die zyklonale Klasse um 5 - 7 K wärmer als die neutrale Klasse, im Antarktissommer aber nur um 3 - 4 K. Die antizyklonale Klasse ist im Nordpolargebiet um 3 - 5 K kälter als die neutrale Klasse, und in der Antarktis beträgt der Unterschied im Sommer nur 2,5 - 3 K, im Winter aber fast 6 K.

### **Temperaturgradient unter der Tropopause**

Die Abhängigkeit des Temperaturgradienten unter der Tropopause vom Einfluß synoptischskaliger Störungen ist recht gering. Beim mittleren Gradienten der 2 km-Schicht unter der Tropopause übersteigt die Differenz zwischen der zyklonalen und der antizyklonalen Klasse in keinem Fall  $0,7 \text{ K km}^{-1}$ , wobei keinerlei Systematik erkennbar ist. Erwähnenswert ist lediglich, daß der Gradient der 500 m-Schicht unter der Tropopause in der antizyklonalen Klasse durchwegs stabiler ist als in der zyklonalen Klasse. Die Gründe dafür wurden bereits in Kap. 3.2.4 diskutiert. Auf eine Abbildung wird in Anbetracht der geringen Unterschiede verzichtet.

### **Temperaturgradient über der Tropopause**

Die Jahresgänge des Temperaturgradienten über der Tropopause sind in Abb. 3.29 dargestellt. Ebenso wie in Kap. 3.2.4 wird dabei zwischen dem mittleren Gradienten der Schicht 500 m über der Tropopause und dem Gradienten der Schicht 2 km über der Tropopause unterschieden. Die Abbildungen beschränken sich aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die zyklonale und die antizyklonale Klasse.

Wie schon in Kap. 3.2.4 erwähnt, ist der 500 m-Gradient über antizyklonal beeinflussten Tropopausen viel stabiler als der 2 km-Gradient, wobei der Unterschied in Kanada erheblich größer

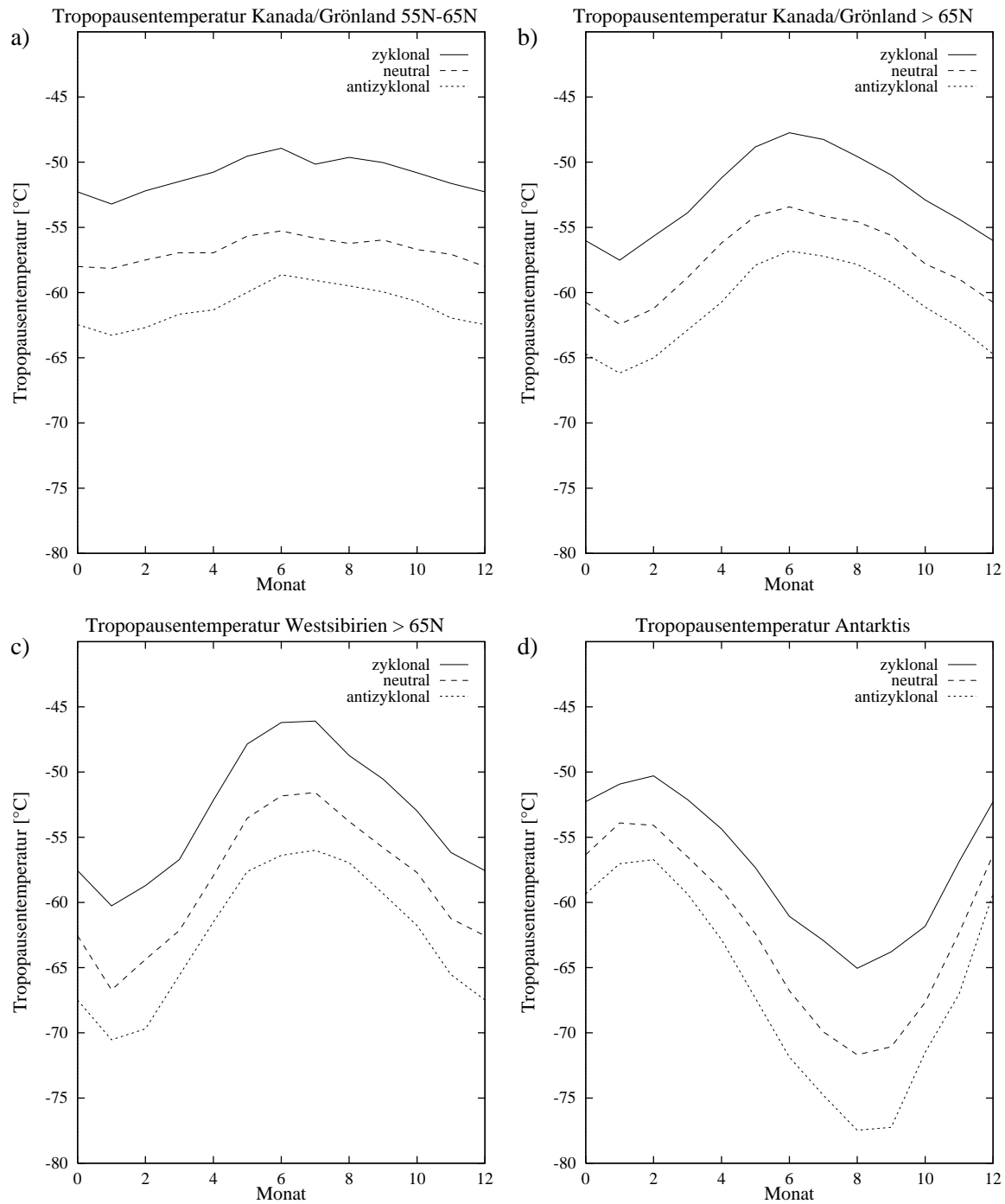


Abbildung 3.28: Wie Abb. 3.27, aber Tropopausentemperatur [°C] statt Tropopausendruck.

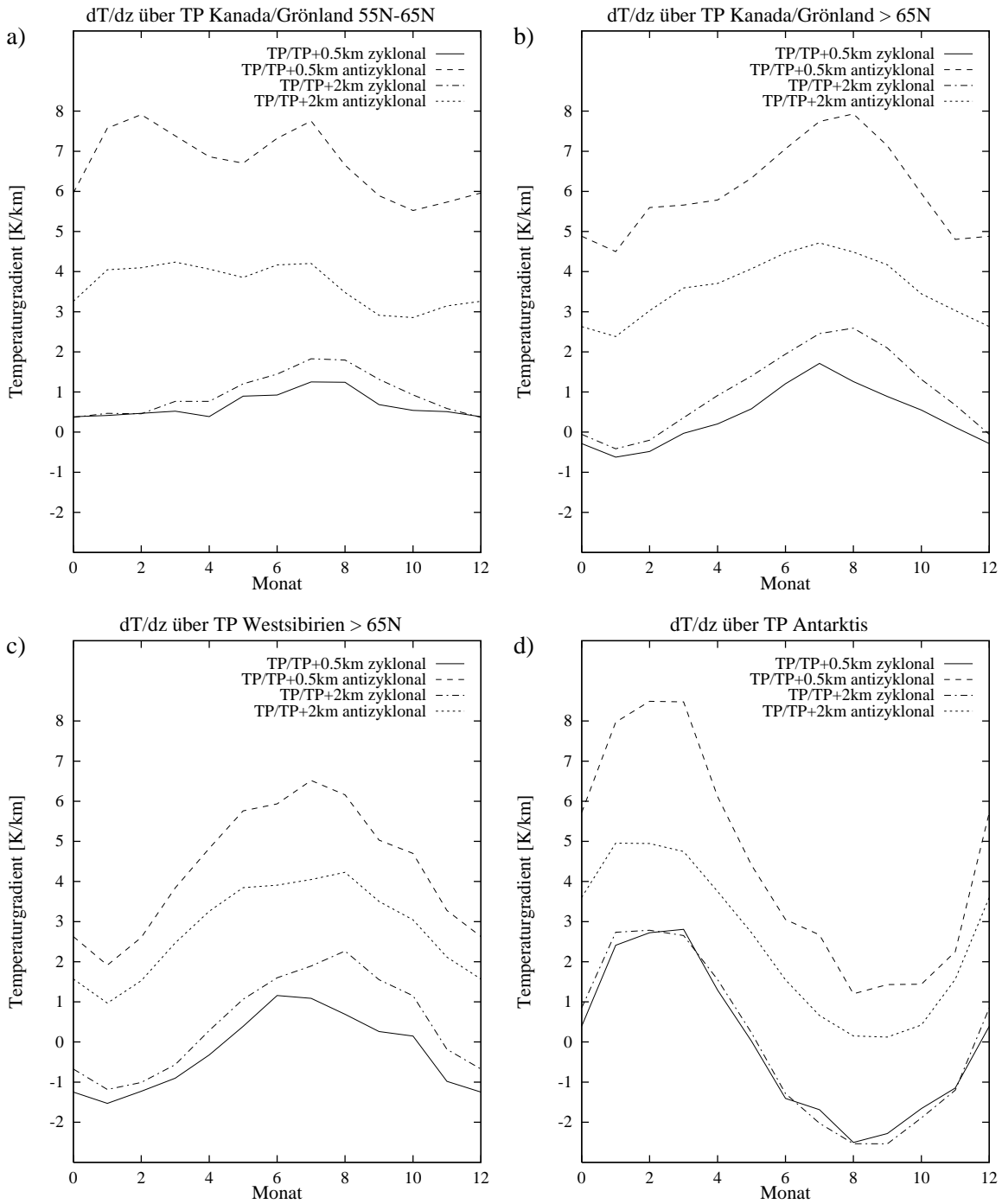


Abbildung 3.29: Anordnung der Bilder wie Abb. 3.27, aber Temperaturgradienten über der Tropopause [ $K km^{-1}$ ] statt Tropopausendruck. Gezeigt sind die Gradienten zwischen  $H_{TP}$  und  $H_{TP} + 500 m$  sowie zwischen  $H_{TP}$  und  $H_{TP} + 2 km$  für die zyklonale und die antizyklonale Klasse.

als in Westsibirien ist. Dies ist – wie bereits diskutiert – wahrscheinlich auf eine zu niedrige Zahl markanter Punkte in den russischen Radiosondenaufstiegen zurückzuführen. Abgesehen davon zeigt die Differenz dieser beiden Gradienten in den meisten Regionen einen deutlichen Jahresgang. Im Sommer ist dabei die Differenz deutlich größer als im Winter. Besonders ausgeprägt ist dieser Jahresgang in der Antarktis, wo der Unterschied im Sommer rund  $3,5 \text{ K km}^{-1}$  und im Winter nicht einmal  $1 \text{ K km}^{-1}$  beträgt. PV-Inversionen (s. Kap. 3.3.3) deuten darauf hin, daß dieser Jahresgang auf den Jahresgang der Stabilität der unteren Stratosphäre zurückzuführen ist. Bei hoher stratosphärischer Stabilität ist die dünne, sehr stabile Schicht über der Tropopause in den PV-Inversionen nämlich viel ausgeprägter als bei geringer stratosphärischer Stabilität. Auch der geringe Jahresgang der Differenz der Gradienten in der Region Kanada  $55^\circ\text{N} - 65^\circ\text{N}$  läßt sich auf diese Weise erklären, denn dort ist auch die Stabilität der unteren Stratosphäre das ganze Jahr über fast gleich (s. Kap. 3.2.4).

In der zyklonalen Klasse sind die Unterschiede zwischen dem 500 m-Gradienten und dem 2 km-Gradienten generell erheblich kleiner als in der antizyklonalen. Bemerkenswert ist allerdings, daß in den gezeigten Regionen der Nordhemisphäre im Sommer der 500 m-Gradient *kleiner* als der 2 km-Gradient ist. Dadurch wird der Jahresgang der Gradientendifferenz in der antizyklonalen Klasse weitgehend kompensiert, so daß im Mittel über alle Fälle die Differenz zwischen dem 500 m-Gradienten und dem 2 km-Gradienten fast keinen Jahresgang aufweist (s. Abb. 3.23). In der Antarktis findet eine derartige Kompensation nicht statt, weshalb dort auch im Mittel über alle Fälle die Differenz zwischen dem 500 m-Gradienten und dem 2 km-Gradienten im Sommer am größten ist (s. Abb. 3.24). Interessant ist, daß im Antarktiswinter der mittlere Gradient über den zyklonal beeinflussten Tropopausen rund  $-2,5 \text{ K km}^{-1}$  beträgt und damit labiler ist als der Grenzwert des thermischen Tropopausenkriteriums.

Typische Werte für die Differenz zwischen der zyklonalen und der antizyklonalen Klasse liegen beim 2 km-Gradienten bei  $2 - 3 \text{ K km}^{-1}$  und beim 0,5 km-Gradienten bei  $5 - 7 \text{ K km}^{-1}$ . In Übereinstimmung mit dem eben Gesagten treten dabei beim 2 km-Gradienten die niedrigsten Differenzen im Sommer (und Herbst) auf, während beim 0,5 km-Gradienten die höchsten Differenzen im Sommer auftreten.

### 3.3.2 Regressionsanalyse der Variabilität der Tropopause

Eine andere Möglichkeit, die gemeinsame Variabilität verschiedener Tropopausenparameter quantitativ zu erfassen, ist die Berechnung von Regressionsgeraden für je 2 Parameter. Voraussetzung dafür, daß eine Regressionsgerade sinnvolle Aussagen liefert, ist, daß die beiden betrachteten Größen gut miteinander korreliert sind. Wie gleich erläutert wird, ist das hier im allgemeinen der Fall. Im folgenden werden jeweils nur Regressionskoeffizienten, also die Steigung der Regressionsgeraden, betrachtet, da diese die wesentliche Aussage über die Variabilität der Tropopause enthalten.

Für die Diskussion der Variabilität der Tropopause wurden die Änderung der Tropopausenhöhe und des 2 km-Gradienten über der Tropopause in Abhängigkeit von der Vorticity im Tropopausenniveau sowie die Änderung der Tropopausentemperatur und der potentiellen Tropopausentemperatur in Abhängigkeit von der Höhenänderung ausgewählt. Die entsprechenden Regressionskoeffizienten werden gemäß ihrer Bedeutung als Steigung der Regressionsgeraden mit  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$ ,  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$ ,  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  bezeichnet. Die Tropopausenhöhe wurde anstelle des Tropopausendrucks gewählt, da die parallel zu dieser Auswertung durchgeführten PV-Inversionen

zeigten, daß die Tropopausenhöhe der geeigneteren Parameter ist. Verändert man nämlich die Position der Grundzustands-Tropopause, bleibt zwar  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  nahezu unverändert, aber  $\frac{\partial p_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  verändert sich ungefähr proportional zur Änderung des Drucks der Grundzustands-Tropopause. Ein Jahresgang des Tropopausendrucks induziert also einen Jahresgang der Größe  $\frac{\partial p_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$ . Die bei der Diskussion von Abb. 3.27 erwähnte Tatsache, daß im Südteil Kanadas die Differenz zwischen dem Tropopausendruck der zyklonalen Klasse und dem der antizyklonalen Klasse im Winter deutlich größer als im Sommer ist, ist zu einem großen Teil darauf zurückzuführen.

Um bei der Bestimmung der Regressionskoeffizienten möglichst nur den Einfluß synoptischskaliger Störungen zu erfassen bzw. andere Einflüsse zu minimieren, wurde nur ein Teil der verfügbaren Daten zur Berechnung herangezogen. Ergänzende Untersuchungen, deren Resultate in Kap. 4.2.3 kurz angesprochen werden, zeigen, daß eine gute positive Korrelation zwischen der Temperatur am Oberrand der Grenzschicht<sup>11</sup> und der Tropopausenhöhe besteht. Diese kommt daher, daß eine Erwärmung der Troposphäre tendenziell zu einem Ansteigen der Tropopause führt (vgl. dazu Abb. 3.20 und Kap. 4.2). Da dieser Effekt eine Verschlechterung der Korrelation zwischen Vorticity und Tropopausenhöhe bewirkt, ist eine Auswahl der Radiosondenaufstiege anhand der Temperatur am Oberrand der Grenzschicht angebracht. Es wurden nur diejenigen Aufstiege verwendet, deren Temperatur am Oberrand der Grenzschicht um nicht mehr als 3 K vom jeweiligen Monats- und Gebietsmittel abweicht. Ebenfalls positiv korreliert – wenn auch weniger gut – sind der mittlere troposphärische Temperaturgradient und die Tropopausenhöhe, d. h. je labiler die Troposphäre ist, desto tiefer liegt die Tropopause. Auch dieser Zusammenhang ist leicht zu verstehen, denn je labiler die Troposphäre ist, desto eher wird bei gegebener Bodentemperatur eine bestimmte Tropopausentemperatur erreicht (s. a. Kap. 4.2). Nicht von vornherein klar ist allerdings die physikalische Bedeutung dieser Korrelation, denn sie könnte eine Folge der Tatsache sein, daß die Troposphäre unter einer zyklonalen Anomalie labilisiert (bzw. unter einer antizyklonalen Anomalie stabilisiert) wird. Da aber der mittlere troposphärische Temperaturgradient nur schwach mit der Vorticity im Tropopausenniveau korreliert ist, kann man davon ausgehen, daß dieser auch durch andere Prozesse (z. B. Advektion) wesentlich beeinflusst wird. Somit ist es sinnvoll, auch extreme Werte des mittleren troposphärischen Gradienten auszuschließen. Für die Berechnung der Regressionskoeffizienten wurden nur die Aufstiege verwendet, deren mittlerer Gradient zwischen 1500 m über Grund und der 350 hPa-Fläche um nicht mehr als 0,5 K km<sup>-1</sup> vom jeweiligen Monats- und Gebietsmittel abweicht.

Nach dieser Einschränkung der Datenbasis liegen die Korrelationskoeffizienten  $H_{TP} - \zeta_{TP}$  meist zwischen  $-0,7$  und  $-0,85$ ,  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$  zwischen  $-0,6$  und  $-0,8$ ,  $T_{TP} - H_{TP}$  zwischen  $-0,78$  und  $-0,92$  und  $\theta_{TP} - H_{TP}$  zwischen  $0,81$  und  $0,93$ . Ein Jahresgang ist dabei im allgemeinen nicht zu erkennen. Der Hauptgrund für die teilweise recht mittelmäßigen Korrelationskoeffizienten dürfte sein, daß trotz der vorgenommenen Einschränkung der Datenbasis nicht alle störenden Einflüsse auf die Variabilität der Tropopause eliminiert werden konnten. Dies zeigt sich darin, daß die Datenpunkte eine gewisse Streuung um die Regressionsgerade aufweisen. Als Beispiel hierfür sind in Abb. 3.30 einzelne Datenpunkte für  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$  sowie für  $\theta_{TP} - H_{TP}$  aufgetragen. Gezeigt sind jeweils der Monat August für die Region Antarktis und der Monat Juli für die Region Kanada/Grönland  $> 65^\circ\text{N}$ . Vor allem bei  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$  ist in beiden Fällen eine recht breite Streuung zu erkennen. Bei  $\theta_{TP} - H_{TP}$  fällt zudem auf, daß die Datenpunkte durch eine Gerade nicht optimal approximiert werden. Die poten-

<sup>11</sup>Für diese Berechnung wurde die Temperatur 1500 m über Grund verwendet, um den Einfluß einer evtl. vorhandenen Bodeninversion zu eliminieren. Stationen über 500 m Seehöhe wurden nicht verwendet.

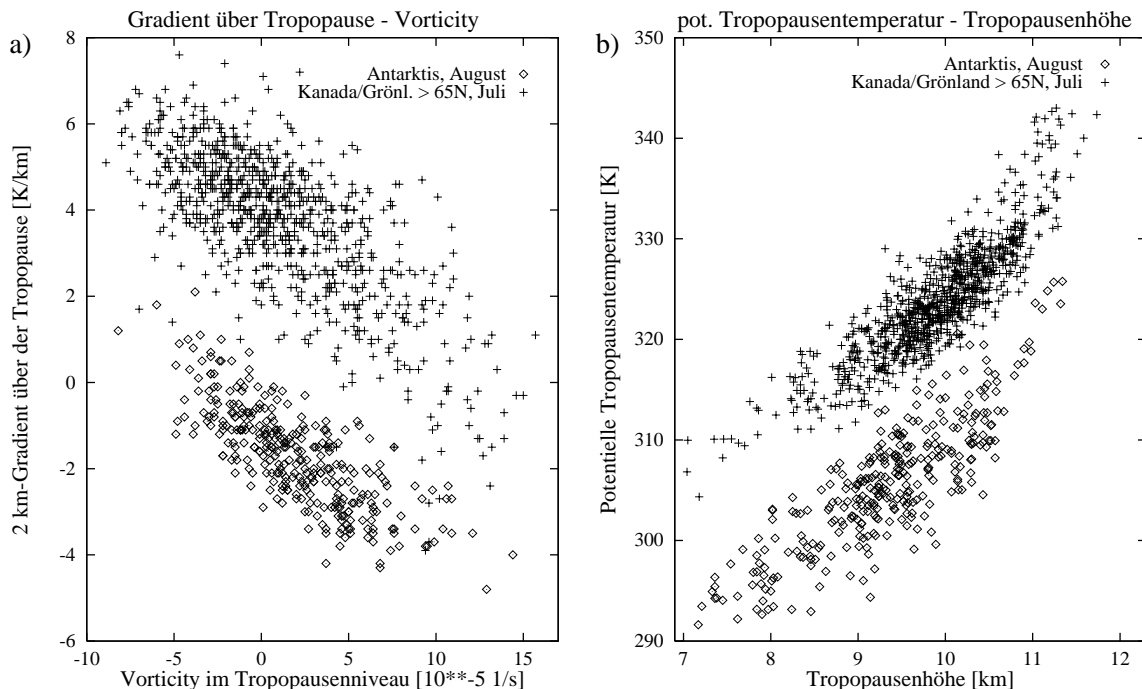


Abbildung 3.30: Beispiele für die Korrelationen (a)  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$  und (b)  $\theta_{TP} - H_{TP}$ . Gezeigt sind jeweils einzelne Datenpunkte, die die im Text beschriebenen Auswahlkriterien erfüllen.

Rauten: Region Antarktis, Monat August; Kreuze: Region Kanada/Grönland  $> 65^\circ N$ , Monat Juli.

tielle Tropopausentemperatur nimmt nämlich unter antizyklonalem Einfluß stärker zu, als sie unter zyklonalem Einfluß abnimmt. Parallel dazu ist bei  $T_{TP}$  der Anstieg unter zyklonalem Einfluß stärker als die Abnahme unter antizyklonalem Einfluß (s. Abb. 3.28). Die Auswirkung dieser leichten Krümmung auf die Korrelation dürfte aber eher gering sein, denn  $\theta_{TP} - H_{TP}$  und  $T_{TP} - H_{TP}$  weisen deutlich höhere Korrelationskoeffizienten auf als  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$ . Zu erwähnen ist noch, daß die Signifikanz der Korrelationen trotz der teilweise mittelmäßigen Korrelationskoeffizienten in allen Fällen als gesichert angesehen werden kann. Betrachtet man die einzelnen Radiosondenaufstiege als unabhängig, was angesichts der Tatsache, daß der durchschnittliche Abstand zwischen den Stationen auf der synoptischen Skala liegt, vertretbar ist, so liegt die Signifikanz der oben angegebenen Korrelationen selbst in ungünstigen Fällen über 99%. Trotz der Einschränkung der Datenbasis liegt die Anzahl der Daten pro Monat und Region in der Antarktis bei mindestens 300 und in den Regionen der Nordhemisphäre bei über 700.

### Tropopausenhöhe – Vorticity im Tropopausenniveau

Die Werte des Regressionskoeffizienten  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  (Abb. 3.31a) liegen in den meisten Fällen zwischen  $-120 \text{ m}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$  und  $-180 \text{ m}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$ , d. h. einer relativen Vorticity im Tropopausenniveau von  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$  entspricht ein Absinken der Tropopause um 120 - 180 m. In allen Regionen weist  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  ein ausgeprägtes Minimum im Sommer und ein Maximum im Winter und Frühling auf (man beachte die verschobenen Jahreszeiten in der Nord- und Südhemisphäre). Dieser Jahresgang läßt sich anhand der Resultate der PV-Inversionen (s. Kap. 3.3.3) gut erklären. Da im

Sommer die untere Stratosphäre erheblich stabiler als im Winter ist, ist auch die mittlere PV unmittelbar über der Tropopause höher als im Winter. Daraus folgt, daß die mit einer Auslenkung der Tropopause verbundene PV-Anomalie im Sommer schärfer als im Winter ist, so daß bei einer gegebenen Auslenkung – im Rahmen der für die Inversion angenommenen Balance – die relative Vorticity höher ist. Somit ist zu erwarten, daß  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  im Sommer kleiner als im Winter ist.

### Gradient über der Tropopause – Vorticity im Tropopausenniveau

Der Regressionskoeffizient  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$  (Abb. 3.31b) zeigt nur in einem Teil der betrachteten Regionen einen Jahresgang. Die Werte bewegen sich meist zwischen  $-0,22$  und  $-0,3 \text{ K km}^{-1}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$ , d. h. einer relativen Vorticity im Tropopausenniveau von  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$  entspricht ein Rückgang des 2 km-Gradienten über der Tropopause um  $0,22 - 0,3 \text{ K km}^{-1}$ . Die geringste Variabilität weist  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$  in der Antarktis auf, wo die Werte das ganze Jahr über zwischen  $-0,22$  und  $-0,26 \text{ K km}^{-1}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$  liegen. In Westsibirien streuen die Werte etwas stärker, aber es ist ebenso wie in der Antarktis kein Jahresgang erkennbar. Lediglich in Kanada ist  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  im Winter und Frühling merklich höher als im Sommer und Herbst. Von den nicht gezeigten Regionen weisen Ostsibirien und Europa  $55^\circ\text{N} - 65^\circ\text{N}$  einen ähnlichen Jahresgang wie Kanada auf, die restlichen zeigen keinen Jahresgang.

Zu bemerken ist, daß die Abhängigkeit  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$  in guter Näherung linear ist (s. Abb. 3.30), so daß die Regression auch für starke Tropopausenanomalien anwendbar ist. Im Gegensatz dazu ist die Abhängigkeit  $dT/dz_{+0,5} - \zeta_{TP}$  stark nichtlinear. Der 500 m-Gradient über der Tropopause nimmt nämlich unter antizyklonalem Einfluß viel rascher zu, als er unter zyklonalem Einfluß abnimmt. Dies steht in Einklang mit der in Kap. 3.3.1 gezeigten Beobachtung (Abb. 3.29), daß sich der mittlere 500 m-Gradient über der Tropopause in Zyklonen nur wenig vom 2 km-Gradienten unterscheidet, während er in Antizyklonen viel höher ist. Außerdem hat diese Nichtlinearität zur Folge, daß die Korrelation  $dT/dz_{+0,5} - \zeta_{TP}$  noch deutlich schlechter ist als die Korrelation  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$ . Auf die Berechnung des entsprechenden Regressionskoeffizienten wird daher verzichtet.

Der große Unterschied zwischen  $dT/dz_{+0,5}$  und  $dT/dz_{+2}$  über antizyklonal beeinflussten Tropopausen wird von den PV-Inversionen gut reproduziert (s. Abb. 3.32b). Weniger gut wiedergegeben wird die näherungsweise Linearität der Variation  $dT/dz_{+2} - \zeta_{TP}$ . Bei kleinen Auslenkungen der Tropopause sind die aus den PV-Inversionen berechneten Werte von  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  in antizyklonalen Anomalien merklich größer als in zyklonalen Anomalien, bei großen antizyklonalen Auslenkungen geht  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  allerdings deutlich zurück. Es zeigt sich hier eine Sättigungstendenz in dem Sinne, daß eine weitere Verstärkung der antizyklonalen Anomalie kaum noch eine weitere Erhöhung von  $dT/dz_{+2}$  bewirkt. Auch die beobachteten regionalen und jahreszeitlichen Unterschiede von  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$  sind nur teilweise konsistent mit den Ergebnissen der PV-Inversionen. Die aus den PV-Inversionen berechneten Regressionskoeffizienten liegen zwar im beobachteten Bereich, zeigen aber eine Zunahme von  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  mit der stratosphärischen Stabilität an. Folglich sollte  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  im Sommer höher sein als im Winter, was aber nicht der Fall ist. Immerhin sind die regionalen Unterschiede im Winter konsistent mit den PV-Inversionen, denn in Kanada, wo die untere Stratosphäre deutlich stabiler als in

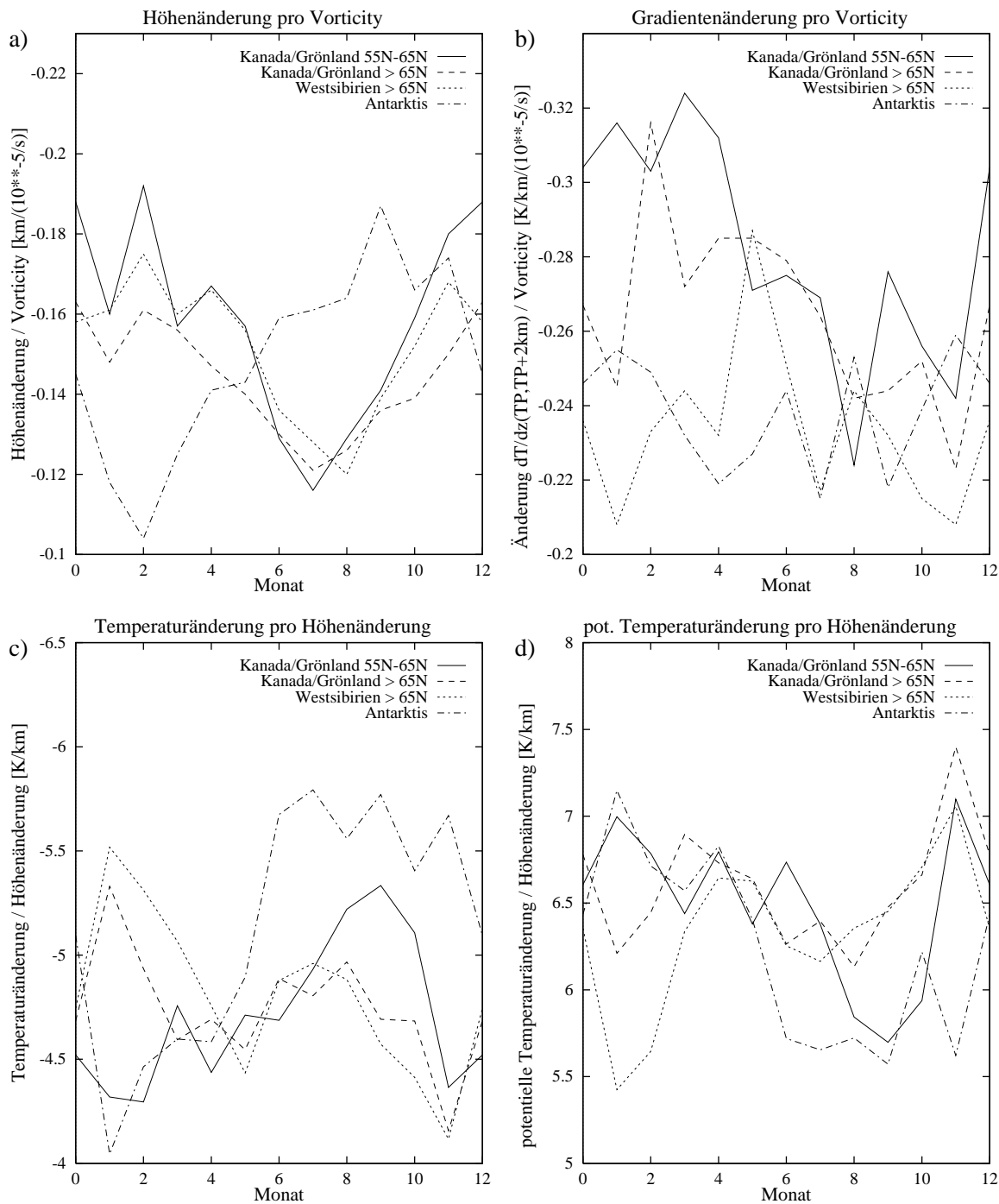


Abbildung 3.31: Jahrgänge der Regressionskoeffizienten  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  [ $\text{km}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$ ],  $\frac{\partial dT/dz+2}{\partial \zeta_{TP}}$  [ $\text{K km}^{-1}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$ ],  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  [jeweils  $\text{K km}^{-1}$ ]. Die Auswahl der gezeigten Regionen entspricht Abb. 3.27 - 3.29.



Westsibirien ist, ist auch  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  größer.

### Tropopausentemperatur – Tropopausenhöhe

In allen Regionen gilt, daß im Rahmen synoptischskaliger Störungen höhere Tropopausen kälter und tiefere Tropopausen wärmer sind. Nichtsdestotrotz weisen die Werte des Regressionskoeffizienten  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  (Abb. 3.31c) deutliche regionale und jahreszeitliche Unterschiede auf. Im Sommer des Nordpolargebietes liegt  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  bei etwa  $-5 \text{ K km}^{-1}$ , im Antarktissommer aber nur bei  $-4$  bis  $-4,5 \text{ K km}^{-1}$ . Im Winter sinkt  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  im Bereich des Nordpolarwirbels auf bis zu  $-5,5 \text{ K km}^{-1}$  ab, in der Antarktis sogar noch tiefer, außerhalb des Polarwirbels sind es hingegen rund  $-4,5 \text{ K km}^{-1}$ . Bis zum Frühjahr gleichen sich die Werte im Nordpolargebiet an und liegen dann allgemein bei rund  $-4,5 \text{ K km}^{-1}$ , in der Antarktis ist  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  im Frühjahr allerdings genauso niedrig wie im Winter. Insgesamt fällt dabei auf, daß die Jahresgänge von  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  eine gewisse Parallelität zu den Jahresgängen des Tropopausendruckes aufweisen (man beachte, daß sowohl die Temperaturskala in Abb. 3.31c als auch die Druckskaleten in Abb. 3.16 - 3.19 umgekehrt sind). Die Extrema sind allerdings teilweise um ein oder zwei Monate gegeneinander verschoben, und die relativen Amplituden der Maxima und Minima stimmen in den Regionen mit doppeltem Jahresgang nicht überein.

Wie bereits erwähnt, verläuft die Abhängigkeit  $T_{TP} - H_{TP}$  nicht linear (s. Abb. 3.28 und 3.30b). In starken Antizyklonen wird  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  merklich kleiner, unter zyklonalem Einfluß wird  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  hingegen mit zunehmender Anomalienstärke größer. Dabei nähert sich  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  allmählich an den stratosphärischen bzw. den troposphärischen Grundzustands-Temperaturgradienten an. Dies bedeutet theoretisch, daß bei sehr stabiler Stratosphäre der mit einer Antizyklone verbundene Anstieg der Tropopause nur bis zu einer bestimmten Auslenkung mit einem Rückgang der Tropopausentemperatur verbunden ist. In der Praxis treten allerdings keine so großen antizyklonalen Auslenkungen auf.

Die Nichtlinearität von  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  wird von den PV-Inversionen qualitativ gut reproduziert, quantitativ aber etwas überschätzt (s. Kap. 3.3.3). Auch die Ähnlichkeit der in Abb. 3.31c dargestellten Jahresgänge mit den Jahresgängen der Tropopausendruckes bzw. der Tropopausenhöhe läßt sich mit Hilfe der PV-Inversionen qualitativ nachvollziehen, quantitativ gibt es allerdings kleinere Abweichungen. Außerdem geht die Argumentation über Umwege, denn in den PV-Inversionen zeigt sich keine direkte Abhängigkeit von  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  von der Grundzustandshöhe der Tropopause. Eine nennenswerte Abhängigkeit besteht nur vom troposphärischen und stratosphärischen Temperaturgradienten, wobei  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  mit zunehmender troposphärischer und/oder stratosphärischer Stabilität zurückgeht. Eine bestimmte Änderung des troposphärischen Gradienten beeinflußt dabei  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  fast viermal so stark wie eine gleich große Änderung des stratosphärischen Gradienten (s. Abb. 3.32c), so daß der Einfluß des troposphärischen Gradienten außer in der Antarktis überwiegt. Da die Stabilität der freien Troposphäre mit dem Tropopausendruck allgemein gut korreliert ist (s. Kap. 3.2.4), ist also auch eine Korrelation zwischen  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und dem Tropopausendruck zu erwarten.

Am größten ist die Amplitude von  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  in der Antarktis. Dies läßt sich dadurch erklären, daß dort sowohl die freie Troposphäre als auch die untere Stratosphäre im Sommer stabiler als im Winter ist (s. Kap. 3.2.3 und 3.2.4). Da der Jahresgang des stratosphärischen Gradienten

rund viermal so groß wie der des troposphärischen Gradienten ist, leisten dabei beide Faktoren ungefähr den gleichen Beitrag. Von den PV-Inversionen wird die beobachtete Differenz zwischen Sommer und Winter gut reproduziert, lediglich das Niveau der  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$ -Werte ist in den PV-Inversionen um rund  $0,5 \text{ K km}^{-1}$  zu niedrig. In der Region Kanada/Grönland  $55^\circ\text{N}$  -  $65^\circ\text{N}$  weist der stratosphärische Gradient nur einen schwachen Jahresgang auf, so daß hier der Jahresgang des troposphärischen Gradienten entscheidend ist. Im Gegensatz zur Antarktis ist hier die Troposphäre im Sommer labiler als im Winter. Die beobachtete Amplitude von  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  wird auch hier von den PV-Inversionen passabel reproduziert, wie schon in der Antarktis sind die Werte allerdings betragsmäßig etwas zu klein. Offen bleiben muß außerdem die Frage, warum das Maximum von  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  erst im September auftritt, denn nach dem Jahresgang des troposphärischen Gradienten wäre ein Maximum im Juli zu erwarten. Für die Regionen mit doppeltem  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$ -Jahresgang zeigen die PV-Inversionen ebenfalls einen doppelten Jahresgang, allerdings mit etwas kleineren Amplituden und wiederum auf betragsmäßig zu niedrigem Niveau. Auch hier hat der Jahresgang des troposphärischen Gradienten größeren Einfluß als der des stratosphärischen Gradienten.

### Potentielle Tropopausentemperatur – Tropopausenhöhe

Die Jahresgänge von  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  (Abb. 3.31d) sind im wesentlichen identisch mit denen von  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  (man beachte wiederum, daß die Temperaturskala in Abb. 3.31c umgekehrt ist). Eine nähere Diskussion dieser Jahresgänge erübrigt sich daher. Die Bedeutung von  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  liegt darin, daß die Theorie von Jukes (1994) eine Beziehung zwischen  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und den potentiellen Temperaturgradienten der Troposphäre und der Stratosphäre liefert, nämlich

$$\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}} = \sqrt{\frac{\partial \theta}{\partial z_T} \frac{\partial \theta}{\partial z_S}}. \quad (3.15)$$

Diese Beziehung gilt bei Vernachlässigung der unteren Randbedingung für kleine Auslenkungen der Tropopause. Im folgenden soll ein kurzer Vergleich zwischen diesem Resultat und nichtlinearen PV-Inversionen bzw. Beobachtungen erfolgen.

Bei kleinen Auslenkungen stimmen die Ergebnisse der PV-Inversionen mit (3.15) gut überein. Insbesondere ist die oben erwähnte Tatsache, daß  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  bei zunehmender troposphärischer und/oder stratosphärischer Stabilität zurückgeht, konsistent mit dem theoretischen Resultat. Ein Rückgang von  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  ist im hier vorkommenden Wertebereich nämlich gleichbedeutend mit einem Anstieg von  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$ . Auch der Umstand, daß  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  auf Änderungen des troposphärischen Gradienten empfindlicher reagiert als auf Änderungen des stratosphärischen Gradienten, läßt sich mit Hilfe von Gl. (3.15) erklären. Da  $\frac{\partial \theta}{\partial z_T}$  viel kleiner als  $\frac{\partial \theta}{\partial z_S}$  ist, ist die relative Änderung von  $\frac{\partial \theta}{\partial z_T}$  bei einer gegebenen absoluten Änderung entsprechend größer. Bei größeren Auslenkungen der Tropopause bleiben diese qualitativen Argumente gültig, allerdings nimmt  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  bei antizyklonalen Auslenkungen allgemein zu und bei zyklonalen Auslenkungen ab (vgl. Abb. 3.30b).

Der Vergleich von (3.15) mit Daten wird dadurch erschwert, daß die potentiellen Temperaturgradienten der Troposphäre bzw. der Stratosphäre in der Realität nicht konstant sind, so daß die Ergebnisse davon abhängen, über welche Höhenintervalle man mittelt. Unabhängig

davon läßt sich aber feststellen, daß die nach Gl. (3.15) berechneten Werte von  $\frac{\partial\theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  höher sind als die beobachteten. Typische Werte für  $\sqrt{\frac{\partial\theta}{\partial z_T} \frac{\partial\theta}{\partial z_S}}$  sind in den Regionen außerhalb des Polarwirbels 8,5 - 9 K km<sup>-1</sup>, und im Polarwinter geht  $\sqrt{\frac{\partial\theta}{\partial z_T} \frac{\partial\theta}{\partial z_S}}$  auf 7,5 - 8 K km<sup>-1</sup> zurück. Die beobachteten Werte von  $\frac{\partial\theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  liegen hingegen nur bei 5,5 - 7,5 K km<sup>-1</sup> (Abb. 3.31d). Da die aus den PV-Inversionen berechneten Regressionskoeffizienten ähnlich hohe Werte wie Gl. (3.15) zeigen (s. Abb. 3.32d), läßt sich diese Diskrepanz nicht auf die vereinfachenden Annahmen zurückführen, die der Herleitung von (3.15) zugrundeliegen. Ein Erklärungsversuch für diese Diskrepanz, die gleichbedeutend mit der oben erwähnten Tatsache ist, daß die in den PV-Inversionen berechneten Werte von  $\left|\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}\right|$  zu klein sind, wird im folgenden Unterkapitel gegeben.

### 3.3.3 Simulation der Variabilität der Tropopause mit Hilfe von PV-Inversionen

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit sich die Variabilität der Tropopause auf der synoptischen Skala mit Hilfe von PV-Inversionen reproduzieren läßt. Dazu werden aus einer großen Anzahl von PV-Inversionen die gleichen Regressionskoeffizienten wie in Kap. 3.3.2 berechnet und mit diesen verglichen. Das für die PV-Inversionen verwendete Programm, das bereits in Kap. 3.2.2 zur Erklärung der Unterschiede zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause benutzt wurde, wurde von V. Wirth zur Verfügung gestellt (Wirth, 1999). Es erlaubt die Inversion axialsymmetrischer und ebenensymmetrischer PV-Anomalien, d. h. für eine vorgegebene PV-Anomalie erhält man die zugehörige Verteilung der relativen Vorticity und den Tangentialwind. Dabei wird für die axialsymmetrische Anomalie Gradientwind-Balance und für die ebenensymmetrische Anomalie geostrophische Balance angenommen. Als Vertikalkoordinate wird  $z^* = -H \ln\left(\frac{p}{p_o}\right)$  verwendet, wobei  $H = \frac{RT_o}{g}$  die Skalenhöhe und  $p_o = 1000$  hPa ein Referenzdruck sind. Das Programm wurde im wesentlichen unverändert übernommen, so daß für weitere Details auf die Arbeit von Wirth (1999) verwiesen werden kann. Lediglich die Spezifikationen des Grundzustands und der PV-Anomalie wurden der neuen Fragestellung angepaßt und unterscheiden sich somit von den in Wirth (1999) gemachten Angaben. Die wichtigsten Spezifikationen werden im folgenden Absatz zusammengefaßt.

Der Grundzustand wird über die Bodentemperatur  $T_{sf_c}$ , den troposphärischen Temperaturgradienten  $\frac{dT}{dz_T}$ , die Höhe der Grundzustands-Tropopause  $Z_{TP}^*$  und den stratosphärischen Temperaturgradienten  $\frac{dT}{dz_S}$  definiert. Der Temperaturknick an der Tropopause wird leicht geglättet, um numerische Probleme zu vermeiden. Zu beachten ist, daß sich die Temperaturgradienten  $\frac{dT}{dz_T}$  und  $\frac{dT}{dz_S}$  auf die geometrische Höhe  $z = z^* \frac{T}{T_o}$  beziehen. Dies ist nötig, um die Vergleichbarkeit mit den Daten nicht zu beeinträchtigen (Näheres hierzu im nächsten Absatz). Zur Berechnung der Grundzustands-PV wird ein Coriolisparameter von  $1,3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  angenommen. Die Anomalie ist durch die Auslenkung der Tropopause im Zentrum der Anomalie  $\Delta z^*$  und den Anomalieradius  $r$  definiert. Für  $x < r$  wird die Höhe der Tropopause auf den Wert

$$z_{TP}^* = Z_{TP}^* + \Delta z^* \frac{1 + \cos\left(\frac{\pi x}{r}\right)}{2}$$

gesetzt. Im Höhenbereich zwischen  $z_{TP}^*$  und  $Z_{TP}^*$  wird anschließend die PV modifiziert: Für  $\Delta z^* < 0$  (zyklonale Anomalie) wird sie auf den stratosphärischen Wert der Höhe  $Z_{TP}^*$  gesetzt,

und für  $\Delta z^* > 0$  (antizyklonale Anomalie) auf den troposphärischen Wert der Höhe  $Z_{TP}^*$ . Im Bereich der Anomalie herrscht also konstante PV, nur entlang der ausgelenkten Tropopause erfolgt wiederum eine leichte Glättung. Das für die Inversion benutzte Rechengebiet erstreckt sich von  $z^* = 0$  bis  $z^* = 20$  km und von  $x = 0$  bis  $x = 4r$ . Die Gitterpunktzahl beträgt  $513 \times 513$  Punkte, somit beträgt die vertikale Auflösung 39 m. Am Unterrand, Oberrand und am äußeren Rand werden jeweils von-Neumann-Randbedingungen verwendet, bei  $x = 0$  ist Symmetrie vorausgesetzt.

Zu Berechnung der Regressionskoeffizienten  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  usw. werden zunächst für jeweils 16 verschiedene Auslenkungen zwischen  $\Delta z^* = -1500$  m und  $\Delta z^* = +1500$  m PV-Inversionen durchgeführt. Für Untersuchungen systematischer Unterschiede zwischen zyklonalen und antizyklonalen Anomalien werden außerdem die Wertebereiche  $0 \leq \Delta z^* \leq 3000$  m und  $-3000$  m  $\leq \Delta z^* \leq 0$  verwendet. Auf Basis dieser Daten werden dann sowohl für das Zentrum der Anomalie ( $x = 0$ ) als auch für  $x = \frac{r}{2}$  die Regressionskoeffizienten berechnet. Zu beachten ist, daß die dabei verwendete Auslenkung der Tropopause  $\Delta H_{TP}$  die geometrische Auslenkung, berechnet über  $\Delta H_{TP} = \Delta z^*(T(Z_{TP}^*) + T(z_{TP}^*)) / (2T_o)$ , ist. Diese Korrektur ist erforderlich, da sich sonst bei  $T_{TP} \neq T_o$  (was i. a. der Fall ist) falsche Regressionskoeffizienten ergeben würden. Aus Konsistenzgründen ist es daher bei der oben erwähnten Festlegung des Grundzustandes nötig, die Temperaturgradienten  $\frac{dT}{dz}_T$  und  $\frac{dT}{dz}_S$  auf Basis der geometrischen Höhe zu definieren.

Als Referenzwerte für die den Grundzustand bestimmenden Parameter werden  $T_{sfc} = 270$  K,  $\frac{dT}{dz}_T = -6,5$  K km<sup>-1</sup>, und  $Z_{TP}^* = 10$  km gesetzt. Der stratosphärische Gradient  $\frac{dT}{dz}_S$  wird als Scharparameter verwendet. Er wird für alle Parameterkombinationen zwischen  $-1$  K km<sup>-1</sup> und  $+3$  K km<sup>-1</sup> in Schritten von  $0,5$  K km<sup>-1</sup> variiert. Für die meisten Rechnungen werden außerdem Axialsymmetrie und ein Anomalieradius von 500 km angenommen. Sensitivitätstests werden mit  $T_{sfc} = 250$  K,  $T_{sfc} = 290$  K,  $\frac{dT}{dz}_T = -6$  K km<sup>-1</sup>,  $\frac{dT}{dz}_T = -7,5$  K km<sup>-1</sup>,  $Z_{TP}^* = 9$  km und  $Z_{TP}^* = 11$  km durchgeführt, wobei immer nur ein Parameter vom Referenzwert abweicht.

Die Wahl des Anomalieradius von  $r = 500$  km erfolgte durch einen Vergleich des Regressionskoeffizienten  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  mit Daten. Wie in Wirth (1999) ausführlich beschrieben, entscheidet das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Ausdehnung einer PV-Anomalie darüber, in welchem Verhältnis sich die PV-Anomalie als relative Vorticity bzw. als Stabilitätsanomalie auswirkt. Dabei überwiegt bei kleiner horizontaler Ausdehnung die Vorticity und bei großer Ausdehnung die Stabilitätsanomalie. Der Koeffizient  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$ , der das Verhältnis zwischen der relativen Vorticity und der Auslenkung der Tropopause angibt, zeigt somit an, ob die horizontale Skala der Anomalie realistisch ist. Der Test verschiedener Werte von  $r$  ergab bei Axialsymmetrie, daß für  $r \leq 400$  km  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  zu klein ist (zu viel Vorticity), während  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  für  $r \geq 700$  km eindeutig zu groß ist (zu wenig Vorticity). Die beste Übereinstimmung mit den Daten (s. Kap. 3.3.2) zeigte sich bei Axialsymmetrie für  $r \approx 500$  km. Bei Ebenensymmetrie ist der Anomalieradius deutlich kleiner zu wählen, der optimale Wert liegt hier zwischen  $r = 300$  km und  $r = 350$  km. Ein visueller Vergleich dieser Werte mit aus den ERA-Daten erstellten Feldern des Tropopausendruckes und der Vorticity im Tropopausenniveau ergab, daß diese im Rahmen der hiermit erreichbaren Genauigkeit realistisch sind. Interessant ist dabei, daß Scherungslinien deutlich häufiger als näherungsweise axialsymmetrische Wirbel sind. Die Frage, ob Axialsymmetrie oder Ebenensymmetrie die bessere Approximation an die Realität ist, muß dennoch offen bleiben, denn reale Scherungslinien sind nur selten ungefähr ebenensymmetrisch.

Die wichtigsten Ergebnisse der PV-Inversionen sind in Abb. 3.32 zusammengefaßt. Dargestellt sind die gleichen Regressionskoeffizienten wie in Abb. 3.31, also (a)  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$ , (b)  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$ ,

(c)  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und (d)  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$ . Auf der  $x$ -Achse ist statt des Monats der stratosphärische Temperaturgradient  $\frac{dT}{dz}_S$  aufgetragen, der in den PV-Inversionen als Scharparameter verwendet wurde.

### Tropopausenhöhe – Vorticity im Tropopausenniveau

Abb. 3.32a zeigt den Koeffizienten  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  für Axialsymmetrie und  $r = 500$  km (Referenz), für Axialsymmetrie und  $r = 750$  km, für Ebenensymmetrie und  $r = 350$  km sowie für den Sensitivitätstest mit  $\frac{dT}{dz}_T = -7,5 \text{ K km}^{-1}$ , bei dem, wie gesagt, die übrigen Parameter dem Referenzwert entsprechen. Alle Werte beziehen sich auf das Zentrum der Anomalie. Im Vergleich mit Abb. 3.31a bestätigt sich, daß die Werte für  $r = 500$  km im beobachteten Bereich liegen, während  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  für  $r = 750$  km deutlich zu hoch ist. Auch für Ebenensymmetrie und  $r = 350$  km ist  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  etwas zu hoch, für  $r = 300$  km (nicht gezeigt) sind die Werte hingegen etwas zu niedrig. Ansonsten fällt generell auf, daß  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  mit zunehmender stratosphärischer Stabilität abnimmt. Dies ist dadurch zu erklären, daß bei hoher stratosphärischer Stabilität die stratosphärische PV höher ist als bei niedriger Stabilität, weshalb auch die PV-Anomalie (gemäß Spezifikation) schärfer ist. Daher liefert die PV-Inversion bei gegebener Auslenkung eine höhere relative Vorticity. Aus demselben Grund wird  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  geringer, wenn der troposphärische Temperaturgradient  $\frac{dT}{dz}_T$  auf  $-7,5 \text{ K km}^{-1}$  reduziert wird. Durch die Verringerung der troposphärischen PV wird die PV-Anomalie ebenfalls schärfer.

Die Sensitivität von  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  auf eine Änderung von  $Z_{TP}^*$  ist vernachlässigbar und wird nicht näher diskutiert. Bei einer Erhöhung von  $T_{sfc}$  (und damit des gesamten Temperaturniveaus) nimmt  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  leicht zu, wobei  $\frac{\partial p_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  allerdings abnimmt. Hier wirken zwei Effekte gegeneinander. Zum einen ist die PV proportional zur Temperatur, wenn  $f$ ,  $p$  und  $\frac{dT}{dz}$  vorgegeben sind (Gl. 3.11). Daher wird bei der hier verwendeten Spezifikation die PV-Anomalie stärker, wenn die Temperatur erhöht wird. Erhöht man  $T_{sfc}$  von 250 K auf 290 K, also um ca. 15%, sinkt  $\frac{\partial p_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  aber nur um 8%, da sich die verstärkte PV-Anomalie nur zum Teil in Form von höherer relativer Vorticity auswirkt. Da zum anderen  $|\Delta z| \sim \left| \frac{\Delta p}{p} T \right|$  gilt, steigt  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  um rund 7%.

Zu erwähnen ist noch, daß für  $x = \frac{r}{2}$  die Werte von  $\left| \frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  erheblich höher sind als für  $x = 0$ . Eine genaue Untersuchung dieses Problems zeigte, daß die verwendete Anomalieform, in der sich die PV-Anomalie ausschließlich auf den Bereich der ausgelenkten Tropopause beschränkt, dafür verantwortlich ist. Diese Spezifikation führt bei antizyklonalen Anomalien dazu, daß die antizyklonale relative Vorticity nur im Anomaliezentrum in die Stratosphäre hineinreicht, nicht aber am Wirbelrand. Dies entspricht nicht den Daten. Um hier realistischere Ergebnisse zu erzielen, müßte man die PV-Anomalie so spezifizieren, daß über einer antizyklonalen Anomalie auch die stratosphärische PV gegenüber dem Grundzustand reduziert ist. In der hier durchgeführten Untersuchung wurde dies allerdings nicht getan, um die Zahl der Parameter bzw. der willkürlichen Annahmen nicht zu groß werden zu lassen.

### Gradient über der Tropopause – Vorticity im Tropopausenniveau

Die Änderung des Temperaturgradienten über der Tropopause mit der Vorticity im Tropopausenniveau ist in Abb. 3.32b wiedergegeben. Das Augenmerk soll hier besonders auf die Unterschiede zwischen zyklonalen und antizyklonalen Anomalien gelegt werden. Die einzelnen

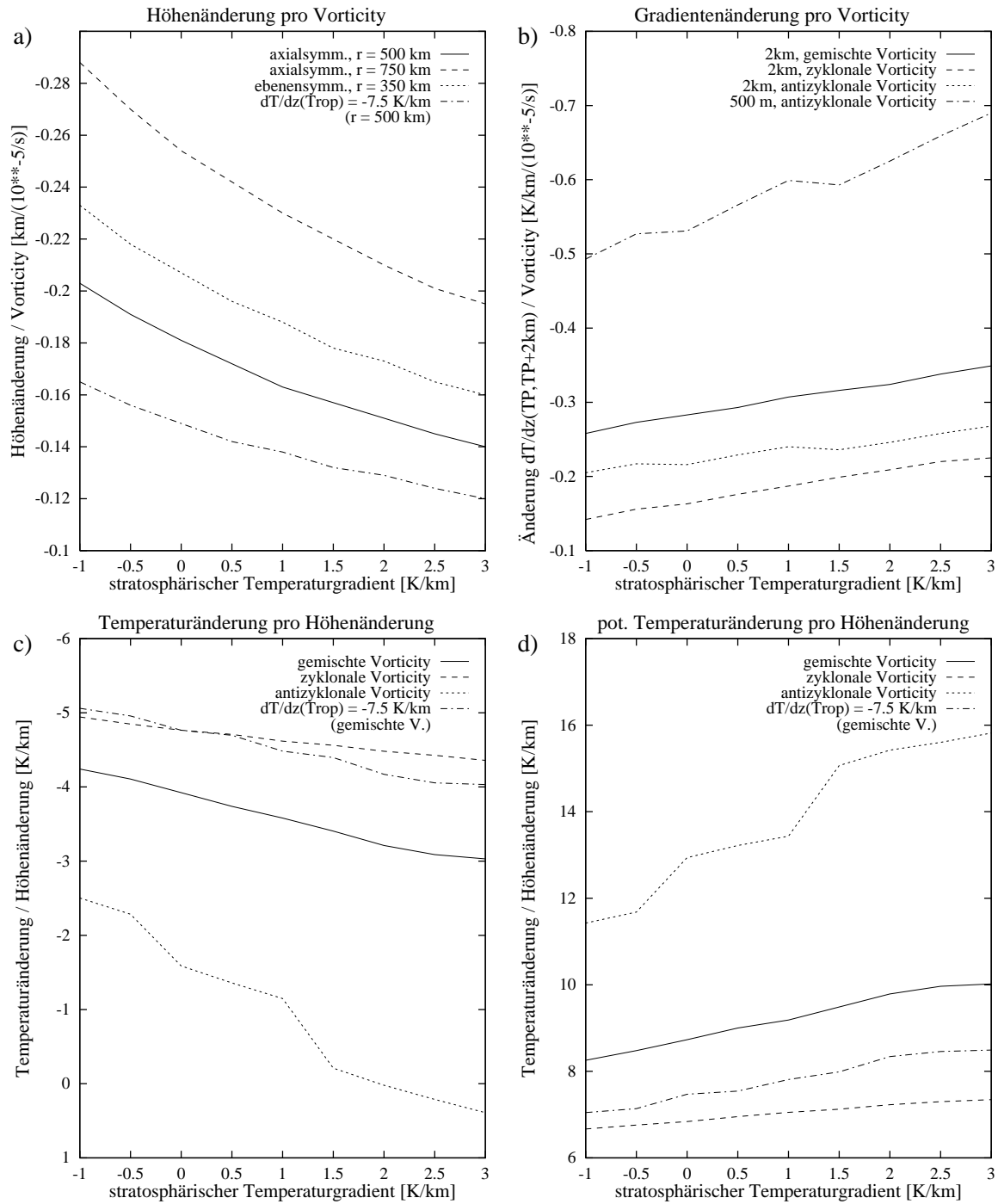


Abbildung 3.32: Ergebnisse der PV-Inversionen: Regressionskoeffizienten  $\frac{\partial H_{TP}}{\partial \zeta_{TP}}$  [ $\text{km}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$ ],  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$  [ $\text{K km}^{-1}/(10^{-5} \text{ s}^{-1})$ ],  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  [jeweils  $\text{K km}^{-1}$ ] in Abhängigkeit vom stratosphärischen Temperaturgradienten.

Kurven beschreiben  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$  für gemischte Vorticity ( $-1500 \text{ m} \leq \Delta z \leq +1500 \text{ m}$ ), rein zyklonale Vorticity ( $-3000 \text{ m} \leq \Delta z \leq 0$ ) und rein antizyklonale Vorticity ( $0 \leq \Delta z \leq +3000 \text{ m}$ ) sowie  $\frac{\partial dT/dz_{+0,5}}{\partial \zeta_{TP}}$  für rein antizyklonale Vorticity.

Insgesamt liegen die  $\frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}}$ -Werte für gemischte Vorticity im Rahmen der beobachteten Werte (s. Abb. 3.31b), wengleich eine Interpretation der beobachteten Jahresgänge nicht möglich ist. Beim Vergleich der Koeffizienten für zyklonale und antizyklonale Vorticity erkennt man, daß  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  für antizyklonale Vorticity deutlich größer als für zyklonale Vorticity ist. Noch größer ist  $\left| \frac{\partial dT/dz_{+2}}{\partial \zeta_{TP}} \right|$  allerdings für gemischte Vorticity. Der Grund dafür ist, daß der Temperaturgradient über der Tropopause zum einen schon bei relativ schwachem antizyklonalem Einfluß stark ansteigt und zum anderen für  $\Delta z \approx 2000 \text{ m}$  einen Sättigungswert erreicht. Eine weitere Verstärkung der antizyklonalen Anomalie bewirkt dann kaum noch eine weitere Stabilisierung über der Tropopause. Wie bereits in Kap. 3.3.2 erwähnt, zeigt die Datenauswertung keine derartige Nichtlinearität (s. Abb. 3.30a). Gute Übereinstimmung mit den Daten zeigt dafür  $\frac{\partial dT/dz_{+0,5}}{\partial \zeta_{TP}}$  für antizyklonal beeinflusste Tropopausen. Die hohen Werte dieses Koeffizienten zeigen an, daß sich über antizyklonalen Tropopausen eine dünne, aber sehr stabile Schicht befindet. Dieses Phänomen, das im Laufe dieser Arbeit schon mehrmals erwähnt wurde, läßt sich dadurch erklären, daß die PV-Anomalie in der Stratosphäre aufgrund der dort herrschenden hohen Stabilität nur eine geringe Reichweite hat. Im Kontext der PV-Inversionen bedeutet dies, daß unmittelbar über der Tropopause, wo die relative Vorticity stark negativ ist, eine sehr hohe Stabilität herrschen muß, damit der spezifizierte PV-Wert erreicht werden kann. Sowohl die Vorticityanomalie als auch die Stabilitätsanomalie nehmen aber rasch mit der Höhe ab, weshalb diese stabile Schicht sehr dünn ist.

### (Potentielle) Tropopausentemperatur – Tropopausenhöhe

Die Koeffizienten  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  werden in Abb. 3.32c und 3.32d betrachtet. Dargestellt sind die Werte für die Referenzparameter und gemischte Vorticity, zyklonale Vorticity und antizyklonale Vorticity sowie für gemischte Vorticity und  $\frac{dT}{dz_T} = -7,5 \text{ K km}^{-1}$ . Sehr wichtig für die Interpretation dieser Koeffizienten ist die schon in Kap. 3.3.2 erwähnte Beziehung  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}} = \sqrt{\frac{\partial \theta}{\partial z_T} \frac{\partial \theta}{\partial z_S}}$  (Juckes, 1994), die unter Vernachlässigung der unteren Randbedingung für kleine Auslenkungen gilt. In der Theorie von Juckes sind zwar die Größen  $\frac{\partial \theta}{\partial z_T}$  und  $\frac{\partial \theta}{\partial z_S}$  als konstant vorausgesetzt, doch zeigt der Vergleich mit PV-Inversionen, daß obige Gleichung bei kleinen Auslenkungen der Tropopause auch für die hier verwendeten Spezifikationen verwendbar ist. Sowohl die Zunahme von  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  mit zunehmendem  $\frac{\partial \theta}{\partial z_S}$  als auch die Abnahme von  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  bei Verringerung des troposphärischen Temperaturgradienten auf  $\frac{dT}{dz_T} = -7,5 \text{ K km}^{-1}$  folgen unmittelbar aus dieser Gleichung. Wegen  $\frac{\partial \theta}{\partial z_T} \ll \frac{\partial \theta}{\partial z_S}$  folgt außerdem, daß  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  auf eine bestimmte Änderung von  $\frac{\partial T}{\partial z_T}$  bzw.  $\frac{\partial \theta}{\partial z_T}$  viel empfindlicher reagiert als auf eine gleich große Änderung von  $\frac{\partial T}{\partial z_S}$  bzw.  $\frac{\partial \theta}{\partial z_S}$ . Bei großen Auslenkungen der Tropopause zeigt sich allerdings eine deutliche Nichtlinearität zwischen zyklonalen und antizyklonalen Auslenkungen. Für  $\Delta z^* > 0$  nähert sich  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  allmählich an  $\frac{\partial \theta}{\partial z_S}$  an, und für  $\Delta z^* < 0$  an  $\frac{\partial \theta}{\partial z_T}$ . Analoge Aussagen gelten für  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  im Vergleich zu  $\frac{\partial T}{\partial z_S}$  bzw.  $\frac{\partial T}{\partial z_T}$ . Dies führt im Falle rein antizyklonaler Auslenkungen sogar dazu, daß  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  für  $\frac{\partial T}{\partial z_S} > +2 \text{ K km}^{-1}$  positiv wird (Abb. 3.32c), d. h. die Tropopause wird ab einer gewissen Auslenkung mit zunehmender Auslenkung wieder wärmer. In den Daten

konnte ein derartiges Verhalten allerdings nicht gefunden werden. Ein wichtiger Grund dafür dürfte sein, daß der stratosphärische Temperaturgradient nur im Mittel über die untersten 2 km größer als  $+2 \text{ K km}^{-1}$  werden kann, nicht aber im Mittel über eine größere Höhendistanz, z. B. von der Tropopause zur 100 hPa-Fläche. Unabhängig davon entsteht beim Vergleich von PV-Inversionen und Daten aber auch der Eindruck, daß die Nichtlinearität von  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  bzw.  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  von den PV-Inversionen etwas überschätzt wird.

Der Vergleich der Regressionskoeffizienten für gemischte Vorticity mit den Daten (Abb. 3.31c und 3.31d) zeigt, daß  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  und  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  tendenziell etwas zu hoch sind (bzw., daß  $\left| \frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}} \right|$  zu niedrig ist). Ein wesentlicher Beitrag dazu könnte sein, daß für die Bestimmung der Regressionskoeffizienten Symmetrie zwischen zyklonalen und antizyklonalen Auslenkungen angenommen wurde. In der Realität sind jedoch zyklonale Auslenkungen im Mittel etwas stärker als antizyklonale (s. Abb. 3.13), wodurch in Verbindung mit der eben diskutierten Nichtlinearität von  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  bzw.  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  die beobachtete Diskrepanz weitgehend erklärt werden kann. Tests mit plausiblen Annahmen über die Asymmetrie zwischen zyklonalen und antizyklonalen Anomalien zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  bzw.  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  mit den Beobachtungen. Da sich die beobachteten Jahresgänge dieser beiden Größen auch ohne zusätzliche Annahmen reproduzieren und erklären lassen (s. Kap. 3.3.2), wird auf eine weitere Diskussion der Tests jedoch verzichtet. Abschließend sei noch erwähnt, daß  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial H_{TP}}$  weder von  $Z_{TP}^*$  noch von  $T_{sfc}$  in nennenswertem Maße abhängt. Lediglich  $\frac{\partial \theta_{TP}}{\partial H_{TP}}$  steigt mit  $Z_{TP}^*$  an, da  $\theta \sim Tp^{-\kappa}$  gilt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich die wesentlichen Elemente der synoptischskaligen Variabilität der Tropopause mittels PV-Inversionen gut reproduzieren und interpretieren lassen. Lediglich bei der Stabilität über der Tropopause gibt es größere Diskrepanzen, die möglicherweise mit den stark vereinfachenden Annahmen über die Form der PV-Anomalien zusammenhängen. Dies legt die Folgerung nahe, daß die hier betrachteten synoptischskaligen Bewegungen in guter Näherung balanciert verlaufen. Bei dieser Folgerung ist allerdings Vorsicht geboten, denn bei der Auswertung der ERA-Daten zeigte sich, daß in Scherungslinien unterhalb der Tropopause regelmäßig negative Vorticitywerte auftreten, die deutlich kleiner als  $-f$  sind. Eine gleichzeitig durchgeführte Berechnung der (unapproximierten) PV zeigte zudem, daß in diesen Bereichen die PV tatsächlich negativ wird. Daraus folgt erstens, daß in der Entstehungsphase starke diabatische Prozesse wirken, die die Entstehung der negativen PV-Werte ermöglichen, und zweitens, daß die Bewegung in diesen Bereichen nicht balanciert sein kann, denn geostrophische Balance oder Gradientwind-Balance sind bei  $\zeta < -f$  nicht möglich.

## 3.4 Ergänzende Untersuchungen

### 3.4.1 Analyse der Unterschiede zwischen Radiosonden- und ERA-Tropopausendruck

In Kap. 3.1.4 wurde festgestellt, daß es zwischen dem aus den Radiosondendaten ermittelten und dem aus den ERA-Daten ermittelten Tropopausendruck systematische Unterschiede gibt. Im Herbst, Winter und Frühling sind diese meist recht gering, doch im Sommer liegt der ERA-Tropopausendruck außerhalb der Antarktis durchwegs um 4-8 hPa zu hoch. In der Antarktis betragen die Differenzen sogar bis zu 11 hPa bei der PV-Tropopause und bis zu 14 hPa bei der thermischen Tropopause. Als Erklärung für dieses Phänomen wurde in Abb. 3.1 dargelegt, daß der verwendete Algorithmus zur Bestimmung der thermischen ERA-Tropopause nur dann den



exakten Wert liefert, wenn der Mittelwert zwischen dem Temperaturgradienten unter der Tropopause und dem Gradienten über der Tropopause genau  $-2\text{K km}^{-1}$  beträgt. Entsprechendes gilt für den Algorithmus zur Bestimmung der PV-Tropopause, der nur dann exakt ist, wenn der Mittelwert zwischen der PV unter der Tropopause und der PV über der Tropopause genau dem Grenzwert (z. B. 3,5 PVU) entspricht. Ist der Mittelwert der Temperaturgradienten bzw. der PV größer (kleiner) als der jeweilige Grenzwert, wird der ERA-Tropopausendruck überschätzt (unterschätzt).

Da die in Abb. 3.1 angenommenen Bedingungen sehr idealisiert sind (jeweils konstanter Gradient in der Troposphäre und in der Stratosphäre), stellt sich die Frage, ob dieses einfache geometrische Argument auch unter realistischen Bedingungen herangezogen werden kann. Dies wird in diesem Abschnitt näher untersucht. Um den Vergleich zwischen den Resultaten für die thermische Tropopause und die PV-Tropopause zu erleichtern, wird die Auswertung in beiden Fällen für Temperaturgradienten durchgeführt. Konkret wird für jeden Radiosondenaufstieg die Größe

$$\delta dT/dz := \frac{T_{TP+\Delta z} - T_{TP-\Delta z}}{2\Delta z} - \frac{\partial T}{\partial z}_{GW} \quad (3.16)$$

berechnet.  $\frac{\partial T}{\partial z}_{GW}$  bezeichnet darin im Falle der thermischen Tropopause den Grenzwert des thermischen Kriteriums, also  $-2\text{K km}^{-1}$ , und im Falle der PV-Tropopause denjenigen Gradienten, der zusammen mit dem aktuellen Tropopausendruck und der aktuellen Vorticity im Tropopausenniveau den PV-Grenzwert (3,5 PVU) ergibt. Für  $\Delta z$  werden die Werte 500 m und 1 km verwendet. Die Werte von  $\delta dT/dz$  werden anschließend über Monate und die in Kap. 3.3 verwendeten Gebiete gemittelt. Da sich größere Unterschiede zwischen zyklonal und antizyklonal beeinflussten Tropopausen zeigen, wird die Auswertung in Vorticityklassen (s. Kap. 3.3.1) getrennt.

Einige Resultate dieser Auswertung sind in Abb. 3.33 zusammengefaßt. Dargestellt ist jeweils die Differenz zwischen den beiden Tropopausendrücken (Radiosonde – ERA) im Vergleich zu  $\delta dT/dz$ . Jeder Datenpunkt entspricht dabei einem Monats- und Gebietsmittel. Für die Sommer- und Wintermonate sowie  $\Delta z = 500\text{ m}$  bzw.  $\Delta z = 1\text{ km}$  sind verschiedene Symbole verwendet. Allgemein läßt sich feststellen, daß hohe Werte von  $\delta dT/dz$  mit einer negativen Druckdifferenz korreliert sind, d. h. daß der ERA-Tropopausendruck in diesem Fall zu hoch ist. Dies steht in Übereinstimmung zum oben Gesagten. Außerdem erkennt man, daß große negative Druckdifferenzen vorwiegend im Sommer auftreten, während die Differenzen im Winter kleiner und teilweise positiv sind.

Bei näherer Betrachtung zeigen sich aber auch merkliche Unterschiede zwischen den einzelnen Abbildungen. Im Fall der antizyklonal beeinflussten PV-Tropopause (Abb. 3.33a) ist zu erkennen, daß nur für  $\Delta z = 500\text{ m}$  einem Wert von  $\delta dT/dz = 0$  auch näherungsweise eine Druckdifferenz von 0 entspricht. Für  $\Delta z = 1\text{ km}$  liegt die Nullstelle der Druckdifferenz hingegen bei  $\delta dT/dz \approx -1,2\text{K km}^{-1}$ . Der wahrscheinliche Grund hierfür ist die über antizyklonal beeinflussten Tropopausen typische dünne, sehr stabile Schicht, die zur Folge hat, daß  $\delta dT/dz$  mit zunehmendem  $\Delta z$  zurückgeht. Für  $\Delta z = 500\text{ m}$  geht die Mittelung über 1 km ( $2\Delta z$ ), was nahe am Abstand zwischen den ECMWF-Modellflächen liegt, der im relevanten Höhenbereich 800 - 900 m beträgt. Somit ist zu erwarten, daß  $\Delta z = 500\text{ m}$  eine gute Abschätzung des Temperaturgradienten liefert, aus dem bei der Auswertung der ERA-Daten die genaue Position der Tropopause bestimmt werden muß. Weiter folgt, daß dieser Temperaturgradient mit  $\Delta z = 1\text{ km}$  deutlich zu niedrig eingeschätzt wird.

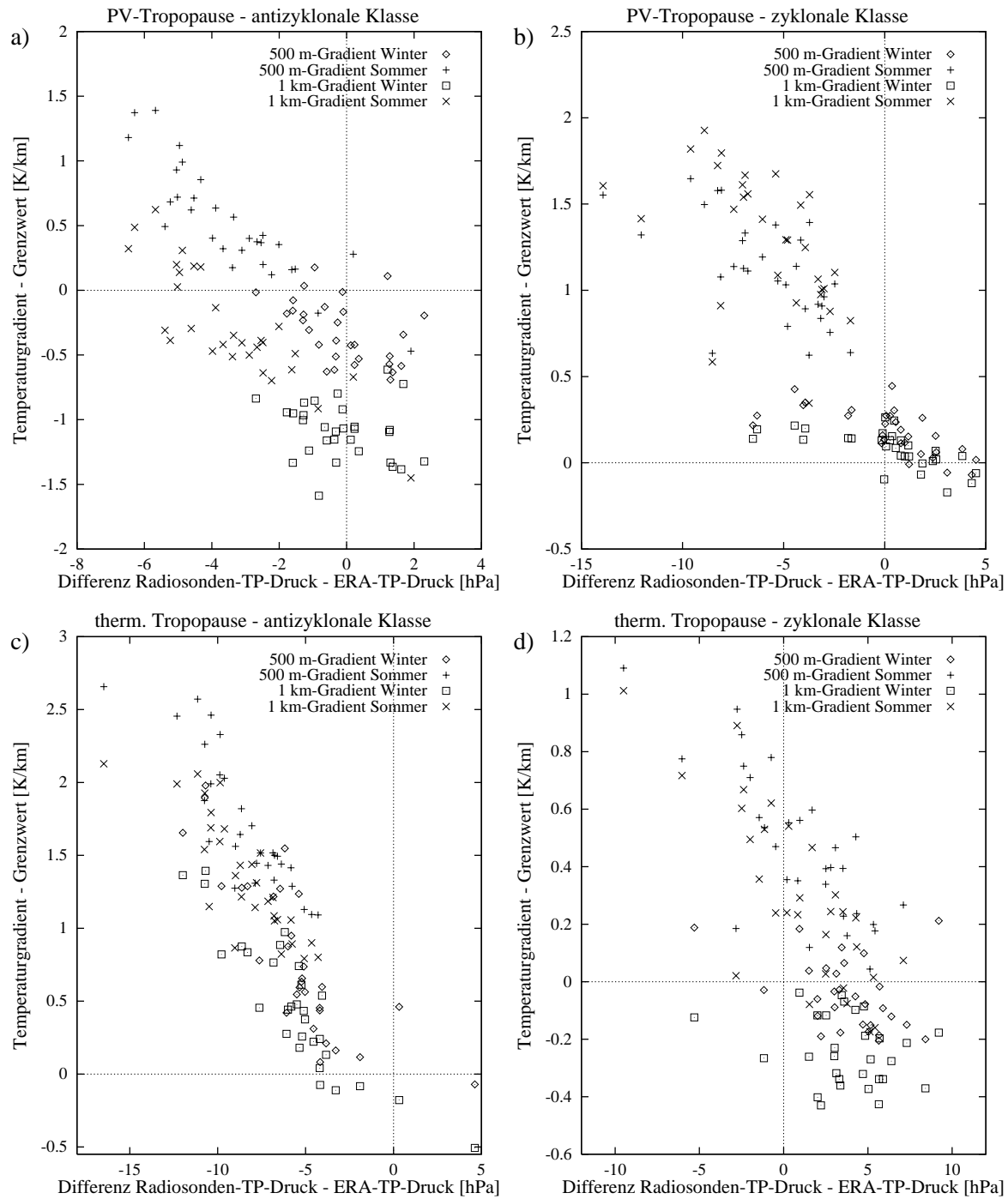


Abbildung 3.33: Differenz zwischen dem aus den Radiosondendaten ermittelten Tropopausendruck und dem aus den ERA-Daten ermittelten Tropopausendruck in hPa. Auf der y-Achse ist die Größe  $\delta T/dz$  aufgetragen (Definition in Gl. (3.16)). Jeder Datenpunkt entspricht einem Monats- und Gebietsmittel. Die Symbole sind in der Beschriftung der Abbildungen erklärt.

Die zyklonal beeinflusste Tropopause (Abb. 3.33b, 3.33d) zeigt diese Diskrepanz zwischen  $\Delta z = 500$  m und  $\Delta z = 1$  km nicht, denn unter zyklonalem Einfluß unterscheiden sich  $\delta dT/dz$  (500 m) und  $\delta dT/dz$  (1 km) nur wenig voneinander. Bemerkenswert ist, daß diese Diskrepanz bei der thermischen Tropopause auch unter antizyklonalem Einfluß weitgehend fehlt (Abb. 3.33c). Dies dürfte daran liegen, daß die thermische Tropopause unter antizyklonalem Einfluß systematisch etwas unter der PV-Tropopause liegt (s. Kap. 3.2.4 und 3.3.1). Der Vergleich zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause zeigt noch einige andere erwähnenswerte Unterschiede. Bei der PV-Tropopause sind die Druckdifferenzen in der zyklonalen bzw. der antizyklonalen Klasse vom gleichen Vorzeichen, nur die absoluten Werte sind in der zyklonalen Klasse höher. Bei der thermischen Tropopause sind hingegen die Druckdifferenzen in der antizyklonalen Klasse durchwegs negativ, in der zyklonalen Klasse aber mehrheitlich positiv. Im Mittel über alle Fälle kompensieren sich diese systematischen Abweichungen hier teilweise. Schließlich zeigt der Vergleich zwischen den Druckdifferenzen und  $\delta dT/dz$ , daß zyklonal beeinflusste Tropopausen offenbar empfindlicher als antizyklonal beeinflusste reagieren. Die  $\delta dT/dz$ -Werte, die einer bestimmten Druckdifferenz entsprechen, sind in den zyklonalen Klassen nämlich deutlich niedriger als in den antizyklonalen Klassen.

Neben den bislang beschriebenen monatlichen Mitteln wurde auch untersucht, wie kurzzeitige Schwankungen von  $\delta dT/dz$  mit der Druckdifferenz zwischen dem Radiosonden-Tropopausendruck und dem ERA-Tropopausendruck zusammenhängen. Dazu wurde für alle Monate und Mittelungsgebiete der Korrelations- und Regressionskoeffizient zwischen diesen beiden Größen berechnet. Mit Hilfe des Regressionskoeffizienten wurde zudem überprüft, ob das Produkt aus dem Regressionskoeffizienten und  $\delta dT/dz$  die richtige Druckdifferenz liefert. Letzters würde eine Möglichkeit zur Korrektur der systematischen Druckdifferenzen bieten.

Die Korrelationskoeffizienten sind vor allem bei der PV-Tropopause mit  $\Delta z = 1$  km recht zufriedenstellend. In der zyklonalen und der antizyklonalen Klasse liegen sie allgemein zwischen  $-0,7$  und  $-0,8$ , in der neutralen Klasse, auf die hier nicht näher eingegangen wird, sogar bei  $-0,75$  bis  $-0,85$ . Für  $\Delta z = 500$  m und allgemein bei der thermischen Tropopause sind die Werte etwas schlechter. Damit läßt sich folgern, daß auch auf der kurzen Zeitskala ein klarer Zusammenhang zwischen  $\delta dT/dz$  und dem systematischen Fehler bei der Bestimmung der ERA-Tropopause besteht. Die Berechnung der Regressionskoeffizienten bestätigt die oben gemachte Aussage, daß die zyklonale Klasse empfindlicher auf Abweichungen von  $\delta dT/dz$  von 0 reagiert als die antizyklonale. Der Betrag des Regressionskoeffizienten ist in der zyklonalen Klasse typischerweise doppelt bis dreimal so hoch wie in der antizyklonalen.

In Abb. 3.34 ist dargestellt, inwieweit das Produkt aus Regressionskoeffizient und  $\delta dT/dz$  die korrekte Druckdifferenz zwischen Radiosonden- und ERA-Tropopause ergibt. Die Abbildungen umfassen sämtliche Monats- und Gebietsmittel (nicht nur Sommer und Winter) für  $\Delta z = 500$  m und  $\Delta z = 1$  km. Wie in Abb. 3.33 wird zwischen der zyklonalen und der antizyklonalen Klasse sowie zwischen der thermischen und der PV-Tropopausendefinition unterschieden. Bei der antizyklonalen Klasse der PV-Tropopause (Abb. 3.34a) zeigt sich wiederum, daß  $\Delta z = 1$  km zu keinen brauchbaren Resultaten führt. Mit  $\Delta z = 500$  m ist die über die Regression berechnete Druckdifferenz zwar dem Vorzeichen nach korrekt, aber dem Betrag nach etwas zu klein. Möglicherweise würde ein noch kleinerer Wert von  $\Delta z$  zu besseren Ergebnissen führen. In der zyklonalen Klasse (Abb. 3.34b) scheint der optimale Wert von  $\Delta z$  zwischen 500 m und 1000 m zu liegen, denn dort wird die tatsächliche Druckdifferenz mit  $\Delta z = 500$  m etwas unterschätzt, mit  $\Delta z = 1$  km hingegen etwas überschätzt. Im Fall der thermischen Tropopause

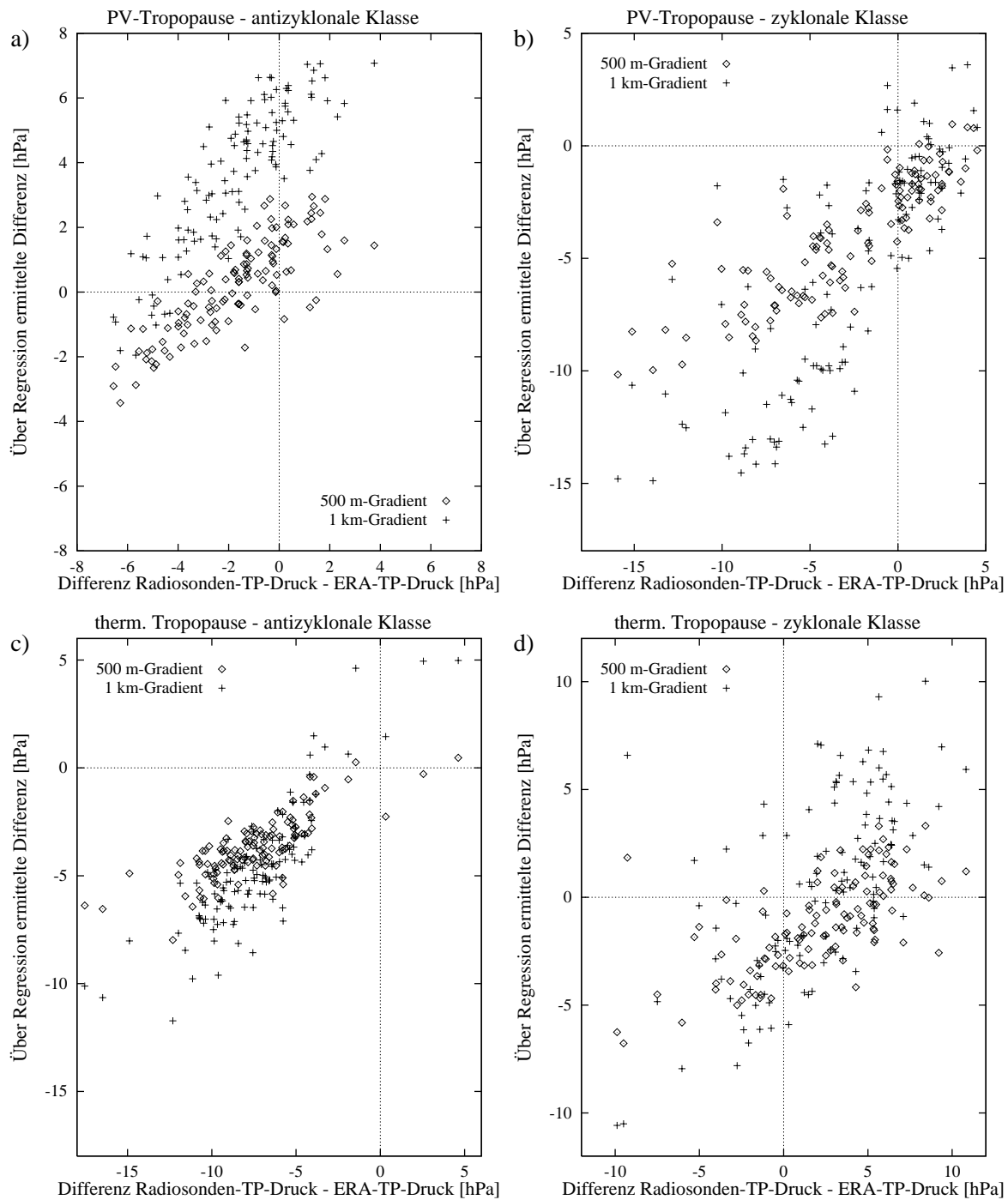


Abbildung 3.34: Vergleich der tatsächlichen Druckdifferenzen zwischen der Radiosonden-Tropopause und der ERA-Tropopause mit den über die Regression berechneten Werten (in hPa; nähere Beschreibung im Text). Jeder Datenpunkt entspricht einem Monats- und Gebietsmittel.

liefert  $\Delta z = 1$  km in der antizyklonalen Klasse bessere Resultate als  $\Delta z = 500$  m, und in der zyklonalen Klasse ist die Übereinstimmung für beide Werte von  $\Delta z$  nur mittelmäßig.

Es kann also festgehalten werden, daß sich die systematischen Fehler der aus den ERA-Daten ermittelten Tropopausendrucke gut durch den in Abb. 3.1 dargestellten Mechanismus erklären lassen. Zumindest im Fall der PV-Tropopause scheint es sowohl für zyklonal als auch für antizyklonal beeinflusste Tropopausen einen Wert von  $\Delta z$  zu geben, mit dem sich der systematische Fehler durch Regression reproduzieren läßt. Die Korrektur der systematischen Fehler ist allerdings trotzdem mit Schwierigkeiten verbunden. Zunächst hängen sowohl  $\Delta z$  als auch der Regressionskoeffizient vom Vorzeichen der Vorticity ab, was aber durch eine Fallunterscheidung leicht berücksichtigt werden könnte. Das eigentliche Problem liegt in der Bestimmung von  $\delta dT/dz$  aus den ERA-Daten, denn die dünne stabile Schicht, die über antizyklonal beeinflussten Tropopausen typisch ist, ist in den ERA-Daten nicht aufgelöst. Wie Abb. 3.33a und 3.34a zeigen, ist diese aber für die Berechnung von  $\delta dT/dz$  bzw. für die Regression von entscheidender Bedeutung. Alles in allem führten verschiedene Versuche, die bei der Auswertung der ERA-Daten auftretenden systematischen Fehler zu korrigieren, nur zu einer geringen Verringerung der mittleren Abweichung und meist sogar zu einer leichten Verschlechterung der Korrelation zwischen den Radiosonden- und ERA-Tropopausendrucke. Die Datenauswertung wurde daher ohne eine derartige Korrektur durchgeführt.

### 3.4.2 Mehrfache Tropopausen

Um die Vergleichbarkeit mit früheren Arbeiten (z. B. Hoinka, 1998) zu gewährleisten, bezogen sich alle bisherigen Untersuchungen ausschließlich auf die unterste Tropopause, d. h. das unterste Niveau, das die Tropopausenkriterien (thermisch oder PV) erfüllt. In bestimmten Situationen, z. B. bei Tropopausenfalten (Reed, 1955; Shapiro, 1978; Shapiro et al., 1987), kommt es aber vor, daß es keine eindeutige Tropopause gibt bzw. daß es mehrere Niveaus gibt, die die Tropopausenkriterien erfüllen. Im thermischen WMO-Kriterium (WMO, 1957, s. Kap. 2.2.1) ist die Möglichkeit mehrfacher Tropopausen bereits berücksichtigt: Wenn der Temperaturgradient oberhalb eines Niveaus, das die Kriterien der thermischen Tropopause erfüllt, wieder unter  $-3 \text{ K km}^{-1}$  sinkt und auch im Mittel über eine Schichtdicke von 1 km unter  $-3 \text{ K km}^{-1}$  bleibt, startet die Suche nach einer Tropopause von neuem. Ist das thermische Kriterium danach erneut erfüllt, liegt eine weitere Tropopause vor. Bei Verwendung des PV-Kriteriums bedarf die Definition mehrfacher Tropopausen keiner besonderen Kunstgriffe, denn hier sucht man einfach nach Niveaus, in denen der PV-Grenzwert (3,5 PVU) überschritten wird. Wenn also der Grenzwert im Niveau A überschritten, dann im Niveau B wieder unterschritten und in Niveau C erneut überschritten wird, so hat man in A und C je eine PV-Tropopause. Aus der Druckdifferenz zwischen B und A ergibt sich dabei die Dicke der stratosphärischen Intrusion.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde sowohl für das thermische Kriterium als auch für das PV-Kriterium die Häufigkeit und die mittlere Position mehrfacher Tropopausen untersucht. Die folgende Diskussion wird sich dabei im wesentlichen auf die Untersuchung der (möglichen) zweiten Tropopause beschränken. Darüber hinaus wird die Frage diskutiert, inwieweit das Auftreten sekundärer Tropopausen mit Tropopausenfalten in Verbindung gebracht werden kann.

Sowohl die Radiosondendaten als auch die ERA-Daten wurden auf mehrfache Tropopausen hin ausgewertet. Dabei stellte sich heraus, daß die Häufigkeit mehrfacher Tropopausen bei Verwendung der ERA-Daten um mehr als eine Größenordnung kleiner ist als bei Verwendung

der Radiosondendaten. Daraus läßt sich folgern, daß die ERA-Daten aufgrund ihrer begrenzten vertikalen Auflösung und der mit der Datenassimilation verbundenen Glättung der meteorologischen Felder für eine derartige Untersuchung nicht geeignet sind. Zu diesem Ergebnis kamen auch schon Ancellet et al. (1994) in ihrer Studie über Höhentiefs und Tropopausenfalten. Im folgenden werden daher nur die Resultate der Radiosondendaten-Auswertung besprochen. Zu erwähnen ist noch, daß im Fall des PV-Kriteriums auch dünne Schichten, in denen die PV über 3,5 PVU liegt, berücksichtigt werden (s. Kap. 3.1.2). Die unterste dieser Schichten liegt mitunter deutlich unter dem Niveau, das bisher als PV-Tropopause bezeichnet wurde<sup>12</sup>. Zur Unterscheidung von solchen dünnen PV-Schichten wird im folgenden von der „eigentlichen PV-Tropopause“ gesprochen, wenn die PV-Tropopause nach bisheriger Definition gemeint ist.

### Sekundäre thermische Tropopausen

Einige Resultate der Auswertung sekundärer thermischer Tropopausen gemäß WMO-Kriterium sind in Abb. 3.35 zusammengestellt. Abb. 3.35a zeigt den Jahresgang des Drucks der zweiten Tropopause für die Regionen Europa 55°N - 65°N, Westsibirien 55°N - 65°N, Kanada 55°N - 65°N und die Antarktis. Die zugehörigen prozentualen Häufigkeiten des Auftretens einer zweiten Tropopause sind in Abb. 3.35b wiedergegeben.

Ein Blick auf Abb. 3.35a legt die Vermutung nahe, daß die mehrfache Erfüllung des thermischen Kriteriums nur wenig mit dem Auftreten mehrfacher Tropopausen oder Tropopausenfalten zu tun hat. In der Tat zeigt die zum Vergleich durchgeführte Berechnung der PV, daß in mehr als 90% der Fälle selbst in der vergleichsweise labilen Schicht direkt unter der zweiten thermischen Tropopause PV-Werte über 5 PVU auftreten. Derart hohe PV-Werte werden in der Literatur übereinstimmend als stratosphärisch angesehen, so daß sich folgern läßt, daß die mehrfache Erfüllung des thermischen Kriteriums wesentlich häufiger Stabilitätsschwankungen innerhalb der Stratosphäre als Intrusionen stratosphärischer Luft in die Troposphäre anzeigt. Für die Untersuchung mehrfacher Tropopausen ist daher das PV-Kriterium (s. u.) vorzuziehen. Zu diskutieren sind nun noch die prozentualen Häufigkeiten sekundärer thermischer Tropopausen (Abb. 3.35b). Allgemein fällt auf, daß diese im Winter wesentlich häufiger als im Sommer sind. Dies ist wohl darauf zurückzuführen, daß die Stabilität der polaren Stratosphäre im Winter allgemein geringer als im Sommer ist. Dynamische Störungen in der Stratosphäre können daher im Winter relativ leicht zu einem lokalen Absinken des Temperaturgradienten unter  $-3 \text{ K km}^{-1}$  führen und damit das thermische Kriterium erneut „aktivieren“. Im Sommer sind dafür deutlich stärkere Störungen erforderlich. Daneben zeigen sich auch große Unterschiede zwischen Europa bzw. Kanada und Westsibirien. Insgesamt gilt hier, daß sekundäre thermische Tropopausen in Europa und Kanada in allen Breitenlagen deutlich häufiger als in West- und Ostsibirien sind. Dies dürfte darauf zurückzuführen sein, daß die Zahl der gemeldeten markanten Punkte in den russischen Radiosondenaufstiegen zu gering ist (vgl. Kap. 3.2.4).

---

<sup>12</sup>Für die PV-Tropopause wird verlangt, daß die mittlere PV zwischen dem Tropopausenniveau und allen Niveaus innerhalb der darüberliegenden 2500 m größer als 3,5 PVU bleibt (s. Kap. 3.1.2). Eine derartige Maßnahme ist nötig, um einen sinnvollen Vergleich mit den aus den ERA-Daten bestimmten PV-Tropopausen zu ermöglichen.

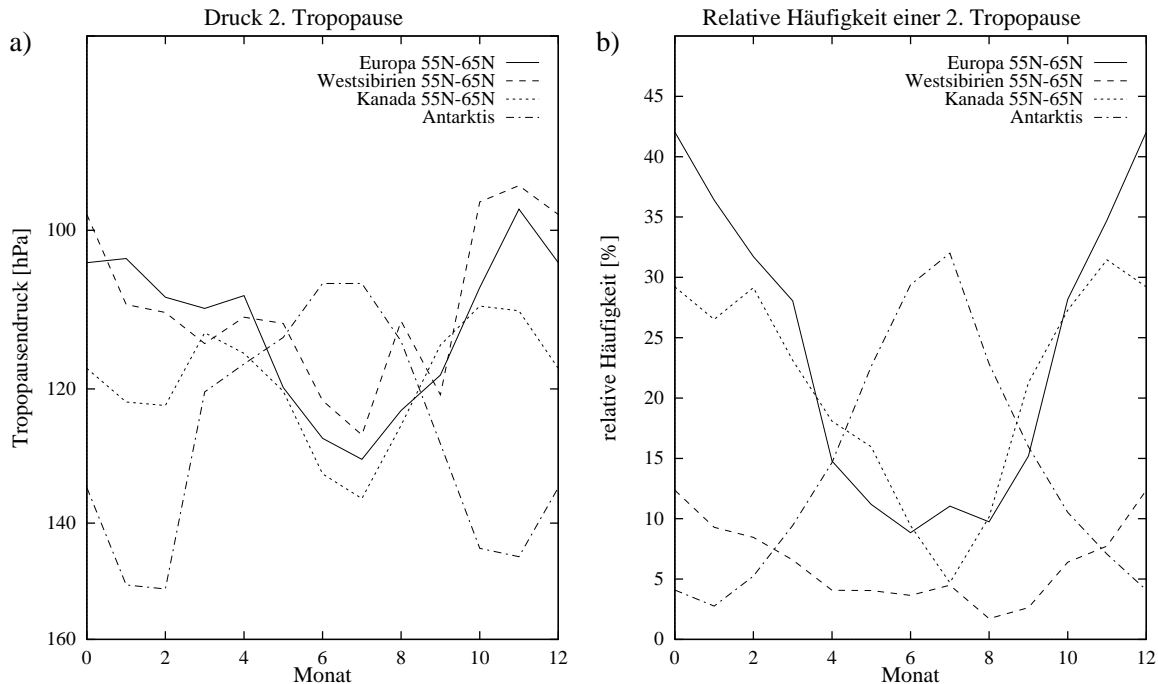


Abbildung 3.35:

a) Jahresgang des mittleren Druckes [hPa] der zweiten thermischen Tropopause. Gezeigte Regionen: Europa, Westsibirien und Kanada, jeweils 55°N - 65°N, und Antarktis.

b) Zugehörige relative Häufigkeit [%] des Auftretens einer zweiten Tropopause.

### Sekundäre PV-Tropopausen

Für die gleichen Regionen wie oben sind in Abb. 3.36 der mittlere Druck der zweiten PV-Tropopause sowie die mittlere Druckdifferenz zur ersten PV-Tropopause dargestellt. Dabei beziehen sich Abb. 3.36a und 3.36c auf alle Fälle, in denen der PV-Grenzwert von 3,5 PVU erst überschritten, dann wieder unterschritten und schließlich erneut überschritten wird. Auch dünne Schichten mit  $P > 3,5$  PVU unter der eigentlichen PV-Tropopause (z. B. dünne Tropopausenfalten) sind hier also enthalten. Abb. 3.36b und 3.36d berücksichtigen hingegen nur diejenigen Fälle, in denen die PV über der eigentlichen Tropopause wieder unter 3,5 PVU absinkt und dann wieder über 3,5 PVU ansteigt. Die zugehörigen relativen Häufigkeiten sind in Abb. 3.37a und 3.37b wiedergegeben, wobei sich erstere auf alle Fälle bezieht.

Im Gegensatz zum thermischen Kriterium erweist sich das PV-Kriterium als geeignet für die Untersuchung mehrfacher Tropopausen. Wie Abb. 3.36a und 3.36b zeigen, liegt der mittlere Druck der zweiten Tropopause in allen Fällen bei plausiblen Werten. Im Vergleich mit den in Kap. 3.2 präsentierten Druckwerten der eigentlichen Tropopause fällt zudem auf, daß der Unterschied zwischen beiden recht gering ist. Dies gilt vor allem dann, wenn auch die Fälle mit dünnen PV-Schichten einbezogen werden (Abb. 3.36a). Der mittlere Druck der zweiten Tropopause liegt dann nur um 10 - 30 hPa unter dem der eigentlichen Tropopause, wenn bei letzterem alle Daten berücksichtigt werden. Da aber die mittlere Druckdifferenz zur ersten Tropopause bei 90 - 150 hPa liegt (Abb. 3.36c), läßt sich folgern, daß die erste Tropopause in diesen Fällen außergewöhnlich tief liegt. Dies ist konsistent mit dem, was man für Tropopausenfalten erwartet. Beschränkt man sich auf die Fälle, in denen über der eigentlichen Tropopause noch

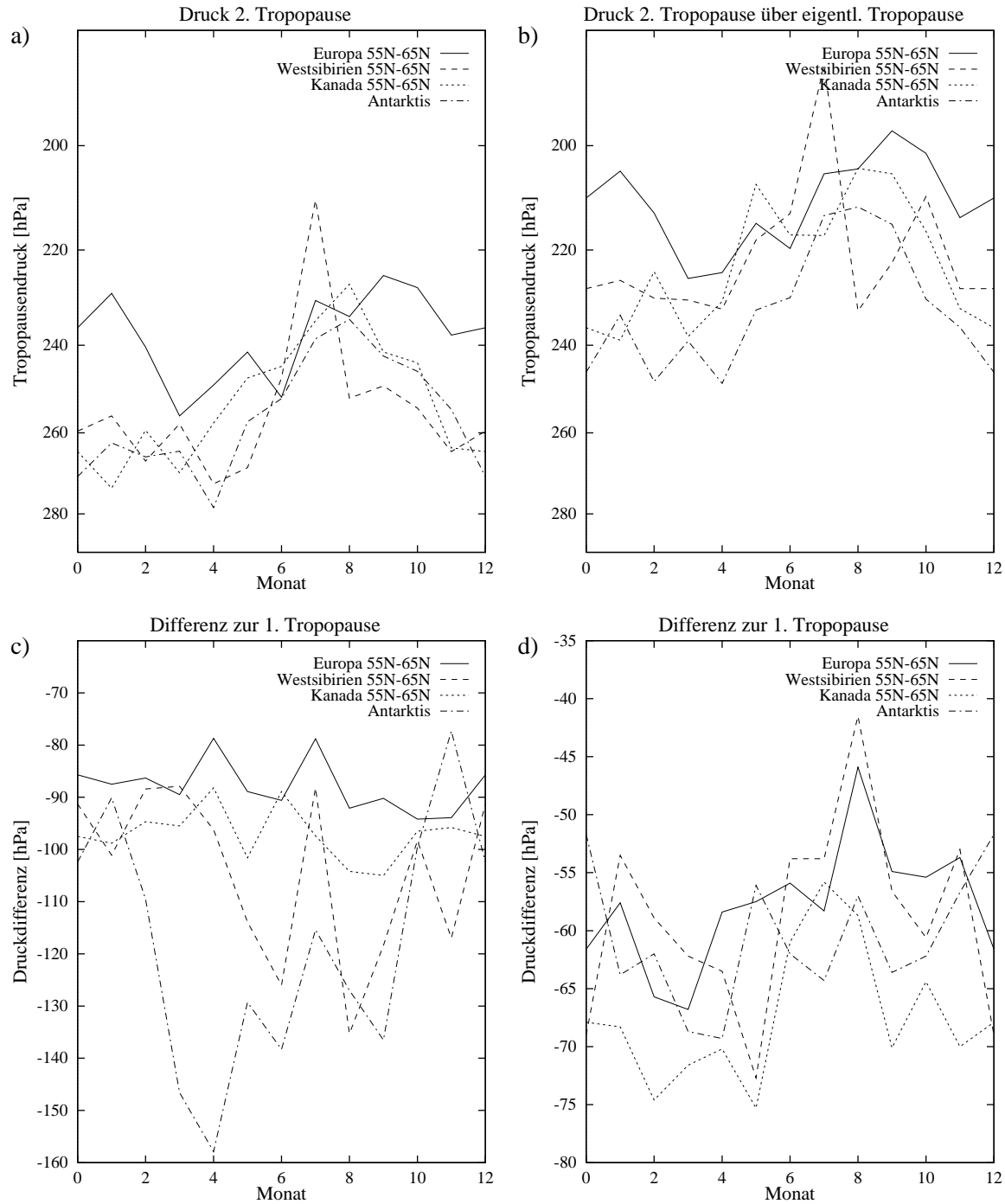


Abbildung 3.36:

Obere Reihe: Jahresgang des Druckes [hPa] der zweiten PV-Tropopause. Die gezeigten Regionen entsprechen Abb. 3.35. (a) umfaßt alle Fälle, (b) nur die, in denen die erste PV-Tropopause das in Kap. 3.1.2 beschriebene Dickenkriterium erfüllt.

Untere Reihe: Zugehörige Druckdifferenz zur ersten Tropopause; (c) bezieht sich auf (a), (d) bezieht sich auf (b).



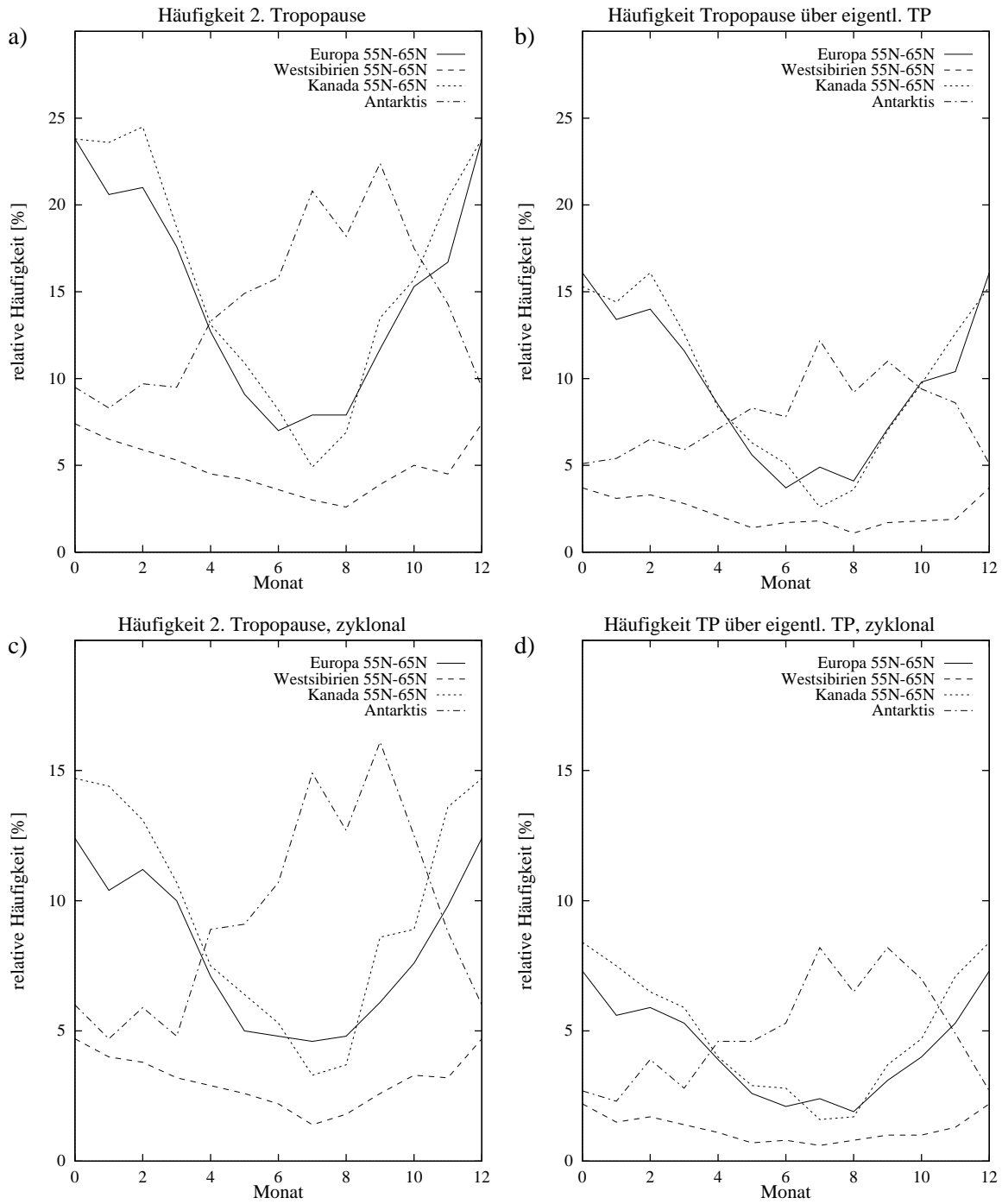


Abbildung 3.37: Relative Häufigkeit [%] des Auftretens einer zweiten Tropopause. Die Abbildungen der oberen Reihe beziehen sich auf Abb. 3.36a,b. In der unteren Reihe sind nur diejenigen Fälle berücksichtigt, in denen die relative Vorticity im Niveau der ersten Tropopause größer als  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$  ist.

eine weitere folgt (Abb. 3.36b, 3.36d), geht die mittlere Druckdifferenz zur ersten Tropopause auf 50 - 75 hPa zurück. Dabei liegt die eigentliche Tropopause rund 20 hPa tiefer als im Mittel über alle Daten. Erwähnenswert ist noch die mittlere Dicke der vertikal begrenzten Schicht mit  $P > 3,5$  PVU. Diese beträgt bei den dünnen PV-Schichten, die nicht das Kriterium für die PV-Tropopause erfüllen, etwa 10 - 20 hPa, und bei den als PV-Tropopause identifizierten Schichten 35 - 60 hPa. Im Mittel über alle Fälle ergeben sich 25 - 35 hPa.

Die relativen Häufigkeiten einer zweiten PV-Tropopause (Abb. 3.37a, 3.37b) weisen eine große Ähnlichkeit mit den Häufigkeiten einer zweiten thermischen Tropopause auf (s. Abb. 3.35b). Wieder ist die Häufigkeit im Winter deutlich größer als im Sommer, und wieder ist sie in Europa und Kanada erheblich größer als in Sibirien. Dies ist auf den ersten Blick ein verblüffendes Ergebnis, denn beide sekundäre Tropopausen haben nicht das Geringste miteinander zu tun. Dennoch ist die Erklärung für die Unterschiede zwischen Europa bzw. Kanada und Sibirien die gleiche wie im Fall der thermischen Tropopause: In den russischen Radiosondenaufstiegen ist die Anzahl markanter Punkte zu gering. Der Unterschied zwischen Sommer und Winter könnte auf die stärkere Tiefdrucktätigkeit im Winter zurückzuführen sein, die eine erhöhte Anzahl stratosphärischer Intrusionen zur Folge haben dürfte.

Nun stellt sich noch die Frage, ob die hier gefundenen doppelten PV-Tropopausen als Tropopausenfalten identifiziert werden können. Fallstudien von Tropopausenfalten deuten darauf hin, daß die Teile einer Tropopausenfalte, in denen ein PV-Wert von 3,5 PVU oder mehr erreicht wird, auf der zyklonalen Seite des Jetstreams liegen (G. Hartjenstein, persönliche Mitteilung). Daher wurde bei allen doppelten PV-Tropopausen die relative Vorticity an der Position der ersten Tropopause überprüft, und es ergab sich, daß nur in 50 - 70% der Fälle zyklonale Vorticity (definiert als  $\zeta > 10^{-5}\text{s}^{-1}$ ) vorherrscht (Abb. 3.37c, 3.37d). Daraus läßt sich schließen, daß eine Advektion stratosphärischer Filamente in die Troposphäre nicht nur in Verbindung mit Tropopausenfalten möglich ist. Es folgt damit allerdings nicht, daß das Vorticitykriterium eine hinreichende Bedingung für das Vorliegen einer Tropopausenfalte ist, denn es könnte auch unter zyklonalem Einfluß noch andere Advektionsmechanismen geben. Zudem kann nicht ausgeschlossen werden, daß diabatische Prozesse, wie z. B. Strahlung an ausgedehnten, dünnen Wolkenschichten, an der Entstehung solcher Schichten erhöhter PV beteiligt sein können. Die Erstellung einer verlässlichen Tropopausenfalten-Statistik erfordert also dreidimensionale Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit aber zu weit führen würden.

Auch ein Vergleich mit bisherigen Arbeiten gestaltet sich schwierig. Die Tropopausenfalten-Statistik von Van Haver et al. (1996), die auf Ozonsondenaufstiegen basiert, umfaßt nur einige westeuropäische Stationen. Für diese finden die Autoren eine relative Häufigkeit von Tropopausenfalten von 4 - 8%, was immerhin im Rahmen der in Abb. 3.37c angegebenen Werte liegt. Im Widerspruch zu den hier gefundenen Ergebnissen steht allerdings, daß Van Haver et al. ein Häufigkeitsmaximum im Sommer finden. Sicherlich ist Westeuropa im Sommer ein bevorzugter Standort für Höhenträge, doch ob dies ausreicht, um diese Diskrepanz zu erklären, kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden. Globale Statistiken über Tropopausenfalten wurden von Ebel et al. (1996) und von Elbern et al. (1998) erstellt. Diese Statistiken machen keine direkten Angaben über die relativen Häufigkeiten von Falten, zeigen aber über den Polargebieten ein Häufigkeitsmaximum im Winter.

### 3.4.3 Der Einfluß großer Stratosphärenenerwärmungen im Nordpolarwinter

In diesem Abschnitt wird der Einfluß großer Stratosphärenenerwärmungen (major warmings) auf die Position der Tropopause untersucht. Laut Definition (s. Kap. 2.4) spricht man von einer großen Stratosphärenenerwärmung, wenn sich in 10 hPa und in 30 hPa der zonal gemittelte Temperaturgradient zwischen dem Pol und 60°N umkehrt und zusätzlich die geopotentielle Höhe der 10 hPa-Fläche am Pol größer ist als der zonale Mittelwert in 60°N. Da sich große Stratosphärenenerwärmungen auch auf die untere Stratosphäre (z. B. das 100 hPa-Niveau) auswirken, ist nach dem in Kap. 3.2.3 Gesagten zu erwarten, daß sie mit einer anormal tiefen Tropopause bzw. mit einem anormal hohen Tropopausendruck verbunden sind.

Zunächst wurde der Arbeit von Naujokat und Labitzke (1993) entnommen, in welchen Wintern im welchem Zeitraum große Stratosphärenenerwärmungen auftraten. Für diese Zeiträume wurde anschließend anhand von aus den ERA-Daten berechneten Halbmonatsmitteln des 100 hPa-Geopotentials und der 100 hPa-Temperatur überprüft, wie sich die Stratosphärenenerwärmung im jeweiligen Fall auf die untere Stratosphäre auswirkte. Dabei zeigten sich insgesamt drei verschiedene Muster, nämlich eine weitgehende Auflösung des Polarwirbels, eine starke Südwärtsverlagerung des Polarwirbels und eine Aufspaltung des Polarwirbels in zwei abgeschlossene Wirbel. Im ersten Fall ist dabei das Temperatursignal am deutlichsten: Bei einer weitgehenden Auflösung des Polarwirbels im Hochwinter liegt die 100 hPa-Temperatur in Polnähe typischerweise um 10 K über den Durchschnittswerten. Für die hier durchgeführte Untersuchung werden daher diese Fälle verwendet. Sie umfassen die erste Februarhälfte der Jahre 1981 und 1991, den Januar und die erste Februarhälfte 1985, die zweite Dezemberhälfte 1987 und die erste Januarhälfte 1988. Zum Vergleich wird das Mittel über 14 Monatshälften, in denen der Polarwirbel gut ausgebildet und überdurchschnittlich kalt war, herangezogen.

Für beide Klassen sind in Abb. 3.38 die Felder der 100 hPa-Temperatur und des Tropopausendruckes wiedergegeben. Der ungestörte Polarwirbel (Abb. 3.38a) ist durch ein ausgeprägtes Temperaturminimum von fast  $-75^{\circ}\text{C}$  in seinem Zentrum und durch einen starken meridionalen Temperaturgradienten gekennzeichnet. Es ist klar zu erkennen, daß der Polarwirbel im Normalfall in Richtung Europa/Westsibirien verschoben ist. Im 15-jährigen Mittel (nicht gezeigt) ist das Muster des 100 hPa-Temperaturfeldes nahezu identisch mit dem hier gezeigten. Die Unterschiede beschränken sich darauf, daß der Polarwirbel großflächig um 4 - 5 K wärmer ist und daß der Temperaturgradient an seinem Rand schwächer ist. Unter dem Einfluß großer Stratosphärenenerwärmungen sieht das Temperaturfeld grundlegend anders aus (Abb. 3.38b). Das Temperaturminimum liegt zwar nach wie vor über Europa/Westsibirien, es ist aber nur schwach ausgeprägt und mit  $-60^{\circ}\text{C}$  rund 15 K wärmer als im ungestörten Polarwirbel. Überhaupt kann von einem Polarwirbel hier kaum noch die Rede sein. Auch im Tropopausendruck zeigen sich – wie erwartet – deutliche Unterschiede. Während der mittlere Tropopausendruck im Bereich des ungestörten Polarwirbels meist zwischen 260 und 270 hPa liegt (Abb. 3.38c), liegt er bei Stratosphärenenerwärmungen bei 300 bis 320 hPa (Abb. 3.38d).

Um den Unterschied zwischen beiden Fällen zu verdeutlichen, sind in Abb. 3.39 Differenzbilder der 100 hPa-Temperatur und des Tropopausendruckes wiedergegeben. Dabei sind jeweils die Werte des ungestörten Polarwirbels von denen der Stratosphärenenerwärmung abgezogen. Im Temperaturfeld zeigt sich nun eine maximale Differenz von 17 K, die nahe am Pol liegt (Abb. 3.39a). Nur über Teilen Kanadas ist es bei Stratosphärenenerwärmungen im Mittel etwas kälter als bei ungestörtem Polarwirbel. Die zugehörige Differenz des Tropopausendruckes (Abb. 3.39b) zeigt im allgemeinen eine gute Korrelation zwischen positiver Temperaturdifferenz und

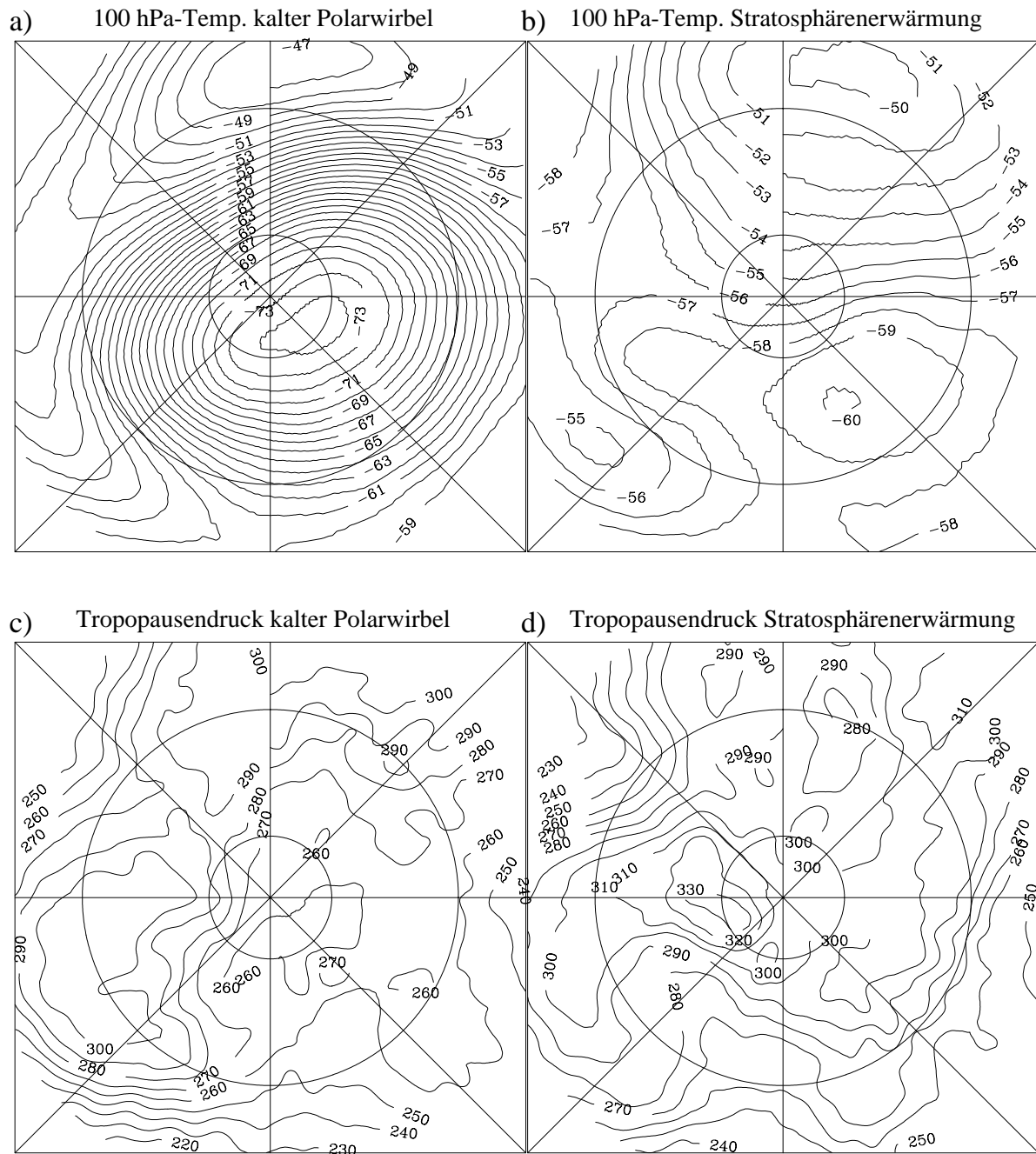


Abbildung 3.38:

- a) 100 hPa-Temperatur [°C] im Mittel über 14 Monatshälften mit ungestörtem Polarwirbel.  
 b) 100 hPa-Temperatur [°C] im Mittel über 7 Monatshälften, die unter dem Einfluß einer großen Stratosphärenenerwärmung stehen (siehe Text). Der Isolinienabstand beträgt jeweils 1°C.  
 c), d) Zugehöriger Tropopausendruck [hPa]. Isolinienabstand: 10 hPa.

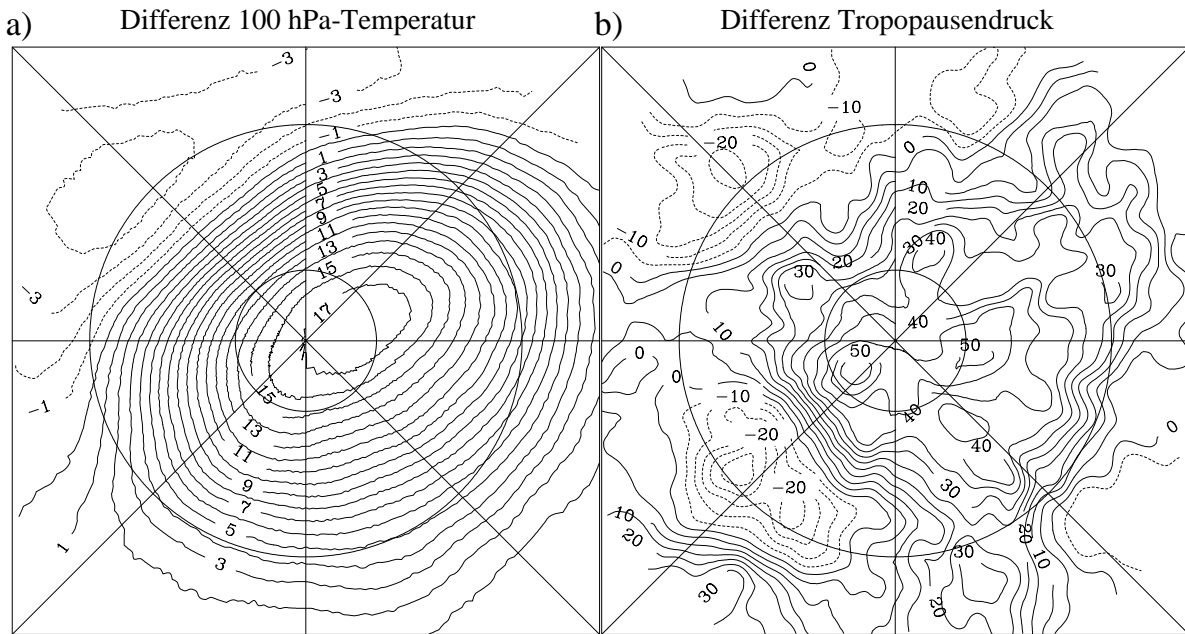


Abbildung 3.39:

a) Differenz der 100 hPa-Temperatur [°C] (Abb. 3.38b – Abb. 3.38a). Isolinienabstand: 1K.

b) Differenz des Tropopausendruckes [hPa] (Abb. 3.38d – Abb. 3.38c). Isolinienabstand: 5 hPa.

positiver Druckdifferenz. Die modulierende Wirkung der Zyklonen und Antiyklonen ist aber deutlich zu erkennen. Über Teilen des Atlantiks führt diese sogar zu einer negativen Tropopausendruckdifferenz, d. h. hier trat der höhere Tropopausendruck bei ungestörtem Polarwirbel auf.

### Einfluß auf den Stratosphären-Troposphären-Austausch?

Ogleich die Untersuchung des Stratosphären-Troposphären-Austausches (STE) nicht zum Thema dieser Arbeit gehört, soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß dieser durch große Stratosphärenenerwärmungen auf zweierlei Weise beeinflusst werden kann. Zum einen sind Stratosphärenenerwärmungen mit einer verstärkten Absinkbewegung in der Stratosphäre verbunden (nur so ist es möglich, daß es am Pol wärmer wird als in 60°N). Dadurch wird verstärkt stratosphärische Luft zur Tropopause hin transportiert. Da die Tropopause aber gleichzeitig großflächig absinkt, ist zu erwarten, daß der stärkste Anstieg des Netto-STE am Ende der Stratosphärenenerwärmung eintritt, wenn die Tropopause allmählich wieder ansteigt.

## Kapitel 4

# Simulationen mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell

Neben der Datenauswertung wurden im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche Simulationen mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell durchgeführt. Als Strahlungsschema wird dabei das sogenannte Morcrette-Schema verwendet (Morcrette, 1989, 1990, 1991), das operationell im ECMWF-Modell eingesetzt wird. Dieses wurde mit einer Routine zur konvektiven Anpassung gekoppelt, die von V. Wirth zur Verfügung gestellt wurde. Mit Hilfe dieses Modells wird zunächst in stark idealisierten Simulationen die Bedeutung der Bodentemperatur, des troposphärischen Temperaturgradienten, der Sonneneinstrahlung und der strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre für die Tropopause untersucht (Kap. 4.2). Anschließend wird in Kap. 4.3 ein neuer Versuch unternommen, die dynamischen Heizraten in der Stratosphäre zu bestimmen, wobei im Unterschied zu bisherigen Arbeiten das Hauptaugenmerk auf die unterste Stratosphäre gelegt wird und nicht nur einzelne Monate, sondern komplette Jahresgänge betrachtet werden. Außerdem werden im Nordpolargebiet die Heizraten erstmals nicht im zonalen Mittel, sondern nach Regionen getrennt bestimmt. In Sensitivitätstests werden die Bedeutung der dynamischen Heizraten für die Position und Temperatur der Tropopause sowie die Auswirkungen des Ozonlochs im antarktischen Frühjahr untersucht. Der Aufbau der Simulationen wird in Kap. 4.1 beschrieben.

Frühere Arbeiten, in denen komplexe Strahlungs-Konvektions-Modelle gezielt zur Untersuchung der Tropopause eingesetzt wurden, konnten nicht gefunden werden. Zu nennen sind an dieser Stelle lediglich Held (1982) sowie Thuburn und Craig (1997), die ein stark vereinfachtes Strahlungs-Konvektions-Modell, das eine teilweise analytische Lösung zuläßt, verwendeten. Held benutzte ein solches Modell in seiner Theorie über den Einfluß barokliner Störungen auf die Tropopause (s. Kap. 2.2.3), um einen einfachen Zusammenhang zwischen der Bodentemperatur, dem mittleren troposphärischen Temperaturgradienten und der Tropopausenhöhe zu erhalten. Thuburn und Craig, die Held's Theorie mit Hilfe von GCM-Simulationen widerlegten, zeigten, daß dessen Strahlungs-Konvektions-Ansatz beibehalten werden kann, sofern der Einfluß der Feuchte auf die optische Dicke der Atmosphäre parameterisiert wird. Unter Verwendung von Bodentemperaturen und troposphärischen Temperaturgradienten aus den GCM-Simulationen fanden sie zumindest in den mittleren Breiten eine gute Übereinstimmung zwischen den mit dem Strahlungs-Konvektions-Modell berechneten Tropopausenhöhen und den vom GCM simulierten Tropopausenhöhen. In den Tropen und vor allem in den Polargebieten ergaben sich

jedoch erhebliche Differenzen. Als mögliche Gründe für die Diskrepanzen in den Polargebieten nannten Thuburn und Craig die dynamische Heizung in der Stratosphäre und die markante Bodeninversion im Polarwinter, die zu Unsicherheiten bei der Berechnung des mittleren troposphärischen Temperaturgradienten führt.

Am häufigsten werden Strahlungs-Konvektions-Modelle für Studien über die Klimawirkung verschiedener atmosphärischer Spurenstoffe eingesetzt, die als Ergänzung zu Klimasimulationen mit allgemeinen Zirkulationsmodellen dienen. Die Pionierarbeiten auf diesem Gebiet gehen auf Manabe und Strickler (1964) und Manabe und Wetherald (1967) zurück. Diese untersuchten das Strahlungsgleichgewicht der Atmosphäre im Vergleich mit dem strahlungskonvektiven Gleichgewicht sowie den Einfluß der einzelnen strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre. Ein wichtiges Resultat dieser Studien ist, daß die atmosphärische Feuchte sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre von großer Bedeutung für den Strahlungshaushalt der Atmosphäre ist. Manabe und Wetherald (1967) wiesen zudem darauf hin, daß in der Troposphäre die Vorgabe der relativen Feuchte viel sinnvoller ist als die Vorgabe des Wasserdampfmischungsverhältnisses, weil die relative Feuchte nur geringen regionalen und jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen ist, während das Mischungsverhältnis stark temperaturabhängig ist. Im Rahmen der Validierung der Simulationen gingen Manabe und Strickler (1964) auch kurz auf die Tropopause ein, die sie nach der thermischen WMO-Definition bestimmten. Im Vergleich zur US-Standardatmosphäre fanden sie in ihrer Referenzsimulation eine zu hohe und zu kalte Tropopause. Mögliche Gründe für diese Diskrepanz diskutierten die Autoren jedoch nicht.

Neuere Untersuchungen betreffen den Einfluß des stratosphärischen Ozons (Ramanathan and Dickinson, 1979), troposphärischer und stratosphärischer Aerosole (z. B. Ramaswamy and Kiehl, 1985), polarer stratosphärischer Wolken (Rosenfield, 1992, Schoeberl et al. 1992) sowie von Methan ( $\text{CH}_4$ ), Distickstoffoxid ( $\text{N}_2\text{O}$ ), Fluorchlorkohlenwasserstoffen (FCKW's) und troposphärischem Ozon (z. B. Ramaswamy and Bowen, 1994). Diese Arbeiten zeigen, daß stratosphärisches Ozon von entscheidender Bedeutung für die Strahlungsbilanz der Stratosphäre ist. Vor allem die mittlere und obere Stratosphäre wäre ohne die Ozonschicht weitaus kälter. Auch der troposphärische Strahlungshaushalt wird von der Ozonschicht beeinflusst. Eine Verringerung des stratosphärischen Ozons bewirkt zwar erhöhte kurzwellige Strahlungsflüsse in die Troposphäre, aber auch eine Verringerung der langwelligen Gegenstrahlung. Letztere setzt sich aus einem direkten und einem indirekten Effekt zusammen. Zum einen hat Ozon eine Absorptionsbande im terrestrischen Spektralbereich (9,6  $\mu\text{m}$ -Bande), und zum anderen sinkt bei einer Verringerung des Ozons die Gleichgewichtstemperatur der Stratosphäre, so daß die Gegenstrahlung aller Spurengase bei einer niedrigeren Temperatur erfolgt. Als Nettoeffekt ergibt sich dabei eine Abkühlung der Troposphäre. Eine Erwärmung der Troposphäre wird hingegen durch einen Anstieg des troposphärischen Ozons hervorgerufen. Ebenfalls höhere Troposphärentemperaturen bewirken Spurengase, die fast nur im terrestrischen Spektralbereich aktiv sind, wie z. B.  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  und FCKW's. In der Stratosphäre wirken diese Gase allerdings kühlend. Bei polaren stratosphärischen Wolken (PSC's = polar stratospheric clouds) ist die Strahlungswirkung auf die Troposphäre unklar, da die Simulationen je nach Annahmen eine Erwärmung oder eine Abkühlung anzeigen. Sicher ist allerdings, daß die Wirkung der PSC's im Mittel über Monate und größere Gebiete vernachlässigbar klein ist.

## 4.1 Aufbau der Simulationen

In diesem Abschnitt wird der Aufbau der Strahlungs-Konvektions-Simulationen beschrieben, deren Ergebnisse in den folgenden Abschnitten präsentiert werden. Der Schwerpunkt der Beschreibung liegt dabei auf der Spezifikation der Daten für die in Kap. 4.3.2 behandelte Bestimmung der stratosphärischen Heizraten.

### Kurze Modellbeschreibung

Für die Bestimmung der Strahlungsflüsse wird das sogenannte Morcrette-Schema verwendet (Morcrette, 1989, 1990, 1991), das operationell im ECMWF-Modell eingesetzt wird. Dieses Strahlungsschema berechnet die langwelligen Strahlungsflüsse in sechs verschiedenen spektralen Kanälen und die kurzwelligen Flüsse in vier verschiedenen Kanälen. Dabei werden neben Kohlendioxid und der atmosphärischen Feuchte auch Ozon, Aerosole und Wolken berücksichtigt. Für weitere Details sei auf die oben angegebenen Quellen verwiesen. Die Ausgabeparameter des Strahlungsschemas sind der kurzwellige und der langwellige Strahlungsfluß in allen Modellniveaus. Die Temperaturen sind auf Zwischenniveaus definiert, so daß sich die Temperaturtendenz über  $\frac{\Delta T_{i+1/2}}{\Delta t} = -\frac{g}{c_p} \frac{SF_{i+1} - SF_i}{p_{i+1} - p_i}$  berechnen läßt.  $SF$  ist dabei der Nettostrahlungsfluß, der als positiv definiert ist, wenn er zum Boden gerichtet ist.

Die im folgenden beschriebenen Simulationen wurden mit 81 Modellniveaus durchgeführt. Als Vertikalkoordinate wird der Druck verwendet, die Definition der Niveaus erfolgt jedoch über die  $z^*$ -Koordinate ( $z^* = -H \ln \frac{p}{p_o}$ ). Der Schichtabstand  $\Delta z^*$  beträgt für  $0 < z^* < 6$  km 500 m, für  $6 \text{ km} < z^* < 15$  km 250 m, für  $15 \text{ km} < z^* < 20$  km 500 m und für  $20 \text{ km} < z^* < 35$  km 1000 m. Die restlichen 7 Schichten sind über eine konstante Druckdifferenz definiert. Der Bodendruck beträgt im Normalfall 1013 hPa und in den Simulationen für die innere Antarktis 700 hPa.

Der für die Integration verwendete Zeitschritt  $\Delta t$  beträgt in den zeitabhängigen Simulationen, in denen ein kompletter Jahresgang gerechnet wird (ab Kap. 4.3.2), 8640 s bzw. 1/10 Tag. Für die idealisierten Simulationen (Kap. 4.2 und 4.3.1), in denen ein Gleichgewichtszustand berechnet wird, wird ein mehrstufiger Zeitschritt verwendet. Die Integration beginnt mit 50 Schritten zu 180000 s, dann folgen je 20 Schritte mit 120000 s und 60000 s, und danach springt der Zeitschritt auf 20000 s. Sinkt die maximale Temperaturänderung zwischen zwei Schritten unter  $3 \times 10^{-3}$  K, wird der Zeitschritt weiter auf 8640 s verringert. Der Abbruch erfolgt, wenn die maximale Temperaturänderung bei  $\Delta t = 8640$  s unter  $1 \times 10^{-3}$  K sinkt.

### Bodentemperatur

Die Temperatur der Bodenoberfläche wird in den hier vorgestellten Simulationen im Unterschied zu vielen anderen Arbeiten nicht über die Energiebilanz am Boden berechnet, sondern als untere Randbedingung vorgegeben. Damit wird berücksichtigt, daß sich das System Erde-Atmosphäre üblicherweise nicht lokal im strahlungs-konvektiven Gleichgewicht befindet (vor allem nicht im Polarwinter), sondern daß die mittlere bodennahe Temperatur z. B. auch durch Advektion beeinflusst wird. Da keine Daten über die tatsächlichen Oberflächentemperaturen vorliegen, werden hierfür die aus den Radiosondendaten ermittelten bodennahen Lufttemperaturen (2 m-Temperaturen) verwendet, und zwar im Mittel über Monate und die in Kap. 3.1.3 definierten Gebiete.



Außerdem wird die vor allem im Winter sehr ausgeprägte Bodeninversion berücksichtigt. Dazu wird die mittlere Temperatur 1500 m über Grund, die ebenfalls aus den Radiosondendaten ermittelt wurde, an der passenden Modellfläche ( $p = 848$  hPa; innere Antarktis:  $p = 585$  hPa) vorgeschrieben. Zwischen dem Boden und dieser Fläche wird die Temperatur linear in  $z^*$  interpoliert, und erst oberhalb davon wird die Temperaturtendenz über die Strahlungsflußdivergenz berechnet. Die konvektive Anpassung beginnt somit auch erst in  $p = 848$  hPa (bzw. 585 hPa).

Diese Berücksichtigung der Bodeninversion ist sehr wichtig, weil sonst bei Vorgabe der beobachteten Bodentemperatur und des beobachteten mittleren troposphärischen Temperaturgradienten (s. u.) die gesamte Troposphäre viel zu kalt wäre. Eine korrekte Berechnung insbesondere des langwelligen Strahlungstransportes wäre damit nicht möglich. Auf der anderen Seite wäre es auch falsch, die Bodeninversion von vornherein aus den Daten zu eliminieren, indem man die 1500 m-Temperatur mit einem bestimmten Gradienten zum Boden extrapoliert und diesen Wert als Bodentemperatur vorgibt. Dadurch wäre die Bodentemperatur – und damit auch die vom Boden emittierte langwellige Strahlung – viel zu hoch.

In den idealisierten Simulationen (Kap. 4.2 und 4.3.1) wird die Bodentemperatur als Scharparameter verwendet; eine Bodeninversion wird hier nur in Sensitivitätstests vorgegeben.

### Troposphärischer Temperaturgradient

Der troposphärische Temperaturgradient wird in den Simulationen über die konvektive Anpassung vorgegeben. In den idealisierten Simulationen wird der troposphärische Gradient als Scharparameter verwendet, ansonsten wird er auf Basis von Daten spezifiziert. Hierfür wurde aus den Radiosondendaten der mittlere Gradient zwischen 1500 m über Grund und der 350 hPa-Fläche berechnet. Zusammen mit der Vorgabe der Bodentemperatur und der Bodeninversion ist damit gewährleistet, daß die troposphärische Temperatur in den Simulationen nahe an den beobachteten Werten liegt. Insbesondere folgt daraus, daß bei einer korrekten Simulation des Tropopausendruckes auch die Tropopausentemperatur den Beobachtungen entspricht<sup>1</sup>.

### Solare Strahlung

Die solare Einstrahlung auf eine ebene Fläche ist bei gegebener Solarkonstante durch den Zenitwinkelcosinus des Sonnenstandes bestimmt. In den idealisierten Simulationen wird dieser direkt vorgegeben, in den realistischeren Simulationen wird die Einstrahlung aus der geographischen Breite und dem Datum berechnet. Auch der Tagesgang der Strahlung wird in letzteren berücksichtigt.

Zur Vereinfachung der Berechnung des Sonnenstandes wird das Jahr auf 360 Tage festgelegt, wobei jeder Monat 30 Tage hat. Der Frühlingsanfang wird auf den 20. März gesetzt, und die Elliptizität der Erdumlaufbahn wird vernachlässigt. Damit beträgt die Länge jeder Jahreszeit 90 Tage, und die Solarkonstante ist das ganze Jahr über konstant ( $1370 \text{ W m}^{-2}$ ). Aus den Gesetzen der Kugelgeometrie ergibt sich damit für die Strahlungsleistung pro Flächeneinheit

$$Q(t) = S_o \max \left( 0, \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \left( \frac{2\pi t}{86400\text{s}} \right) \right), \quad (4.1)$$

<sup>1</sup>Geringe Abweichungen können sich ergeben, wenn der Tropopausendruck viel niedriger als 350 hPa ist. Diese betragen jedoch in keinem der in Kap. 4.3.2 gezeigten Fälle mehr als 2 K.

wobei  $S_o$  die Solarkonstante,  $\phi$  die geographische Breite und  $\delta$  der Deklinationswinkel der Sonne sind.  $t = 0$  entspricht dem Mittag, und die Formel für den Deklinationswinkel lautet

$$\delta = \arcsin \left( 0,39795 \sin \left( \frac{2\pi d}{360} \right) \right), \quad (4.2)$$

worin  $d$  der aktuelle Tag, gerechnet ab dem Frühlingsanfang, ist. Die in (4.2) auftretende Konstante ist der Sinus der Erdachsenneigung.

Um den Tagesgang der Strahlung zu erfassen, wird die Strahlung bei jedem Integrations-schritt, also alle 8640 s bzw. zehnmal pro Tag berechnet. Die einzelnen Integrations-schritte erhalten dabei die Stundenwerte  $i \times 2,4$  h ( $i = -5 \dots 4$ ). Da bei dieser Methode nicht gewährleistet ist, daß die über einen Tag integrierte Strahlung korrekt ist, wird eine entsprechende Korrektur vorgenommen. Zunächst ergibt die Integration von (4.1) über einen Tag (d. h. von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang)

$$\bar{Q}^{tag} = \frac{S_o}{\pi} (\psi \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin \psi), \quad (4.3)$$

wobei  $\psi = \frac{2\pi t_o}{86400s}$  und  $t_o$  die halbe Tageslänge sind. Aus (4.1) folgt weiter  $\psi = \arccos(-\tan \delta \tan \phi)$ , so daß sich insgesamt

$$\bar{Q}^{tag} = \frac{S_o}{\pi} \left( \arccos(-\tan \delta \tan \phi) \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sqrt{1 - \tan^2 \phi \tan^2 \delta} \right) \quad (4.4)$$

ergibt, falls  $-1 < \tan \delta \tan \phi < 1$ . Für  $\tan \delta \tan \phi \geq 1$  (Mitternachtssonne) ist  $\bar{Q}^{tag} = (S_o \sin \phi \sin \delta)$ , und für  $\tan \delta \tan \phi \leq -1$  (Polarnacht) gilt natürlich  $\bar{Q}^{tag} = 0$ . Die korrigierte Einstrahlung lautet damit

$$Q_{korr}(t_i) = Q(t_i) \frac{\bar{Q}^{tag}}{\frac{1}{10} \sum_{i=-5}^4 Q(t_i)} \quad (4.5)$$

Neben der Einstrahlung ist für die Berechnung der solaren Strahlungsbilanz noch die Spezifikation der Bodenalbedo erforderlich. Diese wird im Normalfall auf 0,16 gesetzt, was ein typischer Wert für eine Mischung aus Wald und Grasland ist (Guo and Chen, 1994). Ausnahmen gelten für einige Sensitivitätstests (s. Kap. 4.2.6) und für die Antarktis-Simulationen. In der äußeren Antarktis wird die Albedo auf 0,5, in der mittleren Antarktis auf 0,6 und in der inneren Antarktis auf 0,7 gesetzt.

## Feuchte

Die Feuchte wird in den idealisierten Simulationen meistens (Ausnahmen s. Kap. 4.2.2), in den realistischeren Simulationen ausschließlich über die relative Feuchte spezifiziert. In der Troposphäre werden am Boden 70 %, in 500 hPa 50 % und ab 250 hPa 25 % angenommen. Zwischen den angegebenen Niveaus wird linear in  $\ln p$  interpoliert. Als Grundlage für diese Spezifikation dienen die Klimatologien von Peixoto and Oort (1996) und Chen et al. (1996). An der Tropopause, die nach jedem Integrations-schritt diagnostisch bestimmt wird, erfolgt ein Sprung auf stratosphärische Werte. Diese liegen nach Andrews et al. (1987) und Tuck et al. (1992) allgemein bei einem Volumenmischungsverhältnis zwischen 4 ppmv und 5 ppmv (parts per million by volume). Als Spezifikation wird daher ein Mindestwert von 4 ppmv und

ein Höchstwert von 5 ppmv gewählt, wobei der Übergang zwischen diesen beiden Werten bei einer relativen Feuchte von 5% erfolgt. Der Mindestwert von 4 ppmv gilt allerdings nur dann, wenn daraus keine Übersättigung über Eis resultiert. In diesem Fall bilden sich nämlich polare stratosphärische Wolken (PSC's), die durch Sedimentation eine allmähliche Trocknung der Stratosphäre bis an den Sättigungsdampfdruck über Eis bewirken (Schoeberl et al., 1992). Die Strahlungswirkung der PSC's wird dabei nicht berücksichtigt, da diese nach Rosenfield (1992) vernachlässigbar ist.

Nachzutragen ist, daß die Bestimmung der Tropopause in den idealisierten Simulationen über das thermische Kriterium und sonst über das PV-Kriterium (3,5 PVU) erfolgt. Für die Berechnung der PV wird dabei der Coriolisparameter aus dem vorgegebenen Breitengrad (s. Kap. 4.3.2) errechnet und  $\zeta = 0$  angenommen.

### Wolken

Die Bewölkung wird über den Bedeckungsgrad (cloud fraction) und den Flüssigwasser- bzw. Eiswassergehalt spezifiziert. Die Vorgabe des Bedeckungsgrades lehnt sich an die Klimatologie von Chen and Roeckner (1996) an. Zwischen  $z^* = 2$  km und  $z^* = 3,5$  km wird ein Bedeckungsgrad von 0,1 angenommen, und zwischen  $z_{min}^* = 4$  km und der Tropopause wird eine trapezförmige Wolke definiert:

$$cf = \begin{cases} cfmax \frac{4(z^* - z_{min}^*)}{z_{TP}^* - z_{min}^*}, & \text{falls } z_{min}^* < z^* < z_{min}^* + \frac{z_{TP}^* - z_{min}^*}{4} \\ cfmax & \text{falls } z_{min}^* + \frac{z_{TP}^* - z_{min}^*}{4} < z^* < z_{TP}^* - \frac{z_{TP}^* - z_{min}^*}{4} \\ cfmax \frac{4(z_{TP}^* - z^*)}{z_{TP}^* - z_{min}^*}, & \text{falls } z_{TP}^* - \frac{z_{TP}^* - z_{min}^*}{4} < z^* < z_{TP}^* \end{cases} \quad (4.6)$$

Der maximale Bedeckungsgrad  $cfmax$  beträgt außer in Sensitivitätstests 0,2. Innerhalb der beiden Wolken Säulen ( $2 \text{ km} \leq z^* \leq 3,5 \text{ km}$  bzw.  $4 \text{ km} \leq z^* \leq z_{TP}^*$ ) wird angenommen, daß sich die Wolkenanteile der einzelnen Modellflächen so weit wie möglich überdecken. Zwischen den Wolken Säulen wird zufällige Überdeckung (random overlap) angenommen.

Der gesamte Wassergehalt der Wolke (total water content) wird in jedem Modellniveau über  $twc = 0,08 e_s cf$  berechnet, wobei  $e_s$  der aktuelle Sättigungsdampfdruck ist. Diese Parametrisierung für den Wassergehalt wurde mit einer geringeren Proportionalitätskonstante lange Zeit im ECMWF-Modell verwendet (Morcrette, 1990). Die Konstante wurde gegenüber ihrem ursprünglichen Wert erhöht, um beobachtete Werte des integrierten Wolkenwassergehaltes (Dowling and Radke, 1990; Chen and Roeckner, 1997) zu reproduzieren. Die Partitionierung zwischen Wolkenwasser und Wolkeneis wird mit Hilfe einer im Morcrette-Code integrierten Formel aus der Temperatur bestimmt.

### Ozon

Da die häufig verwendeten klimatologischen Ozonprofile von McClatchey et al. (1972) und aus Satellitenmessungen gewonnene Ozonprofile (z. B. McPeters et al., 1984) eine sehr geringe vertikale Auflösung aufweisen, wird das Ozon ebenfalls durch idealisierte Profile spezifiziert. Diese Profile basieren auf gemittelten Ozonsondenaufstiegen (Whitten and Prasad, 1985; Andrews et al., 1987). Der maximale Ozonpartialdruck wird dabei so gewählt, daß die Ozongesamtsäule innerhalb gewisser Fehlergrenzen den Beobachtungen entspricht. Für diesen Vergleich wurden

die TOMS-Daten des Zeitraumes Mai 1988 bis April 1993 über die in Kap. 3.1.3 definierten Gebiete monatsweise gemittelt<sup>2</sup>.

In der Troposphäre wird ein konstantes Ozonmischungsverhältnis von 40 ppbv (parts per billion by volume) angenommen. Dies ist ein typischer Wert für Gebiete, die nicht durch anthropogene Einflüsse belastet sind. An der Tropopause erfolgt ein Sprung auf 120 ppbv. Zwischen der Tropopause und  $z^* = 35$  km wird das Ozonprofil über den Partialdruck definiert, der sich in diesem Höhenbereich besser durch Geraden approximieren läßt als das Mischungsverhältnis. Zunächst steigt der Partialdruck linear in  $z^*$  auf den Maximalwert  $O_3max$  an, der in der Höhe  $H_{O_3max} - 1,5$  km erreicht wird. Die Werte  $O_3max$  und  $H_{O_3max}$  sind regional verschieden und zeitabhängig (s. u.). Zwischen  $H_{O_3max} - 1,5$  km und  $H_{O_3max} + 1,5$  km bleibt der Partialdruck konstant bei  $O_3max$ . Zwischen  $H_{O_3max} + 1,5$  km und  $z^* = 35$  km folgt schließlich eine lineare Abnahme des Partialdruckes auf  $40 \times 10^{-4}$  Pa, das Mischungsverhältnis darf dabei aber 6 ppmv nicht übersteigen. Ab  $z^* = 35$  km erfolgt die Spezifikation dann wieder über das Mischungsverhältnis, das nun linear in  $z^*$  auf einen Wert von 3 ppmv in 52 km (oberstes Modellniveau) abnimmt.

Die Variablen  $O_3max$  und  $H_{O_3max}$  werden, wie gesagt, aus Ozonsondenaufstiegen und TOMS-Daten ermittelt. Der Jahresgang von  $O_3max$  wird dabei durch eine Sinuswelle mit Extrema im März und September approximiert, da die Auswertung der TOMS-Daten ergab, daß dies eine gute Näherung ist. Für  $H_{O_3max}$  wird ebenfalls eine Sinuswelle angenommen. Die für die in Kap. 4.3.2 untersuchten Regionen verwendeten Werte sind in der untenstehenden Tabelle angegeben. In der Antarktis wird außerdem das Ozonloch berücksichtigt. Dafür wird ein niedrigerer Wert von  $O_3max$  vorgegeben, der zwischen Ende September und Ende Oktober eingesetzt wird. Zwischen Ende August und Ende September bzw. zwischen Ende Oktober und Ende November wird  $O_3max$  zwischen diesem verringerten Wert und dem Normalwert interpoliert. Die für die Spezifikation des Ozonlochs verwendeten Werte sind ebenfalls in der Tabelle angegeben. Für die idealisierten Simulationen wird eine einfachere Ozonspezifikation benutzt (s. Kap. 4.2).

Region	$O_3max$	$H_{O_3max}$	$O_3max$	$H_{O_3max}$	$O_3max$
	[ $10^{-4}$ Pa]	[km]	[ $10^{-4}$ Pa]	[km]	[ $10^{-4}$ Pa]
	März	März	September	September	Ozonloch
Europa 60°N - 65°N	190	19,5	135	19,0	—
Westsibirien 70°N - 82,5°N	205	18,5	130	19,0	—
Ostsibirien 55°N - 60°N	215	20,0	135	20,0	—
Kanada 65°N - 70°N	210	19,5	135	19,5	—
Äußere Antarktis	140	18,5	160	18,0	90
Mittlere Antarktis	140	18,5	160	18,0	70
Innere Antarktis	135	18,0	155	17,5	60

## Aerosole

Die Spezifikation des Extinktionskoeffizienten der Aerosole basiert auf der Arbeit von Hoogen (1994). Am Boden werden  $10^{-2} \text{ km}^{-1}$ , in  $z^* = 10$  km  $2 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$  und in  $z^* = 18$  km  $5 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$  angenommen. Die Werte beziehen sich jeweils auf eine Wellenlänge von  $\lambda = 550$

<sup>2</sup>Die TOMS-Daten (TOMS = Total Ozone Mapping Spectrometer) sind über <http://jwocky.gsfc.nasa.gov> frei zugänglich. Der angegebene Zeitraum wurde gewählt, weil die TOMS-Daten im April 1993 enden.

nm. Zwischen den angegebenen Niveaus wird gemäß  $\ln(\text{Extinktionskoeff.}) \sim z^*$  interpoliert, und oberhalb  $z^* = 18$  km erfolgt ein exponentieller Abfall um einen Faktor von 10 pro 8 km Höhenzunahme. Das so definierte Aerosolprofil ist nach Hoogen (1994) typisch für eine nicht anthropogen belastete Troposphäre und eine nicht vulkanisch beeinflusste Stratosphäre.

### Dynamische Heizung in der Stratosphäre

Um die vor allem im Polarwinter bedeutsame dynamische Heizung zu parameterisieren, wird oberhalb der Tropopause eine externe Heizung spezifiziert. In den idealisierten Simulationen wird diese fest vorgegeben (s. Kap. 4.3.1), in Kap. 4.3.2 dient sie als Einstellgröße, um die beobachteten Jahrgänge des Tropopausendruckes und der 100 hPa-Temperatur korrekt zu simulieren. Damit soll einerseits der Einfluß der dynamischen Heizung auf die stratosphärische Temperatur und die Tropopause untersucht werden und andererseits die Größe der dynamischen Heizung bestimmt werden.

Wie in Kap. 2.1 beschrieben, gibt es bereits mehrere Arbeiten, in denen die dynamischen Heizraten in der Stratosphäre ermittelt wurden. Allgemein waren dabei die Heizraten nur ein Nebenprodukt, da das Hauptziel der Studien eine Abschätzung der stratosphärischen Zirkulation war. Wohl aus diesem Grund wurden bisher immer nur zonale Mittelwerte betrachtet. Da im Nordpolargebiet aufgrund des in Richtung Europa/Westsibirien verschobenen Polarwirbels große zonale Unterschiede auftreten, werden in dieser Arbeit die einzelnen Regionen (s. Kap. 3.1.3) getrennt betrachtet. Außerdem wird hier im Gegensatz zu früheren Arbeiten der gesamte Jahrgang der dynamischen Heizung untersucht. Die bislang häufig verwendete Methode, aus einem gegebenen Temperaturprofil mit Hilfe eines Strahlungsmodelles  $Q_{rad}$  zu berechnen und dann  $Q_{dyn} = -Q_{rad}$  zu setzen, scheidet somit aus, denn allgemein gilt  $\frac{\partial T}{\partial t} = Q_{rad} + Q_{dyn}$ , und nur im Januar und Juli ist  $\frac{\partial T}{\partial t}$  vernachlässigbar klein. Prinzipiell wäre es nun möglich,  $\frac{\partial T}{\partial t}$  für jeden Monat aus den Daten zu bestimmen und dann  $Q_{dyn} = \frac{\partial T}{\partial t} - Q_{rad}$  zu setzen. Da jedoch geplant ist, mit Hilfe von Kontrollsimulationen ohne Heizung deren Einfluß auf die Tropopause abzuschätzen, wird – wie schon angedeutet – ein anderer Weg beschritten.

Mit dem Strahlungs-Konvektions-Modell wird (nach einer Einschwingzeit von 270 Tagen) ein kompletter Jahrgang simuliert, wobei die in den vorangegangenen Abschnitten genannten Parameter verwendet werden. Ab der Tropopause wird eine zusätzliche Heizrate  $Q_{dyn}$  vorgegeben, die durch die Werte unmittelbar über der Tropopause und in  $z^* = 16$  km (ca. 100 hPa) definiert ist. Zwischen der Tropopause und  $z^* = 16$  km wird  $Q_{dyn}$  linear in  $z^*$  interpoliert, und oberhalb von  $z^* = 16$  km wird ein festes Vertikalprofil angenommen:

$$Q_{dyn}(z^*) = Q_{dyn}(16\text{km}) \left(1 + \frac{z^* - 16\text{ km}}{11\text{ km}}\right)^{1,5} \quad (4.7)$$

Dieses Profil ist eine Idealisierung typischer Heizratenprofile im Nordpolarwinter (Kiehl and Solomon, 1986). Die Werte  $Q_{dyn}(TP)$  und  $Q_{dyn}(16\text{ km})$  werden durch Probieren so gewählt, daß die beobachteten Jahrgänge des Tropopausendruckes und der 100 hPa-Temperatur innerhalb gewisser Fehlergrenzen (s. Kap. 4.3.2) reproduziert werden.

Zu bemerken ist noch, daß das Heizratenprofil (4.7) für den Sommer und für das Südpolargebiet sicher keine optimale Näherung ist. Wie eingangs erwähnt, geht es hier aber nur um die Heizraten in der untersten Stratosphäre und ihre Auswirkung auf die Tropopause, so daß ein gewisser Fehler in der mittleren und oberen Stratosphäre akzeptiert werden kann. Sensitivitätstests zeigen überdies, daß die Heizrate  $Q_{dyn}(16\text{ km})$ , die nötig ist, um die beobachteten

100 hPa-Temperaturen zu reproduzieren, sehr unempfindlich gegenüber dem angenommenen Vertikalprofil ist. Läßt man die Heizrate oberhalb  $z^* = 16$  km konstant, was sicherlich eine unrealistische Annahme ist, erhöht sich die zu spezifizierende 16 km-Heizrate nur um 10 - 15%. Somit ist der durch die Wahl des Vertikalprofils entstehende mögliche Fehler klein gegenüber dem aufgrund der Unsicherheit der übrigen Parameter anzunehmenden Fehler (s. Kap. 4.3.2).

## 4.2 Die Bedeutung der Strahlung und der strahlungswirksamen Spurenstoffe der Atmosphäre

In diesem Unterkapitel wird mit Hilfe von idealisierten, stationären Simulationen die Bedeutung der Strahlung und der strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre für die Position und Temperatur der Tropopause untersucht. Im einzelnen werden Sonnenstand und Sonnenscheindauer, die atmosphärische Feuchte, Ozon, stratosphärisches Aerosol und Wolken behandelt. Ergänzende Sensitivitätstests dienen der Abschätzung des Einflusses der Bodenalbedo, der im Polarwinter typischen Bodeninversion, der Höhe der Ozonschicht und der Höhe der Erdoberfläche (Antarktis!). Die Simulationen zur Bedeutung der dynamischen Heizung in der Stratosphäre folgen in Kap. 4.3. Vor der Diskussion der Ergebnisse werden die wichtigsten Spezifikationen noch einmal kurz zusammengefaßt.

Die Bodentemperatur und der troposphärische Temperaturgradient werden als Scharparameter behandelt. Die Bodentemperatur wird dabei in Abständen von 5 K über ein Intervall von 40 K variiert, wobei die jeweiligen Werte vom spezifizierten Sonnenstand abhängen, und der troposphärische Gradient wird in Abständen von  $0,5 \text{ K km}^{-1}$  zwischen  $-5 \text{ K km}^{-1}$  und  $-9 \text{ K km}^{-1}$  variiert. Der Variationsbereich des mittleren troposphärischen Gradienten ist bewußt größer gewählt als der tatsächliche in der Atmosphäre auftretende Wertebereich, um die Sensitivität der Tropopause bezüglich dieses Parameters zu verdeutlichen. Sofern nicht anders angegeben, wird keine Bodeninversion vorgegeben. Die Spezifikation der atmosphärischen Feuchte erfolgt im Normalfall über die relative Feuchte (s. Kap. 4.1), in Sensitivitätstests wird stattdessen die Taupunkttemperatur vorgegeben. Bewölkung wird nur in Sensitivitätstests angenommen; die in diesem Fall verwendete Wolkenform ist durch (4.6) gegeben. Auch das Aerosolprofil entspricht dem in Kap. 4.1 angegebenen, in Sensitivitätstests wird aber die stratosphärische Aerosolkonzentration stark herabgesetzt. Die Spezifikation des Ozons und der stratosphärischen Heizrate ist allerdings gegenüber der in Kap. 4.1 angegebenen vereinfacht. Die Höhe des maximalen Ozonpartialdrucks  $H_{O_3max}$  beträgt konstant 22 km, und das Ozonprofil ist dreieckig statt trapezförmig, d. h. der maximale Partialdruck von  $200 \times 10^{-4}$  Pa wird nur in  $z^* = H_{O_3max}$  erreicht. Außerdem erfolgt im Normalfall keine Kopplung der Ozonschicht an die Tropopause. Der Anstieg des Ozonpartialdrucks beginnt dabei in  $z^* = 10$  km. Die parameterisierte dynamische Heizung beginnt ebenfalls in  $z^* = 10$  km, steigt dann bis  $z^* = 20$  km linear in  $z^*$  an und bleibt oberhalb davon konstant. Die solare Strahlung wird schließlich über den Zenitwinkelcosinus spezifiziert und weist im Normalfall keinen Tagesgang auf. Für Sensitivitätstests mit Tagesgang wird eine einfache Parameterisierung verwendet. Es sei nochmals erwähnt, daß die Tropopause in den folgenden idealisierten Simulationen ausschließlich über das thermische Kriterium berechnet wird und daß die Kopplung der Feuchte und ggf. des Ozons an die thermische Tropopause erfolgt. Der Grund dafür ist, daß das PV-Kriterium für den hier verwendeten unrealistisch großen Parameterbereich nicht geeignet ist.

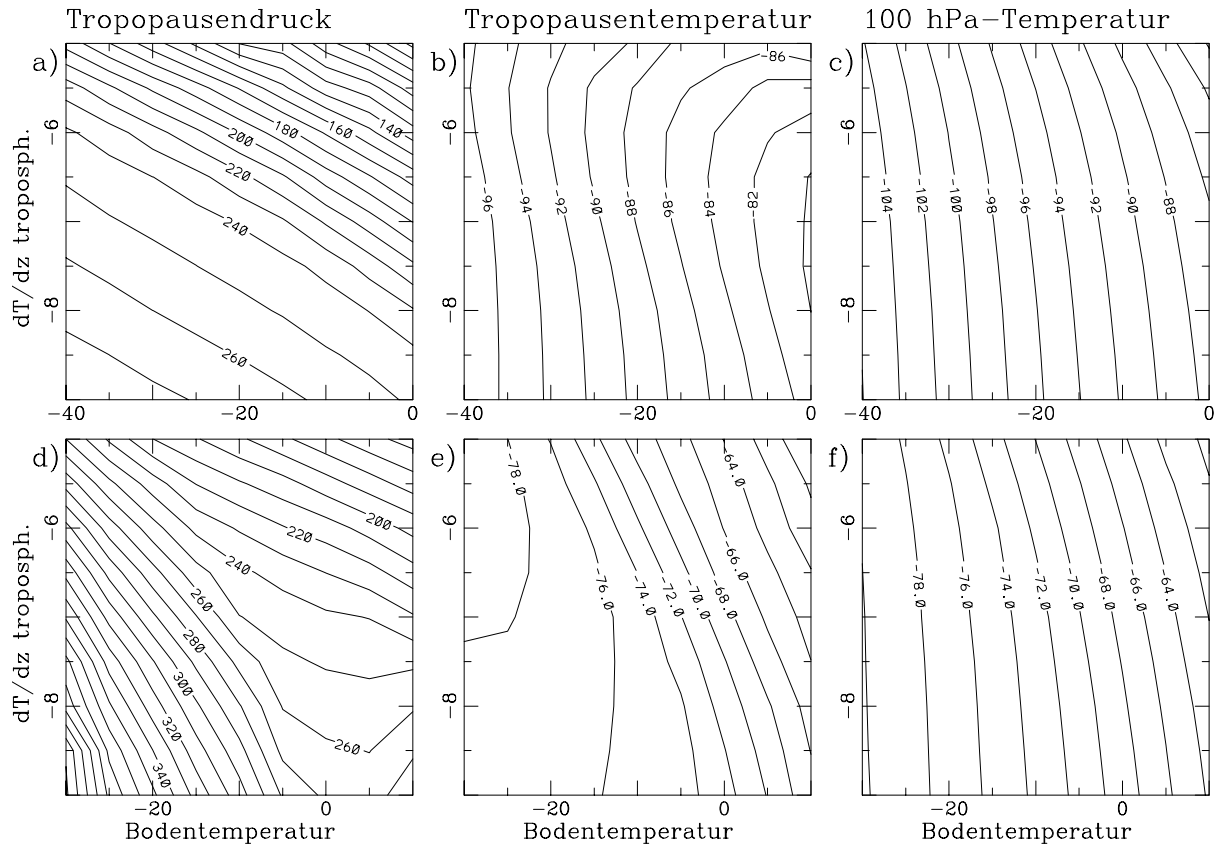


Abbildung 4.1: Tropopausendruck [hPa], Tropopausentemperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ] und 100 hPa-Temperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ] als Funktion der Bodentemperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ] und des troposphärischen Temperaturgradienten [ $\text{K km}^{-1}$ ], der als Grenzwert für die konvektive Anpassung verwendet wird. Der Isolinienabstand beträgt 10 hPa bzw.  $2^{\circ}\text{C}$ .

Obere Reihe: Simulation mit  $\cos Z = 0$ ;

Untere Reihe: Simulation mit  $\cos Z = 0,02$ .

#### 4.2.1 Sonnenstand und Sonnenscheindauer

In Abb. 4.1 und 4.2 sind der Tropopausendruck, die Tropopausentemperatur und die 100 hPa-Temperatur für verschiedene Sonnenstände dargestellt. Der Zenitwinkelcosinus ( $\cos Z$ ) beträgt dabei 0 (Abb. 4.1a-c)<sup>3</sup>, 0,02 (Abb. 4.1d-f), 0,06 (Abb. 4.2a-c) und 0,25 (Abb. 4.2d-f). Die übrigen Parameter erhalten die oben angegebenen Standardwerte, insbesondere ist keine stratosphärische Heizung vorgegeben, so daß die Simulationen für  $\cos Z = 0$  und  $\cos Z = 0,02$  nicht realistisch sind (s. Kap. 4.3.2).

Allgemein gilt, daß der Tropopausendruck mit zunehmender Bodentemperatur und mit zunehmendem troposphärischen Temperaturgradienten sinkt. Dies muß so sein, denn die 100 hPa-Temperatur, die von der Bodentemperatur nur durch die vom Boden emittierte langwellige Strahlung beeinflusst wird, variiert weniger stark als die Bodentemperatur. Bei höherer Boden-

<sup>3</sup>Ein Zenitwinkelcosinus von 0 entspricht im Morcrette-Schema völliger Dunkelheit. Dämmerungseffekte werden dort nicht berücksichtigt.

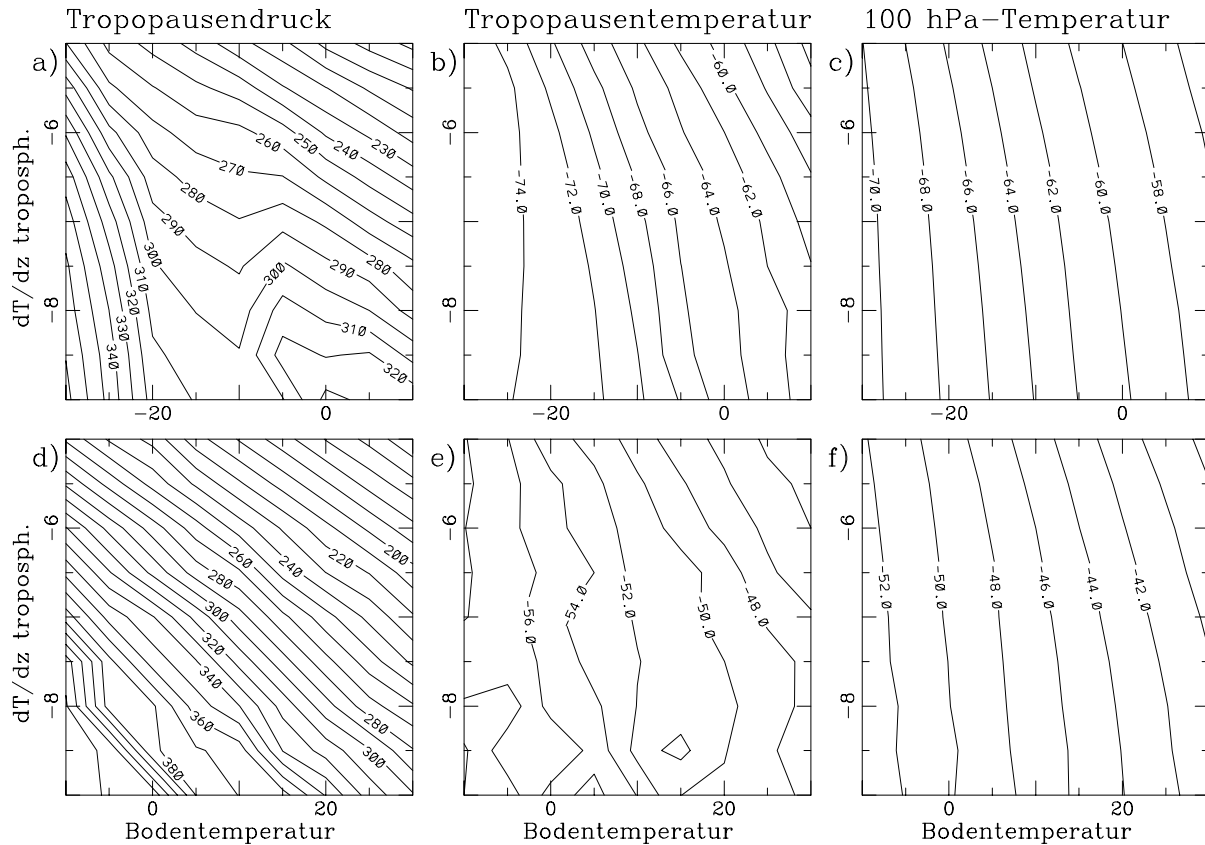


Abbildung 4.2: Anordnung wie in Abb. 4.1;  
 Obere Reihe: Simulation mit  $\cos Z = 0,06$ ;  
 Untere Reihe: Simulation mit  $\cos Z = 0,25$ .

temperatur ist somit eine dickere Troposphäre bzw. eine höhere Tropopause erforderlich, damit das stratosphärische Temperaturniveau erreicht werden kann. Aus demselben Grund liegt die Tropopause bei stabiler Troposphäre höher als bei labiler Troposphäre.

Zu bemerken ist allerdings, daß die konvektive Schicht, in der der vorgegebene troposphärische Temperaturgradient herrscht, bei  $\cos Z = 0$ ,  $\cos Z = 0,02$  und bei  $\cos Z = 0,06$  nur teilweise bis an die thermische Tropopause reicht. Dies ist auf die unrealistisch kalte und labile untere Stratosphäre zurückzuführen. Die Folge davon ist, daß die Variation des Tropopausendruckes mit der Bodentemperatur und dem troposphärischen Gradienten sehr ungleichmäßig ist. Im oberen Teil der Abbildungen, d. h. bei stabiler Troposphäre, liegt die Tropopause jeweils nur wenig über der Obergrenze der konvektiven Schicht. Die Variation der Tropopause erfolgt hier ungefähr parallel zur Variation der konvektiven Schicht. Ist der vorgegebene troposphärische Gradient labil, ist die Tropopause jedoch von der konvektiven Schicht entkoppelt, weil an deren Obergrenze das thermische Tropopausenkriterium nicht erfüllt ist. Im Übergangsbereich zwischen diesen beiden Zonen kommt es bei  $\cos Z = 0,02$  und vor allem bei  $\cos Z = 0,06$  zu einer Diskontinuität in der Abhängigkeit des Tropopausendruckes von der Bodentemperatur. Da sich diese Diskontinuität im wesentlichen auf troposphärische Gradienten beschränkt, die außerhalb des beobachteten Bereichs liegen, wird auf eine nähere Diskussion verzichtet. Zudem



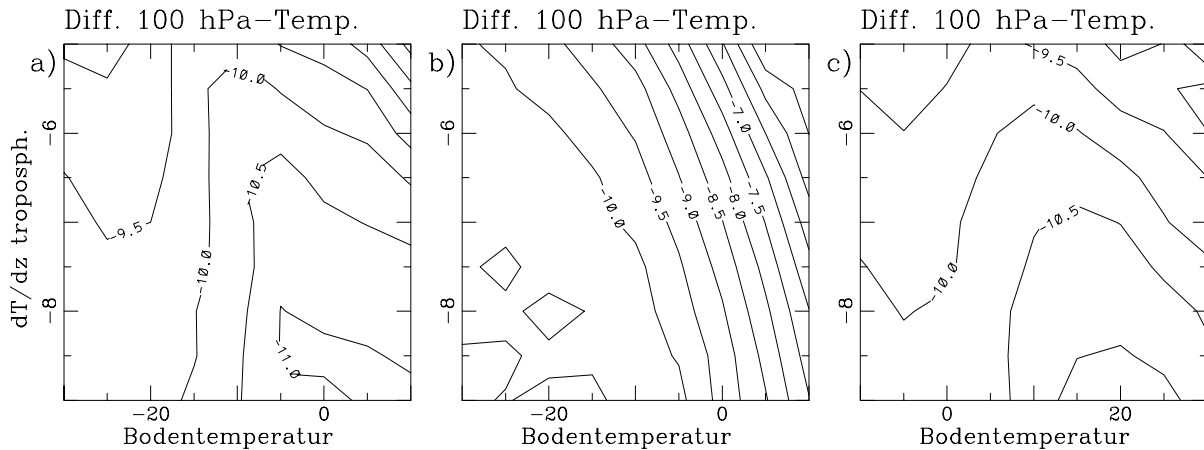


Abbildung 4.3: Differenz der 100 hPa-Temperatur zwischen den Simulationen mit Tagesgang und den entsprechenden Simulationen mit ganztäglichem Sonnenschein. Der Isolinienabstand beträgt 0,5 K. In Klammern ist die jeweilige Abbildung angegeben, auf die sich die Differenz bezieht.

a)  $\cos Z = 0,02$ , Sonnenscheindauer 4,8 h. (Abb. 4.1f);

b)  $\cos Z = 0,06$ , Sonnenscheindauer 12 h. (Abb. 4.2c);

c)  $\cos Z = 0,25$ , Sonnenscheindauer 12 h. (Abb. 4.2f).

verschwindet dieses Phänomen weitgehend, wenn man eine stratosphärische Heizung von realistischer Größe spezifiziert (s. Kap. 4.3.1). Eine ausführlichere Diskussion der Variation des Tropopausendruckes und der Tropopausentemperatur folgt in Kap. 4.2.2 und 4.2.3.

Die Sonneneinstrahlung, die in der Atmosphäre hauptsächlich durch Ozon und Aerosole absorbiert wird (s. Kap. 4.2.3 und 4.2.4), sorgt erwartungsgemäß für eine deutliche Erwärmung der Stratosphäre. Auffallend ist aber die starke Nichtlinearität dieser Erwärmung. Beim Übergang von  $\cos Z = 0$  auf  $\cos Z = 0,02$  erhöht sich die 100 hPa-Temperatur bei gleicher Bodentemperatur um rund 20 K, zwischen  $\cos Z = 0,02$  und  $\cos Z = 0,06$  aber nur um 6 - 10 K und zwischen  $\cos Z = 0,06$  und  $\cos Z = 0,25$  auch nur um 10 K (man beachte dabei, daß das dargestellte Bodentemperaturintervall von  $\cos Z$  abhängt, weil ein höherer Sonnenstand allgemein mit einem höheren Temperaturniveau verbunden ist). Der Hauptgrund für diese Nichtlinearität ist, daß die Absorption der Sonnenstrahlung innerhalb der Atmosphäre nur in dem Maße vom Sonnenstand abhängt, in dem die Absorption in höheren Luftschichten die Strahlung bereits geschwächt hat (s. Kap. 4.2.3 und 4.2.4). Die auf eine ebene Fläche einfallende Strahlungsenergie ist zwar proportional zu  $\cos Z$ , aber der Weg der Strahlung durch die Atmosphäre ist proportional zu  $\frac{1}{\cos Z}$ , und damit gleicht sich dieser geometrische Effekt aus.

Wie nicht anders zu erwarten, bewirkt die Zunahme der stratosphärischen Temperatur mit zunehmender Sonnenhöhe ein Absinken der Tropopause und einen Anstieg der Tropopausentemperatur (vgl. a. Abb. 3.20). Auf eine quantitative Interpretation der Diagramme wird hier aber verzichtet, da die Simulationsergebnisse bei  $\cos Z = 0$  und  $\cos Z = 0,02$  aufgrund der zu niedrigen Stratosphärentemperaturen ohnehin nicht realistisch sind.

Zu diskutieren ist noch die Auswirkung der Sonnenscheindauer. Betrachtet man die über einen Tag gemittelte Einstrahlung auf eine ebene Fläche, die sich durch den gemittelten Zenitwinkelcosinus  $\overline{\cos Z}$  beschreiben läßt, als gegeben, so ist zu erwarten, daß die Absorption in der Atmosphäre um so geringer ist, je kürzer die Sonnenscheindauer ist. Um dies zu testen, wurde bei einem Integrationschritt von 1/10 Tag die Sonnenscheindauer für  $\overline{\cos Z} = 0,02$  auf 2

Schritte pro Tag und für  $\overline{\cos Z} = 0,06$  bzw.  $\overline{\cos Z} = 0,25$  auf 5 Schritte pro Tag festgelegt, wobei in letzterem Fall die Gewichtung der Einstrahlung 10%, 22,5%, 35%, 22,5%, 10% beträgt.

Die Differenzen der sich damit ergebenden 100 hPa-Temperaturen zu den in Abb. 4.1f, 4.2c und 4.2f angegebenen Werten für konstante Einstrahlung sind in Abb. 4.3 dargestellt. Wie erwartet, ist die Stratosphäre in allen drei Fällen deutlich kälter. Meist liegt die Differenz bei rund 10 K, lediglich für  $\overline{\cos Z} = 0,06$  ist sie bei Bodentemperaturen über 0°C etwas geringer. Daraus läßt sich schließen, daß die unterschiedliche Sonnenscheindauer einen wichtigen Beitrag dazu leistet, daß die Stratosphäre im Sommer in den Polargebieten wärmer ist als in den mittleren Breiten.

#### 4.2.2 Feuchte

Als nächstes wird der Einfluß der atmosphärischen Feuchte auf die Position und Temperatur der Tropopause untersucht. Dazu wird für  $\cos Z = 0,25$  (konstant) die normalerweise verwendete Spezifikation über die relative Feuchte mit einer Feuchtespezifikation über den Taupunkt  $T_d$  verglichen. Der Taupunkt hängt dabei nicht von der Bodentemperatur oder der aktuellen Temperatur ab, so daß die Kopplung zwischen Temperatur und Feuchte abgeschaltet ist. Vorgegeben sind  $T_d = -20^\circ\text{C}$  am Boden,  $T_d = -45^\circ\text{C}$  in  $z^* = 5$  km und  $T_d = -85^\circ\text{C}$  ab  $z^* = 10$  km. Unterhalb von  $z^* = 10$  km wird linear in  $z^*$  interpoliert, und oberhalb davon bleibt der Taupunkt konstant. Die Troposphäre ist damit bei tiefen Temperaturen feuchter, bei hohen Temperaturen trockener als im Normalfall.

Die Resultate dieses Sensitivitätstests sind in Abb. 4.4a-c wiedergegeben, und zum Vergleich sind in Abb. 4.4d-f nochmals die entsprechenden Resultate der Standardsimulation dargestellt (identisch mit Abb. 4.2d-f). Vor allem bei der Tropopause zeigen sich dramatische Unterschiede. Bei einer Änderung der Bodentemperatur um 20 K ändert sich der Tropopausendruck bei vorgegebenem Taupunkt nur um 20 - 40 hPa, bei vorgegebener relativer Feuchte hingegen um 60 - 80 hPa. Auf der anderen Seite ändert sich die Tropopausentemperatur im ersten Fall um rund 16 K, im zweiten Fall aber nur um 6 - 8 K. Auch die Abhängigkeit vom troposphärischen Gradienten ist ähnlich unterschiedlich. Bei einer Änderung von  $\frac{dT}{dz}$  von  $-6$  K km<sup>-1</sup> auf  $-7$  K km<sup>-1</sup> ändert sich der Tropopausendruck im ersten Fall nur um 17 - 25 hPa, im zweiten Fall aber um 35 - 55 hPa.

Die Erklärung für dieses unterschiedliche Verhalten liegt in der Eigenschaft des Wasserdampfes, infrarote Strahlung zu absorbieren und zu emittieren. Ist die relative Feuchte vorgegeben, ist die Atmosphäre bei hoher Temperatur optisch dicker als bei niedriger Temperatur. Bei hoher Temperatur wird also die Stratosphäre von der vom Boden emittierten Strahlung gut abgeschirmt, und es kann sich eine große Temperaturdifferenz zwischen dem Boden und der Stratosphäre einstellen. Bei niedriger Temperatur dringt dagegen die terrestrische Strahlung vergleichsweise ungehindert durch die Atmosphäre hindurch. Somit wächst die Temperaturdifferenz zwischen dem Boden und der Tropopause bzw. dem Boden und der 100 hPa-Fläche mit zunehmender Bodentemperatur. Dies äußert sich in den Abbildungen darin, daß die Tropopausentemperatur und die 100 hPa-Temperatur nur schwach von der Bodentemperatur abhängen. Die starke Variation des Tropopausendrucks kann als Folge davon betrachtet werden, denn die Dicke der Troposphäre ist bei dem hier verwendeten Simulationsaufbau eng an die Temperaturdifferenz zwischen dem Boden und der unteren Stratosphäre gekoppelt.

Ist hingegen der Taupunkt vorgegeben, hängt die optische Dicke der Atmosphäre deutlich

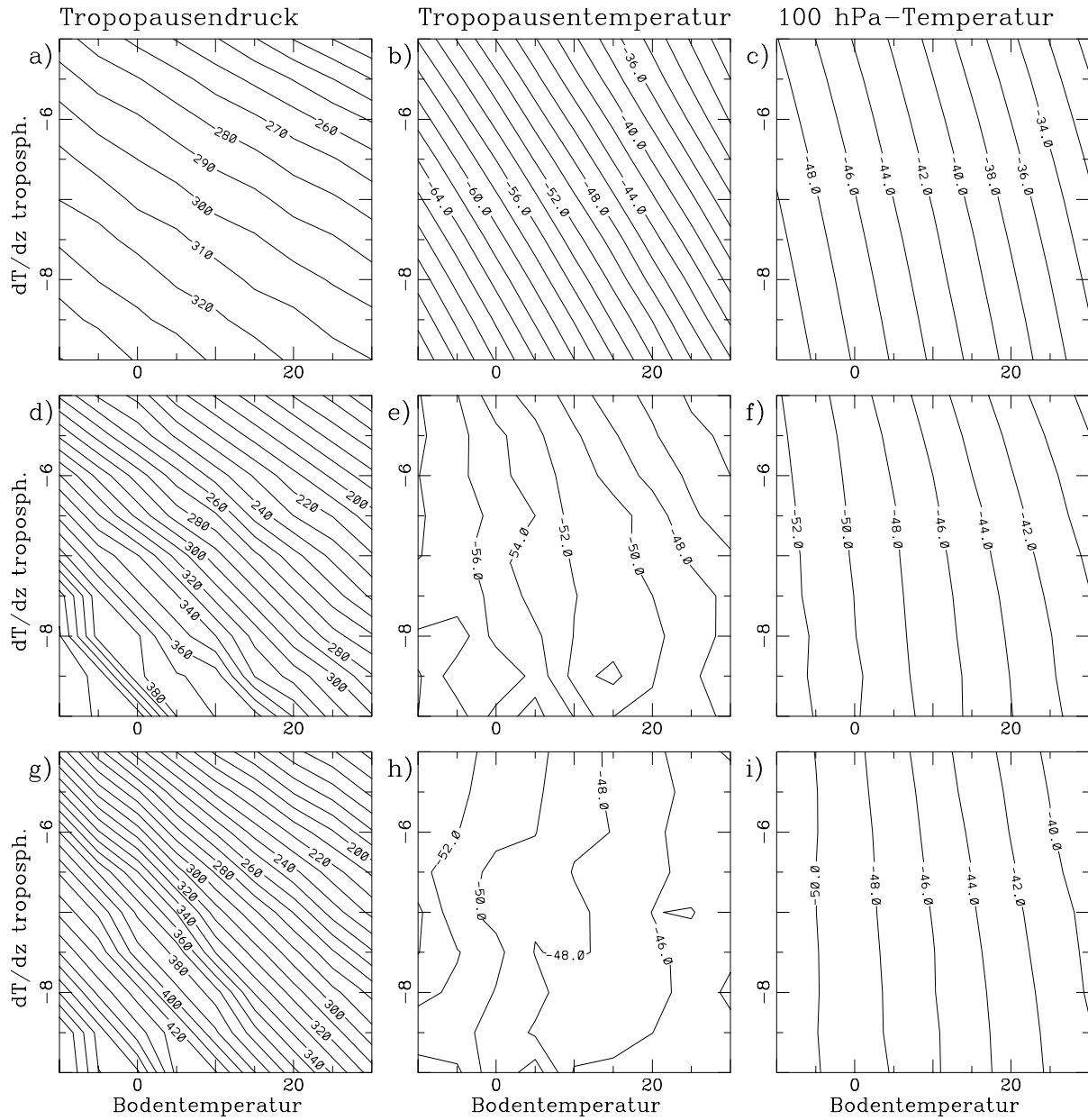


Abbildung 4.4: Anordnung wie in Abb. 4.1; für alle Simulationen gilt  $\cos Z = 0,25$ ;

Obere Reihe: Simulation mit vorgegebenem Taupunkt;

Mittlere Reihe: Simulation mit vorgegebener relative Feuchte (entspricht Abb. 4.2d-f);

Untere Reihe: Simulation mit vorgegebener relative Feuchte und Kopplung der Ozonschicht an die Tropopause.

weniger stark von der Temperatur ab, da dann nur noch die direkte Temperaturabhängigkeit der atmosphärischen Absorption zum Tragen kommt. Vor allem die Tropopausentemperatur variiert nun viel stärker mit der Bodentemperatur als bei Vorgabe der relativen Feuchte. Bei der 100 hPa-Temperatur ist der Unterschied geringer, da die stratosphärische Feuchte auch bei der Standard-Feuchtespezifikation fast nicht von der Temperatur abhängt (s. Kap. 4.1).

### 4.2.3 Ozon

Die bei Vorgabe der relativen Feuchte auftretende starke Variation des Tropopausendruckes wird noch ausgeprägter, wenn das Ozonprofil an die Tropopause gekoppelt wird. Dadurch wird bei hochliegender Tropopause sichergestellt, daß die obere Troposphäre nicht durch verstärkte Ozonabsorption geheizt wird, und bei tiefer Tropopause wird die untere Stratosphäre gegenüber der bisherigen Spezifikation stabilisiert, da die Ozonabsorption nun unmittelbar oberhalb der Tropopause einsetzt.

Die zugehörigen Resultate sind in Abb. 4.4g-i wiedergegeben. Die Abhängigkeit der Tropopausentemperatur und der 100 hPa-Temperatur von der Bodentemperatur geht weiter zurück, und der Tropopausendruck ändert sich nun bei einer Änderung der Bodentemperatur um 20 K um 85 - 100 hPa. Auch die Sensitivität bezüglich des troposphärischen Gradienten erhöht sich noch etwas. An dieser Stelle sei erwähnt, daß die Einbeziehung von Wolken gemäß Gl. (4.6) in die gleiche Richtung wirkt. Je stärker die strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre an die Tropopause gekoppelt sind, desto weniger steigt also die Tropopausentemperatur bzw. die 100 hPa-Temperatur mit der Bodentemperatur. Der Tropopausendruck variiert dafür umso stärker.

### Exkurs: Vergleich mit Daten

Es stellt sich nun die Frage, inwieweit die in Abb. 4.4 gezeigten Resultate realistisch sind. Um dies zu untersuchen, wurden die zur Verfügung stehenden Radiosondendaten nach der Vorticity im Tropopausenniveau  $\zeta_{TP}$  und dem mittleren troposphärischen Gradienten  $\frac{dT}{dz_T}$  in verschiedene Klassen eingeteilt (vgl. dazu Kap. 3.3). Für diese Klassen wurden dann für alle Gebiete und Monate die Regressionsgeraden  $p_{TP}(T_{sfc})$ ,  $T_{TP}(T_{sfc})$  und  $T_{100\text{ hPa}}(T_{sfc})$  berechnet<sup>4</sup>. Zur Vergleichbarkeit dieser Auswertung mit den hier gezeigten Simulationen ist zu sagen, daß die in den Daten betrachteten Abweichungen vom Monatsmittel sicherlich nicht lokal im strahlungs-konvektiven Gleichgewicht stehen. Sie sollten allerdings näherungsweise die Gleichgewichtszustände verschiedener Breitenlagen wiedergeben, die aufgrund meridionaler Bewegungen abwechselnd über einem bestimmten Gebiet anzutreffen sind. Zumindest im Sommer ergab die Auswertung brauchbare Korrelationen zwischen den untersuchten Größen, so daß ein kurzer Vergleich mit den Simulationsergebnissen sinnvoll erscheint.

Der Regressionskoeffizient  $\frac{\partial p_{TP}}{\partial T_{sfc}}$  beträgt im Sommer in den Klassen mit negativer und geringer Vorticity meist zwischen  $-4\text{ hPa K}^{-1}$  und  $-4,5\text{ hPa K}^{-1}$ , unter zyklonalem Einfluß ist der Betrag des Regressionskoeffizienten rund 50% größer. Darüber hinaus sind die Regressionsgeraden für verschiedene Werte von  $\frac{dT}{dz_T}$  gegeneinander verschoben. Der Abstand zwischen

<sup>4</sup>Da  $p_{TP}$  und  $T_{TP}$  stark von  $\zeta_{TP}$  abhängen, ist eine Berechnung dieser Regressionsgeraden nur für enge  $\zeta_{TP}$ -Intervalle sinnvoll (vgl. Kap. 3.3.2). Für den im folgenden durchgeführten Vergleich sind im wesentlichen die Klassen mit geringer Vorticity relevant, da in den Strahlungs-Konvektions-Simulationen keine Dynamik enthalten ist.

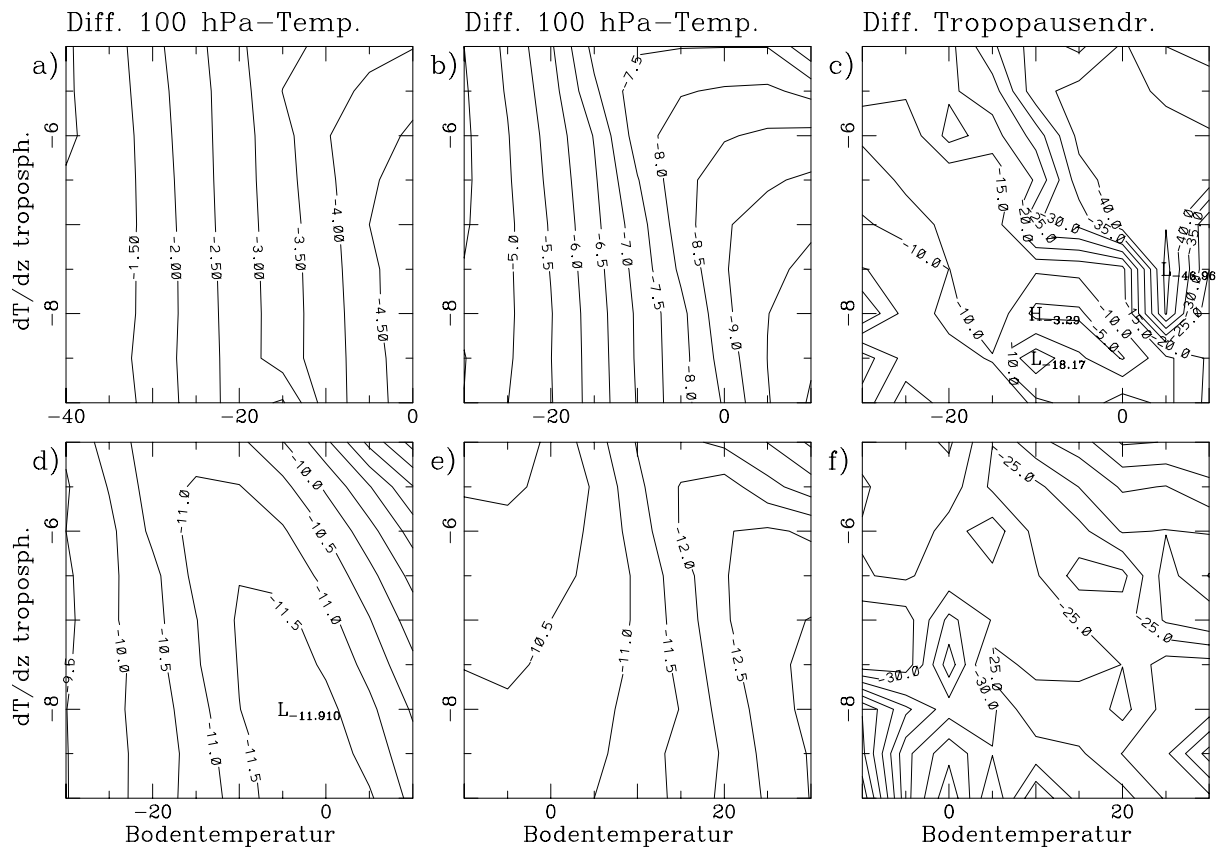


Abbildung 4.5: Differenzen der 100 hPa-Temperatur und des Tropopausendrucks, die aus der Viertelung des maximalen Ozonpartialdrucks resultieren. Der Isolinienabstand beträgt 0,5 K bzw. 5 hPa.

- a) Simulation mit  $\cos Z = 0$ ;  
 b), c) Simulation mit  $\cos Z = 0,02$ ;  
 d) Simulation mit  $\cos Z = 0,06$ ;  
 e), f) Simulation mit  $\cos Z = 0,25$ .

$\frac{dT}{dz}_T = -6 \text{ K km}^{-1}$  und  $\frac{dT}{dz}_T = -7 \text{ K km}^{-1}$  beträgt dabei 30 - 40 hPa. Daraus läßt sich folgern, daß die in Abb. 4.4g gezeigte Variation des Tropopausendrucks im realistischen Rahmen liegt, während sie ohne Kopplung der Ozonschicht an die Tropopause (Abb. 4.4.d) zu gering ist. Bei konstantem Taupunkt (Abb. 4.4.a) ist die Variation der Tropopause völlig falsch.

Die Regressionskoeffizienten  $\frac{\partial T_{TP}}{\partial T_{sfc}}$  und  $\frac{\partial T_{100 \text{ hPa}}}{\partial T_{sfc}}$  sind im Sommer (nicht im Winter!) überwiegend leicht negativ. Typische Werte liegen für beide Größen bei  $-0,1 - -0,25 \text{ K K}^{-1}$ . Dies spiegelt wohl die Tatsache wider, daß im Sommer die Tropopausentemperatur und die 100 hPa-Temperatur im Mittel zum Pol hin zunehmen. In den Strahlungs-Konvektions-Simulationen kann dieses Verhalten mit den derzeitigen Annahmen offenbar nicht reproduziert werden, denn diese zeigen eine positive Korrelation zwischen  $T_{sfc}$  und  $T_{TP}$  bzw. zwischen  $T_{sfc}$  und  $T_{100 \text{ hPa}}$ . Berücksichtigt man allerdings, daß die Sonnenscheindauer zu den Mittelbreiten hin abnimmt (s. Abb. 4.3) und daß außerdem die hohe Bewölkung zunimmt, können die beobachteten Werte ungefähr reproduziert werden.

### Einfluß der Ozonmenge

Als nächstes wird der Einfluß der Menge des stratosphärischen Ozons untersucht. Dazu wurde – nun wieder ohne Kopplung der Ozonschicht an die Tropopause – der maximale Ozonpartialdruck in  $z^* = 22$  km von  $200 \times 10^{-4}$  Pa auf  $50 \times 10^{-4}$  Pa herabgesetzt. Die sich dabei ergebenden Unterschiede zu den in Abb. 4.1 und 4.2 gezeigten Resultaten sind in Abb. 4.5 zusammengefaßt. Abb. 4.5a, 4.5b, 4.5d und 4.5e zeigen die Differenzen der 100 hPa-Temperatur für  $\cos Z = 0, 0,02, 0,06$  und  $0,25$ . Zusätzlich sind in Abb. 4.5c und 4.5f die Differenzen des Tropopausendruckes für  $\cos Z = 0,02$  und  $0,25$  dargestellt.

Zunächst ist erwähnenswert, daß schon bei  $\cos Z = 0$  ein nennenswerter Temperaturrückgang um 1 - 4,5 K eintritt. Dieser ist auf die Absorption terrestrischer Strahlung im Wellenlängenbereich um  $9,6 \mu\text{m}$  zurückzuführen. Die starke Temperaturabhängigkeit dürfte im wesentlichen daher kommen, daß die Emission langwelliger Strahlung vom Boden proportional zu  $T^4$  ist.

Bei Sonnenschein ist der Temperaturunterschied erwartungsgemäß deutlich größer, und vor allem bei tiefstehender Sonne nimmt er mit zunehmender Sonnenhöhe noch merklich zu. Bei  $\cos Z = 0,02$  beträgt die Differenz 5 - 10 K, bei  $\cos Z = 0,06$  8 - 12 K und bei  $\cos Z = 0,25$  10 - 13 K. Diese Sonnenstandabhängigkeit läßt sich durch die optische Dicke der Absorptionsbanden des Ozons erklären. Die Zentren der Absorptionsbanden sind optisch so dicht, daß die entsprechenden Wellenlängenbereiche schon in der mittleren Stratosphäre vollständig absorbiert werden. An den Rändern der Absorptionsbanden hängt der Absorptionsgrad hingegen von der Mächtigkeit der Ozonschicht und von der Weglänge der Strahlung durch die Atmosphäre ab. In diesen Bereichen ist die in der unteren Stratosphäre mögliche Ozonabsorption sonnenstandabhängig. Bei hohem Sonnenstand ist die hier ankommende Strahlung nämlich noch nicht so stark geschwächt wie bei niedrigem Sonnenstand.

Die Auswirkung der reduzierten Ozonschicht auf die Tropopause entspricht den Erwartungen. In beiden gezeigten Fällen ist die Abkühlung der Stratosphäre mit einem Rückgang des Tropopausendruckes bzw. einem Anstieg der Tropopausenhöhe verbunden. Auf eine nähere Diskussion der genauen Werte wird hier verzichtet, da diese im Falle einer Kopplung der Ozonschicht an die Tropopause deutlich anders aussehen.

#### 4.2.4 Stratosphärisches Aerosol

Neben der Ozonschicht ist auch die stratosphärische Aerosolschicht von großer Bedeutung für die Absorption solarer Strahlung. Um den Einfluß der Aerosolabsorption zu quantifizieren, wurde der den Aerosolen zugeschriebene Extinktionskoeffizient in  $z^* = 18$  km von  $5 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$  auf  $10^{-8} \text{ km}^{-1}$  herabgesetzt. Damit ist die stratosphärische Aerosolkonzentration vernachlässigbar gering. Die sich dadurch ergebende Erniedrigung der 100 hPa-Temperatur ist in Abb. 4.6 für  $\cos Z = 0,02$  (a),  $0,06$  (b) und  $0,25$  (c) wiedergegeben. Nicht gezeigt ist der Fall  $\cos Z = 0$ , da sich in diesem nur verschwindend geringe Differenzen ergeben. Die Absorption terrestrischer Strahlung spielt bei stratosphärischen Aerosolen offenbar keine Rolle.

Im Vergleich mit der Ozonabsorption fällt auf, daß die Aerosolabsorption kaum vom Sonnenstand abhängt. Bei  $\cos Z = 0,02$  beträgt die Temperaturdifferenz 5 - 7 K, bei  $\cos Z = 0,06$  5 - 8 K, und bei  $\cos Z = 0,25$  sind es 6 - 7 K. Obwohl also die Strahlungswirkung der Aerosole in der unteren Stratosphäre von der gleichen Größenordnung wie die des Ozons ist, spielt die Schwächung der Sonnenstrahlung durch die Aerosolabsorption offensichtlich keine große Rol-

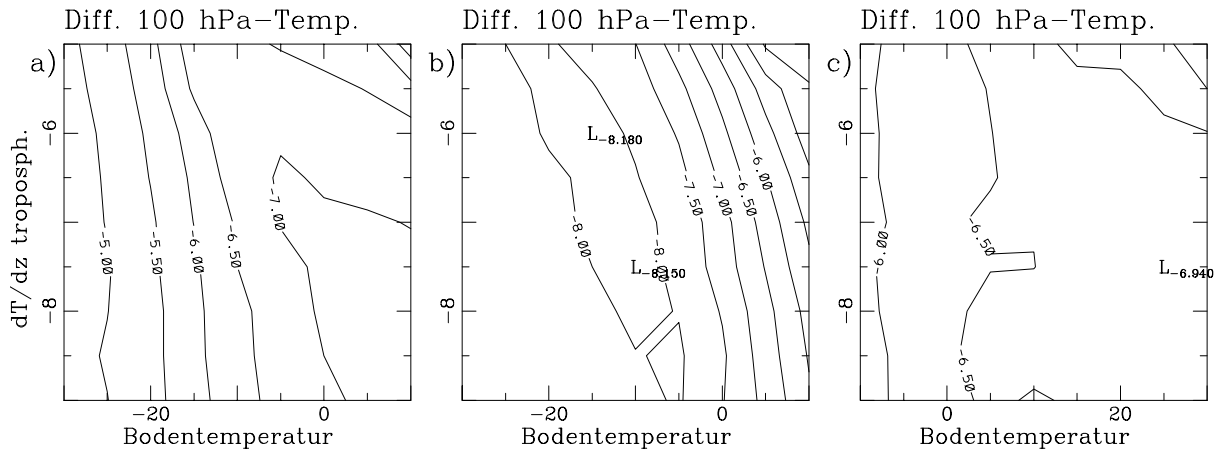


Abbildung 4.6: Differenz der 100 hPa-Temperatur zwischen den Simulationen ohne stratosphärische Aerosolschicht den entsprechenden Standardsimulationen. Der Isolinienabstand beträgt 0,5 K.

- a)  $\cos Z = 0,02$ ;
- b)  $\cos Z = 0,06$ ;
- c)  $\cos Z = 0,25$ .

le. Dies hat zwei Gründe. Zum einen beschränkt sich die stratosphärische Aerosolschicht auf die untere Stratosphäre, während die Ozonschicht viel höher hinaufreicht. Zum anderen wirkt die Aerosolabsorption mit nur geringer Wellenlängenabhängigkeit (Mie-Theorie) im gesamten solaren Spektralbereich, während die Ozonabsorption im wesentlichen auf den UV-Anteil des Sonnenlichts beschränkt ist, diesen dafür aber weitgehend absorbiert.

#### 4.2.5 Bewölkung

Neben der Feuchte und dem Ozon haben auch die Wolken großen Einfluß auf den Strahlungstransport in der Atmosphäre. Da Wolken infrarote Strahlung absorbieren und emittieren, ist zu erwarten, daß die Temperaturdifferenz zwischen dem Boden und der Tropopause bzw. der 100 hPa-Fläche unter Einbeziehung von Wolken weiter zunimmt. Damit sollten Wolken einen Rückgang des Tropopausendruck bewirken. Die Größe dieses Effekts wird im folgenden untersucht. Einige Resultate für  $\cos Z = 0,25$  sind in Abb. 4.7 wiedergegeben. Abb. 4.7a-c zeigen die Kontrollsimulation ohne Wolken, Abb. 4.7d-f beziehen sich auf einem maximalen Bedeckungsgrad ( $cfmax$ ) von 0,2 und Abb. 4.7g-i auf  $cfmax = 1$ . Die genaue Spezifikation der Wolke ist in Gl. (4.6) angegeben. In allen Simulationen ist die Ozonschicht an die Tropopause gekoppelt, so daß Abb. 4.7a-c identisch mit Abb. 4.4g-i sind.

Allgemein läßt sich feststellen, daß unter dem Einfluß der Bewölkung der Tropopausendruck sinkt, die Tropopause kälter wird und die Abhängigkeit der Tropopausentemperatur von der Bodentemperatur abnimmt. Die abkühlende Wirkung der Wolken ist also um so stärker, je höher die Bodentemperatur ist. Auch die 100 hPa-Fläche wird kälter, wobei die Temperaturdifferenz ebenfalls mit der Bodentemperatur steigt. Bei einem Bedeckungsgrad von  $cfmax = 0,2$  sinkt der Tropopausendruck um rund 10 hPa, und die Abkühlung der Tropopause und der 100 hPa-Fläche beträgt 1 - 2 K. Im Vergleich zum Einfluß der Feuchte oder des Ozons ist dies nicht viel, doch bei  $cfmax = 1$  wird der Effekt schon deutlicher. In diesem Fall geht der Tropopausendruck um weitere 30 - 60 hPa zurück, und die Abhängigkeit der Tropopausentemperatur

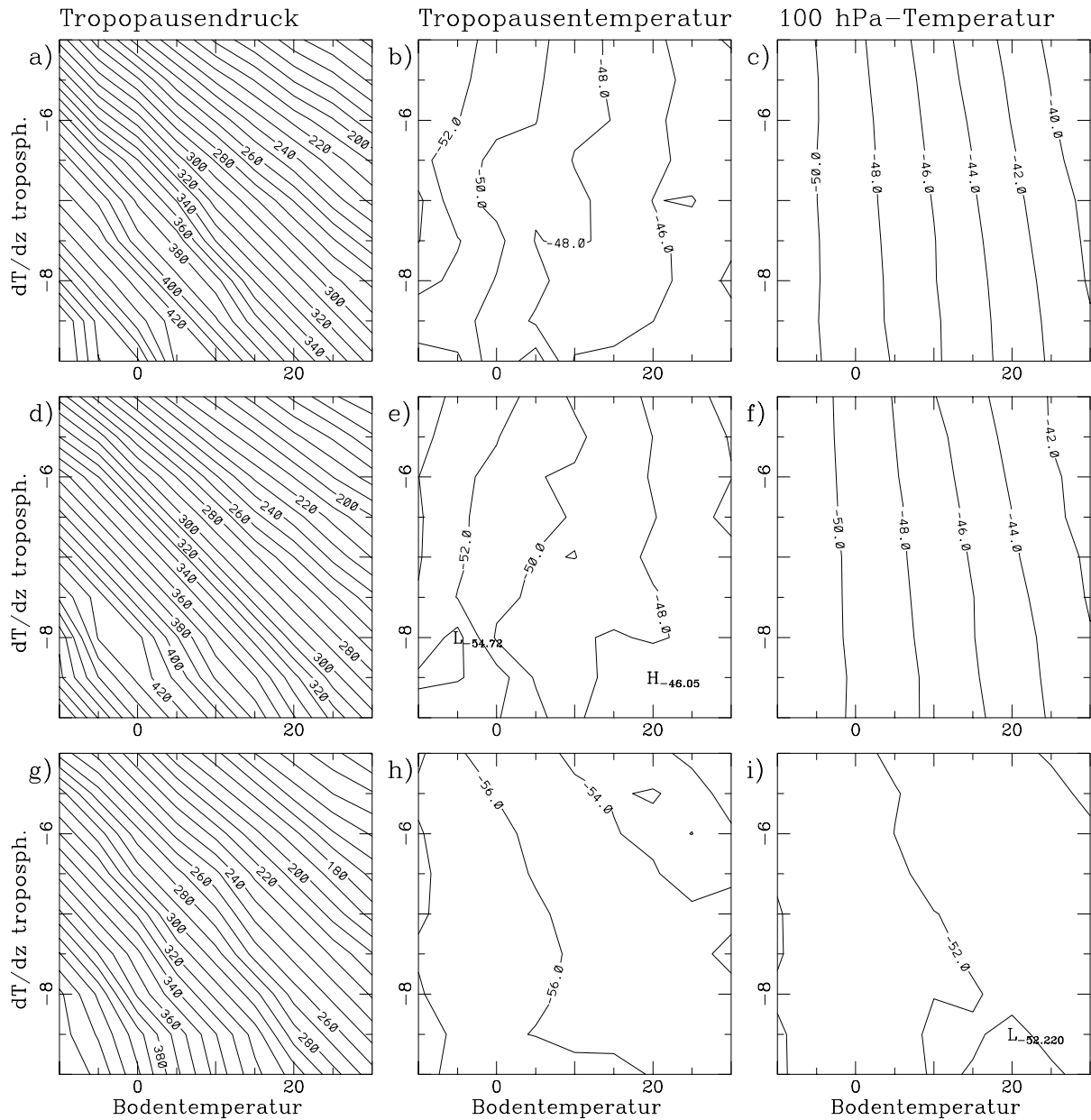


Abbildung 4.7: Anordnung wie in Abb. 4.1; für alle Simulationen gilt  $\cos Z = 0,25$ ;  
 Obere Reihe: Simulation ohne Bewölkung (entspricht Abb. 4.4g-i);  
 Mittlere Reihe: Simulation mit  $cf_{max} = 0,2$ ;  
 Untere Reihe: Simulation mit  $cf_{max} = 1$ .



bzw. der 100 hPa-Temperatur von der Bodentemperatur verschwindet weitgehend. Allerdings ist eine vollständige Bedeckung im Mittel über ein größeres Gebiet oder einen Zeitraum von einem Monat nicht realistisch, so daß der mittlere Einfluß der Bewölkung auf die Tropopause doch eher gering sein dürfte. Bei quantitativen Berechnungen wie in Kap. 4.3.2 ist sie aber dennoch zu berücksichtigen.

#### 4.2.6 Weitere Sensitivitätstests

Zum Abschluß dieses Unterkapitels werden noch einige Sensitivitätstests beschrieben, die für die Fehlerabschätzung bei der in Kap. 4.3.2 durchgeführten Bestimmung der dynamischen stratosphärischen Heizraten von Bedeutung sind. Im einzelnen werden die Einflüsse der Bodeninversion, der Höhenlage des Bodens, der Höhe der Ozonschicht und der Bodenalbedo untersucht.

##### **Bodeninversion**

Die Berücksichtigung der im Polarwinter typischen Bodeninversion erweist sich als ziemlich wichtig, denn ohne diese kann der langwellige Strahlungstransport durch die Troposphäre nicht korrekt berechnet werden. Gäbe man nur die beobachtete Bodentemperatur und den beobachteten mittleren Gradienten zwischen dem Boden und der 350 hPa-Fläche (oder der Tropopause) vor, wäre die gesamte Troposphäre viel zu kalt und damit auch zu trocken. Würde man hingegen die Bodeninversion aus den Daten eliminieren, indem man von z. B. 1500 m über Grund auf den Boden extrapoliert, und die sich daraus ergebende Temperatur vorgeben, wäre die Emission terrestrischer Strahlung vom Boden zu hoch. Als Beispiel wird in Abb. 4.8a-f die Auswirkung einer Bodeninversion von 20 K untersucht. In Abb. 4.8a-c befindet sich die Kontrollsimulation ohne Inversion, und in 4.8d-f die Simulation mit Inversion. Das Bodentemperaturintervall ist für die Simulation mit Inversion um 20 K erniedrigt, so daß die troposphärischen Temperaturen über der Inversion in beiden Simulationen identisch sind. In beiden Fällen wurde  $\cos Z = 0$  angenommen, und es wurde eine stratosphärische Heizrate von maximal 0,5 K/Tag spezifiziert, um einigermaßen realistische Werte zu erhalten.

Der Vergleich zeigt, daß aufgrund der verringerten Emission terrestrischer Strahlung die Tropopause und die 100 hPa-Fläche merklich kälter werden. Die Differenzen betragen zwischen 2 und 5 K, wobei die Unterschiede mit der Bodentemperatur zunehmen. Letzteres ist dadurch zu erklären, daß die Emission terrestrischer Strahlung proportional zu  $T^4$  ist. Infolge der kälteren Stratosphäre sinkt auch der Tropopausendruck, und zwar um 20 - 40 hPa. Hinzuzufügen ist, daß der Einfluß der Bodeninversion bei stärkerer Bewölkung deutlich abnimmt.

##### **Höhe des Bodens**

Eine hochliegende Erdoberfläche, wie sie vor allem in der Antarktis und in Grönland anzutreffen ist, hat einen ähnlichen Effekt wie eine Bodeninversion. Bei vorgegebener Temperatur der freien Troposphäre (z. B. in 500 hPa) ist die Bodentemperatur – unabhängig vom Vorhandensein einer Bodeninversion – niedriger, wenn der Boden hoch liegt. Dadurch verringert sich die Emission terrestrischer Strahlung zusätzlich. Ein Sensitivitätstest zu dieser Thematik wurde für einen Bodendruck von 700 hPa (statt 1013 hPa) durchgeführt, was ein für die zentrale Antarktis typischer Wert ist. Das Ergebnis dieses Tests, der ohne Bodeninversion gerechnet wurde, ist in Abb. 4.8g-i wiedergegeben; zum Vergleich dient wiederum Abb. 4.8a-c. In diesem Fall ist das

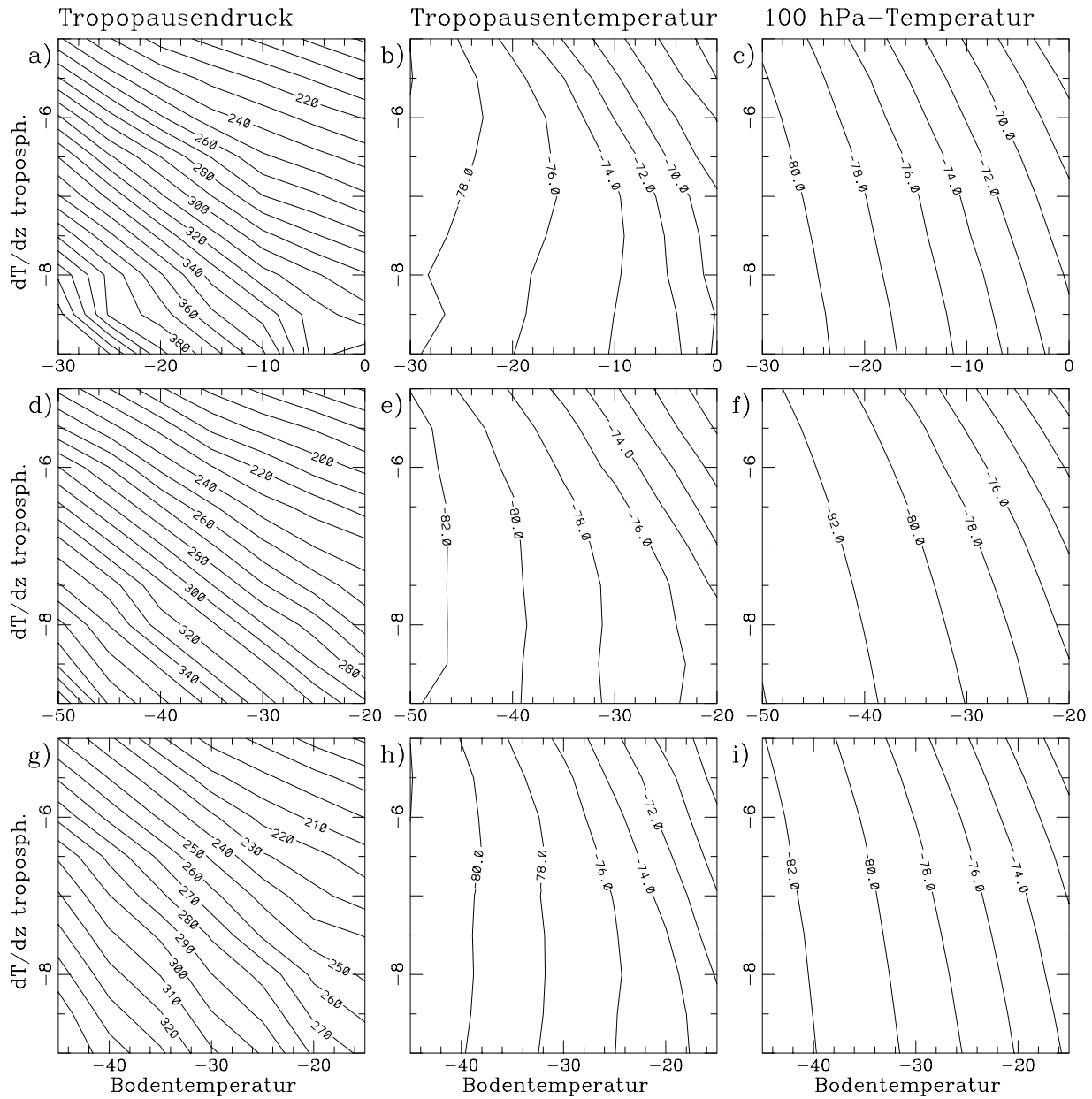


Abbildung 4.8: Anordnung wie in Abb. 4.1; für alle Simulationen gilt  $\cos Z = 0$ , außerdem ist eine maximale stratosphärische Heizrate von  $0,5 \text{ K/Tag}$  vorgegeben;  
 Obere Reihe: Simulation mit  $p_{sfc} = 1013 \text{ hPa}$  ohne Bodeninversion;  
 Mittlere Reihe: Simulation mit  $p_{sfc} = 1013 \text{ hPa}$  mit Bodeninversion;  
 Untere Reihe: Simulation mit  $p_{sfc} = 700 \text{ hPa}$  ohne Bodeninversion.

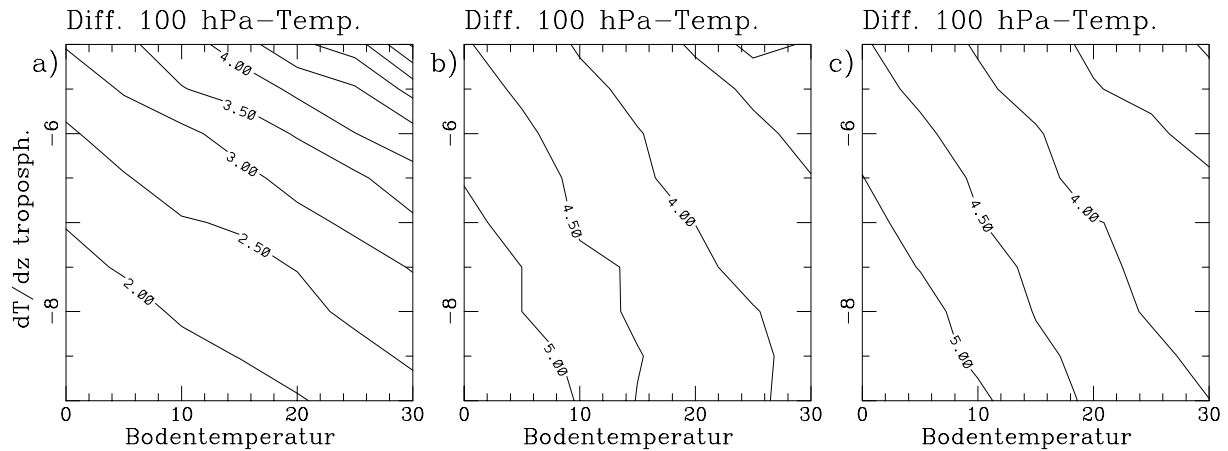


Abbildung 4.9: Differenzen der 100 hPa-Temperatur für geänderte Höhe der Ozonschicht und geänderte Bodenbedo. In allen Simulationen gilt  $\cos Z = 0,35$ . Der Isolinienabstand beträgt 0,5 K.

a) Maximum des Ozonpartialdrucks in 16 km statt 22 km;

b) Bodenbedo 0,75 statt 0,16;

c) wie b), aber mit Maximum des Ozonpartialdrucks in 16 km Höhe.

verwendete Bodentemperaturintervall um 15 K erniedrigt, um den Vergleich mit Abb. 4.8a-c zu erleichtern. Bei einem troposphärischen Gradienten von  $-6 \text{ K km}^{-1}$  sind die troposphärischen Temperaturen in beiden Simulationen ungefähr gleich.

Erwartungsgemäß werden die Tropopause und die 100 hPa-Fläche um einige Grade kälter, und der Tropopausendruck geht deutlich zurück. Darüber hinaus fällt auf, daß die Abhängigkeit des Tropopausendrucks vom troposphärischen Gradienten abnimmt. Dies ist eine unmittelbare Folge der verringerten Dicke der Troposphäre.

### Höhe der Ozonschicht

Eine Verringerung der Höhe des maximalen Ozonpartialdrucks ist in der untersten Stratosphäre mit einem Temperaturanstieg verbunden, da sich der Schwerpunkt der Ozonabsorption nach unten verlagert. In einem Test wird nun diese Maximumshöhe  $H_{O_3max}$  von 22 km auf 16 km verringert. Da eine Sensitivitätsabschätzung für den Polarsommer benötigt wird, ist die Ozonschicht an die Tropopause gekoppelt und  $\cos Z = 0,35$  gesetzt. Der sich dabei ergebende Temperaturanstieg in 100 hPa ist in Abb. 4.9a wiedergegeben.

Auffallend ist hier vor allem die starke Abhängigkeit des Temperaturanstiegs von der Bodentemperatur und dem troposphärischen Gradienten. Während bei  $T_{sfc} = 0^\circ\text{C}$  und  $\frac{dT}{dz}_T = -9 \text{ K km}^{-1}$  die Temperatur nur um gut 1,5 K ansteigt, beträgt der Anstieg bei  $T_{sfc} = 30^\circ\text{C}$  und  $\frac{dT}{dz}_T = -5 \text{ K km}^{-1}$  immerhin 6,5 K. Die Gründe dafür sind die Kopplung der Ozonschicht an die Tropopause und der verwendete lineare Anstieg des Ozonpartialdruckes zwischen der Tropopause und  $H_{O_3max}$ . Beides zusammen führt nämlich dazu, daß der Ozonpartialdruck in  $z^* = 16 \text{ km}$  um so niedriger ist, je höher die Tropopause liegt. Folglich ist der Anstieg des Ozonpartialdruckes in  $z^* = 16 \text{ km}$  bei einer Verringerung von  $H_{O_3max}$  auf 16 km um so stärker, je höher die Tropopause liegt. Es sei erwähnt, daß der Teil des Parameterbereiches, in dem der Temperaturanstieg über 3 K liegt, für die in Kap. 4.3.2 durchgeführten Simulationen nicht relevant ist.

## Bodenalbedo

Zum Abschluß wird noch der Einfluß der Bodenalbedo auf die 100 hPa-Temperatur untersucht. Da die vom Boden reflektierte Solarstrahlung erneut durch die stratosphärische Ozonschicht hindurchgeht, ist bei einer höheren Albedo mit einer höheren 100 hPa-Temperatur zu rechnen, wenn die übrigen Parameter (insbesondere die Bodentemperatur) festgehalten werden. Auch hier ist der größte Effekt im Polarsommer zu erwarten, so daß wieder  $\cos Z = 0,35$  gewählt wird. Auch die Kopplung der Ozonschicht an die Tropopause bleibt eingeschaltet, und die Bodenalbedo wird von 0,16 auf 0,75 erhöht.

Der daraus resultierende Anstieg der 100 hPa-Temperatur ist in Abb. 4.9b für  $H_{O_3max} = 22$  km und in Abb. 4.9c für  $H_{O_3max} = 16$  km dargestellt. Für beide Höhen des Ozonmaximums ist der Temperaturanstieg nahezu gleich groß; typische Werte liegen zwischen 3,5 K und 5 K. Bedeutsam ist dieser Albedoeffekt vor allem in der Antarktis, denn über dem antarktischen Inlandeis liegt die Albedo großflächig bei 0,6 bis 0,7. Im Nordpolargebiet weist nur Grönland eine ähnlich hohe Albedo auf, während das durchbrochene Meereis des Nordpolarmeeres oder gar die schneefreien Kontinente wesentlich schlechter reflektieren. Interessanterweise zeigen die in dieser Arbeit ausgewerteten Radiosondendaten, daß die 100 hPa-Fläche im antarktischen Sommer tatsächlich um 3 - 4 K wärmer ist als im arktischen Sommer – was genau dem hier simulierten Albedoeffekt entspricht. Der Schluß, daß diese Temperaturdifferenz auf den Albedoeffekt zurückzuführen ist, wäre aber dennoch voreilig, denn dieser wird durch die tieferen Oberflächentemperaturen der Antarktis ungefähr kompensiert. Wie die in Kap. 4.3.2 präsentierten zeitabhängigen Simulationen zeigen, muß im antarktischen Sommer eine schwache dynamische Heizung parameterisiert werden, damit die beobachteten 100 hPa-Temperaturen reproduziert werden können.

## 4.3 Die dynamische Heizung in der polaren Stratosphäre und ihr Einfluß auf die Tropopause

Zum Abschluß dieser Arbeit wird die dynamische Heizung in der polaren Stratosphäre und ihre Auswirkung auf die Tropopause untersucht. Dies geschieht zunächst mit Hilfe von idealisierten Simulationen, in denen im Unterschied zu Kap. 4.2 eine stratosphärische Heizung vorgegeben wird (Kap. 4.3.1). In Kap. 4.3.2 folgt ein Versuch, die dynamischen Heizraten in der unteren Stratosphäre zu bestimmen. Im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten werden hier im Nordpolargebiet keine zonalen Mittelwerte betrachtet. Außerdem erstreckt sich die Auswertung nicht nur auf einzelne Monate, sondern auf den gesamten Jahresgang. Anschließend wird in Kap. 4.3.3 getestet, wie stark sich diese dynamische Heizung auf die Temperatur in der unteren Stratosphäre und die Tropopause auswirkt. Schließlich werden in Kap. 4.3.4 die Auswirkungen des antarktischen Ozonlochs untersucht.

### 4.3.1 Idealisierte Simulationen

Die idealisierten Simulationen zur stratosphärischen Heizung basieren auf der in Abb. 4.1a-c gezeigten Simulation mit  $\cos Z = 0$ . Deren Resultate sind zum Vergleich mit den folgenden Sensitivitätstests in Abb. 4.10a-c nochmals wiedergegeben. Wie zu Beginn von Kap. 4.2 beschrieben, beginnt die parameterisierte Heizung in  $z^* = 10$  km und wächst dann linear in  $z^*$

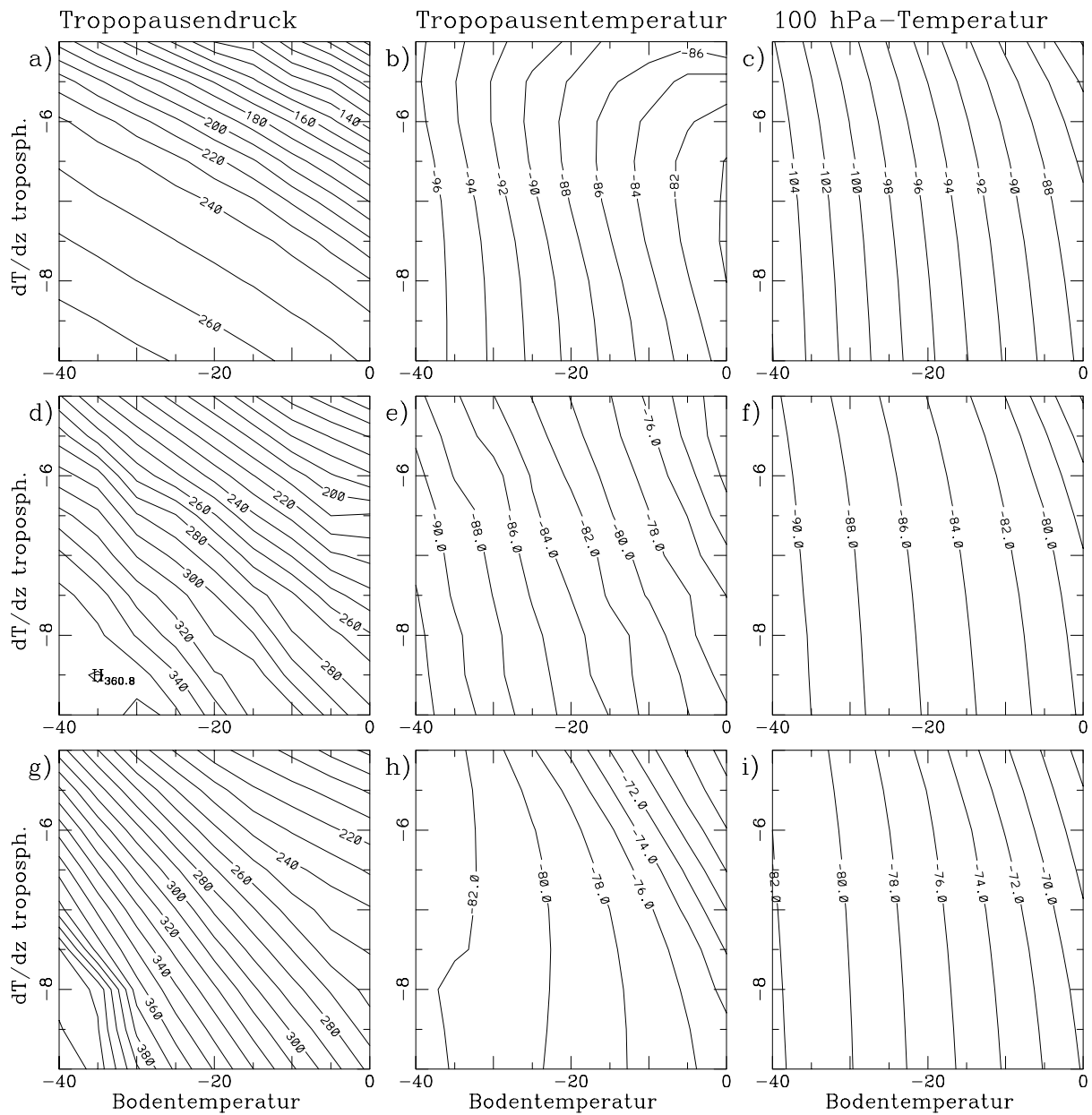


Abbildung 4.10: Anordnung wie in Abb. 4.1; für alle Simulationen gilt  $\cos Z = 0$ ;  
 Obere Reihe: Simulation ohne parameterisierte Heizrate (entspricht Abb. 4.1a-c);  
 Mittlere Reihe: Simulation mit einer maximalen Heizrate von 0,25 K/Tag;  
 Untere Reihe: Simulation mit einer maximalen Heizrate von 0,5 K/Tag.

bis zu ihrem Maximalwert an, der in  $z^* = 20$  km erreicht wird. Darüber bleibt die Heizung konstant. Im folgenden werden maximale Heizraten von 0,25 K/Tag und 0,5 K/Tag verwendet, und die zugehörigen Resultate sind in Abb. 4.10d-f bzw. Abb. 4.10g-i dargestellt.

Wie nicht anders zu erwarten, steigen die 100 hPa-Temperatur und die Tropopausentemperatur stark an. Auch der Tropopausendruck steigt an, und zwar am stärksten in dem Teil des Parameterbereiches, in dem die Tropopause bei  $Q_{dyn} = 0$  K/Tag von der Obergrenze der konvektiven Schicht entkoppelt ist. Die genauen Temperaturdifferenzen sind vor allem bei der 100 hPa-Temperatur von Interesse, denn zusammen mit den übrigen Sensitivitätstests (s. Kap. 4.2) erlauben diese eine Abschätzung der bei der Bestimmung der Heizraten in Kap. 4.3.2 zu erwartenden Genauigkeit. Der Vergleich der Abbildungen zeigt, daß  $Q_{dyn} = 0,25$  K/Tag einen Anstieg der 100 hPa-Temperatur um 8 - 14 K bewirkt. Eine Erhöhung von  $Q_{dyn}$  auf 0,5 K/Tag sorgt für einen weiteren Temperaturanstieg um rund 9 K. Der Erwärmungseffekt einer Heizrate von 0,25 K/Tag ist damit größer als der Effekt der stratosphärischen Aerosolschicht bei ganztägigem Sonnenschein und etwas kleiner als die Temperaturdifferenz, die mit einer Viertelung der stratosphärischen Ozonkonzentration einhergeht.

Bei der Fehlerabschätzung der im nächsten Abschnitt ermittelten stratosphärischen Heizraten muß man berücksichtigen, daß dort die Heizrate in  $z^* = 16$  km bestimmt wird, während hier die Heizrate in  $z^* = 20$  km vorgegeben wird. Da in den idealisierten Rechnungen ein linearer Anstieg der Heizrate zwischen  $z^* = 10$  km und  $z^* = 20$  km angenommen wird, sind die für  $z^* = 20$  km gegebenen Werte also mit einem Faktor von  $\frac{3}{5}$  zu multiplizieren. Für die Abschätzung sollen folgende Unsicherheiten in den strahlungsrelevanten Parametern angenommen werden:

Unsicherheit	geschätzter Temperaturfehler (100 hPa)
Bodentemperatur: 10 K	1,5 K
Troposphärische Feuchte: 10%	0,2 K
Bewölkung ( $\pm 50\%$ ):	0,5 K
solare Strahlung:	0,5 K
Bodenalbedo: 0,05 - 0,1	0,5 - 1 K
maximaler Ozonpartialdruck: $20 \times 10^{-4}$ Pa	1,5 K
Höhe des Ozonmaximums: 1 km	0,5 K
opt. Dicke der Aerosole: Faktor 1,5	1 K

Die bei der Bodentemperatur angenommene Unsicherheit von 10 K ist wahrscheinlich zu hoch angesetzt. Da für die Spezifikation der Bodentemperatur die Daten der 2m-Lufttemperatur verwendet werden mußten, kann ein Fehler dieser Größenordnung allerdings nicht ausgeschlossen werden. Beispielsweise ist es im Polarwinter denkbar, daß die Schneeoberfläche um 10 K kälter als die Luft im 2 m Höhe ist. Bei der Abschätzung des daraus resultierenden Fehlers der 100 hPa-Temperatur wurde berücksichtigt, daß die Bewölkung den Einfluß der Bodentemperatur etwas verringert. Die Abschätzung des Einflusses der troposphärischen Feuchte beruht auf Sensitivitätstests, in denen die relative Feuchte in  $z^* = 0$  km/5 km/10 km von 70%/50%/25% auf 80%/60%/35% erhöht wurde. Beim Vergleich mit dem in Kap. 4.2.2 gezeigten Sensitivitätstest, der wesentlich größere Unterschiede zeigte, ist zu beachten, daß sich der Taupunkt in diesem Test um bis zu 40 K von den Normalwerten unterscheidet. Der hier betrachteten Änderung der relativen Feuchte um 10% entspricht hingegen eine Taupunktänderung von nur 2 - 4 K. Der unter „solare Strahlung“ angegebene Fehler bezieht sich auf die Vernachlässigung

der Elliptizität der Erdumlaufbahn. Er wurde für  $\cos Z = 0,35$  und ganztägigen Sonnenschein durch eine Erhöhung der Solarkonstante von  $1370 \text{ W m}^{-2}$  auf  $1400 \text{ W m}^{-2}$  ermittelt. Bei der Bodenalbido beziehen sich die niedrigeren Werte auf Landgebiete und die höheren Werte auf küstennahe Gebiete, bei denen die unsichere Meereisbedeckung zu berücksichtigen ist. Die Fehlerabschätzungen für Ozon und Aerosole sind durch zusätzliche Sensitivitätstests, die in Kap. 4.2 nicht gezeigt wurden, abgesichert.

Addiert man gemäß dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz die Quadrate der Fehler und zieht daraus die Wurzel, erhält man einen Gesamtfehler von 2,7 K. In Anbetracht der recht vorsichtigen Annahmen ist dies ein erfreulich niedriger Wert. Für die Heizrate in  $z^* = 16 \text{ km}$  ergibt sich damit ein zu erwartender Fehler von lediglich 0,05 K/Tag.

### 4.3.2 Bestimmung der dynamischen Heizraten

Die Bestimmung der dynamischen Heizraten, die aufgrund der stratosphärischen Zirkulation in der polaren Stratosphäre auftreten (s. Kap. 2.1), erfolgt nun auf der Basis von zeitabhängigen Simulationen mit dem Strahlungs-Konvektions-Modell. Da der Aufbau dieser Simulationen in Kap. 4.1 ausführlich beschrieben ist, werden hier nur noch einige grundlegende Dinge zusammengefaßt. Die Simulationen starten am 15. März mit einem idealisierten Temperaturprofil, das ungefähr den Beobachtungen entspricht. Die Simulationszeit beträgt insgesamt 23 Monate (690 Tage), wobei die ersten 9 Monate als Einschwingzeit dienen. Danach (ab dem 15. Dezember) werden die Ergebnisse 14 Monate lang im Abstand von 10 Tagen abgespeichert. Die Überschneidung von zwei Monaten dient dabei zur Kontrolle der Stationarität der Simulation. In allen Fällen ergaben sich nur minimale Differenzen in der Größenordnung von 0,01 K bzw. 0,1 hPa. In den folgenden Abbildungen wird jeweils der Zeitraum vom 15. Dezember bis zum 15. Dezember des Folgejahres gezeigt, so daß die Markierungen auf der  $x$ -Achse der Monatsmitte entsprechen.

Die Bestimmung der Heizraten erfolgt durch Probieren, d. h. zu Beginn der Simulation wird ein (zeitabhängiges) Heizratenprofil festgelegt, das dann in der Simulation als Parameterisierung der dynamischen Heizung verwendet wird. Dieses Profil wird so lange angepaßt, bis der simulierte Jahresgang des Tropopausendruckes und der 100 hPa-Temperatur hinreichend genau den Beobachtungen, d. h. den Radiosondendaten der Jahre 1989-1993, entspricht (s. Abb. 4.12 und 4.13). Sicherlich wäre hier ein etwas objektiveres Verfahren wünschenswert, doch scheiterte der Versuch, einen Algorithmus zur Bestimmung dieser Heizraten zu entwickeln, an Konvergenzproblemen. Der vermutete Hauptgrund für diese Probleme ist die Einstellzeit des Strahlungsgleichgewichts, die in der unteren Stratosphäre mit rund 100 Tagen recht lang ist. Eine Heizrate, die für einen bestimmten Monat vorgegeben wird, wirkt sich daher auch auf die nachfolgenden Monate aus, so daß ein entsprechender Bestimmungsalgorithmus wohl nichtlokal arbeiten müßte. Da sich die Heizratenbestimmung „per Hand“ als vergleichsweise unproblematisch erwies, wurde auf die Entwicklung eines solchen Algorithmus schließlich verzichtet.

Auch die eigentlich elegantere Methode, die Temperaturprofile vorzugeben und dann mit Hilfe des Strahlungsmodelles die Strahlungsheizrate  $Q_{rad}$  zu bestimmen, erwies sich als nicht zielführend, denn diese läßt nur im Januar und Juli eine halbwegs genaue Bestimmung der dynamischen Heizrate  $Q_{dyn}$  zu. Allgemein gilt in der Stratosphäre nämlich  $\frac{\partial T}{\partial t} = Q_{rad} + Q_{dyn}$ , und die zeitliche Temperaturänderung  $\frac{\partial T}{\partial t}$  ist nur im Januar und Juli klein gegen  $Q_{rad}$  oder  $Q_{dyn}$ . Da zudem die Anzahl der verfügbaren Radiosondendaten oberhalb der 100 hPa-Fläche

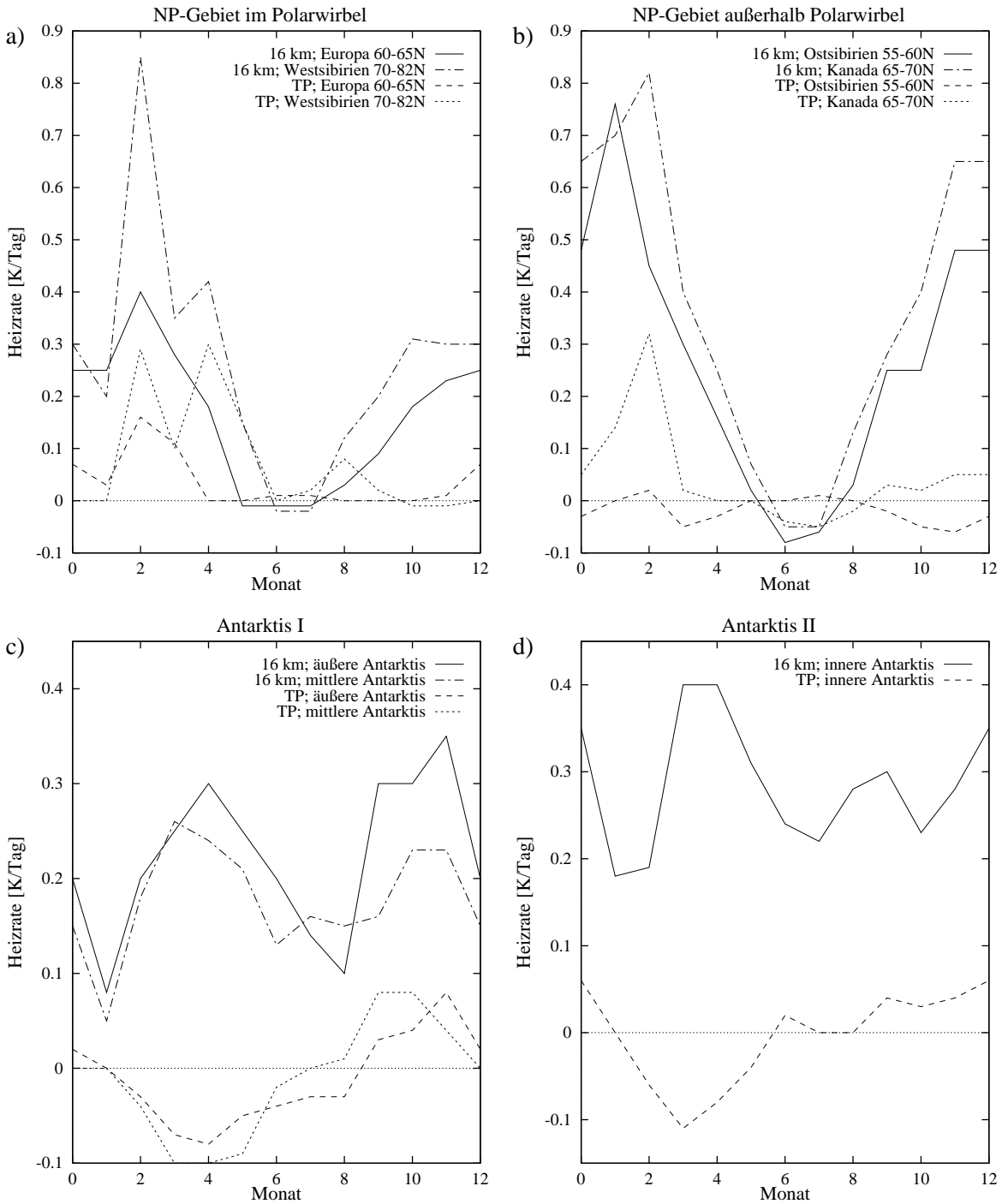


Abbildung 4.11: In den Simulationen ermittelte dynamische Heizraten [K/Tag]. Dargestellt sind sowohl die Werte unmittelbar über der Tropopause als auch in 16 km Höhe.

- a) Europa 60°N - 65°N, Westsibirien 70°N - 82,5°N;  
 b) Ostsibirien 55°N - 60°N, Kanada 65°N - 70°N;  
 c) äußere und mittlere Antarktis;  
 d) innere Antarktis.



rapide abnimmt, wäre die Genauigkeit der Temperaturprofile ohnehin unsicher. Aus demselben Grund erscheint auch die direkte Berechnung von  $\frac{\partial T}{\partial t}$  aus den Radiosondendaten nicht ratsam.

Wie schon am Ende von Kap. 4.1 beschrieben, wird das Heizratenprofil durch den Wert direkt oberhalb der Tropopause ( $Q_{dyn}(TP)$ ) und den Wert in  $z^* = 16$  km ( $Q_{dyn}(16 \text{ km})$ ) definiert. Zwischen der Tropopause und  $z^* = 16$  km wird linear in  $z^*$  interpoliert, und oberhalb davon nimmt die Heizrate gemäß Gl. (4.7) zu. Hinzuzufügen ist, daß  $Q_{dyn}(TP)$  und  $Q_{dyn}(16 \text{ km})$  für den 15. jedes Monats spezifiziert werden und an den dazwischenliegenden Tagen linear interpoliert werden. Die so ermittelten Heizraten sind in Abb. 4.11 für einige ausgewählte Regionen (Definition s. Kap. 3.1.3) dargestellt. In der Nordhemisphäre sind dies Europa  $60^\circ\text{N} - 65^\circ\text{N}$ , Westsibirien  $70^\circ\text{N} - 82,5^\circ\text{N}$  (jeweils Abb. 4.11a), Ostsibirien  $55^\circ\text{N} - 60^\circ\text{N}$  und Kanada  $65^\circ\text{N} - 70^\circ\text{N}$  (jeweils Abb. 4.11b). Die beiden erstgenannten Regionen liegen im Winter im Bereich des Polarwirbels, die anderen beiden nicht. In der Südhemisphäre werden die äußere, die mittlere und die innere Antarktis betrachtet (Abb. 4.11c,d). Für die Simulationen werden diesen Regionen die Breitengradwerte  $62,5^\circ\text{N}$ ,  $74^\circ\text{N}$ ,  $57,5^\circ\text{N}$ ,  $67,5^\circ\text{N}$ ,  $65,5^\circ\text{S}$ ,  $70^\circ\text{S}$  und  $80^\circ\text{S}$  zugewiesen. In Abb. 4.12 und 4.13 werden zur Kontrolle die simulierten Jahresgänge des PV-Tropopausendruckes und der 100 hPa-Temperatur mit den Daten verglichen.

Für alle Regionen des Nordpolargebietes gilt, daß im Winter in  $z^* = 16$  km (ca. 100 hPa) Heizraten der Größenordnung 0,5 K/Tag auftreten, während die Heizraten im Sommer sehr klein sind. Dies steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen früherer Studien (s. Abb. 2.4; Rosenfield et al., 1987). Die großen Unterschiede zwischen den einzelnen Regionen zeigen jedoch, daß durch die zonale Mittelung, die bislang in allen Arbeiten zu diesem Thema vorgenommen wurde, wesentliche Informationen verlorengehen. Zwischen Oktober und Januar liegen die 16 km-Heizraten im Bereich des Polarwirbels relativ konstant zwischen 0,2 und 0,3 K/Tag, außerhalb davon liegen sie hingegen im Oktober schon bei 0,3 - 0,4 K/Tag und steigen bis zum Januar auf 0,7 - 0,8 K/Tag. Dies zeigt, daß die allgemeine Absinkbewegung in der polaren Stratosphäre große zonale Unterschiede aufweist. Bei der Umrechnung von Heizraten in Vertikalbewegungen muß zwar die Stabilität berücksichtigt werden, doch sind die Heizraten hier so verschieden, daß man sicherlich den Schluß ziehen kann, daß die Absinkbewegung im Polarwirbel schwächer ist als im Aleutenhoch.

Ein grundlegend anderes Bild zeigt sich im Februar, denn nun überwiegen die meridionalen Unterschiede. Die beiden nördlich von  $65^\circ\text{N}$  gelegenen Regionen haben nun Heizraten von gut 0,8 K/Tag, während die südlicheren Regionen nur mehr 0,4 - 0,5 K/Tag aufweisen. Eine mögliche Interpretation dieses Verhaltens ist eine Quercirkulation nach Eliassen (1952), die der allgemeinen Absinkbewegung überlagert ist. Wird ein balancierter, axialsymmetrischer Wirbel durch einen radialen Gradienten der diabatischen Heizung gestört, entsteht eine Quercirkulation, um die Gradientwindbalance aufrechtzuerhalten. Wird beispielsweise das Wirbelzentrum gegenüber dem Wirbelrand gekühlt, tritt dort Absinken und folglich adiabatische Erwärmung auf. Falls das Zentrum des Polarwirbels nicht zu weit vom Pol entfernt liegt, läßt sich dieses einfache Modell auf die Realität übertragen, denn im Februar ist es in Polnähe noch ganztägig dunkel, während im Subpolargebiet die solare Einstrahlung schon deutlich zunimmt. Dies entspricht einer Kühlung des Wirbelzentrums gegenüber dem Wirbelrand, so daß in Polnähe mit verstärktem Absinken und daher mit verstärkter dynamischer Heizung zu rechnen ist.

Allerdings darf bei dieser Interpretation der Einfluß der Stratosphärenenerwärmungen nicht übersehen werden. Im Zeitraum 1989-1993, auf den sich die Auswertung der Radiosondendaten erstreckt, gab es nämlich zweimal (1989 und 1991) im Februar eine große Stratosphäre-

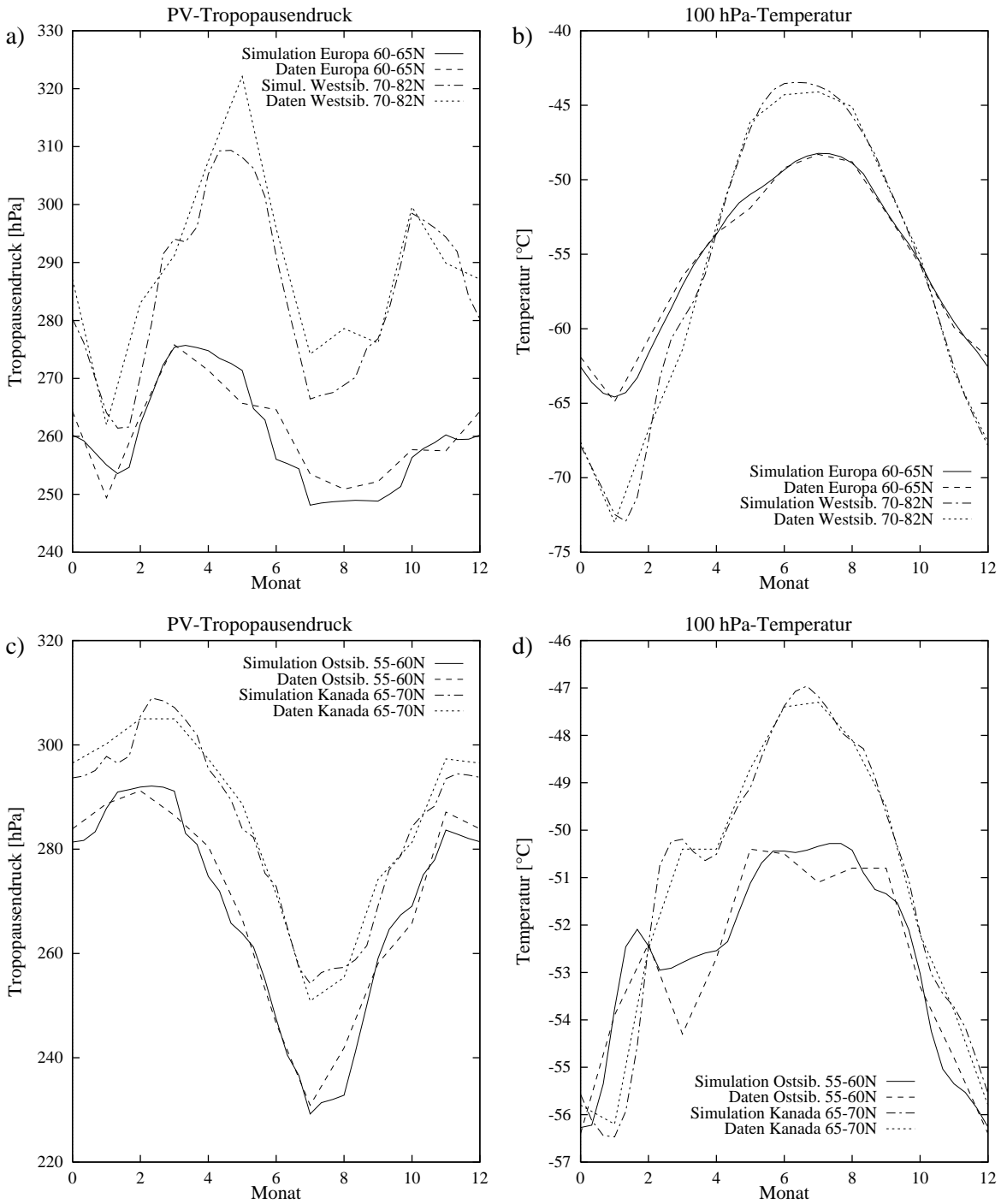


Abbildung 4.12: Vergleich der simulierten Jahrgänge des PV-Tropopausendruck [hPa] und der 100 hPa-Temperatur [°C] mit den Daten.

a), b) Europa 60°N - 65°N, Westsibirien 70°N - 82,5°N;  
 c), d) Ostsibirien 55°N - 60°N, Kanada 65°N - 70°N.

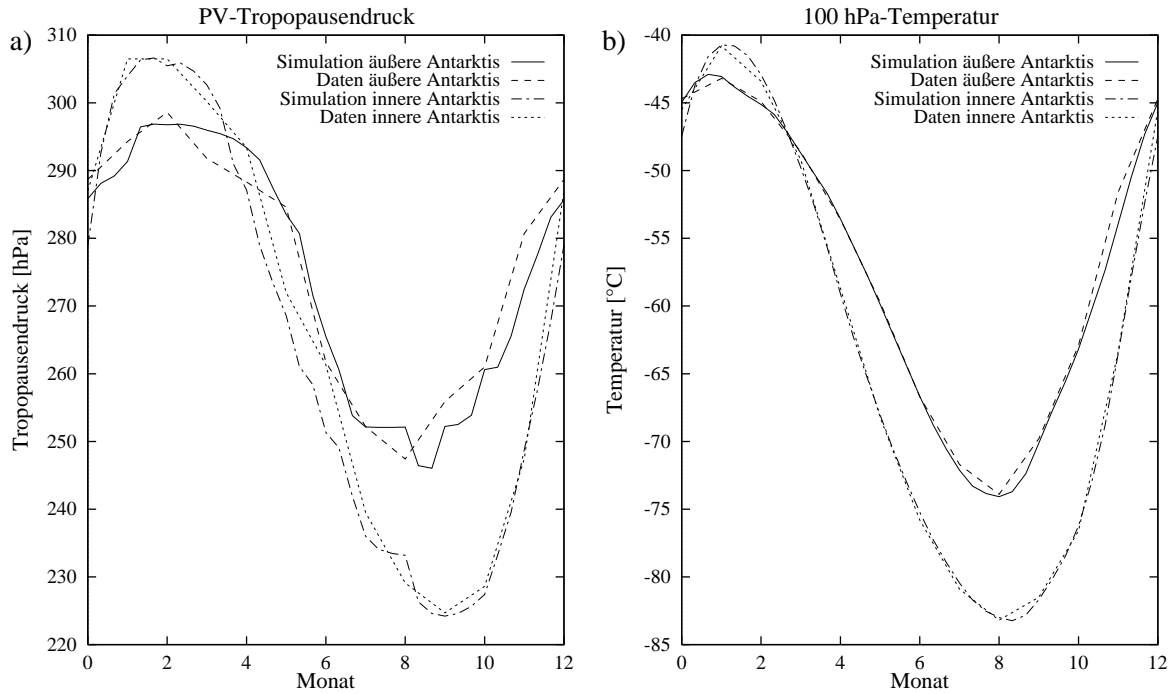


Abbildung 4.13: Vergleich der simulierten Jahrgänge des PV-Tropopausendruck [hPa] und der 100 hPa-Temperatur [°C] mit den Daten.

Dargestellte Regionen: äußere und innere Antarktis.

nerwärmung (Naujokat and Labitzke, 1993). Zudem zeigte eine genaue Auswertung der 100 hPa-Temperaturen, daß sich diese Stratosphärenerwärmungen gerade im Raum Westsibirien sehr stark auswirkten. Die markante Heizratenspitze, die in Abb. 4.11a für Westsibirien zu sehen ist, dürfte also nicht dem klimatologischen Mittel entsprechen. Da große Stratosphärenerwärmungen im Mittel etwas seltener als zweimal in fünf Jahren und außerdem nicht immer im Februar auftreten, ist im Klimamittel mit einem flacheren und breiteren Heizratenmaximum zu rechnen. Nichtsdestotrotz dürfte dabei der meridionale Gradient der dynamischen Heizrate erhalten bleiben, so daß die oben gegebene Interpretation beibehalten werden kann.

Die verbleibenden Monate des Jahres können recht kurz behandelt werden. Zwischen März und Mai gehen die Heizraten überall zurück, wobei ein gewisser meridionaler Gradient erhalten bleibt. Im Sommer betragen die Heizraten unter Berücksichtigung der oben angegebenen Genauigkeit von 0,05 K/Tag in den meisten Regionen ungefähr Null, nur in Ostsibirien scheint eine geringfügige Kühlung vorhanden zu sein. Ab August nehmen die Heizraten überall wieder zu. Die Heizraten direkt über der Tropopause sind meist kleiner als 0,05 K/Tag und damit nicht als signifikant zu betrachten, nur im Winter liegen sie in den Regionen nördlich von 60°N deutlich über Null. Daraus läßt sich folgern, daß im Winter die Absinkbewegung in der polaren Stratosphäre auch in Tropopausennähe noch nennenswert ist. Wie gut sich die Jahrgänge des Tropopausendruckes und der 100 hPa-Temperatur mit Hilfe der hier spezifizierten Heizraten reproduzieren lassen, ist in Abb. 4.12 zu erkennen. Die Differenzen der 100 hPa-Temperatur liegen generell unter 2 K, in den Regionen mit schwachem Jahresgang sogar noch niedriger, und die Differenzen des Tropopausendruckes liegen mit Ausnahme von Westsibirien nirgends über 5 hPa. Die Korrektur der verbleibenden Abweichungen in Westsibirien hätte im Tropopausen-

niveau größere Heizraten als im 100 hPa-Niveau erfordert. Ein derartiges Heizratenprofil wäre aber physikalisch fragwürdig.

Das Südpolargebiet (Abb. 4.11c,d) zeigt – wie schon so oft – fundamentale Unterschiede zum Nordpolargebiet. Zum einen sind die 16 km-Heizraten im Winter mit nur 0,15 - 0,25 K/Tag deutlich kleiner als im Nordpolargebiet, und zum anderen sind sie im Sommer mit ziemlicher Sicherheit größer als Null. In der äußeren und mittleren Antarktis ist zudem eine Doppelwellenstruktur zu erkennen. Die höchsten Heizraten treten hier im Frühjahr und Herbst auf, im Winter liegt ein breites Minimum, und nur im Januar sinkt die Heizrate unter 0,1 K/Tag. In der inneren Antarktis bewegen sich die Heizraten zwischen 0,2 und 0,4 K/Tag, ohne daß dabei ein eindeutiger Jahresgang zu identifizieren wäre.

Die Simulation der Beobachtungen gelingt mit Hilfe dieser Heizratenwerte sehr gut (Abb. 4.13). Ein quantitativer Vergleich dieser Werte mit den in Abb. 2.4 gezeigten Resultaten von Rosenfield et al. (1987) ist aufgrund des dort gewählten Isolinienabstandes von 0,5 K/Tag jedoch nicht möglich. Immerhin läßt sich sagen, daß alle bisherigen Arbeiten zu dem Ergebnis kommen, daß die dynamischen Heizraten im Südpolarwinter erheblich kleiner als im Nordpolarwinter sind. Auch die theoretische Erklärung hierfür ist schon seit längerem bekannt (s. Kap. 2.1). Der Grund ist, daß die Rossbywellenaktivität in der Südhemisphäre mangels Orographie deutlich schwächer als in der Nordhemisphäre ist. Dadurch ist auch der Impulstransport in die Stratosphäre, der die stratosphärische Zirkulation antreibt (z. B. Haynes et al., 1991), entsprechend schwächer.

Eine bislang offene Frage ist hingegen, wie die dynamische Heizung im Sommer zu erklären ist. Erwähnenswert ist zunächst, daß bereits Rosenlof (1995) zu dem Ergebnis kam, daß die Absinkgeschwindigkeit in 70 hPa im antarktischen Sommer nur unwesentlich kleiner als im antarktischen Winter ist (s. Abb. 2.2). Da die stratosphärische Stabilität im Sommer höher als im Winter ist, resultieren daraus ungefähr gleich große Heizraten. In der Interpretation erwähnte Rosenlof dieses Phänomen allerdings nicht einmal. Das Problem liegt darin, daß im Sommer in der Stratosphäre Ostwind herrscht, so daß eine vertikale Ausbreitung von Rossbywellen nicht möglich ist. Damit kann der Stratosphäre auch kein zonaler Impuls entzogen werden, was aber nötig wäre, um eine Meridionalzirkulation aufrechtzuerhalten. Ein möglicher Ansatzpunkt ist, daß die Umkehr der Strömungsrichtung im Südsommer erst in rund 22 km (ca. 40 hPa) erfolgt (Randel, 1992). Unterhalb davon ist noch eine vertikale Ausbreitung der Rossbywellen möglich, und bei der Annäherung an das kritische Niveau ist auch ein Brechen der Wellen und eine Impulsübertragung an den Grundstrom zu erwarten. Somit erscheint eine sehr flache Meridionalzirkulation im antarktischen Sommer möglich.

Es sei nicht verschwiegen, daß gemäß dieser Überlegung das in der Simulation angenommene Heizratenprofil, in dem die Heizrate mit der Höhe kontinuierlich zunimmt, im antarktischen Sommer falsch ist. Kontrollsimulationen zeigen jedoch, daß die dadurch hervorgerufene zu hohe Temperatur in der mittleren und oberen Stratosphäre nur geringe Auswirkungen auf die 100 hPa-Temperatur hat, denn die langwellige Gegenstrahlung dieser Luftschichten ist sehr schwach. Die durch das unpassende Heizratenprofil verursachte Unterschätzung der 16 km-Heizrate liegt auf jeden Fall unter 0,02 K/Tag.

Zu erwähnen sind noch die Heizraten unmittelbar über der Tropopause. Auffallend ist hier vor allem, daß in allen drei Regionen der Antarktis im Herbst negative Heizraten von rund  $-0,1$  K/Tag vorgegeben werden müssen, um die beobachteten Jahresgänge des Tropopausendrucks (s. Abb. 4.13) korrekt zu reproduzieren. Eine befriedigende Erklärung für das Zustandekommen

dieser negativen Heizraten kann jedoch nicht gegeben werden. Angesichts der Größe dieser Kühlraten sowie der Tatsache, daß diese in allen drei Regionen der Antarktis gleichermaßen auftreten, ist aber auch die Wahrscheinlichkeit gering, daß es sich hierbei um einen Fehler handelt.

### **Bestimmung der Heizraten aus den ERA-Daten**

Ursprünglich war im Rahmen dieser Arbeit vorgesehen, die dynamischen Heizraten der polaren Stratosphäre aus den ERA-Daten zu bestimmen und dann im Strahlungs-Konvektions-Modell für die Simulation des Jahresgangs der Tropopause zu verwenden. Es stellte sich jedoch rasch heraus, daß diese Methode nicht zum gewünschten Erfolg führt. Die simulierten Tropopausen waren vor allem im Nordpolarwinter viel zu tief und zu warm, wobei die Größe des Fehlers noch dazu regional sehr verschieden war. Während sich der Fehler in Ostsibirien mit rund 50 hPa noch in Grenzen hielt, war die simulierte Tropopause in Westsibirien um bis zu 200 hPa zu tief. Sicherlich ist die Größe dieser Fehler teilweise auf die in den Simulationen verwendete Kopplung der Feuchte und des Ozons an die Tropopause zurückzuführen, denn diese Kopplung bewirkt einen positiven Rückkopplungseffekt. Dennoch erhebt sich aufgrund dieses Ergebnisses der Verdacht, daß die ERA-Daten für derartige Berechnungen nicht geeignet sind.

Um diese Frage zu untersuchen, wurden die aus den ERA-Daten ermittelten Heizraten mit den in Abb. 4.11 gezeigten Werten verglichen. Dabei stellte sich heraus, daß die ERA-Heizraten vor allem im Bereich zwischen 250 und 150 hPa erheblich zu hoch sind. Während die oben beschriebenen Simulationen ergaben, daß die Heizraten direkt über der Tropopause in den meisten Jahreszeiten ungefähr Null betragen und auch im Winter nicht über 0,3 K/Tag steigen, lieferten die ERA-Daten im Winter Werte zwischen 0,3 und 1,1 K/Tag. Bemerkenswert ist dabei vor allem die zonale Variation der ERA-Heizraten. Zwischen 55°N und 70°N ergaben sich beispielsweise für Westsibirien erheblich höhere Werte als für Europa und Ostsibirien. Dies steht in krassem Widerspruch zu der Beobachtung, daß die untere Stratosphäre in Europa und Westsibirien deutlich kälter als in Ostsibirien ist. Außerdem lassen sich dadurch die gerade in Westsibirien total falschen Simulationsergebnisse erklären.

Es muß also der Schluß gezogen werden, daß die ERA-Daten nicht zur Berechnung stratosphärischer Heizraten geeignet sind. Die Heizraten sind nicht nur im zonalen Mittel zu hoch, sondern auch räumlich falsch verteilt. Da, wie zu Beginn von Kap. 4 erwähnt, das in dieser Arbeit verwendete Morcrette-Schema aus dem ECMWF-Modell stammt, können die Diskrepanzen sicherlich nicht auf unterschiedliche Strahlungsschemata zurückgeführt werden. Vermutlich sind die Ursachen im ECMWF-Modell zu suchen. Eine sehr interessante Information hierzu liefert die Arbeit von Morcrette (1990), in der Tests mit dem damals neu eingeführten Strahlungsschema beschrieben werden. In einem dieser Tests wurde das Modell im Dezember gestartet und 90 Tage lang vorwärtsintegriert. Die mittlere Temperatur der letzten 30 Simulationstage zeigte zwar in den meisten Regionen gute Übereinstimmung mit klimatologischen Daten, in der unteren Stratosphäre des Nordpolargebiets lag sie jedoch im zonalen Mittel um 10 - 15 K zu hoch. Dies ist konsistent mit den hier gefundenen überhöhten Heizratenwerten.

### **4.3.3 Die Bedeutung der dynamischen Heizraten**

In Sensitivitätstests ohne parameterisierte dynamische Heizung wird nun deren Einfluß auf die 100 hPa-Temperatur und den Tropopausendruck untersucht. In Abb. 4.14 werden zunächst

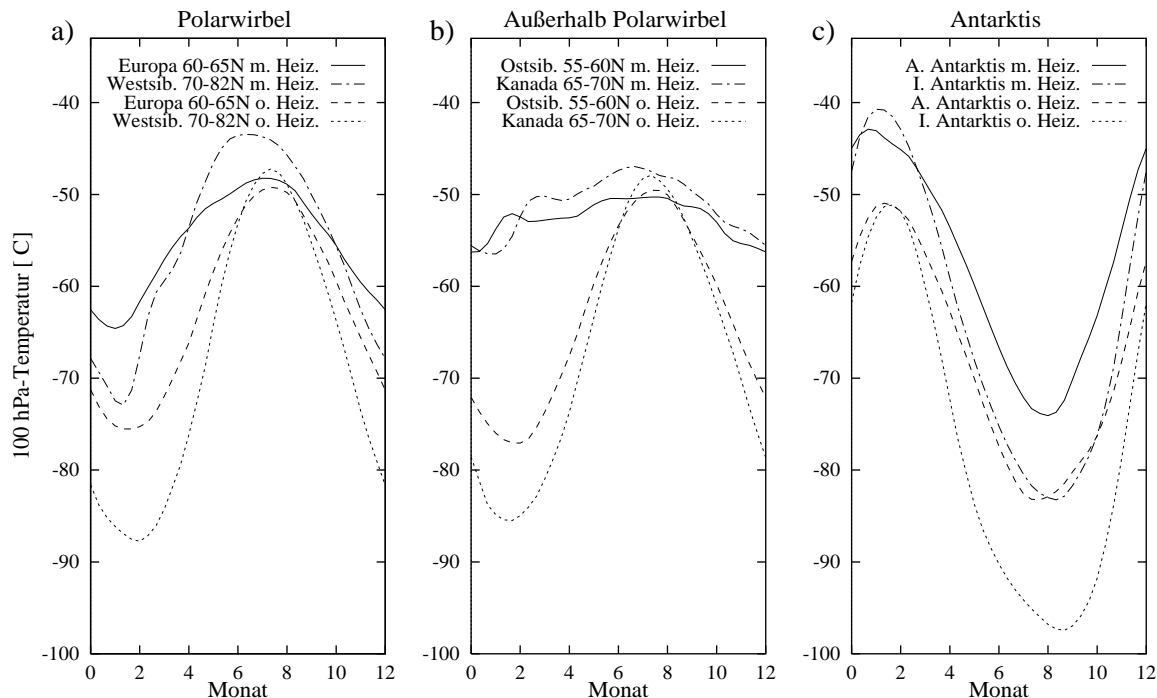


Abbildung 4.14: Vergleich der Jahresgänge der 100 hPa-Temperaturen [°C] zwischen den Simulationen mit parameterisierter dynamischer Heizung und den Simulationen ohne Heizung.

a) Europa 60°N - 65°N, Westsibirien 70°N - 82,5°N;

b) Ostsibirien 55°N - 60°N, Kanada 65°N - 70°N;

c) äußere und innere Antarktis.

die 100 hPa-Temperaturen der Simulationen mit und ohne Heizung verglichen, und in Abb. 4.15 folgt der Vergleich der Tropopausendrucke. Zur Illustration der Unterschiede zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause bei labil geschichteter Stratosphäre werden in Abb. 4.15 für die Simulationen ohne Heizung auch die Jahresgänge der thermischen Tropopause gezeigt.

Wie nicht anders zu erwarten, liegt die 100 hPa-Temperatur in den Simulationen ohne Heizung vor allem im Winter weitaus tiefer als in Wirklichkeit bzw. in den Simulationen mit entsprechender Heizung. Am größten sind die Unterschiede im Nordpolargebiet außerhalb des Polarwirbels (Abb. 4.14b), wo die Differenz im Winter bis zu 30 K (Kanada 65°N - 70°N) erreicht. Dies steht in Einklang mit der Tatsache, daß hier die höchsten Heizraten vorgegeben werden mußten. Zu erwähnen ist, daß die negativen Heizraten, die in Ostsibirien und Kanada im Sommer vorgegeben wurden, nicht automatisch bedeuten, daß in der Simulation ohne Heizung im Sommer höhere Temperaturen als in Wirklichkeit erreicht werden. Wie ein Blick auf Abb. 4.14b zeigt, schneiden sich die Temperaturkurven nur in Ostsibirien. Dies ist auf die Einstellzeit des Strahlungsgleichgewichts zurückzuführen, die in diesem Höhengniveau einige Monate beträgt. Aus demselben Grund erreichen auch in Europa und Westsibirien die Temperaturkurven ohne Heizung nicht die beobachteten Sommertemperaturen, obwohl im Sommer selbst keine dynamische Heizung wirkt. In der Antarktis fällt auf, daß die Temperaturkurven mit und ohne Heizung jeweils ungefähr parallel laufen. Darin spiegelt sich die Tatsache wider,

daß die Heizraten dort nur einen geringen Jahresgang aufweisen.

Die Jahresgänge des PV-Tropopausendrucks zeigen ohne Heizung im gesamten Nordpolargebiet eine völlig andere Struktur als mit Heizung. Die höchsten Tropopausendrucke werden nun generell im Herbst erreicht, und die niedrigsten im Spätwinter oder Frühling. Lediglich in der Antarktis (Abb. 4.15e,f) weisen beiden Jahresgänge ein ähnliches Muster auf, denn dort wird ein Druckminimum im Winter auch tatsächlich beobachtet. Außer im Spätsommer und Herbst ist zudem in allen Regionen der Tropopausendruck ohne Heizung bei weitem niedriger als mit Heizung. Dies entspricht dem in Kap. 4.2 diskutierten Verhalten, daß der Tropopausendruck sinkt, wenn die untere Stratosphäre kälter wird. Insgesamt läßt sich also sagen, daß die stratosphärische Heizung einen sehr wesentlichen Einfluß auf den Jahresgang der Tropopause hat. Auf eine quantitative Diskussion der Tropopausendruckdifferenzen wird hier aber verzichtet, da diese sicherlich empfindlich von den in den Sensitivitätstests gemachten Annahmen (gleicher troposphärischer Temperaturgradient wie mit Heizung, gleicher maximaler stratosphärischer Ozonpartialdruck etc.) abhängen (vgl. dazu Fels (1985) mit Shine (1987)).

Die thermische Tropopause, die in den Simulationen mit Heizung außer in der inneren Antarktis weitgehend deckungsgleich mit der PV-Tropopause ist, liegt nun vor allem in den polnahen Regionen im Winter deutlich höher als die PV-Tropopause. Dies ist eine unmittelbare Folge der Tatsache, daß die Temperatur nun auch in der Stratosphäre mit zunehmender Höhe deutlich abnimmt. In der inneren Antarktis ist der Temperaturgradient in der zweiten Augushälfte sogar bis zum 10 hPa-Niveau kleiner als  $-2 \text{ K km}^{-1}$ , weshalb die thermische Tropopausendefinition dort überhaupt kein verwertbares Ergebnis liefert.

#### 4.3.4 Untersuchungen zum antarktischen Ozonloch

Seit Anfang der achtziger Jahre kommt es im antarktischen Frühling regelmäßig zu einem drastischen Abbau der stratosphärischen Ozonschicht, der sich seit dieser Zeit immer weiter verstärkte und allgemein als Ozonloch bezeichnet wird. Am stärksten wirkt sich der Ozonabbau in der unteren Stratosphäre aus, also dort, wo die höchsten Ozonpartialdrücke erreicht werden. Verantwortlich für dieses Phänomen sind chemische Reaktionen, die während der Polarnacht auf der Oberfläche der polaren stratosphärischen Wolken (PSC's) ablaufen (Crutzen and Arnold, 1986). Diese Reaktionen bewirken unter anderem eine Umwandlung stabiler Chlorverbindungen ( $\text{ClONO}_2$ ,  $\text{HCl}$ ) in Chlormoleküle ( $\text{Cl}_2$ ) und Chloroxid ( $\text{ClO}$ ), die unter Sonneneinstrahlung photolysiert werden und somit Chloratome freisetzen. Diese freien Chloratome wirken als Katalysator für zahlreiche Ozonabbaureaktionen und sorgen zusammen mit einigen ähnlich wirkenden Substanzen (z. B. Brom) für einen rapiden Abbau der stratosphärischen Ozonschicht, sobald in der Antarktis die Polarnacht zu Ende ist.

Aufgrund des Ozonlochs ist im antarktischen Frühling mit einer verzögerten Erwärmung der unteren Stratosphäre zu rechnen, denn die Absorption solarer Strahlung ist dort während der Dauer des Ozonlochs stark reduziert. Anhand der ERA-Daten wurde zunächst überprüft, ob ein derartiger Trend tatsächlich zu beobachten ist. Hierzu wurden die 100 hPa-Temperaturen der Monate Oktober 1979-1983 und Oktober 1989-1993 verglichen. Da im Laufe des Oktobers ein deutlicher Temperaturanstieg zu verzeichnen ist, wurden die Daten über halbe Monate gemittelt. Die beiden fünfjährigen Mittel über die erste Oktoberhälfte sind in Abb. 4.16a,b wiedergegeben. Im Zentrum des Polarwirbels ist darin ein Temperaturrückgang um rund 4 K zu erkennen, am Rand des Wirbels ist der Rückgang etwas schwächer und aufgrund des star-

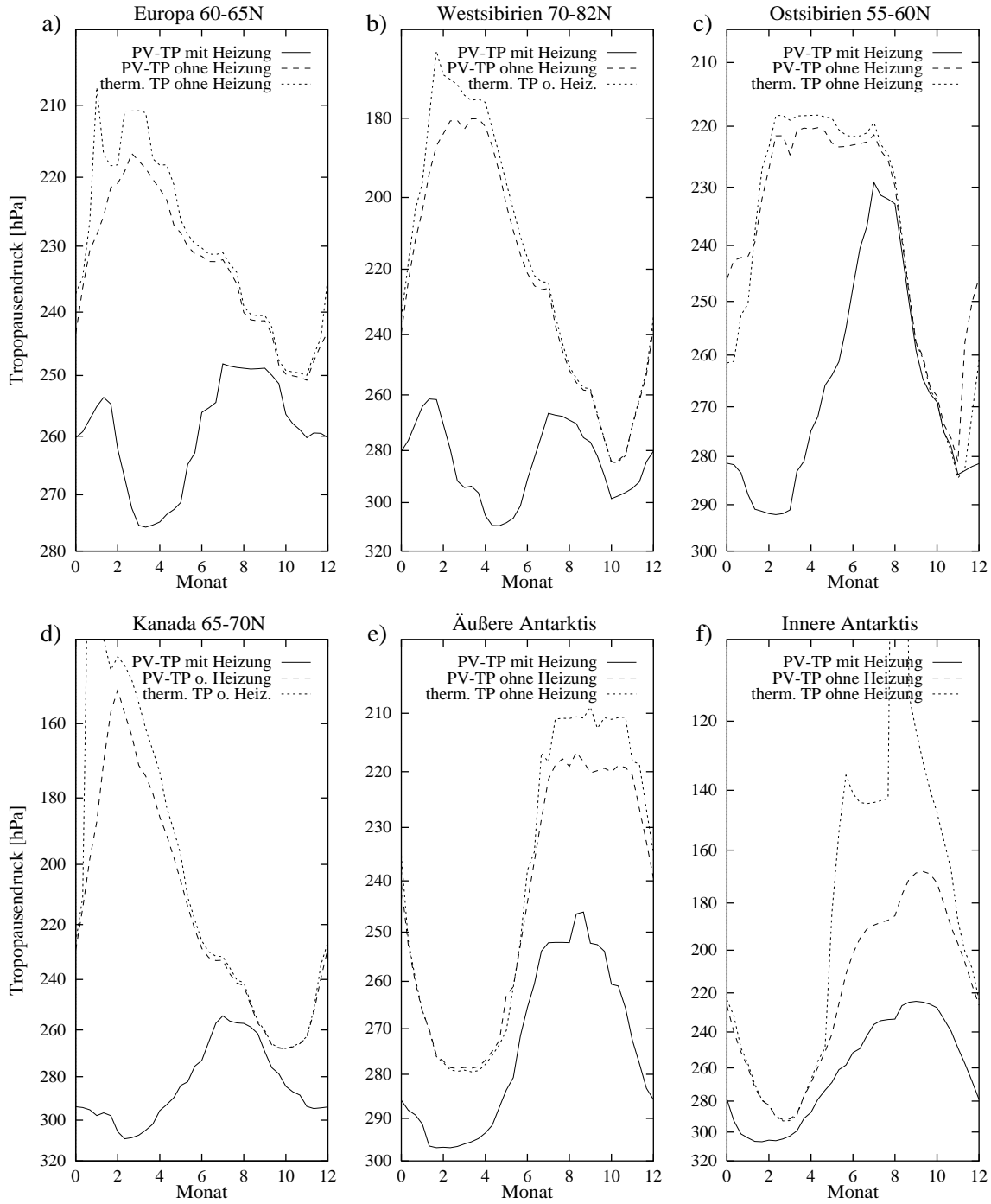
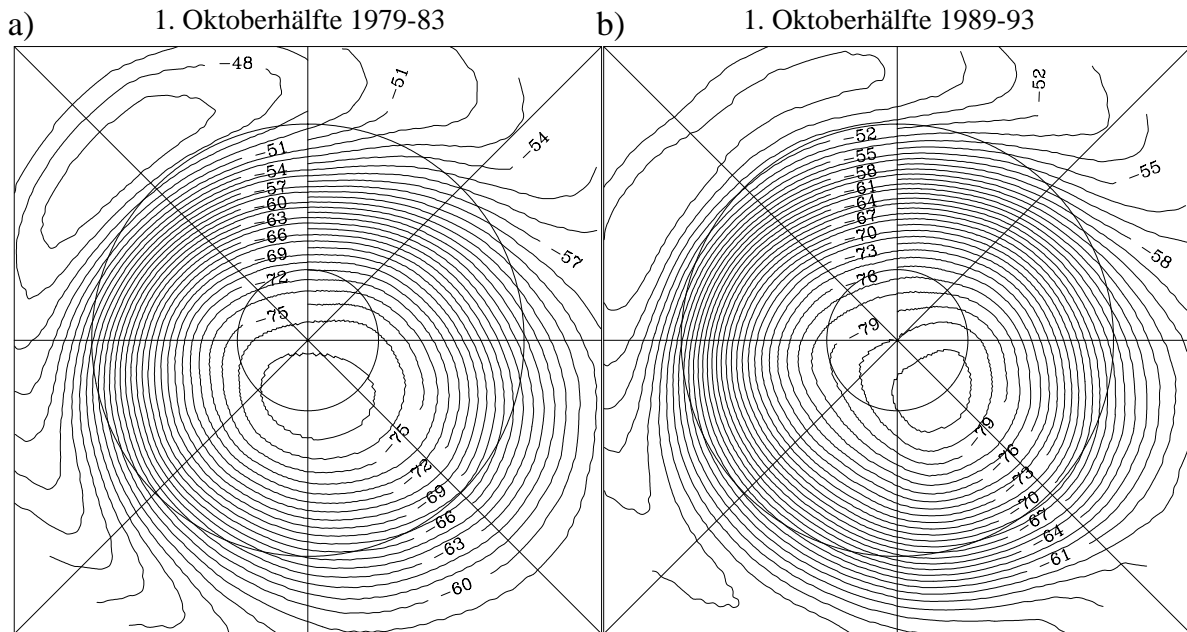


Abbildung 4.15: Vergleich der Jahrgänge des PV-Tropopausendrucks [hPa] zwischen den Simulationen mit parameterisierter dynamischer Heizung und den Simulationen ohne Heizung. Für die Simulationen ohne Heizung ist zusätzlich die thermische Tropopause angegeben.

- a) Europa 60°N - 65°N;      d) Kanada 65°N - 70°N;  
 b) Westsibirien 70°N - 82,5°N;      e) äußere Antarktis;  
 c) Ostsibirien 55°N - 60°N;      f) innere Antarktis.



## 100 hPa-Temperatur Antarktis



## Tropopausendruck Antarktis

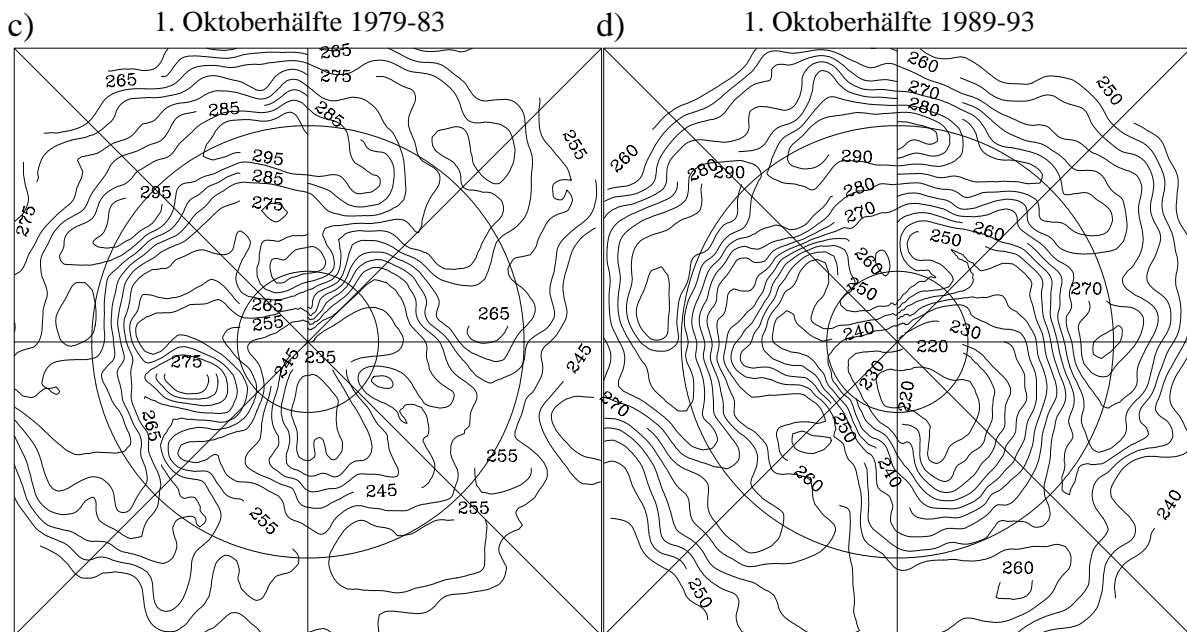


Abbildung 4.16: Fünfjahresmittel der 100 hPa-Temperatur [°C] und des Tropopausendruckes [hPa] in der Antarktis. Der Isolinienabstand beträgt 1 K bzw. 5 hPa.

- a) 100 hPa-Temperatur, 1. Oktoberhälfte, Zeitraum 1979-83;
- b) 100 hPa-Temperatur, 1. Oktoberhälfte, Zeitraum 1989-93;
- c) Tropopausendruck, 1. Oktoberhälfte, Zeitraum 1979-83;
- d) Tropopausendruck, 1. Oktoberhälfte, Zeitraum 1989-93.

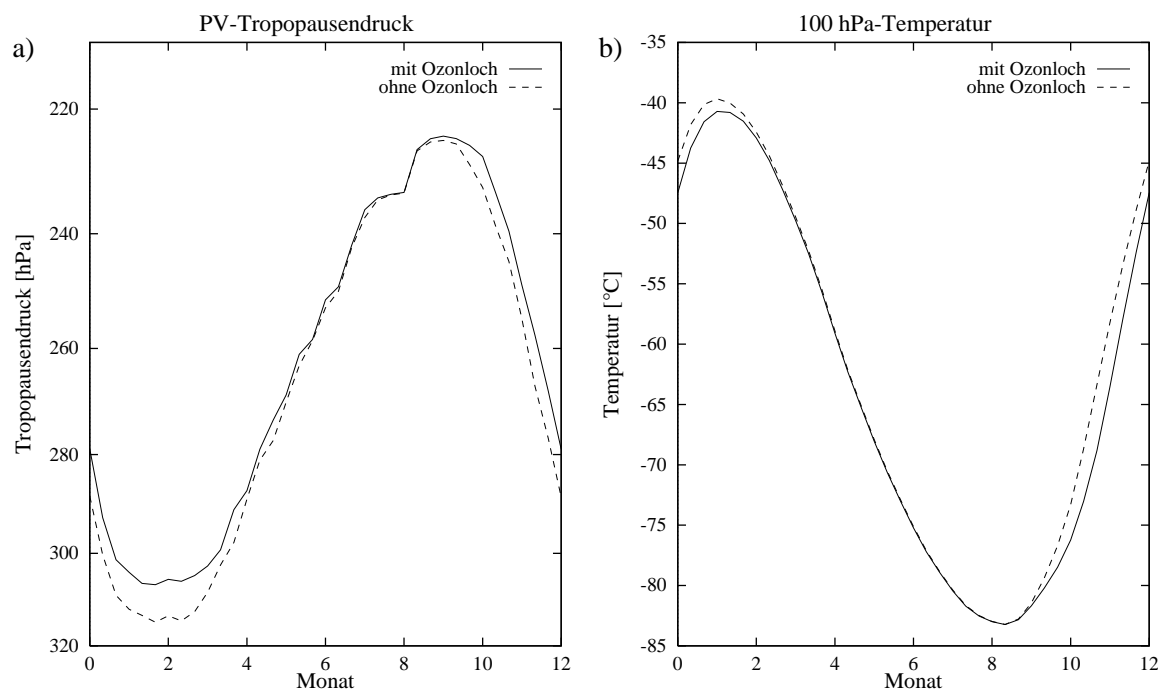


Abbildung 4.17: Vergleich der simulierten Jahressgänge des Tropopausendruckes (a) und der 100 hPa-Temperatur (b) in der inneren Antarktis mit und ohne Ozonloch.

ken Gradienten nur schwer zu erkennen. In der zweiten Oktoberhälfte sind die Unterschiede geringfügig schwächer. Um die statistische Signifikanz des Temperaturrückgangs abzuschätzen, wird die Temperatur zunächst über den Polarwirbel gemittelt. Die Mittelung erstreckt sich dabei über alle Regionen südlich von  $80^{\circ}\text{S}$ , zwischen  $180^{\circ}\text{W}$  und  $90^{\circ}\text{O}$  außerdem über den Bereich zwischen  $75^{\circ}\text{S}$  und  $80^{\circ}\text{S}$  und zwischen  $90^{\circ}\text{W}$  und  $0^{\circ}$  zusätzlich über den Breitenabschnitt  $70^{\circ}\text{S}$  -  $75^{\circ}\text{S}$ . Für dieses Gebiet werden dann die fünfjährigen Mittel und die Standardabweichungen innerhalb der beiden Zeitintervalle berechnet. Es ergibt sich eine Mittelwertsdifferenz von 3,4 K, und die Standardabweichungen betragen 1,2 K bzw. 2,0 K. Nach dem gängigen  $t$ -Test folgt daraus ein Signifikanzniveau von 99%. Da unsicher ist, ob die für die Gültigkeit des  $t$ -Tests erforderliche Normalverteilung erfüllt ist (s. Kap. 3.2.1), wird zusätzlich der Rangfolgentest nach Wilcoxon, Mann und Whitney (z. B. Schönwiese, 1992) angewendet. Dieser ist zwar strenggenommen erst ab einem Datenumfang von je 10 Elementen gültig, dafür aber verteilungsfrei, d. h. es wird nicht vorausgesetzt, daß die betrachtete Größe einer bestimmten statistischen Verteilung genügen muß. Nach dem Rangfolgentest ergibt sich ein Signifikanzniveau von 98%, was ebenfalls ein sehr guter Wert ist.

Im Zusammenhang mit dem Rückgang der 100 hPa-Temperatur ist auch ein Rückgang des Tropopausendruckes zu erwarten. Dieser wurde bereits von Hoinka (1998) mittels einer Trendanalyse festgestellt. Für den Monat Oktober fand er im Zeitraum 1979-1993 in der inneren Antarktis einen Rückgang des Tropopausendruckes um 8 - 9 hPa in 10 Jahren. Das Signal-Rausch-Verhältnis dieses Trends beträgt 1,6, was einem Signifikanzniveau von rund 90% entspricht. Zu einem ähnlichen Resultat kommt man, wenn man die Differenz der Mittelwerte 1979-83 und 1989-93 betrachtet. Im Mittel über das oben definierte Gebiet ergibt sich für

die erste Oktoberhälfte ein Rückgang um 14 hPa und in der zweiten Oktoberhälfte ein Rückgang um 6 hPa, woraus ein Monatsmittel von 10 hPa resultiert. Die Druckfelder für die erste Oktoberhälfte sind in Abb. 4.16c,d dargestellt. Im Vergleich zu den Feldern der 100 hPa-Temperatur erkennt man hier eine deutlich höhere räumliche Variabilität der Felder, die wohl auf den Einfluß synoptischskaliger Störungen zurückzuführen ist. Eine Mittelung über fünf halbe Monate genügt offensichtlich nicht, um diesen zu eliminieren. Auch die zeitliche Variabilität des Tropopausendrucks ist recht hoch. Die Standardabweichung des Tropopausendrucks von den beiden fünfjährigen Mitteln beträgt in der ersten Oktoberhälfte jeweils 12 hPa und in der zweiten Oktoberhälfte 13 bzw. 7 hPa. Die statistische Signifikanz ist hier also deutlich schlechter als bei der 100 hPa-Temperatur; der Rangfolgentest ergibt ein Signifikanzniveau von 95% in der ersten Oktoberhälfte und 85% in der zweiten Oktoberhälfte (*t*-Test: 90% bzw. 70%). Die von Hoinka gefundene recht schwache Signifikanz bestätigt sich also. Um hier eine sicherere Aussage machen zu können, wären weitere Daten erforderlich.

Mit Hilfe eines Sensitivitätstests ohne Ozonloch kann nun überprüft werden, inwieweit sich die beobachteten Veränderungen durch die Unterschiede im Strahlungsantrieb erklären lassen. Die dabei für die innere Antarktis gewonnenen Ergebnisse sind in Abb. 4.17 zusammengefaßt. Die 100 hPa-Temperatur liegt bei Berücksichtigung des Ozonlochs zwischen September und Februar niedriger als ohne Ozonloch, wobei Mitte November mit gut 5 K die größte Differenz erreicht wird. Im Mittel über den Oktober ergibt sich eine Differenz von 3,2 K, was ziemlich genau den Beobachtungen entspricht. Die größten Temperaturdifferenzen werden zwischen 20 und 40 hPa simuliert. Mitte Oktober betragen sie dort rund 6 K, und Mitte November rund 7 K. Diese entsprechen allerdings nicht den Beobachtungen (s. u). In einer ähnlich aufgebauten Simulation kommt Shine (1986) auf eine maximale Differenz von 6 K im 50 hPa-Niveau, und auch Forster et al. (1997) finden vergleichbare Werte. Dies läßt darauf schließen, daß die mit einer Änderung der Ozonkonzentration verbundenen Temperaturänderungen nicht empfindlich von Modelldetails oder den verwendeten Parametern abhängen (Shine und Forster et al. berücksichtigten z. B. die Bodeninversion nicht).

Zusammen mit der 100 hPa-Temperatur ändert sich auch der Tropopausendruck, allerdings nicht proportional. Im Oktober liegt der Tropopausendruck bei Berücksichtigung des Ozonlochs um rund 5 hPa niedriger als ohne Ozonloch, und die größten Druckdifferenzen von bis zu 9 hPa treten im Dezember und Januar auf (der optische Eindruck täuscht hier etwas). Letzteres ist etwas überraschend, da die Temperaturdifferenz in 100 hPa in diesem Zeitraum schon wieder zurückgeht. Der Grund hierfür sind vermutlich modellinterne Rückkopplungen. Der Vergleich mit den Beobachtungen zeigt, daß die simulierte Druckdifferenz im Oktober nur ungefähr halb so groß wie die beobachtete ist. In Anbetracht der recht geringen Signifikanz der beobachteten Änderung bedeutet dies zwar nicht zwingendermaßen, daß die simulierte Druckdifferenz zu gering ist, aber ausgeschlossen werden kann eine Ungenauigkeit dieser Größenordnung natürlich nicht. Klarheit kann hier nur eine längere Zeitreihe schaffen. Die Tatsache, daß aufgrund der Abkühlung der unteren Stratosphäre mit einem Rückgang des Tropopausendrucks zu rechnen ist, ist jedoch physikalisch gesichert.

Wie schon angedeutet, entsprechen die für den Oktober simulierten Temperaturänderungen zwar im 100 hPa-Niveau den Beobachtungen, nicht aber in höheren Niveaus. Als Beispiel hierfür sind in Abb. 4.18 die beobachteten Halbmonatsmittel der 10 hPa-Temperatur der Zeiträume 1979-83 und 1989-93 dargestellt. Während die Simulationen in Abhängigkeit vom angenommenen Oberrand des Ozonlochs keine Temperaturänderung oder gar eine Abkühlung vorhersagen,

## 10 hPa-Temperatur Antarktis

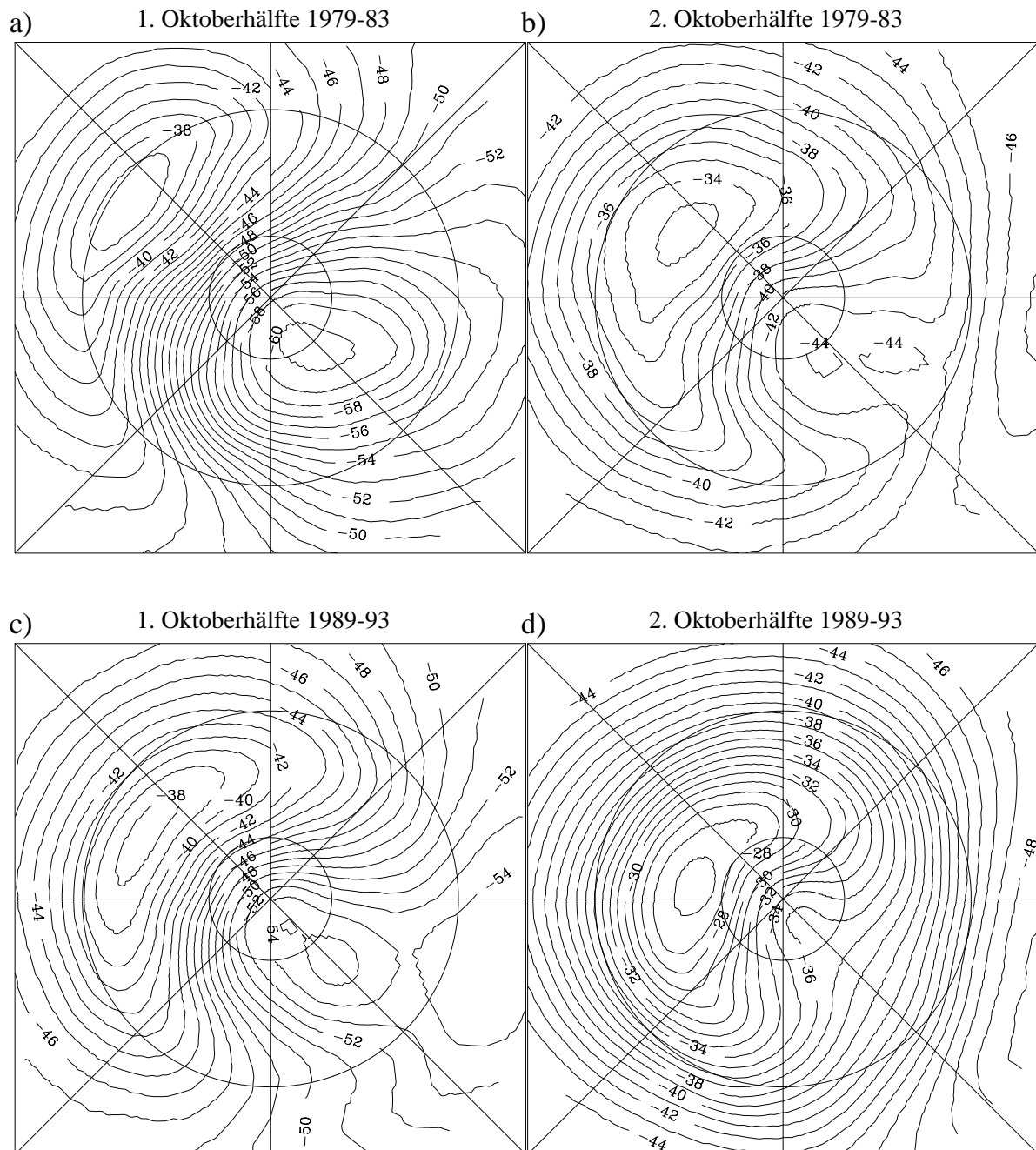


Abbildung 4.18: Fünfjahresmittel der 10 hPa-Temperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ] in der Antarktis. Der Isolinienabstand beträgt 1 K.

- a) 1. Oktoberhälfte, Zeitraum 1979-83;
- b) 2. Oktoberhälfte, Zeitraum 1979-83;
- c) 1. Oktoberhälfte, Zeitraum 1989-93;
- d) 2. Oktoberhälfte, Zeitraum 1989-93.

ist in den Daten eine deutliche Erwärmung zu erkennen, die in beiden Monatshälften ein Signifikanzniveau von immerhin 94% (Rangfolgentest) bzw. 92% (*t*-Test) erreicht. Zu erklären ist dies nur über eine verstärkte dynamische Heizung. Auch hier ist wieder das Modell von Eliassen (1952) qualitativ anwendbar, denn durch das Ozonloch wird das Zentrum des Polarwirbels relativ zum Wirbelrand gekühlt, so daß im Wirbelzentrum verstärktes Absinken zu erwarten ist. Bestätigt wird die Bedeutung dieses Mechanismus durch GCM-Simulationen (z. B. Kiehl et al., 1988, Cariolle et al., 1990, Mahlman et al., 1994). Eine wichtige Folge dieses verstärkten Absinkens ist, daß im November in 100 hPa nur noch eine schwache Temperaturdifferenz zu beobachten ist, obwohl die Simulationen im November eine stärkere Differenz als im Oktober vorhersagen. Das bedeutet, daß die Dynamik die zeitliche Dauer der Auswirkungen des Ozonlochs deutlich verkürzt. Außerdem folgt daraus, daß die in Kap. 4.3.2 ermittelten Heizraten nicht für frühere Jahre gelten, in denen noch kein Ozonloch auftrat.

Zu erwähnen ist an dieser Stelle, daß sich das zuletzt erwähnte Ergebnis nicht mit den Resultaten von Shine (1986) und Forster et al. (1997) deckt. Oberhalb des Ozonlochs zeigen die Simulationen von Shine und Forster et al. gegenüber der Simulation ohne Ozonloch einen Temperaturanstieg von rund 1 K. Dieser ist darauf zurückzuführen, daß die Absorption terrestrischer Strahlung durch das Ozon innerhalb des Ozonlochs reduziert ist, so daß mehr Strahlung dessen Obergrenze erreicht. Dort tritt dann verstärkte Absorption auf. Forster et al. schließen daraus, daß dieser Effekt zu dem beobachteten Temperaturanstieg oberhalb des Ozonlochs (z. B. in 10 hPa) beitragen könnte. In den hier durchgeführten Simulationen ist oberhalb des Ozonlochs jedoch kein nennenswerter Temperaturanstieg zu erkennen. Selbst wenn die Ozonreduktion in einer bestimmten Höhe (z. B. 25 km) abrupt endet, beträgt der Temperaturanstieg oberhalb des Ozonlochs höchstens 0,2 K. Der wahrscheinliche Grund für diese Diskrepanz ist, daß in dieser Arbeit infolge der Berücksichtigung der Bodeninversion und der Orographiehöhe eine viel tiefere Bodentemperatur spezifiziert ist als in den bisherigen Arbeiten. Dadurch ist der langwellige Strahlungsfluß deutlich geringer, so daß auch die mögliche Absorption terrestrischer Strahlung am Oberrand des Ozonlochs entsprechend reduziert ist. Die beobachtete Erwärmung in 10 hPa dürfte also ausschließlich auf dynamische Effekte zurückzuführen sein.

## Kapitel 5

# Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurden auf der Basis von Daten und Simulationen verschiedene Aspekte der polaren Tropopause untersucht. Die Hauptziele waren dabei die Erstellung einer detaillierten Klimatologie der polaren Tropopause und die Untersuchung der Einflußgrößen, die die polare Tropopause und ihren Jahresgang bestimmen. Daneben wurden auch die Unterschiede zwischen verschiedenen Tropopausendefinitionen und die Einflüsse synoptischskaliger Störungen auf die Tropopause betrachtet. Die dazu durchgeführte Datenauswertung umfaßt die Radiosondendaten der Jahre 1989-93 und die ECMWF-Reanalysedaten (ERA-Daten) von 1979-93. Aus beiden Datensätzen wurde die Tropopause sowohl nach dem thermischen Kriterium als auch nach dem PV-Kriterium (3,5 PVU) bestimmt, so daß neben dem Einfluß der Tropopausendefinition auch der Einfluß des verwendeten Datensatzes erfaßt werden konnte. Die Simulationen, die mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell durchgeführt wurden, dienen zur Untersuchung des Einflusses der Strahlung, der strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre und der stratosphärischen Meridionalzirkulation auf die Tropopause. Im Rahmen dieser Untersuchung wurden auch die mit der stratosphärischen Zirkulation verbundenen dynamischen Heizraten bestimmt, wobei im Gegensatz zu früheren Arbeiten nicht nur zonale Mittelwerte betrachtet wurden.

Der Vergleich zwischen den beiden verwendeten Datensätzen zeigt bei der PV-Tropopause allgemein eine sehr gute Übereinstimmung, bei der thermischen Tropopause sind die Unterschiede vor allem im Polarwinter etwas größer. In allen Fällen ist jedoch die aus der Wahl des Datensatzes resultierende Unsicherheit klein gegen die beobachteten regionalen und jahreszeitlichen Unterschiede, so daß die im folgenden zusammengefaßten Ergebnisse als unabhängig von der Auswahl der Daten betrachtet werden können.

Zwischen der thermischen Tropopause und der PV-Tropopause sind die Unterschiede außer im Winter und im antarktischen Frühling ebenfalls recht gering, so daß hier auch die Wahl des Tropopausenkriteriums keine wesentliche Rolle spielt. Im Winter gilt dies allerdings nur im Nordpolargebiet außerhalb des Polarwirbels, denn in den übrigen Regionen liegt die thermische Tropopause deutlich über der PV-Tropopause. Am ausgeprägtesten ist diese Diskrepanz in der Antarktis, wo die Differenz bis zu 70 hPa erreicht. Eine Analyse dieses Phänomens ergibt, daß die Unterschiede auf die geringe stratosphärische Stabilität zurückzuführen sind. Im antarktischen Winter liegt der mittlere Temperaturgradient der unteren Stratosphäre unter  $-1 \text{ K km}^{-1}$ , so daß außer in Antizyklonen keine wohldefinierte thermische Tropopause vorhanden ist. Besonders ungünstig wird die Situation unter zyklonalem Einfluß, denn dieser führt unter anderem

dazu, daß die Stratosphäre gegenüber ihrem Normalzustand weiter labilisiert wird. Das thermische Tropopausenkriterium ist dann häufig erst weit im Inneren der Stratosphäre erfüllt, und die Druckdifferenz zur PV-Tropopause beträgt häufig über 100 hPa. Eine Folge davon ist, daß die thermische Tropopause im Antarktischwinter unter zyklonalem Einfluß im Mittel *ansteigt*, während die PV-Tropopause (so wie es sein sollte) absinkt. Man muß hieraus schließen, daß das thermische Kriterium für den antarktischen Winter ungeeignet ist. Das PV-Kriterium wird in dieser Arbeit daher als Standardkriterium verwendet.

Ein zentrales Ergebnis der Datenauswertung ist, daß sich der Jahresgang der Tropopause in den Polargebieten im wesentlichen drei verschiedenen Mustern zuordnen läßt. Im Nordpolargebiet ist für die Gebiete außerhalb des winterlichen Polarwirbels (Ostsibirien, Kanada) ein einfacher Jahresgang mit einem Maximum des Tropopausendruckes im Winter und einem Minimum im Sommer typisch. Die Tropopause liegt also im Winter am tiefsten und im Sommer am höchsten. Im Bereich des Polarwirbels (Europa, Westsibirien) ist hingegen ein doppelter Jahresgang mit Tropopausendruckmaxima im Frühling und Herbst und -minima im Sommer und Winter zu beobachten. Die Antarktis weist wiederum einen einfachen Jahresgang auf, allerdings wird hier der höchste Tropopausendruck im Sommer und der niedrigste im Winter erreicht. Das Zustandekommen dieser Muster läßt sich durch einen Vergleich der Jahresgänge der Temperatur in der mittleren Troposphäre (z. B. 500 hPa) und in der unteren Stratosphäre (z. B. 100 hPa) nachvollziehen. Aus der Definition der potentiellen Vorticity erhält man durch Differenzieren nach der Zeit unter gewissen vereinfachenden Annahmen  $\frac{\partial P}{\partial t} \sim \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial t}$ . Daraus folgt beispielsweise, daß die potentielle Vorticity in einem bestimmten Niveau abnimmt, wenn die Temperatur unterhalb des Niveaus stärker steigt als oberhalb davon. Auf die PV-Tropopause übertragen bedeutet dies, daß mit einem Rückgang der PV im Tropopausenniveau bzw. mit einem Anstieg der Tropopause zu rechnen ist, wenn die Temperatur in der Troposphäre stärker steigt als in der Stratosphäre. Das Sommermaximum der Tropopausenhöhe (bzw. Sommerminimum des Tropopausendruckes) im Nordpolargebiet läßt sich so erklären, denn zwischen Mai und Juli nimmt in allen Regionen des Nordpolargebietes die Temperatur in der Troposphäre stärker zu als in der unteren Stratosphäre. Analoge Argumente gelten für die übrigen Elemente der Jahresgangsmuster. Weiter zeigt sich, daß die regionalen Unterschiede in der Temperaturdifferenz zwischen 500 hPa und 100 hPa primär auf die unterschiedlichen Jahresgänge der 100 hPa-Temperatur zurückzuführen sind. Neben dem meridionalen Gradienten der solaren Strahlung sind dafür vor allem die regionalen Unterschiede in den dynamischen stratosphärischen Heizraten verantwortlich (s. u.), so daß sich der Schluß ziehen läßt, daß die stratosphärische Zirkulation entscheidenden Einfluß auf den Jahresgang der polaren Tropopause hat.

Ein weiteres wichtiges Merkmal der polaren Tropopause ist ihre ausgeprägte synoptische Variabilität. Ebenso wie in den mittleren Breiten ist diese häufig sogar größer als die Jahresschwankung der Tropopause. Die hierzu durchgeführte Untersuchung dient primär zur Quantifizierung der bekannten Tatsache, daß die Tropopause unter zyklonalem Einfluß absinkt und wärmer wird bzw. unter antizyklonalem Einfluß ansteigt und kälter wird. Es zeigt sich dabei, daß einer relativen Vorticity im Tropopausenniveau von  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$  typischerweise ein Absinken der Tropopause von rund 150 m entspricht. Eine Änderung der Tropopausenhöhe um 1 km ist im Mittel mit einer Temperaturänderung von 4 - 5 K verbunden, wobei die Temperaturänderung bei einem Absinken der Tropopause etwas stärker ist als bei einem Ansteigen. Wichtig ist außerdem, daß die Tropopause unter zyklonalem Einfluß unschärfer und unter antizyklonalem Einfluß schärfer als im Durchschnitt ist. Insbesondere liegt über antizyklonal

beeinflussten Tropopausen im allgemeinen eine dünne Schicht sehr hoher Stabilität. Temperaturgradienten von über  $+10 \text{ K km}^{-1}$  sind hier keine Seltenheit, und selbst im Mittel über Monate und größere Gebiete werden Werte bis zu  $+8 \text{ K km}^{-1}$  erreicht. Ein Vergleich mit PV-Inversionen zeigt, daß sich die wesentlichen Elemente der synoptischskaligen Variabilität der Tropopause im Rahmen von balancierter Dynamik reproduzieren lassen.

Mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell wurde zunächst in idealisierten Simulationen untersucht, wie die Position und die Temperatur der Tropopause von der Bodentemperatur und dem troposphärischen Temperaturgradienten abhängen, wenn die übrigen Parameter (insbesondere die solare Strahlung) nicht verändert werden. Dabei zeigt sich, daß die Tropopause mit zunehmender Bodentemperatur ansteigt und wärmer wird. Bei zunehmender troposphärischer Stabilität steigt die Tropopause ebenfalls an, ihre Temperatur ändert sich dabei aber nur wenig. Zu erklären ist dieses Verhalten dadurch, daß sich die Temperatur der unteren Stratosphäre, die von der Bodentemperatur nur durch die terrestrische Strahlung beeinflusst wird, weniger stark ändert als die Bodentemperatur. Der Temperaturunterschied zwischen dem Boden und der Stratosphäre wächst also mit zunehmender Bodentemperatur, woraus bei vorgegebenem troposphärischem Temperaturgradienten eine dickere Troposphäre bzw. eine höhere Tropopause resultiert. Nimmt der troposphärische Temperaturgradient zu (d. h. die Troposphäre wird stabiler), muß die Dicke der Troposphäre ebenfalls zunehmen, damit der Temperaturunterschied zwischen dem Boden und der Stratosphäre überbrückt werden kann.

Von großer Bedeutung für die Abhängigkeit der Tropopause von der Bodentemperatur ist die atmosphärische Feuchte. Nimmt man die relative Feuchte als gegeben an, was eine vernünftige Annahme ist, steigen die spezifische und die absolute Feuchte der Atmosphäre mit der Temperatur stark an. Eine warme Atmosphäre ist also optisch dicker als eine kalte, so daß die vom Boden emittierte terrestrische Strahlung stärker von der Stratosphäre abgeschirmt wird. Dadurch verringert sich die Abhängigkeit der Temperatur der Tropopause und der unteren Stratosphäre von der Bodentemperatur. Ein Sensitivitätstest mit temperaturunabhängiger Feuchtespezifikation zeigt, daß dieser Effekt sehr wichtig ist. Ohne die Kopplung der Feuchte an die Temperatur würde sich die Tropopausentemperatur stärker und die Tropopausenhöhe weniger stark mit der Bodentemperatur ändern.

Die Absorption solarer Strahlung bewirkt eine Erwärmung der Stratosphäre und sorgt so bei gegebener Bodentemperatur bzw. troposphärischer Temperatur für eine Verringerung der Tropopausenhöhe. Wichtig ist hier, daß die Absorption solarer Strahlung innerhalb der Atmosphäre nur in dem Maße vom Sonnenstand abhängt, in dem die Schwächung der Strahlung durch darüberliegende Luftschichten von Bedeutung ist. Die Temperaturwirkung der Strahlung hängt daher stark nichtlinear vom Sonnenstand ab. Je höher der Sonnenstand ist, desto geringer ist die Auswirkung einer bestimmten Änderung des Sonnenstandes. Auch die tägliche Sonnenscheindauer ist daher zu berücksichtigen. Bei gleicher Einstrahlung auf eine ebene Fläche ist die Absorption innerhalb der Atmosphäre um so stärker, je länger die Sonnenscheindauer ist. Dies ist der wichtigste Grund dafür, daß im Sommer die Stratosphäre am Pol am wärmsten ist.

Die Bestimmung der stratosphärischen dynamischen Heizraten zeigt, daß im Nordpolarwinter in 100 hPa Heizraten zwischen 0,3 und 0,8 K/Tag auftreten, wobei die niedrigeren Werte im Bereich des Polarwirbels und die höheren Werte außerhalb davon gelten. Im Südpolarwinter liegen die Heizraten dagegen nur bei etwa 0,2 K/Tag, was konsistent mit den dort herrschenden niedrigeren Temperaturen ist. Dieser Unterschied ist durch die schwächere Rossbywellenakti-



vität in der Südhemisphäre zu erklären, die eine schwächere stratosphärische Zirkulation zur Folge hat. Auch im Sommer verhalten sich die beiden Hemisphären unterschiedlich. Während im Nordpolargebiet nahezu keine Heizraten feststellbar sind, sind sie im Südpolargebiet ähnlich groß wie im Winter. Vermutlich besteht in der Südhemisphäre auch im Sommer eine flache stratosphärische Zirkulation. Sensitivitätstests zeigen, daß der Jahresgang der polaren Tropopause ohne dynamische Heizung vor allem im Nordpolargebiet vollkommen anders wäre. Das Minimum des Tropopausendruckes würde dann generell im Winter erreicht, d. h. die Struktur des Jahresgangs wäre dann überall so wie in der Antarktis. Quantitative Aussagen über den dabei zu erwartenden Verlauf der Tropopause sind allerdings mit Vorsicht zu betrachten, da ein Fehlen der stratosphärischen Zirkulation auch erhebliche Auswirkungen auf die Ozonschicht in der polaren Stratosphäre hätte. Vor allem in der unteren Stratosphäre wäre mit erheblich niedrigeren Ozonkonzentrationen zu rechnen, was eine nochmals niedrigere Temperatur zur Folge hätte.

## Anhang A

# Überprüfung der Radiosondendaten

Da die vom DWD bezogenen Radiosondendaten nicht auf Korrektheit überprüft waren, mußte ein Programm zur Elimination fehlerhafter Daten entwickelt werden. Auch die im Rahmen der Radiosondenaufstiege gemeldeten Tropopausen wurden kontrolliert.

Zunächst erwies es sich als nötig, die geopotentiellen Höhen, die zusammen mit den Standarddruckflächen gemeldet werden, einer Plausibilitätskontrolle zu unterziehen. In einigen Fällen waren diese Höhenangaben vollkommen falsch, so daß sich unsinnige vertikale Gradienten ergaben. Zur Elimination falscher Höhenangaben wird zwischen je zwei Standarddruckflächen mit Hilfe der barometrischen Höhenformel die Schichtdicke berechnet. Als Temperatur wird einmal der Wert der unteren Fläche und einmal der Wert der oberen Fläche verwendet. Die kleinere der beiden so berechneten Schichtdicken wird anschließend mit 0,95, die größere mit 1,05 multipliziert. Liegt die gemeldete Höhendifferenz zwischen den beiden Schichten außerhalb dieses Intervalls, wird ein Fehler vermutet. In diesem Fall wird der Höhenwert des oberen Niveaus eliminiert, und die Höhe wird wie bei den markanten Punkten über Gl. (3.9) bzw. (3.10) berechnet. Der Algorithmus startet am Boden unter Verwendung der (bekannten) Stationshöhe.

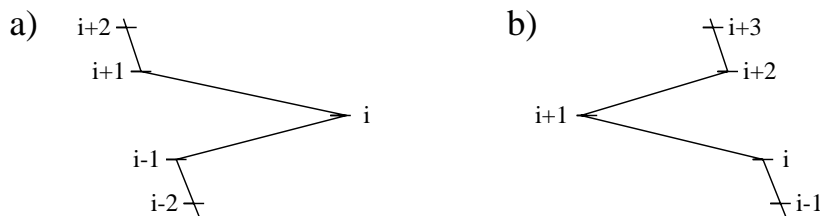
Als nächstes wird überprüft, ob im Aufstieg überadiabatische Temperaturgradienten auftreten. Dies dient dazu, einzelne fehlerhafte Daten, die z. B. auf einem Übertragungsfehler beruhen, zu finden und ggf. zu eliminieren (s. u.). Da überadiabatische Gradienten bis zu einem gewissen Grad tatsächlich auftreten können, werden dabei aber recht großzügige Toleranzgrenzen gesetzt. Zwischen dem Boden und 800 hPa werden bis zu  $-17 \text{ K km}^{-1}$  erlaubt, zwischen 800 hPa und 500 hPa  $-15 \text{ K km}^{-1}$ , und darüber  $-13 \text{ K km}^{-1}$ . Außerdem wird die Auflösung der Daten berücksichtigt. Da diese nur 0,2 K bzw. 1 hPa beträgt<sup>1</sup>, können bei sehr dicht übereinanderliegenden markanten Punkten durch Addition von Rundungsfehlern überadiabatische Gradienten entstehen. Außerhalb der Grenzwerte liegende Gradienten werden daher erst dann als fehlerhaft betrachtet, wenn sie über eine Höhendistanz von mindestens 200 m auftreten. Um sicherzustellen, daß die hier gewählten Toleranzgrenzen nicht zu groß sind, wurde geprüft, ob die Differenz zwischen den aus den ERA-Daten berechneten und den aus den Radiosondendaten berechneten Tropopausendruck mit dem Auftreten überadiabatischer Gradienten korreliert ist. Eine solche Korrelation würde darauf hindeuten, daß diese Daten während des Assimilationsverfahrens eliminiert wurden. Die Auswertung ergab eine nahezu perfekte Korrelationsfreiheit.

Werden außerhalb der Toleranzgrenzen liegende überadiabatische Gradienten gefunden,

---

<sup>1</sup>Diese Genauigkeit ergibt sich aus dem von der WMO festgelegten TEMP-Schlüssel.

wird untersucht, ob diese durch Elimination eines einzelnen Datenpunktes beseitigt werden können. In diesem Fall ist es sehr wahrscheinlich, daß ein Übertragungsfehler vorliegt. Je nachdem, ob der fehlerhafte Wert zu hoch oder zu niedrig ist, befindet sich der überadiabatische Gradient über oder unter dem fehlerhaften Datenpunkt. Die folgende Skizze zeigt die beiden typischen Fälle.



In beiden Fällen wird der Gradient  $\frac{T_{i+1}-T_i}{z_{i+1}-z_i}$  als falsch identifiziert. Um den fehlerhaften Temperaturwert zu finden, wird geprüft, ob

$$\frac{T_i - T_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} > \frac{1}{2} \left( \frac{T_{i+2} - T_{i+1}}{z_{i+2} - z_{i+1}} + \frac{T_{i-1} - T_{i-2}}{z_{i-1} - z_{i-2}} \right) + \Delta T \quad (\text{A.1})$$

oder

$$\frac{T_{i+2} - T_{i+1}}{z_{i+2} - z_{i+1}} > \frac{1}{2} \left( \frac{T_{i+3} - T_{i+2}}{z_{i+3} - z_{i+2}} + \frac{T_i - T_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \right) + \Delta T \quad (\text{A.2})$$

erfüllt ist, wobei  $\Delta T$  nacheinander die Werte  $+20 \text{ K km}^{-1}$ ,  $+10 \text{ K km}^{-1}$ ,  $+5 \text{ K km}^{-1}$  und  $0 \text{ K km}^{-1}$  annimmt. Ist (A.1) erfüllt, wird der Wert  $T_i$  eliminiert (Fall a), und wenn (A.2) erfüllt ist, wird  $T_{i+1}$  eliminiert (Fall b). Ist keine der beiden Ungleichungen erfüllt, was z. B. dann eintritt, wenn mehrere fehlerhafte Daten aufeinanderfolgen, wird der gesamte Radiosondenaufstieg abgelehnt. Außerdem wird der gesamte Aufstieg abgelehnt, wenn mehr als zwei fehlerhafte Datenpunkte gefunden werden.

Schließlich wird geprüft, ob die gemeldeten Tropopausen korrekt sind, d. h. ob sie mit dem thermischen Kriterium konsistent sind. Unter Berücksichtigung einer Toleranz von  $0,2 \text{ K km}^{-1}$  bedeutet dies, daß der Gradient unter der Tropopause kleiner als  $-1,8 \text{ K km}^{-1}$  und über der Tropopause größer als  $-2,2 \text{ K km}^{-1}$  sein muß. Letzteres muß auch für den mittleren Gradienten zwischen der Tropopause und allen Niveaus innerhalb der darüberliegenden 2 km gelten. Ebenso wie bei den übrigen Datenpunkten des Aufstiegs wird zudem verlangt, daß der Temperaturgradient unter der Tropopause größer als  $-13 \text{ K km}^{-1}$  ist.

# Literaturverzeichnis

- Ancellet, G., M. Beekmann, and A. Papayannis, 1994: Impact of a cutoff low development on downward transport of ozone in the troposphere. *J. Geophys. Res.*, **99**, 3451–3468.
- Andrews, D. G., J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987: Middle Atmosphere Dynamics. Academic Press, 489 pp.
- Appenzeller, Ch., J. R. Holton, and K. H. Rosenlof, 1996: Seasonal variation of mass transport across the tropopause. *J. Geophys. Res.*, **101**, 15071–15078.
- Bethan, S., G. Vaughan, and S. J. Reid, 1996: A comparison of ozone and thermal tropopause heights and the impact of tropopause definition on quantifying the ozone content of the troposphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **122**, 929–944.
- Brewer, A. W., 1949: Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **75**, 351–363.
- Cariolle, D., A. Lasserre-Bigorry, J. F. Royer, and J. F. Geleyn, 1990: A general circulation model simulation of the springtime Antarctic ozone decrease and its impact on mid-latitudes. *J. Geophys. Res.*, **95**, 1883–1898.
- Charney, J. G., and P. G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83–109.
- Charney, J. G., and M. E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 159–172
- Chen, C. T., and E. Roeckner, 1996: Validation of the earth radiation budget as simulated by the Max Planck Institute for Meteorology general circulation model ECHAM4 using satellite observations of the Earth Radiation Budget Experiment. *J. Geophys. Res.*, **101**, 4269–4287.
- Chen, C. T., E. Roeckner, and B. J. Soden, 1996: A comparison of satellite observations and model simulations of column-integrated moisture and upper-tropospheric humidity. *J. Climate*, **9**, 1561–1585.
- Chen, C. T., and E. Roeckner, 1997: Cloud simulations with the Max Planck Institute for Meteorology general circulation model ECHAM4 and comparison with observations. *J. Geophys. Res.*, **102**, 9335–9350.
- Coy, L., D. C. Fritts, and J. Weinstock, 1986: The Stokes drift due to vertically propagating internal gravity waves in a compressible atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2636–2643.
- Crutzen, P. J., and F. Arnold, 1986: Nitric acid cloud formation in the cold Antarctic stratosphere. A major cause for the springtime “Ozone Hole”. *Nature*, **332**, 651–655.
- Dameris, M., and A. Ebel, 1990: The quasi-biennial oscillation and major stratospheric warmings: A three-dimensional model study. *Ann. Geophysicae*, **8**, 79–86.

- Davis, Ch. A., and K. A. Emanuel, 1991: Potential Vorticity Diagnostics of Cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1929–1953.
- Defant, F., and H. Taba, 1957: The threefold structure of the atmosphere and the characteristics of the tropopause. *Tellus*, **9**, 259–274.
- Dickinson, R. E., 1968: Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984–1002.
- Dickinson, R. E., 1969a: Vertical propagation of planetary Rossby waves through an atmosphere with newtonian cooling. *J. Geophys. Res.*, **74**, 929–938.
- Dickinson, R. E., 1969b: Theory of planetary wave-zonal flow interaction. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 73–81.
- Dobson, G. M. B., Brewer, A. W., and Cwilog, B. M., 1946: Meteorology of the lower stratosphere. *Proc. R. Soc. London*, **A185**, 144–175.
- Dobson, G. M. B., 1956: Origin and distribution of the polyatomic molecules in the atmosphere. *Proc. R. Soc. London*, **A236**, 187–193.
- Dowling, D. R., and L. F. Radke, 1990: A summary of the physical properties of cirrus clouds. *J. Appl. Met.*, **29**, 970–978.
- Dunkerton, T., 1978: On the mean meridional mass motions of the stratosphere and the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2325–2333.
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.
- Ebel, A., H. Elbern, J. Hendricks, and R. Meyer, 1996: Stratosphere-troposphere exchange and its impact on the structure of the lower stratosphere. *J. Geomag. Geoelectr.*, **48**, 135–144.
- Egger, J., 1995: Tropopause height in baroclinic channel flow. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2232–2241.
- Egger, J., 1996: Comments on “On the “Downward Control” of extratropical diabatic circulation by eddy-induced zonal forces”. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2103–2104.
- Elbern, H., J. Hendricks, and A. Ebel, 1998: A climatology of tropopause folds by global analyses. *Theor. Appl. Climatol.*, **59**, 181–200.
- Eliassen, A., 1952: Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophys. Norv.*, **5**, No. 2, 19–60.
- Eliassen, A., and E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys. Pub.*, **22**, 1–23.
- Ertel, H., 1942: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Met. Z.*, **59**, 277–281.
- Fels, S. B., 1985: Radiative-dynamical interactions in the middle atmosphere. *Adv. Geophys.*, **28 A**, 277–300.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, and M. Corey, 1990: Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude. *Adv. Space Res.*, **10**, No. 12, 11–59.
- Flohn, H., 1947: Die mittlere Höhenlage der Tropopause über der Nordhalbkugel. *Meteorol. Rundschau*, **1/2**, 26–29.
- de F. Forster, P. M., R. S. Freckleton, and K. P. Shine, 1997: On aspects of the concept of radiative forcing. *Climate Dynamics*, **13**, 547–560.
- Frederick, J. E., and A. R. Douglass, 1983: Atmospheric temperatures near the tropical tropopause: Temporal variations, zonal asymmetry and implications for stratospheric water vapor. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1397–1403.

- Garcia, R. R., and B. A. Boville, 1994: "Downward Control" of the mean meridional circulation and temperature distribution of the polar winter stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2238–2245.
- Grewe, V., and M. Dameris, 1996: Calculating the global mass exchange between stratosphere and troposphere. *Ann. Geophysicae*, **14**, 431–442.
- Guo, Y. R., and S. Chen, 1994: Terrain and land use for the fifth-generation Penn State/NCAR mesoscale modeling system (MM5). *NCAR Technical Note*, NCAR/TN-397+IA, 114 pp.
- van Haver, Ph., D. De Muer, M. Beekmann, and Ch. Mancier, 1996: Climatology of tropopause folds at midlatitudes. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1033–1036.
- Haynes, P. H., and M. E. McIntyre, 1987: On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 828–841.
- Haynes, P. H., C. J. Marks, M. E. McIntyre, T. G. Shepherd, and K. P. Shine, 1991: On the "Downward Control" of extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 651–678.
- Haynes, P. H., M. E. McIntyre, and T. G. Shepherd, 1996: Reply. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2105–2107.
- Held, I. M., 1982: On the height of the tropopause and the static stability of the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 412–417.
- Hicke, J., A. Tuck, and W. Smith, 1998: A comparison of Antarctic stratospheric radiative heating rates calculated from high-resolution interferometer sounder and U.K. Meteorological Office data. *J. Geophys. Res.*, **103**, 19691–19707.
- Highwood, E., and B. J. Hoskins, 1998: The tropical tropopause. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **124**, 1579–1604.
- Hoerling, M. P., T. K. Schaack, and A. J. Lenzen, 1991: Global objective tropopause analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1816–1831.
- Hoinka, K. P., M. E. Reinhardt, and W. Metz, 1993: North Atlantic air traffic within the lower stratosphere: cruising times and corresponding emissions. *J. Geophys. Res.*, **98**, 23,113–23,131.
- Hoinka, K. P., 1998: Statistics of the global tropopause pressure. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 3303–3325.
- Hoinka, K. P., 1999: Temperature, humidity and wind at the global tropopause. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2248–2265.
- Holton, J. R., 1992: An introduction to dynamic meteorology. Third edition. Academic press, 511 pp.
- Holton, J. R., 1976: A semi-spectral numerical model for wave-mean flow interactions in the stratosphere: Application to sudden stratospheric warmings. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1639–1649.
- Holton, J. R., and H.-C. Tan, 1980: The Influence of the Equatorial Quasi-Biennial Oscillation on the Global Circulation at 50 mb. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2200–2208.
- Holton, J. R., 1990: On the global exchange of mass between the stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 392–395.
- Holton, J. R., and J. Austin, 1991: The influence of the equatorial QBO on sudden stratospheric warmings. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 607–618.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, and L. Pfister, 1995: Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, **33**, 403–439.
- Hoogen, R., 1994: Fernerkundung des atmosphärischen Aerosols mit einem bodengestützten Rückstrelidar: eine Computerstudie. Diplomarbeit. Ludwig-Maximilians-Universität München, Februar 1994.

- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **111**, 877–946.
- Juckes, M. N., 1994: Quasi-geostrophic dynamics of the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2756–2768.
- Juckes, M. N., 1998: The structure of idealised upper tropospheric shear lines. *J. Atmos. Sci.*, submitted.
- Juckes, M. N., 1999: The static stability of the midlatitude troposphere: On the relevance of moisture. *J. Climate*, submitted.
- Kiehl, J. T., and S. Solomon, 1986: On the radiative balance of the stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1525–1534.
- Kiehl, J. T., B. A. Boville, and B. Briegleb, 1988: Response of a general circulation model to a prescribed Antarctic ozone hole. *Nature*, **332**, 501–504.
- Labitzke, K., 1982: On the interannual variability of the middle stratosphere during the northern winters. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **60**, 124–139.
- Lamarque, J.-F., and P. G. Hess, 1994: Cross-tropopause mass exchange and potential vorticity budget in a simulated tropopause folding. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2246–2269.
- Lerke, S. G., 1999: Auswertung von Ozonsondenprofilen zum Zusammenhang zwischen thermischer und Ozon-Tropopause. Diplomarbeit. Ludwig-Maximilians-Universität München, Januar 1999.
- Lindzen, R. S., 1981: Turbulence and stress owing to gravity wave tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707–9714.
- Lindzen, R. S., 1993: Baroclinic neutrality and the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1148–1151.
- Mahlman, J. D., J. P. Pinto, and L. J. Umscheid, 1994: Transport, radiative, and dynamical effects of the Antarctic ozone hole: A GFDL “SKYHI” model experiment. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 489–508.
- Manabe, S., and R. F. Strickler, 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361–385.
- Manabe, S., and R. T. Wetherald, 1967: Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 241–259.
- Matsuno, T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871–883.
- Matsuno, T., 1971: A dynamical model of stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1479–1494.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz und J. S. Garing, 1972: Optical properties of the atmosphere (3rd ed.) AFCRL-047297, 108 pp. (NTIS # AD753075).
- McPeters, R. D., D. F. Heath, and P. K. Bhartia, 1984: Average ozone profiles for 1979 from the Nimbus 7 SBUV instrument. *J. Geophys. Res.*, **89**, No. D4, 5199–5214.
- Möller, F., 1938: Der Jahresgang der Temperatur in der Stratosphäre. *Met. Z.*, **55**, 161–170.
- Morcrette, J.-J., 1989: Description of the radiation scheme in the ECMWF model. *Technical Memorandum No. 165, ECMWF*
- Morcrette, J.-J., 1991: Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting System. *J. Geophys. Res.*, **96**, 9121–9132.
- Morcrette, J.-J., 1990: Impact of changes to the radiation transfer parameterizations plus cloud optical properties in the ECMWF model. *Mon. Wea. Rev.*, **118** 847–873.

- Murgatroyd, R. J., and F. Singleton, 1961: Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **87**, 125–135.
- Naujokat, B., 1992: Stratosphärenwärmungen: Synoptik. In: Meteorologie der Mittleren Atmosphäre, Promet, 2-4, 22. Jahrg., 140pp, (Eds.: K. Labitzke, B. Naujokat and K. Petzoldt), pp. 81-89.
- Naujokat, B., and K. Labitzke (eds.), 1993: Solar-Terrestrial Energy Program: Collection of reports on the stratospheric circulation during the winters 1974/75 – 1991/92. Stratospheric Research Group, Free University Berlin.
- Newell, R. E., and S. Gould-Stewart, 1981: A stratospheric fountain? *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2789–2796.
- O'Neill, A., and V. D. Pope, 1988: Simulations of linear and nonlinear disturbances in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **114**, 1063–1110.
- Peixoto, J. P., and A. H. Oort, 1984: The climatology of relative humidity in the atmosphere. *J. Climate*, **9**, 3443–3463.
- Plumb, R. A., and J. D. Mahlman, 1987: The zonally averaged transport characteristics of the GFDL general circulation/transport model. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 298–327.
- Price, J. D., and G. Vaughan, 1993: The potential for stratosphere-troposphere exchange in cut-off-low systems. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **119**, 343–365.
- Ramanathan, V., and R. E. Dickinson, 1979: The role of stratospheric ozone in the zonal and seasonal radiative energy balance of the earth-troposphere system. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1084–1104.
- Ramaswamy, V., and M. M. Bowen, 1994: Effect of changes in radiatively active species upon the lower stratospheric temperatures. *J. Geophys. Res.*, **99**, 18909–18921.
- Ramaswamy, V., and J. T. Kiehl, 1985: Sensitivities of the radiative forcing due to large loadings of smoke and dust aerosols. *J. Geophys. Res.*, **90**, 5597–5613.
- Randel, W. J., 1992: Global atmospheric circulation statistics, 1000–1 mb. *NCAR technical note*, NCAR/TN-366+STR.
- Reed, R. J., 1955: A study of a characteristic type of upper-level frontogenesis. *J. Meteor.*, **12**, 226–237.
- Reichler, Th., 1995: Eine globale Klimatologie der Tropopausenhöhe auf der Basis von ECMWF-Analysen. Diplomarbeit. Augsburg, November 1995.
- Reid, G. C., and K. S. Gage, 1996: The tropical tropopause over the western Pacific: Wave driving, convection, and the annual cycle. *J. Geophys. Res.*, **101**, 21,233–21,241.
- Reiter, E. R., 1975: Stratospheric-tropospheric exchange processes. *Rev. Geophys.*, **13**, 459–474.
- Rose, K., 1983: On the influence of nonlinear wave-wave interactions in a 3-d primitive equation model for sudden stratospheric warmings. *Contr. Atmos. Phys.*, **56**, 14–41.
- Rosenfield, J. E., 1992: Radiative effects of polar stratospheric clouds during the airborne Antarctic Ozone Experiment and the Airborne Arctic Stratospheric Expedition. *J. Geophys. Res.*, **97**, 7841–7858.
- Rosenfield, J. E., M. R. Schoeberl, and M. A. Geller, 1987: A computation of the stratospheric diabatic circulation using an accurate radiative transfer model. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 859–876.
- Rosenfield, J. E., P. A. Newman, and M. R. Schoeberl, 1994: Computations of diabatic descent in the stratospheric polar vortex. *J. Geophys. Res.*, **99**, 16677–16689.
- Rosenlof, K. H., 1995: Seasonal cycle of the residual mean circulation in the stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **100**, 5173–5191.



- Rosenlof, K. H., and J. R. Holton, 1993: Estimates of the stratospheric residual circulation using the downward control principle. *J. Geophys. Res.*, **98**, 10,465–10,479.
- Schoeberl, M. R., L. R. Lait, P. A. Newman, and J. E. Rosenfield, 1992: The structure of the polar vortex. *J. Geophys. Res.*, **97**, 7859–7882.
- Schönwiese, C. D., 1992: *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*. Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin, 2. Aufl., 321 S..
- Shapiro, M. A., 1978: Further evidence of the mesoscale and turbulent structure of upper level jet stream-frontal zone systems. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 1978.
- Shapiro, M. A., 1980: Turbulent mixing within tropopause folds as a mechanism for the exchange of chemical constituents between the stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 994–1004.
- Shapiro, M. A., T. Hampel, and A. J. Krueger, 1987: The arctic tropopause fold. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 444–454.
- Shine, K., 1986: On the modelled thermal response of the antarctic stratosphere to a depletion of ozone. *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 1331–1334.
- Shine, K., 1987: The middle atmosphere in the absence of dynamical heat fluxes. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **113**, 603–633.
- Shine, K., 1989: Sources and sinks of zonal momentum in the middle atmosphere diagnosed using the diabatic circulation. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **115**, 265–292.
- Thuburn, J., and G. C. Craig, 1997: GCM tests of theories for the height of the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 869–882.
- Trenberth, K. E., and C. J. Guillemot, 1994: The total mass of the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **99**, 23079–23088.
- Tuck, A. F., T. Davies, S. J. Hovde, M. Noguer-Alba, D. W. Fahey, S. R. Kawa, K. K. Kelly, D. M. Murphy, M. H. Proffitt, J. J. Margitan, M. Loewenstein, J. R. Podolske, S. E. Strahan, and K. R. Chan, 1992: Polar stratospheric cloud processed air and potential vorticity in the Northern hemisphere lower stratosphere at mid-latitudes during winter. *J. Geophys. Res.*, **97**, 7883–7904.
- Valdes, P. J., and B. J. Hoskins, 1988: Baroclinic instability of the zonally averaged flow with boundary layer damping. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1584–1593.
- Whitten, R. C., and S. S. Prasad (eds.), 1985 *Ozone in the free atmosphere*. Van Nostrand Reinhold, Princeton, New Jersey; 288 pp.
- Wirth, V., 1995: Diabatic heating in an axisymmetric cut-off cyclone and related stratosphere-troposphere exchange. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **121**, 127–147.
- Wirth, V., 1999: Thermal versus dynamical tropopause in upper tropospheric balanced flow anomalies. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, accepted.
- Wirth, V., 2000: Cyclone-anticyclone asymmetry concerning the height of the thermal and the dynamical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, submitted.
- WMO, 1957: Definition of the thermal tropopause. WMO Bulletin, Vol. 6, pp. 136-137.
- WMO, 1986: *Atmospheric Ozone 1985*. World Meteorological Organisation global ozone research and monitoring project report No. 16. WMO, Geneva.
- Yulaeva, E., J. R. Holton, and J. M. Wallace, 1994: On the cause of the annual cycle in tropical lower-stratospheric temperatures. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 169–174.
- Zierl, B., and V. Wirth, 1997: The influence of radiation on tropopause behaviour and stratosphere-troposphere exchange in an upper tropospheric anticyclone. *J. Geophys. Res.*, **102**, 23,883–23,894.

## Dank

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Leuten, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, bedanken.

Ganz besonders gilt mein Dank Prof. Joseph Egger, der mir schon während meiner Diplomarbeit dieses interessante Dissertationsthema anbot und mir so eine langwierige Suche ersparte. Auch seine Betreuung und die zahlreichen Anregungen, die er mir nach der Durchsicht einer ersten Version dieser Arbeit gab, weiß ich sehr zu schätzen.

Von großem Nutzen waren auch die Diskussionen mit meinen Kollegen am Meteorologischen Institut, insbesondere Herrn Volkmar Wirth, Herrn Jörg Ackermann und Frau Gisela Hartjenstein. Bei Volkmar Wirth möchte ich mich überdies für die Überlassung der zahlreichen Programme bedanken, die mir die Arbeit sehr erleichterten und einige interessante Studien ermöglichten.

Eine große Hilfe insbesondere bei der Auswertung der ERA-Daten war mir Herr Klaus-Peter Hoinka vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Oberpfaffenhofen. Er stellte mir die Daten, die dafür nötigen Leseprogramme und auch die Ergebnisse seiner eigenen Tropopausenauswertung zur Verfügung und schuf somit die Grundlage für einen Großteil die in dieser Arbeit durchgeführten Datenanalyse. In diesem Zusammenhang geht auch ein herzlicher Dank an Prof. Ulrich Schumann für die Genehmigung einer Rechnerkennung an der DLR-Cray und das großzügige Rechenzeitkontingent, ohne das eine so umfangreiche Datenanalyse niemals durchführbar gewesen wäre.

Zum Abschluß möchte ich noch Herrn Andreas Kaestner vom Deutschen Wetterdienst (DWD) erwähnen, der mir die Radiosondendaten übermittelte und einige nützliche Informationen für meine Arbeit gab.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Günther Zängl
geboren am	14. August 1971
in	München
Familienstand	ledig
Anschrift	Adelbertweg 3, 82131 Gauting

## Schulbildung

	in Gauting
Grundschule	1978 – 1982 in der Josef-Dosch-Schule
Gymnasium	1982 – 1991 im Otto-von-Taube-Gymnasium

## Grundwehrdienst

Oktober 1991 bis September 1992 in der Generalfeldmarschall-von-Leeb-Kaserne, Landsberg am Lech

## Studium

	November 1992 bis August 1997 an der Ludwig-Maximilians-Universität München;
Hauptfach	Meteorologie
Nebenfach	Informatik
Thema der Diplomarbeit	Dreidimensionale Simulationen zum Föhn im Raum Innsbruck
Abschluß	Diplom in Meteorologie, August 1997

## Promotion

September 1997 bis November 1999 an der Ludwig-Maximilians-Universität München