

Die extratropische Tropopausenregion

Dissertation

der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Thomas Birner

aus Leipzig

angefertigt am

Institut für Physik der Atmosphäre

DLR–Oberpfaffenhofen

Oberpfaffenhofen, 1. Oktober 2003

Gutachter der Dissertation:

Erster Gutachter Prof. Dr. U. Schumann
Zweiter Gutachter Prof. Dr. J. Egger

Tag der mündlichen Prüfung: 3. Dezember 2003

W h e n you can measure what you are speaking about,
and express it in numbers,
you know something about it;

but when you cannot express it in numbers,
your knowledge is of a meagre, unsatisfactory kind:
it may be the beginning of knowledge,
but you have scarcely, in your thoughts,
advanced to the state of **science**.

William Thomson (Lord Kelvin)

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	vii
1 Einführung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Die Bedeutung von Tropopause und Tropopausenregion für den Klimazustand der Atmosphäre	2
1.3 Gliederung der Arbeit	4
2 Stand des Wissens	5
2.1 Die Tropopause	5
2.1.1 Definitionen	5
2.1.2 Bisherige Klimatologien	7
2.1.3 Theorie	9
2.1.4 Numerische Simulationen zur extratropischen Tropopause	17
2.2 Tropopausenregion	19
3 Der mittlere Zustand der extratropischen Tropopausenregion aus vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten	25
3.1 Tropopause	26
3.1.1 Bestimmung der Tropopause	26
3.1.2 Klimatologien von Höhe, Temperatur und Horizontalwind	27
3.2 Tropopausenregion	35
3.2.1 Mittlere Profile	36
3.2.2 Mittlere Jahrgänge	44
3.2.3 Mittlere Höhe–Breite–Querschnitte	49
3.3 Tropopausenschärfe	57
3.3.1 Definitionen	57
3.3.2 Klimatologie	59
4 Der Einfluss großskaliger Dynamik auf die extratropische Tropopausenre- gion	66
4.1 Motivation	66
4.2 Der Winter–Sommer–Kontrast	67
4.3 ECMWF–Analysen auf Isentropen	69
4.4 PV–Homogenisierung und die extratropische Tropopause	76
5 Zusammenfassung und Ausblick	88
Abbildungsverzeichnis	93
Tabellenverzeichnis	94

A	Datenbeschreibung	96
A.1	Die vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten	96
A.1.1	Meßgrößen	96
A.1.2	Vertikalprofile	99
A.1.3	Korrektur der relativen Feuchte	100
A.2	Die ECMWF Daten	102
A.2.1	Modellbeschreibung	103
A.2.2	Die ERA-Daten	103
B	Für diese Arbeit wichtige Grundlagen	105
B.1	Potentielle Temperatur und Brunt–Väisälä Frequenz	105
B.2	Beziehungen zwischen Druck und Höhe	106
B.3	Die potentiellen Wirbelstärke (PV)	107
	Literatur	110
	Danksagung	119
	Lebenslauf	121

Zusammenfassung

Die detaillierte Kenntnis der mittleren Struktur der extratropischen Tropopausenregion – der Trennungsregion zwischen Troposphäre und Stratosphäre – ist essentiell für ein Verständnis des mittleren Zustands der Atmosphäre. Die vorliegende Dissertation widmet sich der Beantwortung folgender Fragen. Wie scharf sind Troposphäre und Stratosphäre in den Extratropen im Mittel getrennt? Lassen sich mittlere Position und Schärfe der extratropischen Tropopause durch großskalige Dynamik erklären?

Im ersten Teil dieser Arbeit werden Klimatologien der Tropopause, Tropopausenregion und Tropopausenschärfe erstellt. Diese Klimatologien basieren auf vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten von zwei süddeutschen Stationen für den Zeitraum 1990–1999 und von 93 U.S.-Stationen für den Zeitraum 1998–2001. Diese Daten sind um mehr als eine Größenordnung besser aufgelöst als die in früheren Klimatologien verwendeten Daten. Bezüglich der Tropopausenparameter (Höhe, Temperatur, Horizontalwind) werden die Ergebnisse bisheriger Klimatologien bestätigt beziehungsweise präzisiert. Bezüglich der Tropopausenregion wird eine neue Methode zur Mittlung der individuellen Radiosondenprofile eingeführt. Diese Methode nutzt die Tropopausenhöhe als gemeinsames Referenzniveau aller in die Mittlung eingehenden Profile. Das heißt, die Mittlung erfolgt relativ zur lokalen, zeitabhängigen Tropopausenhöhe. Die neu eingeführte Methode und die hohe vertikale Auflösung der Daten führen zu einem feinskaligen Bild der Struktur der Tropopausenregion. Erstmals erscheint in einem klimatologischen Mittel eine stark ausgeprägte Inversion des vertikalen Temperaturgradienten an der extratropischen Tropopause (Tropopauseninversion). Bei einer konventionellen Mittlung (relativ zum Boden) oder bei vertikal schlechter aufgelösten Daten ist die Tropopauseninversion nicht im Mittel enthalten. Für den gesamten Bereich der untersuchten Extratropen ergibt die neue Methode die Existenz einer Tropopauseninversion. Die Eigenschaften dieser Tropopauseninversion (Stärke und Dicke) unterscheiden sich signifikant zwischen Winter und Sommer. Die vorliegende Arbeit enthält erstmalig eine Klimatologie der Tropopausenschärfe für mittlere und subtropische Breiten. In den mittleren Breiten ist die Tropopausenschärfe im Winter am größten und im Sommer am kleinsten, in den Polregionen ist es umgekehrt. Die größten Tropopausenschärfen existieren zu jeder Jahreszeit nördlich des globalen Strahlstroms. Dies sind neue Ergebnisse.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird zunächst der Einfluss saisonaler Unterschiede der großskaligen Dynamik auf die Unterschiede der Struktur der extratropischen Tropopausenregion zwischen Winter und Sommer untersucht. Der mittlere Effekt der großskaligen Dynamik wird anschließend durch die mittlere Verteilung der potentiellen Wirbelstärke auf sogenannten “Middleworld”-Isentropen aus operationellen ECMWF-Analysen beschrieben. Bei einer Mittlung relativ zur meridionalen Position der Tropopause ergeben sich partiell homogenisierte Verteilungen der potentiellen Wirbelstärke sowohl im troposphärischen als auch im stratosphärischen Teil der “Middleworld”-Isentropen. Der Grad der Homogenisierung ergibt sich als nahezu konstant ($\approx 50\%$ in der Troposphäre und $\approx 75\%$ in der Stratosphäre). Basierend auf diesen Homogenisierungen wird abschließend eine Theorie der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe vorgestellt. Unter plausiblen Annahmen für die Parameter der Theorie wird eine sehr gute Übereinstimmung mit der beobachteten Position der extratropischen Tropopause gefunden.

Kapitel 1

Einführung

1.1 Motivation

Die Erdatmosphäre (im Folgenden kurz Atmosphäre) ist ein von der Sonneneinstrahlung angetriebenes thermo- und fluiddynamisches System. Durch die Höhenverteilung der strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre bilden sich verschiedene quasisphärische Schichten. Die Atmosphäre besitzt eine negative Strahlungsbilanz, das heißt sie verliert mehr Wärme durch Strahlung als sie durch Absorption von Sonneneinstrahlung gewinnt. Die Erdoberfläche besitzt entsprechend eine positive Strahlungsbilanz. Die Überschüsse der Erwärmung der Erdoberfläche gegenüber der Atmosphäre und der differentiellen Erwärmung der Tropen gegenüber den Polarregionen sind groß genug, um konvektive und dynamische Instabilitäten zu induzieren. Diese Instabilitäten führen zu einer turbulenten Umverteilung der Wärmeüberschüsse in meridionaler und vertikaler Richtung bis zu einer gewissen Höhe, in der die Ursache der Instabilitäten nicht mehr zu spüren ist. Die Schicht in der diese Umverteilung stattfindet heißt Troposphäre. Darüber liegt die stark stabil geschichtete Stratosphäre, in der die Temperaturverteilung von Strahlungsprozessen dominiert wird. Oberhalb der Stratosphäre folgen Mesosphäre, Thermosphäre und Exosphäre (Abbildung 1.1). Die Sphären sind durch sogenannte Pausen voneinander getrennt (Tropopause, Stratopause, Mesopause). Die Übergangsregion von der Troposphäre in die Stratosphäre heißt Tropopausenregion und ist Gegenstand dieser Arbeit.

Der bisherige Kenntnisstand zum mittleren Zustand der Tropopause und Tropopausenregion basiert auf vertikal grob aufgelösten Daten $\mathcal{O}(500\text{--}1000\text{ m})$ operationeller Messungen und meteorologischer Analysen (siehe Kapitel 2; \mathcal{O} bedeutet von der Größenordnung von). Das Temperaturprofil der U.S. Standardatmosphäre (repräsentativ für mittlere Breiten, Abbildung 1.1) basiert auf solchen Daten. Luftmassen der Troposphäre und untersten Stratosphäre sind darin durch einen jeweils konstanten Schichtungsparameter $\partial_z T \equiv \gamma$ (z ist die Höhe, T die Temperatur) beschrieben. Für die Troposphäre gilt $\gamma = -6.5\text{ K km}^{-1} \equiv \gamma_t^{\text{SA}}$, für die unterste Stratosphäre gilt $\gamma = 0 \equiv \gamma_s^{\text{SA}}$. Die Tropopause stellt eine Unstetigkeitsstelle in $\gamma(z)$ dar, die durch Extrapolation von γ_t^{SA} nach oben und γ_s^{SA} nach unten zur Tropopause entsteht. Das deutet auf eine scharfe Abgrenzung zwischen tropo- und stratosphärischen Luftmassen hin. Bestätigt sich dieses Bild des Übergangs Troposphäre–Stratosphäre in einem vertikal hochaufgelösten $\leq \mathcal{O}(100\text{ m})$ Mittel der Tropopausenregion?

Für die Beantwortung dieser Frage benötigt man vertikal hochaufgelöste Daten der Tropopausenregion über große Zeiträume $> \mathcal{O}(1\text{ Jahr})$. Solche Datensätze werden erstmalig in dieser Arbeit in Form von operationellen Radiosondendaten der gefragten Vertikalauflösung für eine klimatologische Untersuchung der extratropischen Tropopausenregion verwendet.

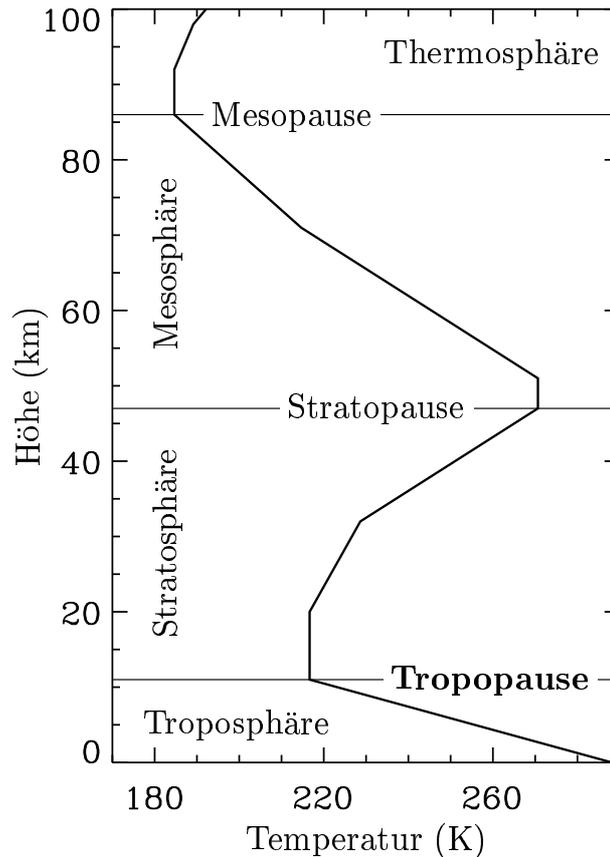


Abbildung 1.1: Mittleres Temperaturprofil der mittleren Breiten, basierend auf der U.S. Standardatmosphäre (NOAA/NASA/USAF 1976). Die atmosphärischen Schichten und ihre Übergänge sind im Diagramm gekennzeichnet.

Es ergibt sich ein von der U.S. Standardatmosphäre abweichendes Temperaturprofil in der Tropopausenregion mit zunehmender Temperatur direkt oberhalb der Tropopause. Was verursacht diese scharfe Abgrenzung von Tropo- und Stratosphäre im Mittel? Die Beantwortung dieser Frage verlangt eine Theorie zur Erklärung der Existenz, Höhe und Schärfe der extratropischen Tropopause. Bisherige Theorien ergeben eine zu niedrige extratropische Tropopause mit einer Schärfe, die der Standardatmosphäre entspricht. In dieser Arbeit wird eine verbesserte Theorie bezüglich der Höhe und Schärfe der extratropischen Tropopause vorgestellt.

1.2 Die Bedeutung von Tropopause und Tropopausenregion für den Klimazustand der Atmosphäre

Die Intensität mit der die Umverteilung der Wärme in der Troposphäre stattfindet, beeinflusst die Mächtigkeit der Troposphäre, also die Höhe der Tropopause. Die Tropopausenhöhe ist damit vom Anteil der Strahlungsenergie abhängig, der die Erdoberfläche erreicht. Dieser Anteil ist wiederum abhängig von der Konzentration und Höhenverteilung der strahlungswirksamen Bestandteile der Atmosphäre, welche das globale Klima bestimmen (Houghton et al. 2001). Die Tropopausenhöhe ist also ein klimasensitiver Parameter und eignet sich als Indikator von Klimaänderungen (Santer et al. 2003).

Ein weiterer klimarelevanter Aspekt der Tropopause ist der Grad ihrer Durchlässigkeit.

Der große Unterschied im Schichtungsparameter γ zwischen Troposphäre und Stratosphäre (siehe Abbildung 1.1) trennt diese Sphären in erster Näherung in zwei dynamisch und chemisch distinkte Luftmassen. Luftmassenaustausch zwischen Tropo- und Stratosphäre wird um so mehr unterdrückt, je größer der Unterschied zwischen γ direkt ober- und unterhalb der Tropopause ist. Austauschprozesse zwischen Tropo- und Stratosphäre beeinflussen die atmosphärische Zusammensetzung der Tropo- und Stratosphäre. Durch die stark stabile Schichtung der Stratosphäre ist die Dynamik in dieser Schicht in der Regel quasi-zweidimensional und die typischen Transportzeitskalen sind entsprechend groß (Monate bis Jahre verglichen mit zum Beispiel Tagen für troposphärische Dynamik). Eine Ausnahme davon stellen zum Beispiel plötzliche Stratosphärenenerwärmungen dar, in denen sich die stratosphärische Dynamik innerhalb von Tagen ändern kann. Auf den typischen großen stratosphärischen Zeitskalen wirken photochemische und Oxidationsprozesse (zum Beispiel Shepherd 2002). Diese Prozesse bestimmen die Lebenszeit von langlebigen Spezies, wie zum Beispiel den Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffen (FCKWs), die anthropogen in die Stratosphäre gelangen und verantwortlich für das Ozonloch sind.

Ein weiteres Beispiel für die Bedeutung der Tropopause bei anthropogenen Veränderungen der chemische Zusammensetzung der Atmosphäre sind die Atombombentests in den USA im fünften Jahrzehnt des 20. Jahrhunderts. Die bei diesen Atombombentests in die Stratosphäre beförderten radioaktiven Substanzen gelangten zum Teil mehrere 1000 km entfernt wieder in die Troposphäre und schließlich zurück zur Erdoberfläche. Der Austausch in diesem Fall von der Stratosphäre in die Troposphäre fand innerhalb von sogenannten Tropopausenfalten statt (Danielsen 1968). Tropopausenfalten entstehen an der Grenze zwischen intensiven Tief- und Hochdruckgebieten als Teil von Fronten in der oberen Troposphäre. Die Tropopause ist in ihnen gegenüber ihrer ursprünglichen Lage stark vertikal ausgelenkt und deformiert. Die Unterschiede zwischen troposphärischer und stratosphärischer Schichtung können in unmittelbarer Umgebung von Tropopausenfalten sehr klein werden, so dass dreidimensionaler Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre stattfinden kann, der oft turbulent erfolgt (Shapiro 1980). Die Dynamik der untersten Stratosphäre in Tropopausenfalten stellt ein weiteres Beispiel dafür dar, dass die stratosphärische Dynamik nicht immer quasi-zweidimensional und auf großen Zeitskalen stattfindet.

Schließlich sei noch die Bedeutung der Durchlässigkeit der Tropopause für Flugzeugemissionen angeführt (Schumann 2002). Die Flughöhe relativ zur Tropopausenhöhe entscheidet, ob die Schadstoffe in der Tropo- oder Stratosphäre emittiert werden. Die lokale Durchlässigkeit der Tropopause (aber auch die Differenz von Flug- und Tropopausenhöhe) entscheidet, welche Prozentsätze der Schadstoffe schließlich in der Tropo- und Stratosphäre verbleiben. Die unterschiedlichen typischen Transportzeitskalen in Tropo- und Stratosphäre sorgen dann für unterschiedliche Effekte der Flugzeugemissionen auf das Klima.

Dieser Abschnitt hat gezeigt, dass ein Verständnis sowohl der Tropopause, als auch der Tropopausenregion fundamental für ein Verständnis der Atmosphäre und des Klimazustands der Erde ist. Diese Arbeit widmet sich der extratropischen Tropopause und Tropopausenregion. Sowohl troposphärische als auch stratosphärische Dynamik unterscheiden sich grundlegend zwischen den Tropen und den Extratropen, so dass eine Betrachtung der Extratropen unabhängig von den Tropen sinnvoll ist.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut. *Kapitel 2* beschreibt den Stand des Wissens zur Tropopause und Tropopausenregion, fokussierend auf die Extratropen. Es wird ein Überblick über die in der Literatur verwendeten Tropopausendefinitionen, bisherige klimatologische Arbeiten und den derzeitigen Stand der Theorie zur extratropischen Tropopause gegeben. Ein kurzer Literaturüberblick zur Tropopausenregion findet sich in Abschnitt 2.2. *Kapitel 3* beschreibt Klimatologien der Tropopause, Tropopausenregion und Tropopausenschärfe anhand der vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten. Ergebnisse aus Messdaten werden in dieser Arbeit als Beobachtung bezeichnet. Die Klimatologie der Tropopause enthält die Parameter Höhe, Temperatur und die Horizontalwindkomponenten. Für die Klimatologie der Tropopausenregion (Abschnitt 3.2) wird eine neue Methode zur Berechnung der mittleren Vertikalprofile eingeführt und angewandt. Diese Methode nutzt die Tropopausenhöhe als (zeitlich variables) gemeinsames Referenzniveau aller in die Mittlung eingehenden Profile und nicht wie gewöhnlich die (zeitlich konstante) Erdoberfläche. Auf diese Weise wird eine im Mittel in den gesamten Extratropen vorhandene stark ausgeprägte Inversion des vertikalen Temperaturgradienten an der Tropopause (Tropopauseninversion) aufgedeckt, die in keiner vorherigen Klimatologie enthalten ist. In Abschnitt 3.3 wird eine Klimatologie der Tropopausenschärfe erstellt. Für mittlere und subtropische Breiten ist dies die erste Klimatologie der Tropopausenschärfe.

Ausgehend von den Beobachtungsergebnissen untersucht *Kapitel 4* den Einfluss großskaliger Dynamik auf die extratropische Tropopausenregion. Zunächst werden jahreszeitliche Unterschiede der Tropopauseninversion anhand von jahreszeitlichen Unterschieden der großskaligen Dynamik diskutiert, Abschnitt 4.2. Es folgt eine mittlere Beschreibung der großskaligen Dynamik anhand von operationellen Analysen des Globalmodells des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (englisch *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*, ECMWF) für das Jahr 2001, Abschnitt 4.3. Schließlich präsentiert Abschnitt 4.4 eine gegenüber vorausgegangenen Theorien präzisiertere Theorie zur extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe, die erstmalig die Dynamik der untersten Stratosphäre mit einbezieht und vollständig variable Schichtung und vertikale Windscherung beinhaltet. *Kapitel 5* gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und einen Ausblick auf zukünftige zu beantwortende Fragestellungen. Der Anhang enthält eine ausführliche Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten Daten sowie für diese Arbeit wichtige Grundlagen.

Kapitel 2

Stand des Wissens

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die für diese Arbeit wichtigen Grundlagen und den dazu gehörenden Stand des Wissens gegeben werden. Obwohl Tropopause und Tropopausenregion in engem Zusammenhang stehen, werden diese aus Übersichtsgründen getrennt behandelt. Es wird an verschiedenen Stellen ein Überblick über die vorhandene Literatur gegeben, jedoch ebenfalls aus Übersichtsgründen nur auf die wichtigsten Arbeiten im Detail eingegangen.

2.1 Die Tropopause

Obwohl die Tropopause bereits vor über 100 Jahren entdeckt wurde (siehe Hoinka 1997), existiert bis heute weder eine allgemein akzeptierte Definition, noch eine vollständige Theorie für ihre Entstehung und Lage. Die folgenden Unterabschnitte zu den Definitionen beziehungsweise Theorien der Tropopause enden deshalb nicht mit einer eindeutigen Definition beziehungsweise Theorie. Vielmehr sind dies nichtabgeschlossene Forschungsgebiete der dynamischen Meteorologie. Der klimatologische Zustand der Tropopause ist dagegen gut bekannt.

2.1.1 Definitionen

Abhängig davon, welche meteorologische Größe man zur Unterscheidung zwischen troposphärischer und stratosphärischer Luft betrachtet, ergeben sich verschiedene Definitionen der Tropopause. Allgemein in der Literatur akzeptiert sind drei Klassen von Tropopausendefinitionen: thermisch, dynamisch und chemisch. Diese werden im Folgenden vorgestellt.

Thermische Tropopause

Konventionell wird die Tropopausenhöhe anhand des vertikalen Temperaturprofils definiert (WMO 1957), also thermisch:

Definition 1 *Die thermische Tropopausenhöhe ist das unterste Niveau, auf dem der vertikale Temperaturgradient γ größer als $\gamma_{\text{TP}} = -2 \text{ K km}^{-1}$ ist, falls auch der Mittelwert von γ zwischen diesem und allen weiteren Niveaus innerhalb der darüber liegenden 2 km größer als γ_{TP} ist.*

In dieser Arbeit wird diese Definition noch durch eine willkürliche obere Grenze des Tropopausendrucks ergänzt (siehe Abschnitt 3.1). Ohne diese Ergänzung könnte zum Beispiel

eine starke Bodeninversion als Tropopause fehlinterpretiert werden. Der Vorteil der thermischen Tropopausendefinition ist deren leichte Anwendbarkeit, da schon ein einzelnes Temperaturprofil ausreicht, um sie zu bestimmen. Sie wird deswegen von vielen operationellen Radiosondenstationen als zusätzlicher Parameter geliefert. In den hier verwendeten hochaufgelösten Daten sind keine Tropopausenhöhen enthalten - sie werden deswegen nach obiger Definition direkt aus diesen Daten bestimmt. Die thermische Tropopause stellt keine materiell erhaltene Fläche dar und trennt somit nicht zwangsläufig Luftmassen mit zum Beispiel unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung. Eine physikalisch sinnvollere Tropopausendefinition sollte in der Lage sein, Luftmassen mit unterschiedlicher Zusammensetzung voneinander zu trennen. Dafür ist die dynamische Tropopause besser geeignet.

Dynamische Tropopause

Diese Tropopausendefinition wurde zuerst von Reed (1955) vorgeschlagen. Sie basiert auf einem Schwellwert der potentiellen Wirbelstärke P (englisch *potential vorticity*, PV, siehe Gleichung B.14 in Anhang B.3). Diese Größe wurde von Ertel (1942) eingeführt und ist eine Erhaltungsgröße für adiabatische, reibungsfreie Zustandsänderungen. Eine Fläche konstanter PV ist somit unter letztgenannten Voraussetzungen eine materielle Fläche. Daraus ergibt sich die Definition der dynamischen Tropopausenhöhe:

Definition 2 *Die dynamische Tropopausenhöhe ist das unterste Niveau, auf dem der Wert der potentiellen Wirbelstärke P den Schwellwert P_{TP} überschreitet.*

Laut WMO (1986) wird für P_{TP} ein Wert von 1.6 PVU ($1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$) vorgeschlagen. Dieser Wert hat sich jedoch in der Literatur nicht durchgesetzt, da er in verschiedenen Situationen unrealistische Tropopausen liefert die teilweise sogar den Boden schneiden. Eine Ausnahme bildet zum Beispiel die Arbeit von Shapiro et al. (1987), in der $P_{TP} = 1 \text{ PVU}$ verwendet wird. Man findet ansonsten vielmehr Werte zwischen 2 PVU und 3.5 PVU (siehe zum Beispiel Hoerling et al. 1991; Hoinka 1998; Wirth 2000; Zängl & Hoinka 2001). Letzterer Wert von 3.5 PVU wird von Hoinka (1998, 1999) für eine globale Tropopausenklimatologie verwendet. Er entspricht laut Hoerling et al. (1991) der kleinsten mittleren Abweichung zwischen thermischer und dynamischer Tropopause in dem von den Autoren ausgewerteten Zeitraum (Januar 1979). Die dynamische Tropopausendefinition ist nur außerhalb der Tropen sinnvoll, da $P \rightarrow 0$ für $\varphi \rightarrow 0$ (φ ist die geographische Breite).

Ozontropopause

Desweiteren existiert eine Alternative zu obigen Definitionen auf der Basis des Ozonmischungsverhältnisses (Bethan et al. 1996). Da Ozon nahezu ein passiver Spurenstoff (englisch *tracer*) ist, eignet sich dieses Mischungsverhältnis um eine Luftmassengrenze zu kennzeichnen. Die Troposphäre (Stratosphäre) ist durch niedrige (hohe) Werte des Ozonmischungsverhältnisses gekennzeichnet. Ausgehend davon definieren Bethan et al. die Höhe der sogenannte Ozontropopause:

Definition 3 *Die Höhe der Ozontropopause ist das unterste Niveau, auf dem das Ozonmischungsverhältnis den Wert 80 ppbv (parts per billion by volume, 10^{-9}) und der vertikale Gradient (bestimmt über eine Höhendifferenz von $\sim 200 \text{ m}$) dieses Ozonmischungsverhältnisses den Wert 60 ppbv km^{-1} übersteigen, falls das Ozonmischungsverhältnis unmittelbar über der Tropopause größer als 110 ppbv ist.*

Bethan et al. lassen offen, welches Niveau mit “unmittelbar über der Tropopause” gemeint ist. Der große Nachteil an dieser Tropopausendefinition ist ihre schlechte Anwendbarkeit. Es existieren relativ wenig Stationen mit regelmäßigen Ozonsondierungen verglichen mit den operationellen Radiosondierungen. Hinzu kommt, daß man hochaufgelöste Ozonprofile benötigt um insbesondere das Gradientenkriterium abschätzen zu können. Deshalb läßt sich die Ozontropopause nur in wenigen Fällen operationell bestimmen.

Vergleich und Diskussion

Ozon kann für die typischen Zeitskalen der Dynamik der Tropopausenregion (Tage bis Wochen) als passiver Spurenstoff approximiert werden. Dann wird die Ozonverteilung in der Tropopausenregion hauptsächlich durch die Dynamik bestimmt und dynamische und Ozontropopause unterscheiden sich bei geeigneter Wahl der Schwellwerte kaum. Es genügt also, die Unterschiede zwischen dynamischer und thermischer Tropopause zu diskutieren.

Thermische und dynamische Tropopause unterscheiden sich hauptsächlich in zyklonalen und antizyklonalen Störungen der oberen Troposphäre (siehe zum Beispiel Bethan et al. 1996; Wirth 2000, 2001; Zängl & Wirth 2002). Zyklonale Störungen bewirken $\zeta_{TP} > 0$ (ζ_{TP} ist die relative Wirbelstärke in Tropopausenniveau, siehe Anhang B.3) und gegenüber dem Referenzzustand verringerte Tropopausenhöhen z_{TP} . Antizyklonale Störungen bewirken $\zeta_{TP} < 0$ und gegenüber dem Referenzzustand erhöhte z_{TP} -Werte. Die größten Unterschiede ergeben sich in intensiven zyklonalen Störungen (Wirth 2001), in denen die thermische Tropopause oft sehr unscharf ausgeprägt ist (das heißt, γ ändert sich eher graduell von der Troposphäre in die Stratosphäre). Man kann die Unterschiede am einfachsten diskutieren, wenn man die PV approximiert als $P \approx \rho^{-1}(f + \zeta)\partial_z\Theta$, Gleichung (B.21). Die thermische Tropopause ist in etwa durch einen Schwellwert von $\partial_z\Theta$ bestimmt. Unterschiede zwischen thermischer und dynamischer Tropopause entstehen also nahezu ausschließlich durch den ζ -Beitrag in P . Falls ζ vernachlässigbar ist, ergeben thermische und dynamische Tropopausendefinition konsistente Ergebnisse. Falls jedoch ζ einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zu P liefert, weichen dynamische und thermische Tropopause voneinander ab. Diese Abweichung ist für zyklonale Störungen der oberen Troposphäre stärker ausgeprägt als für antizyklonale (Wirth 2001). Desweiteren existiert eine Asymmetrie zwischen zyklonalen und antizyklonalen Störungen, so dass die Amplitude (zum Beispiel der maximale ζ -Wert) für Zyklonen größer als für Antizyklonen und der typische Radius größer für Antizyklonen als für Zyklonen ist (Hakim 2000; Muraki & Hakim 2001; Hakim et al. 2002).

In den in dieser Arbeit zu analysierenden Radiosondenaufstiegen sind keine Ozondaten vorhanden. Auch eignet sich das zur Zeit vorhandene Radiosondennetzwerk (obwohl es zum Beispiel in Mitteleuropa weltweit am dichtesten ist) nicht, um die für die Berechnung der PV nötigen Horizontalableitungen hinreichend genau zu bestimmen. Deswegen kann auf die hochaufgelösten Daten nur die thermische Tropopausendefinition angewandt werden. Um sich dennoch ein Bild über die Tropopausenregion bezüglich der dynamischen Tropopause zu verschaffen, werden zusätzlich Daten des ERA (ECMWF Re-Analyse) Projekts genutzt.

2.1.2 Bisherige Klimatologien

Die wohl erste klimatologische Arbeit zur Tropopause wurde von Flohn (1947) durchgeführt. Er berechnete anhand der damals verfügbaren Radiosondendaten (von 65 Stationen) Mittelwerte von z_{TP} für Sommer und Winter. In seiner Arbeit ist zum ersten Mal die dominante Breitenabhängigkeit von z_{TP} zu sehen. Die höchsten Tropopausen existieren in den Tropen

(jahreszeitunabhängig zwischen 16 und 17 km), die niedrigsten in den Polregionen (8 bis 10 km im Winter, circa 9 km im Sommer) und dazwischenliegende in den mittleren Breiten (10 bis 11 km im Winter, 11 bis 12 km im Sommer). Zwischen 30° N und 45° N ist nach Flohn der Meridionalgradient von z_{TP} maximal. Bezüglich der Tropopausentemperatur T_{TP} zeigt Flohn zonale Mittel, die im Winter (Sommer) für die Tropen circa 190 K (195 K), für die mittleren Breiten circa 215 K (220 K) und für die Polregion circa 208 K (228 K) betragen. Erstaunlicherweise wurden diese Werte trotz verbesserter Messinstrumente und besserer Datenabdeckung in neueren Klimatologien gut bestätigt. In den Extratropen ist z_{TP} nach Flohn etwas zu klein, was zum Teil auf den Trend von circa $+150$ m/Dekade für z_{TP} (gültig für die letzten 30 Jahre der mittleren Breiten) zurückzuführen ist (siehe Steinbrecht et al. 1998; Santer et al. 2003). Kleinere Korrekturen müssen auch für T_{TP} angegeben werden, die oft von der Vertikalaufösung der Daten abhängt (siehe Abschnitt 3.1). Zängl & Wirth (2002) geben für den nordpolaren Sommer $T_{\text{TP}} = 225$ K an und erhalten für den nordpolaren Winter den gleichen Wert wie Flohn. Für die Tropen entspricht der T_{TP} -Wert des nordhemisphärischen Winters nur im Raum Indonesien/Westpazifik dem Wert in Flohn (1947), im zonalen Mittel liegt er circa 4 K darüber (siehe Highwood & Hoskins 1998).

Klimatologien, die auf Radiosondendaten beruhen haben den Nachteil, dass sie nur die Kontinente beinhalten können und somit keine globalen Aussagen zulassen. Da Satellitendaten, zum Beispiel in Form von GPS (Global Positioning System) Okkultationen (Wickert et al. 2001), noch nicht lange genug zur Verfügung stehen, stellen die Analysen der globalen numerischen Modelle zur Zeit die einzige Möglichkeit dar, globale Aussagen über die Tropopause zu erhalten. Aus Satellitendaten kann man zudem nicht simultan globale Informationen erhalten. Die erste globale Analyse der Tropopause stellt die Arbeit von Hoerling et al. (1991), basierend auf ECMWF-Analysen (zum ECMWF-Modell siehe Anhang A.2), dar. Darin wird der Tropopausendruck für einen Monat (Januar 1979) nach der dynamischen und thermischen Definition ermittelt. Die Arbeit weist darauf hin, dass basierend auf solchen globalen Tropopausenanalysen auch Aussagen über den globalen Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre abgeleitet werden können. Dies wird von den Autoren in einer weiteren Arbeit durchgeführt (Hoerling et al. 1993).

Die erste globale Tropopausenklimatologie auf der Basis meteorologischer Analysen stammt von Reichler et al. (1996). Sie basiert auf den Daten von 14 Jahren täglicher ECMWF-Analysen. Es wird z_{TP} anhand des thermischen Kriteriums ausgewertet. Der gravierende Nachteil an der Analyse von Reichler et al. ist die Inhomogenität der Daten, da die operationellen ECMWF-Analysen verwendet werden, die Änderungen der Modellversion unterliegen. Das kann zu inkonsistenten Ergebnissen führen. Einen Ausweg bieten die ERA-Daten (siehe Anhang A.2), die von Hoinka (1998, 1999) für eine 15 Jahre umfassende Klimatologie (1979–1993) verschiedener Tropopausenparameter (Höhe, Temperatur, Wind und Feuchte) benutzt werden. Hoinka verwendet sowohl die thermische als auch die dynamischen Tropopausendefinition. Da die dynamische Tropopausendefinition nur in den Extratropen anwendbar ist, definiert Hoinka für die globale Analyse zusätzlich eine hybride Tropopause, in der die thermische Definition zwischen Äquator und 19° N/S und die dynamische nördlich/südlich von 36° N/S mit einem glatten Übergang zwischen 19 und 36° N/S benutzt wird. Hoinka vergleicht zudem verschiedene Schwellwerte P_{TP} der dynamischen Tropopause in Anlehnung an Hoerling et al. (1991) und kommt zu dem Schluß, dass $P_{\text{TP}} = 3.5$ PVU im Mittel ein optimaler Wert bezüglich konsistenter dynamisch und thermisch definierter Tropopausen ist. In Abschnitt 3.1 wird konkreter Bezug auf Hoinka (1998, 1999) genommen.

Neben den eben genannten globalen Tropopausenklimatologien gibt es noch Klimatologien für bestimmte Regionen. Am häufigsten untersucht wurde bisher die tropische Tro-

popause, klimatologische Arbeiten dazu stammen zum Beispiel von Reid & Gage (1981); Highwood & Hoskins (1998); Shimizu & Tsuda (2000); Seidel et al. (2001); Zhou et al. (2001); Gettelman & de F. Forster (2002). Zur polaren Tropopause gibt es bisher nur zwei klimatologische Arbeiten: Highwood et al. (2000); Zängl & Hoinka (2001). Highwood et al. betrachten nur die Arktis und benutzen das thermische Kriterium. Zängl & Hoinka argumentieren anhand des typischen polaren Temperaturprofils, dass im Winter nur die dynamische Definition der Tropopause sinnvolle Ergebnisse liefert. Dies wird darauf zurückgeführt, dass die Strahlungsabkühlung der Stratosphäre im polaren Winter einen eher graduellen Übergang der Temperatur von der Troposphäre in die Stratosphäre bewirkt (also eine sehr unscharfe thermische Tropopause). Dadurch würden nach dem thermischen Kriterium unrealistisch hohe Tropopausen berechnet werden. Beide Arbeiten zur polaren Tropopause finden für den Jahresgang der arktischen Tropopausenhöhe eine Doppelwelle mit Maxima in Winter und Sommer und Minima in Frühling und Herbst. Zudem finden Zängl & Hoinka eine Einfachwelle in z_{TP} für die Antarktis mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer (also umgekehrt zum Jahresgang der mittleren Breiten). Die Autoren führen diese Jahresgänge auf die Temperaturdifferenz zwischen mittlerer Troposphäre (500 hPa) und unterer Stratosphäre (100 hPa) zurück.

Fast keine der bisherigen Klimatologien zur Tropopause widmet sich dem Tropopausenwind (die Ausnahme dazu bildet Hoinka 1999). Das ist darauf zurückzuführen, dass bei den in den meisten Studien verwendeten operationellen Radiosondendaten keine Windinformationen enthalten sind. Die in dieser Arbeit verwendeten hochaufgelösten Radiosondendaten enthalten auch Windinformationen. Es wird sich also in dieser Arbeit auch dem Tropopausenwind gewidmet.

Klimatologien zur Tropopause in den mittleren Breiten existieren kaum. Natürlich sind in den globalen Klimatologien von Reichler et al. (1996) und Hoinka (1998, 1999) auch die mittleren Breiten enthalten, es wird sich ihnen jedoch nicht detailliert gewidmet. Insofern ist die in dieser Arbeit präsentierte Tropopausenklimatologie eine wichtige Ergänzung.

Zur Klimatologie der Tropopausenschärfe existieren bisher nur sehr wenige Arbeiten. Zängl & Hoinka (2001) untersuchen die Tropopausenschärfe für die Polarregionen. Außerdem wird in Zängl & Wirth (2002) unter anderem der Einfluss synoptisch-skaliger Störungen auf die Schärfe der polaren und subpolaren Tropopause untersucht. Es werden unscharfe Tropopausen für den Winter sowie allgemein für zyklonale Störungen der oberen Troposphäre und scharfe Tropopausen für den Sommer sowie allgemein für antizyklonale Störungen der oberen Troposphäre gefunden. Bethan et al. (1996) finden in ihrem Vergleich zwischen Ozon- und thermischer Tropopause große Differenzen in Fällen zyklonaler Störungen, in denen die thermische Tropopause oft unscharf ausgeprägt ist.

In dieser Arbeit wird die Tropopausenschärfe für einen viel größeren Bereich der Extratropen (circa 10° N bis 70° N) als bisher klimatologisch untersucht.

2.1.3 Theorie

Das theoretische Verständnis der Tropopause hat in den letzten circa 20 Jahren stark zugenommen. Dennoch existiert wie bereits im Eingang dieses Abschnitts erwähnt bisher keine vollständige Theorie zur Entstehung und Lage der Tropopause. Dem Thema dieser Arbeit entsprechend werden die theoretischen Arbeiten zur extratropischen Tropopause ausführlicher behandelt als die zur tropischen Tropopause.

Frühe Arbeiten

Die grundlegende Voraussetzung für ein Verständnis der vertikalen thermischen Struktur der Atmosphäre ist die Erkenntnis, dass die Atmosphäre nicht grau ist (bezüglich Strahlung), sondern vielmehr eine Reihe von Absorbern und langwelligen Strahlern aufweist (zum Beispiel Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon). Die Pionierarbeit zur Betrachtung einer Tropopause als Trennung einer konvektiv durchmischten Troposphäre und einer Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht stammt von Gold (1909). Er hat als erster qualitativ richtig die Existenz einer Tropopause erklären können. Verbesserungen dazu stammen unter anderem von Goody (1949) durch das bessere Verständnis der Ozonschicht (aufbauend auf Dobson et al. 1946).

Strahlungs–Konvektions–Modelle

Eine Erweiterung der eben erwähnten theoretischen Arbeiten stellen die Untersuchungen mit Strahlungsmodellen dar (zum Beispiel Möller & Manabe 1961). Sie basieren auf einem berechneten Gleichgewicht zwischen absorbierter Sonneneinstrahlung und langwelliger Abstrahlung der bezüglich der Strahlung wichtigsten in der Atmosphäre vorkommenden Gase. Solch ein Strahlungsgleichgewicht zeigt einen Temperaturverlauf mit stark abnehmenden Temperaturen bis circa 10 km Höhe (Troposphäre) und zunehmenden Temperaturen darüber (Stratosphäre), Abbildung 2.1. Jedoch ergibt sich eine sehr unrealistische Bodentemperatur

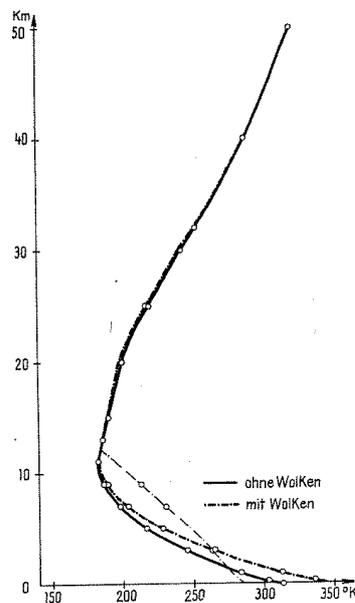


Abbildung 2.1: Aus einem Strahlungsgleichgewicht unter dem Einfluss von Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon als absorbierenden und emittierenden Gase resultierendes Temperaturprofil. a) durchgezogene Linie: ohne Bewölkungseinfluss auf die langwellige Strahlung; b) dick strichpunktiert: unter Berücksichtigung dieses Einflusses; c) dünn strichpunktiert: Feuchtadiabate mit gleichem Wärmegehalt wie b), das vertikale Temperaturintegral ist also gleich für b) und c). Abbildung entnommen aus Möller & Manabe (1961).

von weit über 300 K und eine konvektiv instabile Troposphäre ($\gamma < \gamma_c$, wobei γ_c der kritische Temperaturgradient für das Einsetzen von Konvektion ist). Deshalb führen Möller & Manabe ein sogenanntes Strahlungs–Konvektions–Modell ein, das von Manabe & Strickler

(1964) präzisiert wird. In ihm wird γ auf einen vorgegebenen Wert gesetzt (zum Beispiel einer Feuchtadiabaten entsprechend), wann immer das reine Strahlungsmodell $\gamma < \gamma_c$ ergibt (dünn strichpunktiert in Abbildung 2.1). Dies geschieht so, dass nach wie vor für das gesamte Modell die Energiebilanz erfüllt ist. Manabe & Strickler definieren den Zustand eines solchen konvektiv angepassten thermischen Gleichgewichts folgendermaßen (übersetztes Zitat):

- (1) *Am Oberrand der Atmosphäre muss die Nettosonneneinstrahlung gleich der langwelligen Nettoabstrahlung sein.*
- (2) *An der Erdoberfläche muss der Überschuss der nach unten gerichteten Nettosonnenstrahlung über die nach oben gerichtete langwellige Nettostrahlung gleich der integrierten Nettostrahlungsabkühlung der Atmosphäre sein. (Dies impliziert an der Erdoberfläche eine Balance zwischen dem Nettoenergiegewinn durch Strahlung und dem Wärmeverlust durch konvektiven Transport in die Atmosphäre.)*
- (3) *Wo immer der Temperaturgradient subkritisch ist, wird die Bedingung für lokales Strahlungsgleichgewicht erfüllt.*

Manabe & Strickler berechnen den sich einstellenden stationären Zustand aus einem isothermen Anfangszustand und führen verschiedene Sensitivitätsstudien bezüglich vorhandener Absorber durch. Auch der Effekt von Bewölkung wird betrachtet. Sie erhalten unter Verwendung von $\gamma_c = -6.5 \text{ K km}^{-1}$ und beobachteten Absorberprofilen recht realistische Temperaturprofile für die Extratropen, die einen scharfen Übergang von Troposphäre in Stratosphäre aufweisen. Unter Verwendung von $\gamma_c \approx -10 \text{ K km}^{-1}$ erhalten die Autoren allerdings eine zu warme Erdoberfläche und eine zu kalte, zu tiefe Tropopause. Die Ergebnisse sind wegen $\gamma_t^{\text{SA}} = -6.5 \text{ K km}^{-1}$ (siehe Abbildung 1.1) nicht verwunderlich. Manabe & Strickler lassen jedoch die Ursache dieses mittleren Temperaturgradienten offen und nehmen ihn statt dessen als gegeben hin. In den Tropen erhält man aus dem Strahlungs–Konvektions–Modell mit feuchtadiabatischer Anpassung ein realistisches Temperaturprofil mit allerdings 2 bis 3 km zu niedriger Tropopause. Dies liegt unter anderem an der stratosphärischen Meridionalzirkulation (Highwood & Hoskins 1998; Thuburn & Craig 2000). Es gibt allerdings auch Strahlungsursachen für eine Schicht oberhalb der konvektiv durchmischten Troposphäre und dennoch unterhalb der durch reine Strahlungsprozesse bestimmten Stratosphäre, welche hauptsächlich für die Tropen relevant sind (Thuburn & Craig 2002). Da die Tropen eine nur sehr untergeordnete Rolle in dieser Arbeit spielen, wird darauf hier nicht näher eingegangen.

Strahlungs–Baroklinitäts–Modelle

Ausgehend von den Ergebnissen von Manabe & Strickler (1964) ist klar, dass man für eine vollständige Theorie der Tropopause eine Erklärung für den beobachteten mittleren troposphärischen Temperaturgradienten benötigt. In den Tropen dominiert die Konvektion die Dynamik der Troposphäre und der mittlere Temperaturgradient kann als feuchtadiabatisch angenommen werden. In den Extratropen tritt Konvektion eher sporadisch auf und kann nicht als dominierend für die Dynamik der Troposphäre angesehen werden. Der mittlere troposphärische Temperaturgradient der Extratropen kann also nicht auf konvektive Prozesse zurückgeführt werden.

Eine erste theoretische Erklärung für die beobachteten mittleren troposphärischen Temperaturgradienten (sowohl $\partial_y \Theta$ als auch $\partial_z \Theta$) der Extratropen gibt Stone (1972). Er nimmt an, dass der langwellige Wärmefluss durch Strahlung durch die Flüsse von fühlbarer Wärme

und potentieller Energie aufgrund großskaliger (barokliner) Wirbel balanciert wird (barokline Wirbel meint Wirbel in einer baroklinen Atmosphäre, also einer Atmosphäre mit nicht-verschwindendem meridionalen Temperaturgradienten). Dadurch macht er den wichtigen Schritt zur Einbeziehung der horizontalen Dimension in die Prozesse, die die mittlere Struktur der Atmosphäre bestimmen. Ein Strahlungs–Konvektions–Gleichgewicht benötigt nur die vertikale Dimension, da die Vermischung durch Konvektion dort nur vertikal stattfindet. Obwohl Stone sämtliche Prozesse linearisiert, auf einer f -Ebene rechnet (also konstanten Coriolisparameter annimmt) und bei weitem nicht alle Flüsse beschreibt, erhält er qualitativ richtige Ergebnisse für die mittleren Temperaturgradienten ($\partial_z\Theta \approx 2 \text{ K km}^{-1}$ und $\partial_y\Theta \approx -4 \text{ K}(1000 \text{ km})^{-1}$). Ausgehend von dieser Studie erkennt man, dass eine Parametrisierung des Effekts barokliner Wirbel entscheidend für eine Theorie der mittleren Temperaturgradienten ist. Dies führt dann zur Theorie der baroklinen Anpassung, Stone (1978). Grundlegend dafür ist die Theorie zur baroklinen Instabilität (Charney 1947; Eady 1949).

In Phillips' 2-Schichten-Modell (Phillips 1954) taucht dabei erstmalig eine kritische vertikale Windscherung u_c auf, so dass die Strömung für $u_1 - u_3 > u_c$ baroklin instabil und für $u_1 - u_3 \leq u_c$ stabil ist (die Indizes 1 und 3 bezeichnen die obere beziehungsweise untere Schicht). Da nach der thermischen Windgleichung (B.16) die vertikale Windscherung proportional zum meridionalen Temperaturgradienten ist, entspricht der kritischen Windscherung ein bestimmter kritischer meridionaler Temperaturgradient $\partial_y T_2|_c$ (T_2 ist die Temperatur an der Grenzfläche der beiden Schichten). Es ergibt sich (Stone 1978)

$$\partial_y T_2|_c = -H_2 \frac{\beta}{f} \Delta_z \Theta, \quad (2.1)$$

wobei $\beta = \partial_y f$, $\Delta_z \Theta = (\Theta_1 - \Theta_3)/(z_1 - z_3)$ und $H_2 = RT_2/g$ die Skalenhöhe an der Grenzfläche sind. Für $\partial_y T_2 < \partial_y T_2|_c$ ist die Strömung baroklin instabil, für $\partial_y T_2 \geq \partial_y T_2|_c$ ist sie baroklin stabil (man beachte, dass $\partial_y T_2$ generell negativ ist).

Man kann sich leicht davon überzeugen, dass für ein Strahlungs–Konvektions–Gleichgewicht die gesamte extratropische Troposphäre baroklin instabil ist. Das Prinzip der baroklinen Anpassung ist nun analog zur konvektiven Anpassung. Es wird angenommen, dass die durch die Instabilität erzeugten Wirbel (baroklin oder konvektiv) gerade soviel Wärme umverteilen, dass sich im Endeffekt ein bezüglich der betrachteten Instabilität neutraler Zustand einstellt. Im baroklinen Fall heißt das also, dass der meridionale Wärmefluss durch barokline Wirbel den meridionalen Temperaturgradienten gerade soweit reduziert, dass die Strömung baroklin neutral wird (im obigen 2-Schichten-Modell $u_1 - u_3 = u_c$ oder $\partial_y T_2 = \partial_y T_2|_c$).

Stone (1978) stellt fest, dass die beobachtete vertikale Windscherung tatsächlich auf der nördlichen Seite des globalen Strahlstroms der Nordhemisphäre (also in den Extratropen) in etwa der kritischen Windscherung entspricht. Es muss allerdings angemerkt werden, dass sich das Stabilitätsverhalten im Kontinuumsmodell von Green (1960) etwas ändert, so dass die kritische Windscherung eher einem Übergang entspricht von "superkritischen" Bedingungen, wo die instabilen Wellen lang und hochreichend sind, zu "subkritischen" Bedingungen, wo die instabilen Wellen kurz und flach sind. Laut der Argumentation von Held (1978, 1982) sind es jedoch nur die langen und hochreichenden Wellen, die für einen effizienten planetaren Wärmefluss sorgen, wodurch sich das Stabilitätsverhalten auf diese Wellen übertragen läßt.

Ein alternativer Ansatz zur Behandlung der baroklinen Wirbel geht auf das Charney–Stern–Pedlosky–Theorem (CSP–Theorem) zurück (Charney & Stern 1962; Pedlosky 1964). Dieses Theorem gibt eine notwendige Bedingung für barokline Instabilität im quasigeostrophischen Modell an. Eine elegante mathematische Formulierung findet man in Pedlosky (1987), Gleichung (7.3.37) darin. Betrachtet man ein Gebiet, das am Ober- und Unterrand

durch Isentropen begrenzt ist, so besagt das CSP–Theorem das Folgende: *Der Meridionalgradient der quasigeostrophischen PV (QGPV) des Grundzustands muss im Integrationsgebiet das Vorzeichen wechseln.* Dieser Meridionalgradient ist nach Pedlosky (1987) gegeben durch

$$\partial_y \Pi_0 = \beta - \partial_{yy} U_0 - \rho_s^{-1} \partial_z (\rho_s S^{-1} \partial_z U_0) . \quad (2.2)$$

Darin bezeichnen Π_0 die QGPV des Grundzustands, U_0 den zonalen Grundstrom, $\rho_s(z)$ die Grundzustandsdichte und $S(z) = N_s^2 D^2 / (f_0^2 L^2)$ den Schichtungsparameter (N_s ist die Brunt–Väisälä Frequenz des Grundzustands, D die typische vertikale Skala, L die typische horizontale Skala und f_0 der Coriolisparameter im Koordinatenursprung der β –Ebene). Lindzen & Farrell (1980) betrachten nun folgendes vereinfachtes Problem. Sei der Grundstrom U_0 nur von der Höhe z abhängig und der statische Stabilitätsparameter S konstant. Dann reduziert sich $\partial_y \Pi_0$ auf

$$\partial_y \Pi_0 = \beta + (H_\rho S)^{-1} \partial_z U_0 - S^{-1} \partial_{zz} U_0 , \quad (2.3)$$

wobei H_ρ die Skalenhöhe der Dichte ist. Nun ist der troposphärische Meridionalgradient der Temperatur negativ und dadurch mittels der thermischen Windgleichung $\partial_z U_0$ positiv. Für die vertikale Windkrümmung gilt typischerweise $\partial_{zz} U_0 \leq 0$. Das heißt, $\partial_y \Pi_0$ ist typischerweise positiv nach Gleichung (2.3). Andererseits verlangt die notwendige Bedingung für Instabilität, dass $\partial_z U_0 = 0$ am Boden, was einen positiven δ –Beitrag von $\partial_{zz} U_0$ an dieser Stelle verlangt (δ meint hier die Dirac’sche Delta–Distribution). Es existiert also ein negativer δ –Beitrag in $\partial_y \Pi_0$ am Boden, was zu einem Vorzeichenwechsel darüber führt. Die Behandlung der Ränder anhand solcher δ –Distributionen geht auf Bretherton (1966) zurück. Lindzen & Farrell schlagen nun eine barokline Anpassung in der über dem Boden liegenden Schicht vor, die $\partial_z U_0$ so adjustiert, dass $\partial_y \Pi_0 = 0$ in dieser Schicht und somit die Strömung neutralisiert ist. Die Lösung lautet (siehe Barry et al. 2000)

$$\partial_z U_0|_{\text{adj}} = \beta S H_\rho (e^{z/H_\rho} - 1) . \quad (2.4)$$

Diese Anpassung muss bis zu der Höhe erfolgen, wo $\partial_z U_0|_{\text{adj}} = \partial_z U_0$, da sonst direkt über der Anpassungsschicht eine destabilisierende Windkrümmung $\partial_{zz} U_0$ entstehen würde.

Die erste Arbeit, die diese Zusammenhänge für eine Theorie der Tropopause nutzt, ist die von Held (1982). Er geht davon aus, dass bei gegebenem (konstantem) troposphärischen vertikalen Temperaturgradienten (also circa auch konstantem N^2) die Tropopausenhöhe durch ein Strahlungsgleichgewicht bestimmt wird (wie in Manabe & Strickler 1964). Dies nennt er Strahlungszwangsbedingung. Wenn man nun zusätzlich eine dynamische Zwangsbedingung in Form einer Beziehung zwischen troposphärischem vertikalen Temperaturgradienten und der Tropopausenhöhe findet, hat man eine vollständige Theorie der Tropopausenhöhe. Ausgehend von der Theorie von Lindzen & Farrell (1980) und Gleichung (2.4) für $z = z_{\text{TP}}$ erhält Held (in dimensionsbehafteten Parametern, die Indizes 0 und s werden fallengelassen):

$$z_{\text{TP}} = H_\rho \ln \left(1 + \frac{f^2 \partial_z U}{H_\rho \beta N^2} \right) . \quad (2.5)$$

Das ist die Held’sche dynamische Zwangsbedingung, die zusammen mit einer Strahlungszwangsbedingung (siehe Held 1982) eine Theorie der Tropopausenhöhe repräsentiert. Sie ist insofern bemerkenswert, als dass sie die erste quantitative Theorie der Tropopause repräsentiert, die über die eindimensionalen Strahlungs–Konvektions–Betrachtungen hinaus

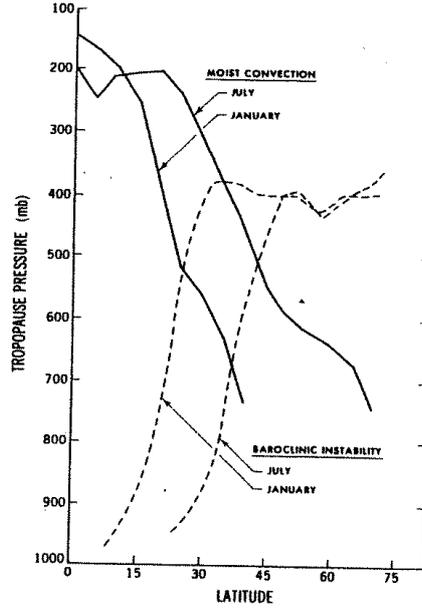


Abbildung 2.2: Tropopausendruck anhand eines feucht-konvektiven Modells und eines Modells mischender barokliner Instabilitäten. Entnommen aus Held (1982).

geht. Erwartungsgemäß erhält Held wesentlich realistischere Tropopausenhöhen in den Extratropen, als mit einem reinen Strahlungs-Konvektions-Modell, wenn auch nach wie vor zu kleine, Abbildung 2.2.

Eine alternative Möglichkeit der baroklinen Anpassung präsentiert Gutowski (1985). Er geht davon aus, dass rein mathematisch das dritte Integral des CSP-Kriteriums (siehe Gleichung (7.3.37) in Pedlosky 1987) auch für $S^{-1} \rightarrow 0$, also $N^2 \rightarrow \infty$, bei $z = 0$ verschwindet, ohne dass die vertikale Windscherung am Boden eliminiert werden muss. Diese Annahme entspricht nicht der Realität. Jedoch entspricht auch die Annahme verschwindender vertikaler Windscherung (und damit verschwindendem meridionalen Temperaturgradienten) am Boden nicht der Realität, so dass beide Annahmen als gleichberechtigt angesehen werden können. Gutowski argumentiert, dass die barokline Anpassung N^2 am Boden so weit maximiert, dass die Bodenreibung sämtliches Anwachsen von Instabilitäten unterdrückt. Er bezeichnet einen solchen Zustand als effektiv stabil. Die barokline Anpassung führt er nun ganz analog zu Lindzen & Farrell durch, mit dem Unterschied, dass nun $\partial_z U$ fixiert und stattdessen N^2 adjustiert wird. Gutowski erhält dann

$$N_{\text{adj}}^2(z) = \frac{N_{\text{adj}}^2(0)e^{-z/H_\rho}}{1 + \frac{H_\rho \beta N_{\text{adj}}^2(0)}{f^2 \partial_z U} (1 - e^{-z/H_\rho})}. \quad (2.6)$$

Dieses N_{adj}^2 beschreibt eine exponentiell mit der Höhe abfallende Kurve.

Das unbefriedigende an den bisherigen Theorien zur baroklinen Anpassung ist, dass sie jeweils unrealistische Randbedingungen am Boden involvieren. Dies ist eine inhärente Eigenschaft resultierend aus dem CSP-Theorem für barokline Instabilität. Lindzen (1993) hat darauf hingewiesen, dass die Bedingung $\partial_y \Pi_0 = 0$ bereits eine Eigenschaft des Eady-Modells (Eady 1949) ist, da dieses Modell eine Boussinesq-Approximation voraussetzt ($H_\rho \rightarrow \infty$ in Gleichung (2.3)) und $\partial_{zz} U_0 = 0$ und $\beta = 0$ annimmt. Das Eady-Modell erfüllt generell das CSP-Theorem durch die Konzentration von QGPV-Gradienten mit unterschiedlichen Vorzeichen an den vertikalen Rändern des Gebiets. Es ergibt sich aus dem Eady-Modell eine

Kurzwellengrenze für Instabilität:

$$k^2 + l^2 \leq (2.3394)^2 \frac{f^2}{N^2 h^2} = \mu_c^2, \quad (2.7)$$

wobei k die zonale und l die meridionale Wellenzahl ist und h die Höhe des Fluids. Falls nun eine maximale Wellenlänge λ_{\max} existiert, wie sie zum Beispiel in Experimenten mit rotierenden Ringen vorgegeben ist (siehe Lorenz 1962), kann man die Strömung geometrisch neutralisieren, indem man $2\pi/\lambda_{\max} \geq \mu_c$ vorschreibt. Ioannou & Lindzen (1986) zeigen, dass in der Atmosphäre solch eine maximale Wellenlänge (meridional) durch die Breite des subtropischen Strahlstroms gegeben ist. Durch Identifizierung dieser maximalen meridionalen Wellenlänge erhält Lindzen (1993) dann wegen (2.7) eine Beziehung zwischen k und h . Für typische Werte von k erhält er Höhen h , die sehr nah an den beobachteten Tropopausenhöhen in der Nähe des Subtropenstrahlstroms, jedoch polwärts davon zu groß sind. Das von Lindzen formulierte eben geschilderte Problem kann auch folgendermaßen betrachtet werden. Die CSP-Bedingung für Instabilität ist im Eady-Modell am Ober- und Unterrand erfüllt. Die Amplituden der von da aus abgestrahlten Wellen fallen von ihrem Entstehungspunkt exponentiell ab. Dann tritt Neutralisierung ein, wenn Unter- und Oberrand genau so weit voneinander entfernt sind, dass sich die jeweiligen Wellen nicht spüren (Lindzen 1993). Die Entfernung, bei der dies gerade erfüllt ist, kann der Tropopausenhöhe zugeordnet werden. Es sei hier noch angemerkt, dass Harnik & Lindzen (1998) Lindzen's Theorie erweitern, indem sie in das Eady-Modell eine Stratosphäre mit einem QGPV-Gradienten von der Ordnung β einführen (im originalen Eady-Modell ist die Tropopause als fester Deckel repräsentiert). Auch Bordi et al. (2002) präsentieren eine solche Erweiterung und betrachten zusätzlich noch den Effekt von Topographie.

Eine weitere Möglichkeit einer geometrischen Anpassung besteht im sogenannten Effekt des barotropen Regulators (englisch *barotropic governor*) (James & Gray 1986). Dieser Effekt besteht darin, dass die Erzeugung von barotroper (also horizontaler) Windscherung im Grundstrom barokline Instabilitäten unterdrücken kann (siehe Gleichung (2.2), zweiter Term). Numerische Experimente von Wirbel-Lebenszyklen (englisch *eddy life cycle experiments*) bestätigen zum Teil diesen Effekt (zum Beispiel Simmons & Hoskins 1978; Nakamura 1993). Gutowski et al. (1989) finden jedoch keinen wesentlichen Beitrag des barotropen Regulators während der Stabilisierung des Grundstroms.

Über die bisher genannten Theorien hinaus gehen noch einige modifizierende Arbeiten, die hier nur kurz genannt werden sollen. Ausgehend von dem Ergebnis der Arbeit von Valdes & Hoskins (1988), dass die Atmosphäre im Mittel baroklin instabil ist, schlagen Stone & Branscome (1992) eine sogenannte "schwache" barokline Anpassung vor, indem sie zeigen, dass die vertikale Windscherung im Gleichgewicht proportional zur kritischen Windscherung skaliert. Eine weitere Variation der Theorie der baroklinen Anpassung ist durch die nichtlineare barokline Anpassung gegeben (Cehelsky & Tung 1991; Welch & Tung 1998). Im nichtlinearen Regime muss die instabilste Welle nicht unbedingt Hauptträger der Energie sein. Es ist also möglich, dass die Strömung zwar bezüglich der instabilsten Welle superkritisch ist, aber dennoch eine barokline Anpassung mittels der energiehaupttragenden Welle stattfindet. Auch die Theorie des barotropen Regulators ist in einer nichtlinearen Form vorgeschlagen worden (Nakamura 1993) sowie eine Verbundtheorie der baroklin-barotropen Anpassung (Nakamura 1999; Song & Nakamura 2000). Eine weitere alternative Theorie, die zu den bisherigen in gewissem Gegensatz steht, ist die von Juckes (2000). Er nimmt an, dass die sporadisch in Zyklonen auftretende feuchte Konvektion einen nicht zu vernachlässigenden Effekt auf den mittleren Zustand der Troposphäre hat. Unter gewissen Annahmen erhält er eine feuchte

Version der baroklinen Anpassung, das heißt die potentielle Temperatur ist durch die equivalentpotentielle Temperatur zu ersetzen. Er findet gute (schlechte) Übereinstimmung mit einer Klimatologie für die Nordhemisphäre (Südhemisphäre).

Schlußfolgerungen für die extratropische Tropopause

In den Extratropen ist ein hypothetisches Strahlungs–Konvektions–Gleichgewicht baroklin instabil und kann somit nicht existieren. Eine Theorie zur Tropopause in den Extratropen muss deshalb imstande sein, den Effekt der vom Strahlungsantrieb forcierten baroklinen Wirbel zu beschreiben. Dabei ist der meridionale Gradient des Strahlungsantriebs (beziehungsweise der daraus resultierende meridionale Temperaturgradient) ursächlich für die Entstehung der baroklinen Wirbel.

Ein Effekt dieser Wirbel besteht darin, Wärme und Impuls meridional und vertikal zu transportieren (Green 1970; für eine neuere Übersicht siehe zum Beispiel Held 2000). Die Parameterisierung dieser Wärme– und Impulsflüsse ist seit Green's Arbeit mehrfach verbessert worden, zuletzt durch Barry et al. (2002).

Der meridionale Wärmetransport der baroklinen Wirbel führt zu einem Abbau des meridionalen Temperaturgradienten, also auch der Ursache der Instabilitäten. Deshalb lautet ein Vorschlag für den Nettoeffekt der baroklinen Wirbel, dass sie den meridionalen Temperaturgradient gerade so anpassen, dass die Strömung baroklin neutral wird. Als Neutralitätsbedingung erhält man nach dem CSP–Theorem und einigen weiteren Annahmen (siehe Diskussion auf Seite 13), dass der Meridionalgradient der QGPV verschwinden muss. Ein baroklin neutraler Zustand wäre also auch bezüglich der QGPV homogenisiert. Jedoch gibt es Zweifel, ob sich die Atmosphäre tatsächlich im Mittel in einem baroklin angepassten Zustand befindet (Vallis 1988, Valdes & Hoskins 1988). Ohne Zweifel ist allerdings, dass die baroklinen Wirbel im Mittel dazu tendieren, die PV zu homogenisieren (siehe zum Beispiel Rhines & Young 1982; Hoskins et al. 1985; Sun & Lindzen 1994; Swanson & Pierrehumbert 1995; Ambaum 1997; Bartels et al. 1998; Satoh & Neufeld 2001; Song 2001). Diese Tatsache wird im Abschnitt 4.4 als Grundlage für eine Theorie der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe dienen.

Für die barokline Neutralisierung der Strömung anhand des CSP–Theorems wurde neben einer bezüglich der PV homogenisierten Troposphäre auch von einer homogenisierten Bodentemperatur ausgegangen. Letztere Bedingung ist konträr zu Beobachtungen. Jedoch besteht auch hier kein Zweifel, dass der von der Sonneneinstrahlung forcierte Temperaturgradient am Boden zumindest teilweise durch den Wärmetransport der baroklinen Wirbel abgebaut wird. Insgesamt besteht also der Effekt der baroklinen Wirbel darin, jeweils die PV im Innern der Troposphäre und die Temperatur am Boden meridional zu vermischen. Für kleine Rossbyzahlen läßt sich diese Aussage quantifizieren. Man erhält, dass der isentrope meridionale Massentransport balanciert wird durch entsprechende Störungsflüsse von PV und potentieller Bodentemperatur (Held & Schneider 1999; Schneider 2003). Weiterhin nimmt Schneider an, dass der Wärmeüberschuss am Boden ausschließlich in der Troposphäre umverteilt wird und nicht die Stratosphäre erreicht. Das bedeutet, dass der Massenfluss integriert von der niedrigsten potentiellen Bodentemperatur bis zur potentiellen Temperatur der Tropopause für jeden Breitengrad verschwinden muss. Dann ergibt sich aus obiger Balance, dass der vertikal über die Troposphäre integrierte Störungsmassenfluss (*eddy mass flux*) der PV balanciert werden muss durch den Störungsmassenfluss der potentiellen Bodentemperatur. Als nächstes führt Schneider diffusive Schließungen der extratropischen Störungsflüsse ein (siehe auch Held 1999). Diese haben die allgemeine Form, dass der meridionale Störungsfluss einer

Größe (PV oder potentielle Bodentemperatur) proportional zum meridionalen Gradienten dieser Größe ist. Weiterhin gibt Schneider eine Reihe von Argumenten an, dass die Proportionalitätskonstanten – die Diffusivitäten – für die PV und die potentielle Bodentemperatur in etwa gleich sind. Durch mehrere grobe Approximationen erhält Schneider schließlich

$$\overline{\Theta}_t - \overline{\Theta}_s \approx -\frac{f}{\beta} \partial_y \overline{\Theta}_s, \quad (2.8)$$

wobei die Querstriche zeitlich, zonale Mittel bedeuten und die Indizes t und s für Tropopause und Boden stehen. Gleichung (2.8) ist eine dynamische Zwangsbedingung für die extratropische Troposphäre. Sie besagt, dass die Differenz der potentiellen Temperaturen zwischen Tropopause und Boden für jeden Breitengrad proportional zum Meridionalgradienten der potentiellen Bodentemperatur ist. Dabei ist die Proportionalitätskonstante durch $-f/\beta = -a \tan \varphi$ gegeben. In mittleren Breiten ist $\tan \varphi \approx 1$, die Zwangsbedingung (2.8) besagt dann, dass die Differenz der potentiellen Temperaturen zwischen Tropopause und Boden in etwa der Differenz der potentiellen Bodentemperatur zwischen Äquator und Pol entspricht. Versteht man diesen Zusammenhang in Form einer Skalenbeziehung, dann suggeriert (2.8), dass die Isentrope, die am Äquator den Boden berührt, am Pol die Tropopause berührt, das heißt die Existenz einer sogenannten trennenden Isentrope. Eine trennende Isentrope wird in der Erdatmosphäre im Winter beobachtet. Die Existenz dieser trennenden Isentrope betrachtet Hoskins (1991) als Koinzidenz. Jedoch gibt auch Ambaum (1997) Argumente für die zwingende Existenz dieser Isentrope an. Die Existenz einer trennenden Isentrope wird bei der in Abschnitt 4.4 präsentierten Theorie zur extratropischen Tropopause vorausgesetzt.

Schneider's dynamische Zwangsbedingung (2.8) stellt konzeptionell einen erheblichen Fortschritt gegenüber den bisherigen Theorien dar. Sie basiert nicht auf der (linearen) quasigeostrophischen Theorie und beschreibt die tendentiellen Homogenisierungen sowohl der PV im Innern der Troposphäre als auch der potentiellen Temperatur am Boden in konsistenter und mit Beobachtungen im Einklang stehender Weise. Das Hauptproblem der auf der quasigeostrophischen Theorie und dem CSP-Theorem basierenden baroklinen Anpassung, nämlich die vollständige Homogenisierung der Bodentemperatur, ist in Schneider's Theorie nicht mehr enthalten. Der Nachteil von Schneider's Zwangsbedingung ist, dass sie keinen expliziten Zusammenhang zwischen dem troposphärischen vertikalen Temperaturgradienten (oder alternativ der Brunt-Väisälä Frequenz) und der Tropopausenhöhe darstellt. Sie läßt sich somit nicht direkt mit einer Strahlungszwangsbedingung nach Held (1982) oder Thuburn & Craig (2000) zu einer Theorie der Tropopausenhöhe kombinieren.

2.1.4 Numerische Simulationen zur extratropischen Tropopause

Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt, ist ein Verständnis des Nettoeffekts barokliner Wirbel von essentieller Bedeutung für eine Theorie der extratropischen Tropopause. Eine Möglichkeit der genauen Untersuchung solcher barokliner Wirbel oder Wellen stellen numerischen Experimente von Wirbel-Lebenszyklen dar. In solchen Experimenten wurde tatsächlich eine Tendenz zur Neutralisierung der Strömung gegenüber barokliner Instabilitäten (also eine barokline Anpassung) gefunden (siehe zum Beispiel Simmons & Hoskins 1978; Gutowski et al. 1989; Thorncroft et al. 1993). In einem konzeptionell einfachen Welle-Grundstrom Modell in einem β -Kanal untersucht Egger (1995) den Einfluss von baroklinen Wellen auf die Höhe der Tropopause. Gegenüber einem Anfangszustand im Strahlungs-Konvektions-Gleichgewicht findet er ein Anheben der Tropopause im nördlichen Teil des

Kanals. Dieses Anheben wird durch die in den baroklinen Wellen stattfindenden meridionalen und vertikalen Wärmeflüsse verursacht. Das ist im Einklang mit der Tatsache, dass die beobachtete extratropische Tropopause höher liegt, als durch einem Strahlungs–Konvektions–Modell beschrieben. Dieses Ergebnis wird auch in den Simulationen von Gabriel et al. (1999) bestätigt, wo in einem zweidimensionalen GCM (englisch *general circulation model*) der Effekt von troposphärischen und stratosphärischen Wirbeln/Wellen separat untersucht wird (in parameterisierter Form). Sie finden, dass troposphärische Wirbel allein ein Anheben der Tropopause verursachen, hingegen zusätzliche stratosphärische Wirbel dieses Anheben wieder etwas reduzieren.

Eine weitere Möglichkeit, bestehende Theorien zur Tropopause zu überprüfen, stellen Simulationen mit kompletten GCMs dar. Eine Reihe von solchen Simulationen beschreiben Thuburn & Craig (1997). Sie untersuchen die Response der Tropopausenhöhe auf veränderte externe Parameter. Sie finden starke Sensitivität bezüglich der Bodentemperatur, wobei dies hauptsächlich auf die stark von der Bodentemperatur abhängige Strahlungswirkung der atmosphärischen Feuchte zurückgeführt wird. Dagegen ist die Tropopausenhöhe weniger sensitiv bezüglich der Ozonverteilung und kaum sensitiv bezüglich kleinen Veränderungen der Rotationsgeschwindigkeit des Planeten (um 40% in ihren Experimenten). Desweiteren vergleichen Thuburn & Craig die Bedingung (2.1) in Form von

$$\partial_y \langle \Theta \rangle = -H \frac{\beta}{f} \partial_z \langle \Theta \rangle \quad (2.9)$$

(die eckigen Klammern bezeichnen zonale Mittel) mit vom GCM berechneten $\partial_y \langle \Theta \rangle$ für die verschiedenen Simulationen. Sie finden polwärts vom globalen Strahlstrom gute Übereinstimmung. Auf der anderen Seite kann man aus (2.9) auch $\partial_z \langle \Theta \rangle$ bestimmen und mit dem aus den GCM Simulationen berechneten vergleichen. Hierfür finden Thuburn & Craig keine Übereinstimmung, was hauptsächlich daran liegt, dass die GCM–Werte nahezu konstant sind, die aus (2.9) berechneten Werte jedoch stark schwanken. Auch bezüglich Lindzen’s Theorie basierend auf der Eady–Kurzwellengrenze (2.7) finden Thuburn & Craig keine Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen. Die Resultate der GCM–Simulationen der genannten Autoren zeigen damit, dass die Theorien zur Tropopausenhöhe basierend auf der baroklinen Anpassung keine konsistent richtigen Ergebnisse liefern.

Eine genauere Untersuchung des Prozesses der baroklinen Anpassung mittels GCM–Simulationen führen Barry et al. (2000) durch. Durch Abschalten der Strahlungskühlung im Modell können sie die charakteristische Zeitskala für barokline Anpassung bestimmen. Sie erhalten, dass diese von der gleichen Größenordnung wie die Zeitskala des Strahlungsantriebs ist. Das läßt schließen, dass sich die Atmosphäre im Mittel in einem statistischen Gleichgewicht befindet, dass zwischen dem der baroklinen Anpassung und des Strahlungsgleichgewichts liegt. Formuliert man diese Aussage anhand der PV, dann bedeutet dies, dass die PV–Homogenisierung nur partiell stattfindet. In einer weiteren Arbeit (Barry et al. 2003) testen die Autoren verschiedene dynamische Zwangsbedingungen gegenüber verändertem Strahlungsantrieb (realisiert durch Veränderung der Strahlungs–Zeitkonstanten). Bemerkenswerterweise ist die Korrelation zwischen den Störgrößen von v (Meridionalgeschwindigkeit) und T (also die Größenordnung des meridionalen Wärmetransports durch Wirbel) am ehesten resistent gegenüber Veränderungen des Strahlungsantriebs. Hingegen stellt sich die trennende Isentrope als Koinzidenz des derzeitigen Klimas heraus (wie von Hoskins 1991 postuliert). Die PV–Homogenisierung findet erwartungsgemäß für unterschiedlich starken Strahlungsantrieb auch unterschiedlich stark statt.

Angesichts der vielseitigen in der Erdatmosphäre vorkommenden Wetterphänomene (zum

Beispiel Starkniederschläge, Sturmtiefs, Tornados) befindet sich die Erdatmosphäre offensichtlich nicht in einem stationären, sondern vielmehr in einem statistischen Gleichgewicht. Ein Ansatz ein solches statistisches Gleichgewicht idealisiert zu beschreiben besteht darin, sogenannte forciert–dissipative Simulationen durchzuführen. Die Idee dabei ist, dem numerischen Modell einen beständigen Antrieb in der Art aufzuprägen, dass kontinuierlich Instabilitäten entfacht werden. Natürlicherweise ist dies der Strahlungsantrieb, der nun nicht nur als Anfangsbedingung dient (siehe Experimente mit Wirbel–Lebenszyklen), sondern als Zusatzterm in das zu lösende Gleichungssystem eingeht. Den Prototyp einer solchen Simulation als Test für GCMs haben Held & Suarez (1994) vorgeschlagen. Sie zeigen, dass auf diese Weise ein realistisches “Klima” simuliert werden kann (siehe zum Beispiel auch Smolarkiewicz et al. 2001). Haynes et al. (2001) benutzen diese Methode und zeigen explizit, dass die durch den beständigen Strahlungsantrieb forcierten baroklinen Wirbel in ihren Simulationen eine realistische extratropische Tropopause erzeugen und auch erhalten. Schließlich seien noch die ganz ähnlich konzipierten Simulationen von Schneider (2003) erwähnt, mit denen er seine vorgeschlagene dynamische Zwangsbedingung (2.8) bestätigen kann.

Bezüglich PV–Homogenisierung und barokliner Anpassung seien noch die Simulationen von Solomon & Stone (2001a,b) mit einem quasigeostrophischen β –Kanal Modell erwähnt. Sie erhalten eine troposphärische Schicht oberhalb der Grenzschicht (zwischen 750 und 550 hPa), die bezüglich der PV homogenisiert ist, siehe auch die Arbeit von Zurita & Lindzen (2001). Den Effekt einer Troposphäre mit vorgegebenem konstantem meridionalen Gradienten der PV entlang von Isentropen in einem Energie–Balance–Modell untersuchen Kirk–Davidoff & Lindzen (2000). Sie zeigen, dass die Annahme eines solchen konstanten Gradienten zusammen mit Annahmen zur Temperaturstruktur in den Tropen, einer Bedingung für die statische Stabilität am Boden und einem stratosphärischen Strahlungsgleichgewicht eine eindeutig bestimmte Temperaturverteilung in der gesamten extratropischen Troposphäre bedingt.

2.2 Tropopausenregion

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über den Stand des Wissens zur Tropopausenregion gegeben werden. Ein Hauptmotiv für die Kenntnis des Hintergrundzustands der Tropopausenregion sind die Austauschprozesse zwischen Tropo– und Stratosphäre (siehe Kapitel 1). Der STE (englisch *stratosphere–troposphere–exchange*) innerhalb von Störungen in der Tropopausenregion in den Extratropen stellt einen wichtigen Beitrag zum globalen Transport zwischen Tropo– und Stratosphäre dar (Holton et al. 1995). Fallstudien zum STE in Relation zu Tropopausenanomalien sind zum Beispiel Danielsen (1968); Shapiro (1978); Danielsen & Hipskind (1980); Shapiro (1980); Lamarque & Hess (1994); Wirth & Egger (1999). Darüber hinaus gibt es klimatologische Arbeiten zum STE in den Extratropen (Wernli & Bourqui 2002; Sprenger & Wernli 2003) beziehungsweise global (Holton 1990; Grewe & Dameris 1996; James et al. 2003), Übersichtsartikel (Reiter 1975; Holton et al. 1995; Stohl et al. 2003) und theoretische Arbeiten (zum Beispiel Wei 1987; Juckes 1997). Die Zahl der allein hier aufgezählten Arbeiten zum STE deutet auf die große Bedeutung dieser Prozesse für die Atmosphäre hin. STE wird in dieser Arbeit nicht untersucht, vielmehr soll hier eine Basis für zukünftige Studien zum STE geschaffen werden, indem der atmosphärische Hintergrundzustand in der Tropopausenregion eingehend untersucht wird. Es erscheint also angemessen, lediglich auf einige wenige Aspekte des STE innerhalb der Beschreibung der Tropopausenregion einzugehen.

Die Tropopause ist zu einem gegebenem Zeitpunkt keine horizontale Fläche. Vielmehr wird sie durch die in der Troposphäre stattfindenden dynamischen Prozesse beständig deformiert und erhält dadurch eher die Gestalt einer komplexen Gebirgslandschaft (zum Beispiel Lamarque & Hess 1994). Um dies zu veranschaulichen, ist in Abbildung 2.3 z_{TP} und Horizontalwind auf der dynamischen Tropopause zu einem willkürlich ausgewählten Zeitpunkt dargestellt. Die Signaturen der troposphärischen Dynamik (Zyklonen und Antizyklonen) sind

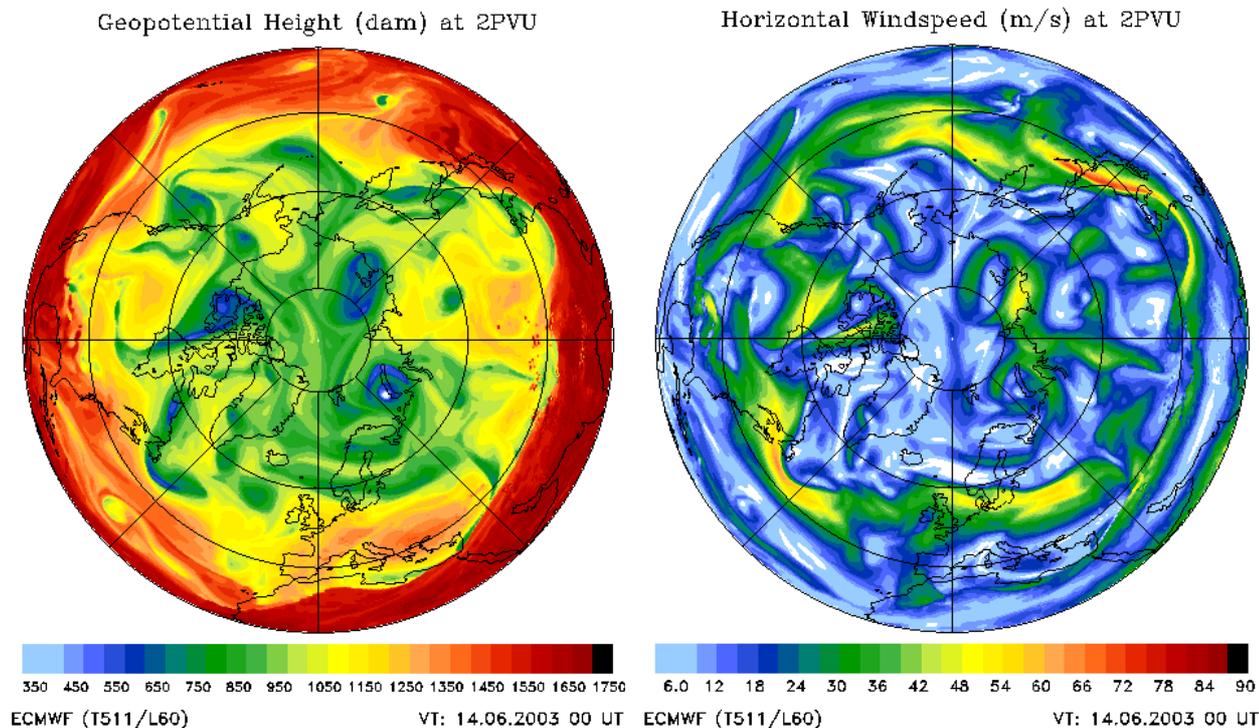


Abbildung 2.3: Tropopausenhöhe (links) und –wind (rechts) zu einem willkürlich ausgewählten Zeitpunkt aus ECMWF–Analysen. Gezeigt ist die Nordhemisphäre nördlich von 20° N. Breitenkreise sind bei 40° , 60° , 80° N eingezeichnet. Es wurde die dynamische Definition der Tropopause mit $P_{TP} = 2$ PVU verwendet. Dargestellt ist also die Höhe der 2 PVU Fläche. Entnommen von der Internetseite <http://www.pa.op.dlr.de/arctic>.

deutlich zu erkennen (anomal tiefe und hohe Tropopausen sowie Windmaxima an der Grenze zwischen Zyklone und Antizyklone). Die Abbildung vermittelt zudem den Eindruck, dass die Tropopause vom Äquator zum Pol eher in Sprüngen, anstatt kontinuierlich absinkt. Die Sprünge finden hauptsächlich einmal in den Subtropen (zwischen 30° und 40° N) und einmal in den subpolaren Regionen (zwischen 60° und 70° N) statt. Dies entspricht dem traditionellen Bild der “gefalteten” Struktur der Atmosphäre in der Tropopausenregion (siehe zum Beispiel Palmén & Newton 1948; Defant & Taba 1957; Reed & Danielsen 1959; Staley 1960; Danielsen 1968; Shapiro et al. 1987). Zur Illustration zeigt Abbildung 2.4 eine schematische Darstellung der sogenannten “Dreifachstruktur” der Tropopause entnommen aus Shapiro et al. (1987). Die Darstellung ist stark idealisiert – die Wahrscheinlichkeit zu einem gegebenem Zeitpunkt solch einen meridionalen Verlauf der Tropopause zu beobachten ist relativ gering. Dennoch sind die dargestellten Frontalzonen (arktisch, polar und subpolar) einzeln betrachtet typische Wettererscheinungen in den jeweiligen Breiten (siehe die Fallstudien in den oben zitierten Arbeiten). Sie sind verbunden mit großen Änderungen in z_{TP} über kleine

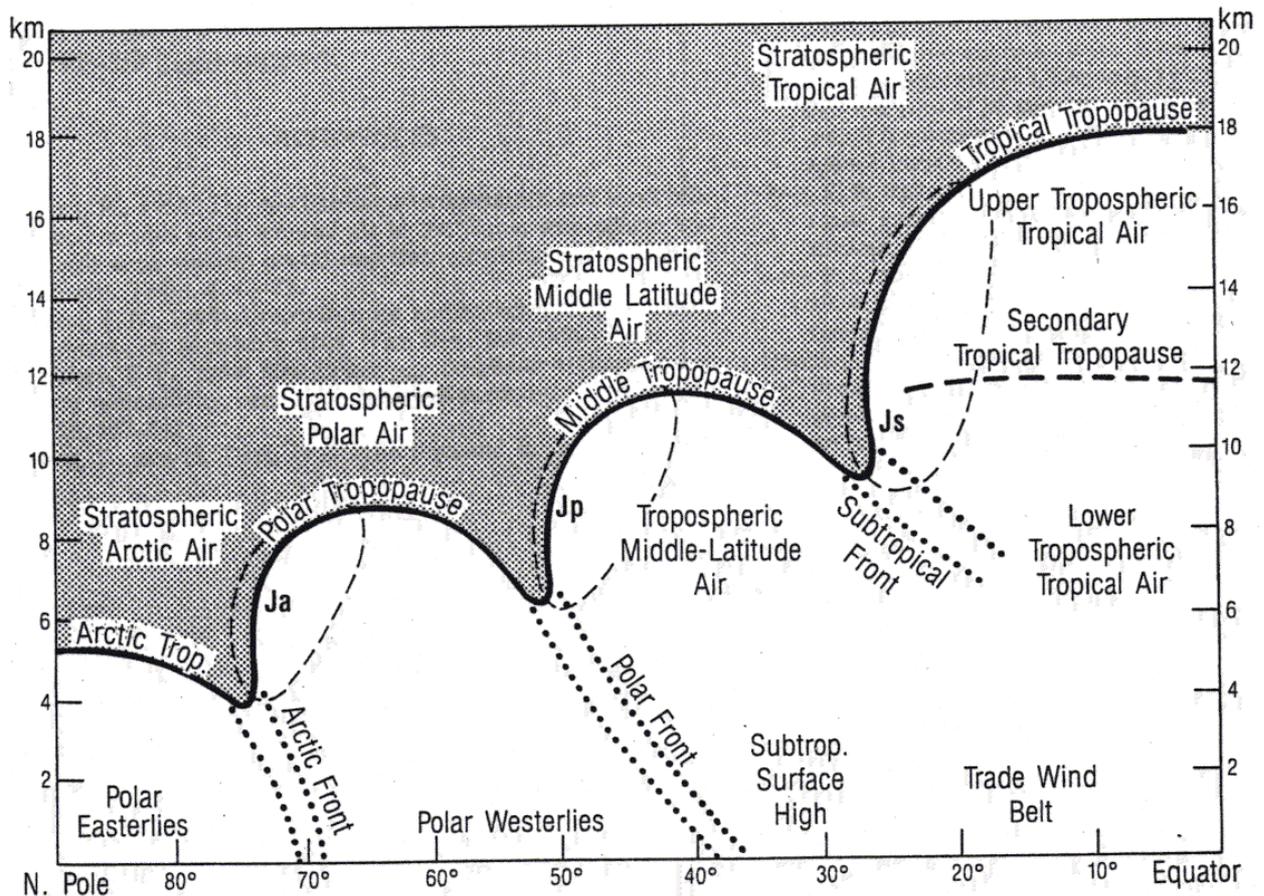


Abbildung 2.4: Die „Dreifachstruktur“ der Tropopause (dynamisch definiert, dicke Linie). Die primären Frontalzonen sind durch die dicken gepunkteten Linien gekennzeichnet. Die dünnen gestrichelten Linien stellen jeweils die 40 ms^{-1} Kontur des Zonalwinds dar und kennzeichnen damit die primären Strahlströme („Ja“ steht für den arktischen, „Jp“ den polaren und „Js“ für den subtropischen Strahlstrom). In den Tropen ist eine sekundäre (thermische) Tropopause eingezeichnet, die auf den Unterschied zwischen thermischer und Kaltpunkttropopause hinweist. Der dargestellte idealisierte Meridionalschnitt kann in individuellen Fällen von der gezeigten Form zeitlich und räumlich abweichen. Abbildung entnommen aus Shapiro et al. (1987).

Meridionaldistanzen (teilweise als sogenannte „Tropopausenbrüche“ bezeichnet). Da die Position der Frontalzonen zeitlich und räumlich stark variiert, sind sie in einem zeitlich-zonalen Mittel nicht mehr evident. Lediglich der subtropische Strahlstrom bleibt als intensivster der drei in Abbildung 2.4 gezeigten Strahlströme bei einer solchen Mittelung erhalten. Dies ist in Abbildung 2.5 dargestellt, wo der mittlere Horizontalwind der Jahre 1990–2001 (das ist der in dieser Arbeit bezüglich der Radiosondendaten verwendete Beobachtungszeitraum) für drei verschiedene Druckniveaus der Nordhemisphäre dargestellt ist. Die Druckniveaus wurden so ausgewählt, dass sie in etwa den mittleren Niveaus der Strahlströme entsprechen (200 hPa – subtropischer, 300 hPa – polarer und 500 hPa – arktischer Strahlstrom). Jedoch ist im in der Abbildung dargestellten Mittel in allen Druckniveaus lediglich die Signatur des subtropischen Strahlstroms zu sehen. Die typische Nordablenkung an der Ostküste Nordamerikas kann als polarer Strahlstrom interpretiert werden. Tatsächlich könnten die zonalen Asymmetrien bezüglich der mittleren geographischen Breite des Strahlstroms als verschiede-

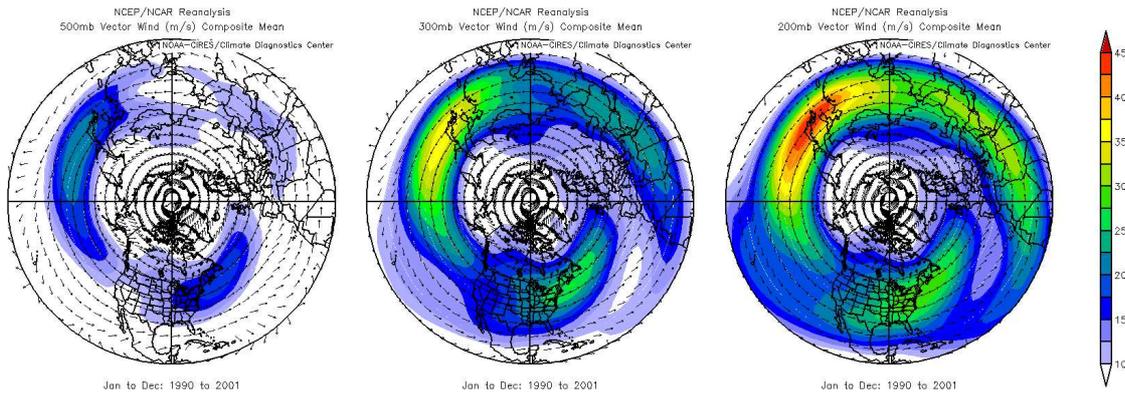


Abbildung 2.5: Mittlere Horizontalwindgeschwindigkeit (Farbschattierung, ms^{-1}) und -richtung (Pfeile) der Jahre 1990–2001 der Nordhemisphäre für die Druckniveaus 500 hPa (links), 300 hPa (Mitte) und 200 hPa (rechts). Die Bilder wurden auf der Internetseite des NOAA–CIRES Climate–Diagnostics–Center (zur Zeit <http://www.cdc.noaa.gov>) erzeugt.

ne Strahlströme interpretiert werden. Andererseits deutet die große meridionale Ausdehnung der maximalen Windgeschwindigkeiten an der Ostküste Nordamerikas auf die große Variabilität der Position des Strahlstroms in dieser Region hin, so dass aus Abbildung 2.5 keine Aussagen über eine eventuelle Aufspaltung des Strahlstroms in dieser Region getroffen werden können.

Die Atmosphäre ist im Mittel in etwa zonal symmetrisch (Abbildung 2.5). Für eine Charakterisierung der Tropopausenregion genügt es also in erster Näherung, zonale Mittel zu betrachten. Dazu zeigt Abbildung 2.6 einen Vertikalschnitt der zonal gemittelten potentiellen Temperatur und Temperatur für Januar 1993. Zusätzlich ist die dynamische Tropopause $P_{\text{TP}} = 2 \text{ PVU}$ eingezeichnet. Der stratosphärische Bereich der sogenannten “Middleworld” ist schattiert (Terminologie nach Hoskins 1991, die “Middleworld” ist der isentrope vertikale Bereich, in dem die Isentropen die Tropopause schneiden). Den mittleren Zonalwind erhält man aus der Abbildung über die thermische Windgleichung (B.16): zum Pol hin aufwärts (abwärts) geneigte Isentropen bewirken eine positive (negative) vertikale Windscherung. Die Strahlstrommaxima befinden sich demzufolge in den Regionen des (vertikalen) Übergangs von zum Pol hin aufwärts zu abwärts geneigten Isentropen. Diese Maxima fallen mit den subtropischen Tropopausenbrüchen zusammen (auf der Winterhemisphäre bei circa 30° , auf der Sommerhemisphäre bei circa 40°). Der Zonalwind des Polarwirbels (im Januar auf der Nordhemisphäre) ist anhand der zum Pol hin aufwärts geneigten Isentropen bei circa 60° N und oberhalb von circa 15 km Höhe zu sehen. Die Temperatur besitzt im dargestellten Bereich Minima an der tropischen Tropopause (durch $\Theta = 380 \text{ K}$ approximiert) und in der polaren Stratosphäre der Winterhemisphäre. Auffallend und als Grundlage für die Ergebnisse dieser Arbeit (siehe Abschnitt 3.2) wichtig, ist die nahezu konstante Temperatur der untersten Stratosphäre der mittleren Breiten (gesamten Extratropen) im Winter (Sommer). Dies entspricht der in Abbildung 1.1 gezeigten Standardatmosphäre, in der die untersten circa 10 km der Stratosphäre isotherm sind. Von den dargestellten Isentropen unterliegt scheinbar die 350 K Isentrope am wenigsten jahreszeitlichen Schwankungen. In der Winterhemisphäre existiert eine trennende Isentrope (hier 290 K), in der Sommerhemisphäre ist dies offenbar nicht der Fall.

Die Existenz einer “Middleworld”, das heißt die Existenz von Isentropen, die die Tropopause schneiden, hat Konsequenzen für die Kopplung zwischen Stratosphäre und Tro-

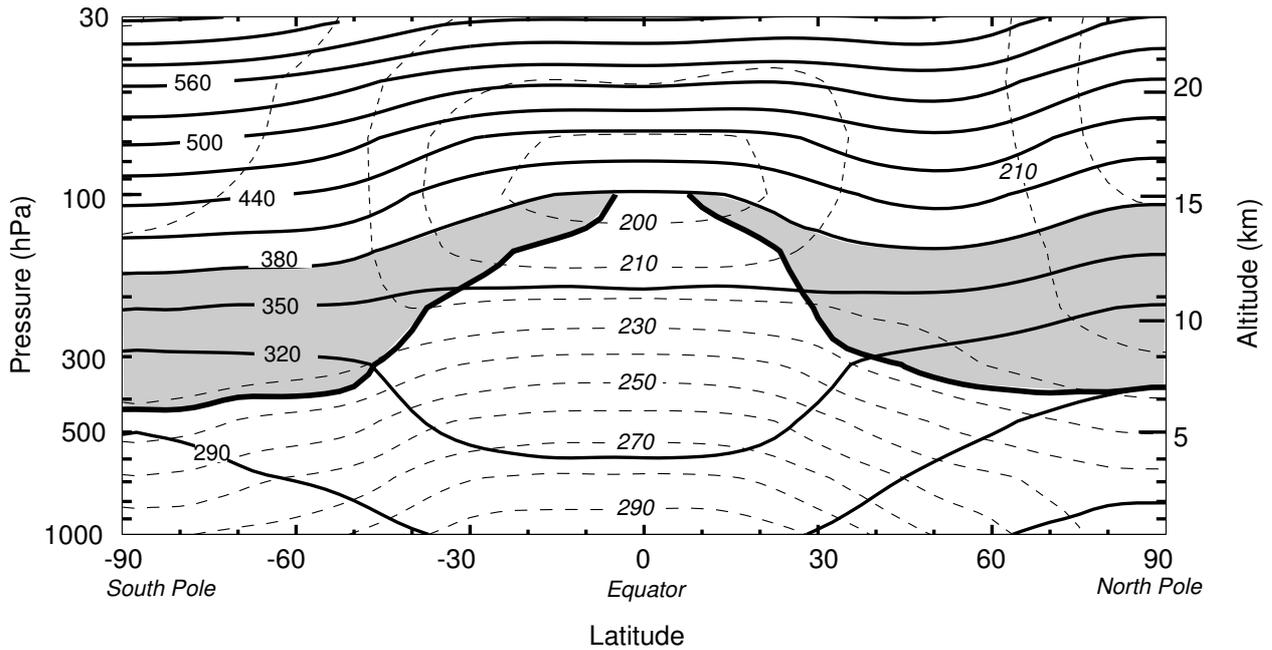


Abbildung 2.6: Vertikalschnitt von Zonalmitteln der potentiellen Temperatur (K, durchgezogen) und Temperatur (K, gestrichelt) für Januar 1993. Die dicke Linie (abgeschnitten bei $\Theta = 380$ K) bezeichnet die dynamische Tropopause ($P_{TP} = 2$ PVU). Die tropische Tropopause kann in guter Näherung durch die 380 K Isentrope beschrieben werden. Der schattierte Bereich repräsentiert die unterste Stratosphäre (der Teil der Stratosphäre, dessen Isentropen die Tropopause schneiden). Abbildung entnommen aus Holton et al. (1995).

posphäre. Adiabatische Prozesse verlaufen definitionsgemäß auf Isentropen, können also in der “Middleworld” einen Beitrag zum STE leisten (Holton et al. 1995; Seo & Bowman 2001). Dafür kommen hauptsächlich die Subtropen in Frage, da dort ein großer Gradient der potentiellen Temperatur der Tropopause existiert. In der Nähe der subtropischen Tropopause finden häufig synoptisch–skalige Wellenbrechungsereignisse statt (Rossbywellenbrechen), die für STE sorgen (zum Beispiel Postel & Hitchman 1999; Seo & Bowman 2001; Scott & Cammas 2002). In den mittleren Breiten, wo die Neigung der Isentropen gegenüber der Tropopause eher flach ist, sind es die Tropopausenfaltungsereignisse, die für STE sorgen (Keyser & Shapiro 1986).

Die wesentlich stabilere Schichtung der Stratosphäre gegenüber der Troposphäre äußert sich im viel kleineren Anstieg der Isentropen in der Stratosphäre (der Anstieg der Isentropen ist gegeben durch $-\partial_y\Theta/\partial_z\Theta$, ist also umgekehrt proportional zur Schichtung $\partial_z\Theta$). Sowohl Schichtung als auch der Anstieg der Isentropen sind wichtige Parameter für die Ausbreitung von baroklinen Rossbywellen. So sind zum Beispiel sowohl vertikale Wellenlänge als auch verfügbare potentielle Energie von baroklinen, quasigeostrophischen Rossbywellen umgekehrt proportional zur Schichtung (beziehungsweise zu N^2 , siehe Pedlosky 1987, Abschnitte 6.10, 6.13). Desweiteren ist der Anstieg der Isentropen ein wichtiger Parameter bezüglich barokliner Instabilitäten (siehe Abschnitt 2.1.3). Die Änderung der Schichtung und des Anstiegs der Isentropen beim Übergang von der Troposphäre in die Stratosphäre ist also von entscheidender Bedeutung für die atmosphärische Dynamik in den Extratropen. Diese Aussage widerspiegelt sich auch in Lindzen (1994), wo der Effekt von konzentrierten (meridionalen) QGPV–Gradienten an der Tropopause auf stationäre Rossbywellen untersucht wird (man

beachte, dass $\partial_y \Pi \propto \partial_z N^2$, Gleichung (2.2)). Lindzen findet, dass *“der Grad an Konzentration einen profunden Effekt auf die Reaktion bei stationärem Antrieb hat, wobei größere Konzentration größere Reaktion bewirkt”* (frei übersetzt aus der Kurzzusammenfassung von Lindzen 1994).

Auch auf die vertikale Ausbreitung von Schwerewellen hat der Schichtungsunterschied (beziehungsweise der Unterschied in N) zwischen Troposphäre und Stratosphäre einen Einfluss. Leutbecher (1998) definiert für hydrostatische Schwerewellen einen Reflexionskoeffizienten $r_T = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ an der Tropopause, wobei die Indizes “1” und “2” Troposphäre und Stratosphäre meinen und N_1 und N_2 jeweils konstant sind. r_T ist negativ für $N_2 > N_1$ und betragsmäßig um so größer, je größer der Schichtungsunterschied $N_2 - N_1$ ist.

Kapitel 3

Der mittlere Zustand der extratropischen Tropopausenregion aus vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten

Ziel dieses Kapitels ist eine umfassende klimatologische Beschreibung der extratropischen Tropopausenregion und –schärfe anhand von vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten. Teilweise werden die Ergebnisse mit Resultaten anhand der ERA–Daten verglichen. Die verwendeten Daten werden hier aus Übersichtsgründen nur kurz beschrieben, eine ausführliche Beschreibung findet man in Anhang A.

Der Datensatz an vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten umfasst die Daten von zwei süddeutschen Radiosondenstationen (München–Oberschleißheim und Stuttgart, nachstehend MO und STU) für die Jahre 1990–1999 und die Daten von 93 U.S. Radiosondenstationen (nachstehend US–Stationen) für die Jahre 1998–2001. Die Daten sind generell verfügbar zu den Zeiten 00 und 12 UT. Vereinzelt liegen für einige US–Stationen auch Daten anderer Aufstiegszeiten vor (06 und 18 UT). Die Radiosondenaufstiege beinhalten Informationen über Temperatur, Horizontalwind und relative Feuchte. Die Vertikalauflösung für Temperatur und relative Feuchte beträgt ≈ 50 m für MO und STU und ≈ 30 m für die US–Stationen. Die Vertikalauflösung für den Horizontalwind beträgt ≈ 150 m für sämtliche Stationen.

Als Auswahlkriterium für die in dieser Arbeit betrachteten Radiosondenstationen konnten leider keine wissenschaftlichen Gründe genutzt werden. Die vertikal hochaufgelösten Daten werden zwar seit einigen Jahren von fast allen nationalen Wetterdiensten gespeichert und archiviert, sind jedoch in der Regel nicht frei verfügbar. Ausnahmen bilden die US–Daten und jüngst auch Daten der britischen Initiative BADC (*British Atmospheric Data Centre*), bei denen die Daten außerdem in einem einheitlichen Format abgespeichert werden. Die Daten der zwei süddeutschen Stationen standen dem Autor aus einer früheren Untersuchung zur Verfügung (Birner & Dörnbrack 2001), für welche die Daten gegen eine geringfügige Bearbeitungsgebühr vom Deutschen Wetterdienst Oberschleißheim zur Verfügung gestellt wurden.

Die ERA–Daten umfassen den gesamten Reanalysezeitraum (1979–1993) und enthalten die Zeitpunkte 00, 06, 12, 18 UT. Die Vertikalauflösung dieser Daten beträgt ≈ 1 km in der Tropopausenregion. In dieser Arbeit werden zu Vergleichszwecken lediglich die Daten an zwei Gitterpunkten in der Nähe der süddeutschen Radiosondenstationen genutzt.

Klimatologien der Tropopausenregion und –schärfe erfordern eine Definition und Bestim-

mung der Tropopause. Zudem ist die Kenntnis des klimatologischen Zustand der Tropopause hilfreich für die nachfolgende Untersuchung der Tropopausenregion und –schräfe

3.1 Tropopause

Wie bereits in Abschnitt 2.1.1 erläutert, ist auf die hochaufgelösten Radiosondendaten nur die thermische Definition der Tropopause anwendbar. Für einen Vergleich zwischen thermischer und dynamischer Tropopause werden deshalb zusätzlich die ERA–Daten an zwei Gitterpunkten in der Nähe der süddeutschen Stationen ausgewertet. Zunächst werden die Algorithmen zur Bestimmung der Tropopause beschrieben.

3.1.1 Bestimmung der Tropopause

Thermische Tropopause

Die Bestimmung der thermischen Tropopause erfolgt basierend auf der in Kapitel 2.1.1 angegebenen Definition der WMO. Es muss jedoch beachtet werden, dass die vertikale Auflösung der hier verwendeten Temperaturprofile ($< \mathcal{O}(100 \text{ m})$) wesentlich höher als die der Definition von 1957 zugrunde liegenden vertikalen Auflösung $\mathcal{O}(1 \text{ km})$ ist. Dadurch ist es möglich, dass in der 2 km Schicht über der Tropopause einzelne vertikale Temperaturgradienten unter den Schwellwert γ (siehe Definition 1) fallen. Ein Algorithmus zur Bestimmung der thermischen Tropopause sollte also robust gegenüber der erhöhten Auflösung der Daten sein.

Die thermische Tropopause der Radiosondendaten wird wie folgt bestimmt. Zunächst wird der vertikale Temperaturgradient mittels zentrierter Differenzen für alle Höhen z_i eines Aufstiegs approximiert: $\Delta_z T_i = (T_{i+1} - T_{i-1}) / (z_{i+1} - z_{i-1})$. Danach wird die kleinste Höhe (z_k) ermittelt, für die $\Delta_z T_k \geq \gamma_{\text{TP}}$ gilt. Für $z \geq z_k$ wird nun wiederum die kleinste Höhe (z_j) ermittelt, für die $\langle \Delta_z T_{j,j+1,j+2} \rangle \geq \gamma_{\text{TP}} \wedge \langle \Delta_z T_{j-3,j-2,j-1} \rangle < \gamma_{\text{TP}}$ gilt (die eckigen Klammern bezeichnen arithmetische Mittel über alle Temperaturgradienten mit den durch Kommata getrennten Indizes). Dies ist robust gegenüber einzelnen Ausreißern des Temperaturgradienten. Ist dann $\langle \Delta_z T_{j,j+1,j+2} \rangle$ positiv, wird das Temperaturminimum im Höhenintervall $[z_{j-3}, z_{j+2}]$ der Tropopause zugeordnet (sowohl in z als auch in T). Ist dies nicht der Fall, entspricht die Tropopause dem Schnittpunkt zweier Regressionsgeraden von $T(z)$ in den Höhenintervallen $[z_{j-3}, z_{j-1}]$ beziehungsweise $[z_j, z_{j+2}]$. Die so ermittelte thermische Tropopausenhöhe z_{TP} wird allerdings nur akzeptiert, falls $|z_{\text{TP}} - z_j| \leq 250 \text{ m}$, $p_j < 500 \text{ hPa}$ (p ist der Druck) und kein T_i innerhalb $[z_{\text{TP}}, z_{\text{TP}} + 2 \text{ km}]$ existiert, für das $(T_i - T_{\text{TP}}) / (z_i - z_{\text{TP}}) \leq \gamma_{\text{TP}} \wedge (T_{i+1} - T_{\text{TP}}) / (z_{i+1} - z_{\text{TP}}) \leq \gamma_{\text{TP}}$ gilt. Die Tropopausentemperatur ergibt sich im Fall der Regressionsgeraden entsprechend als der Wert einer der Geraden für T an der Abszisse z_{TP} .

Die Tropopausenwerte für den Zonal– (u_{TP}) und Meridionalwind (v_{TP}) werden durch kubische Interpolation ermittelt.

Dynamische Tropopause

Eine Bestimmung der dynamischen Tropopause ist für die Gitterpunktwerte der ERA–Daten möglich. Die dynamische Tropopause wird in Anlehnung an Zängl & Hoinka (2001) berechnet. Die PV wird nach Gleichung (B.20) approximiert und auf den Zwischenniveaus $z_{i+1/2} = (z_i + z_{i+1}) / 2$ berechnet. Dann wird beginnend in 2.5 km Höhe nach dem ersten Niveau gesucht, für das $P_{i-1/2} < P_{\text{TP}} \leq P_{i+1/2}$ gilt. Als Schwellwert wird hier $P_{\text{TP}} = 3.5 \text{ PVU}$ wie

in Hoinka (1998, 1999) und Zängl & Hoinka (2001) verwendet. Die Tropopausenhöhe ergibt sich dann zu (siehe Gleichung (B3) in Zängl & Hoinka (2001), hier reproduziert)

$$z_{\text{TP}} = z_{i-1/2} + (z_{i+1/2} - z_{i-1/2}) \frac{P_{\text{TP}} - P_{i-1/2}}{P_{i+1/2} - P_{i-1/2}}. \quad (3.1)$$

Die Temperatur der Tropopause ergibt sich nach Gleichung (A3) in Zängl & Hoinka (2001):

$$T_{\text{TP}} = \begin{cases} T_i + \partial_z T|_{i-1/2} (z_{\text{TP}} - z_i), & \text{für } z_{\text{TP}} > z_i \\ T_i + \partial_z T|_{i+1/2} (z_{\text{TP}} - z_i), & \text{für } z_{\text{TP}} \leq z_i. \end{cases} \quad (3.2)$$

Durch quadratische Interpolation auf $z = z_{\text{TP}}$ erhält man u_{TP} und v_{TP} . Die berechneten Werte werden nur als Tropopausenwerte akzeptiert, falls $p_i < 600$ hPa und der Mittelwert der PV zwischen z_{TP} und $z_{\text{TP}} + 2$ km größer als P_{TP} ist. Falls dies nicht gilt wird das nächsthöhere Niveau gesucht, in dem die Bedingung für die dynamische Tropopause erfüllt ist.

3.1.2 Klimatologien von Höhe, Temperatur und Horizontalwind

Abbildung 3.1 zeigt Gesamtmittel von z_{TP} und T_{TP} und entsprechende Standardabweichungen σ_z^{TP} und σ_T^{TP} für sämtliche in der Auswertung enthaltenen Radiosondenstationen anhand der thermischen Tropopausendefinition. Die Größen z_{TP} und T_{TP} hängen schwach von der geographischen Länge, jedoch stark von der geographischen Breite ab: in den Tropen ist $z_{\text{TP}} \approx 16$ km, $T_{\text{TP}} \approx 190$ K, in den Polarregionen ist $z_{\text{TP}} \approx 9$ km, $T_{\text{TP}} \approx 218$ K. In den Subtropen sind σ_z^{TP} -Werte maximal ($\sigma_z^{\text{TP}} \approx 2$ km um 30° N), kleiner in den Tropen und polaren Gebieten ($\sigma_z^{\text{TP}} \approx 1$ km). σ_T^{TP} -Werte nehmen im Allgemeinen von den Tropen ($\sigma_T^{\text{TP}} \approx 9$ K) zum Pol ($\sigma_T^{\text{TP}} \approx 5$ K) ab. Für die süddeutschen Stationen sind die σ_z^{TP} -Werte etwas kleiner als für US-Stationen ähnlicher Breite. Im süddeutschen Raum ist also offensichtlich z_{TP} weniger variabel als in Regionen Nordamerikas ähnlicher Breite. Hoinka (1999) findet basierend auf den ERA-Daten und der hybriden Tropopausendefinition (siehe Abschnitt 2.1.2) in den Tropen $z_{\text{TP}} \approx 15.5$ km, $T_{\text{TP}} \approx 196$ K und in den hier ausgewerteten Polarregionen $z_{\text{TP}} \approx 9.5$ km, $T_{\text{TP}} \approx 218$ K. Diese Werte stimmen außer für den tropischen Wert von T_{TP} gut mit denen in dieser Arbeit überein. Hoinka's Arbeit enthält keine Informationen zu Standardabweichungen.

Gesamtmittel von u_{TP} und v_{TP} und die entsprechenden Standardabweichungen σ_u^{TP} und σ_v^{TP} sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Stärke des Strahlstroms kann sehr gut durch u_{TP} und v_{TP} approximiert werden, da das Strahlstrommaximum meist dicht unterhalb der Tropopause liegt (siehe zum Beispiel Reiter 1961). Klimatologische Aussagen bezüglich u_{TP} und v_{TP} indizieren also klimatologische Eigenschaften des Strahlstroms. In u_{TP} widerspiegeln sich zonale Inhomogenitäten des Strahlstroms: an der Nordostküste Nordamerikas existiert ein ausgeprägtes Maximum ($u_{\text{TP}} \approx 24$ ms⁻¹ gegenüber $u_{\text{TP}} \approx 15$ ms⁻¹ an der Westküste gleicher Breite). Dennoch ist prinzipiell entlang von Meridianen ein Zonalwindmaximum zu erkennen, so dass wie für z_{TP} und T_{TP} meridionale Änderungen von u_{TP} markanter als zonale Änderungen sind (u_{TP} ist in den dargestellten tropischen und Polregionen viel kleiner als in subtropischen und mittleren Breiten). σ_u^{TP} -Werte sind um so größer, je größer u_{TP} ist. Das gilt auch für die süddeutschen Stationen, trotz der zonalen Inhomogenität des globalen Strahlstroms (vergleiche 2.5). Hoinka findet für das Maximum an der Nordostküste $u_{\text{TP}} \approx 25$ ms⁻¹ und für die Westküste $u_{\text{TP}} \approx 15$ ms⁻¹, in sehr guter Übereinstimmung mit dem hier gefundenen Wert.

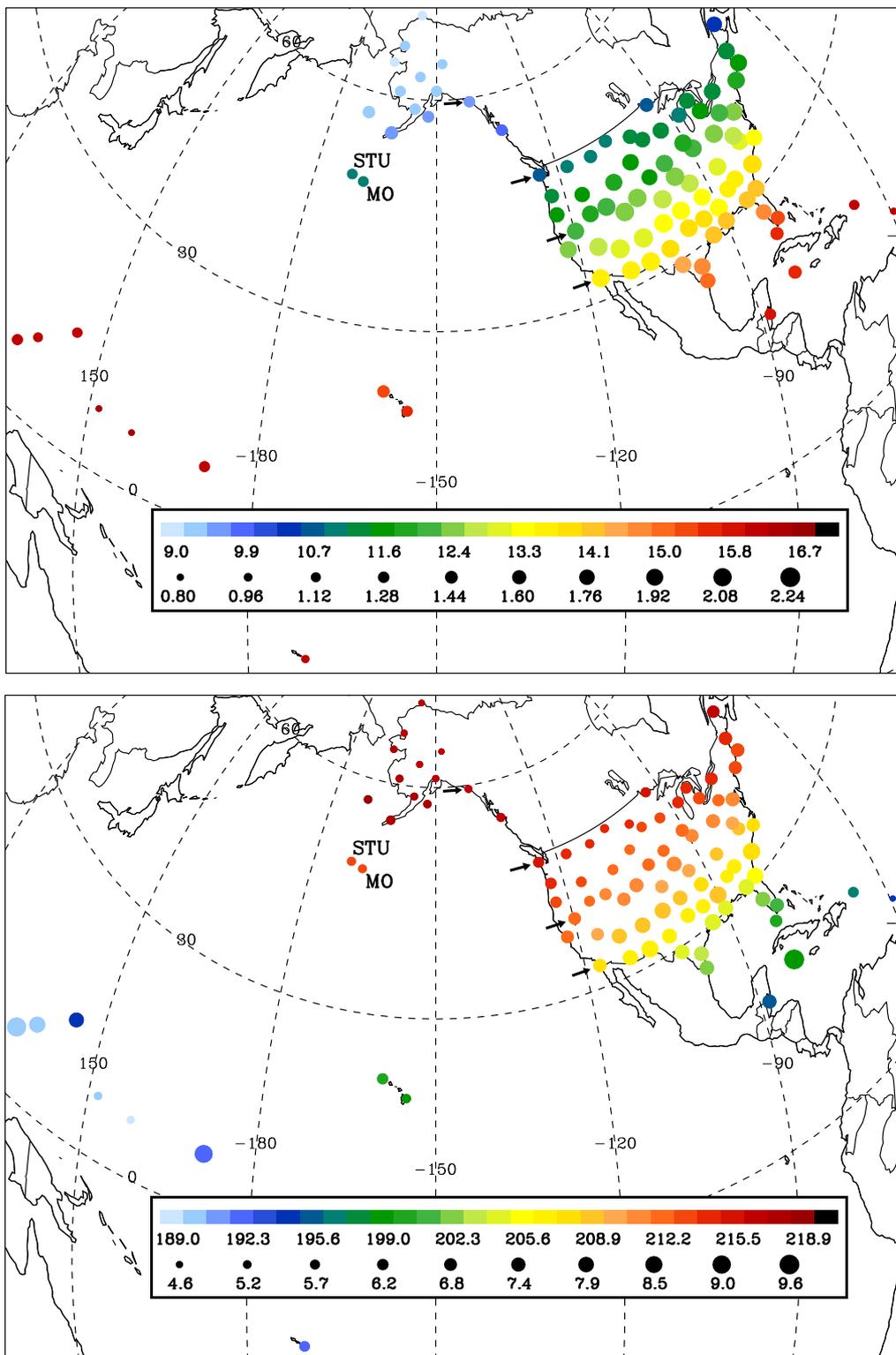


Abbildung 3.1: Oben: Mittelwerte von z_{TP} (Farbschattierung, km) und entsprechende Werte von σ_z^{TP} (Größe der Punkte, km) für sämtliche vorhandene Stationen. Die süddeutschen Stationen sind auf ihrer um 180° nach Osten verschobenen geographischen Länge dargestellt. Unten: analoge Darstellung für T_{TP} (K) und σ_T^{TP} (K). Die bezüglich der mittleren Jahressgänge untersuchten US-Stationen sind durch Pfeile gekennzeichnet.

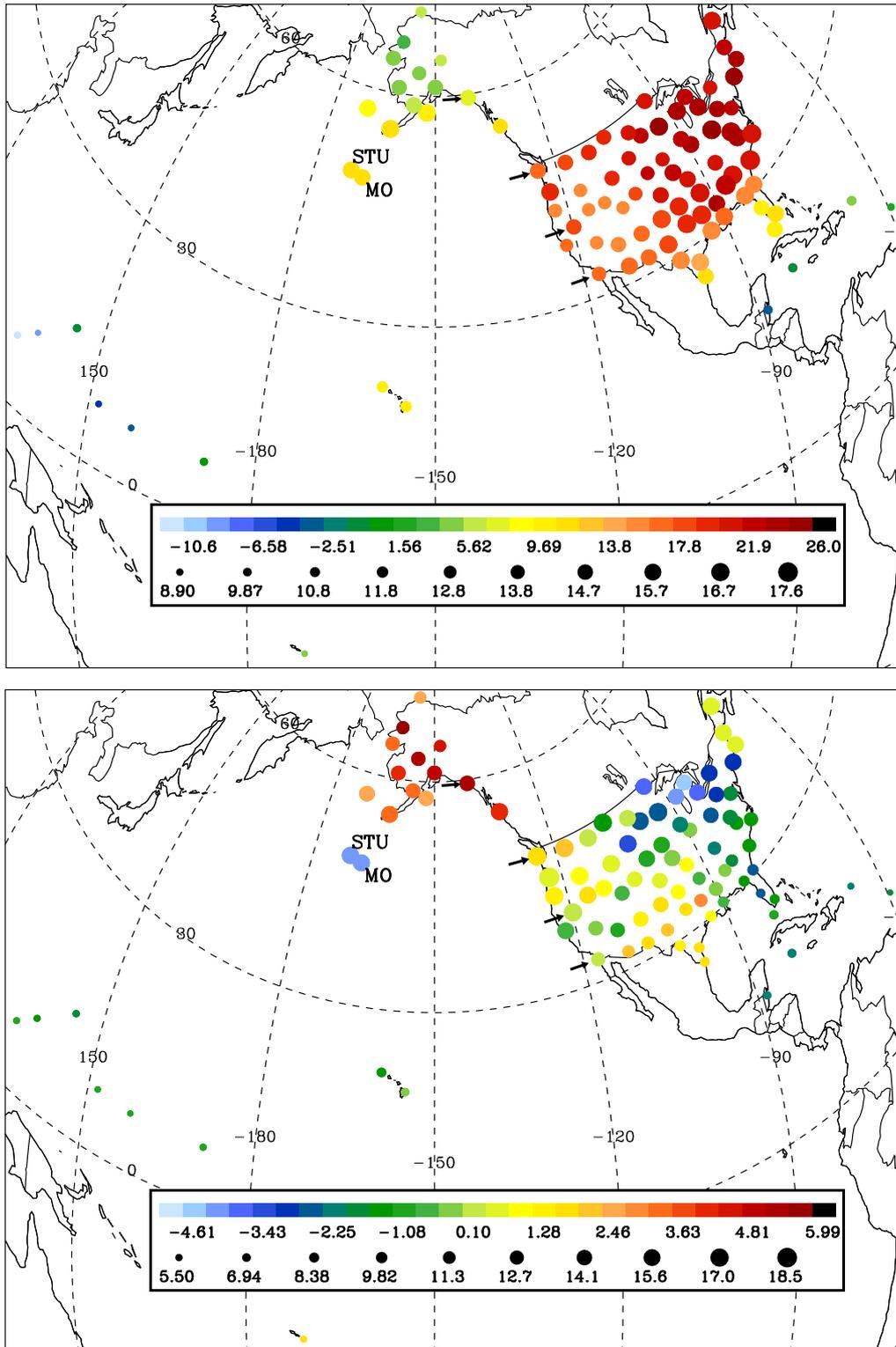


Abbildung 3.2: Wie Abbildung 3.1, jedoch für u_{TP} (oben) und v_{TP} (unten). Die Einheit ist jeweils ms^{-1} .

Die Größe v_{TP} ist ein Indikator für zonale Asymmetrien des klimatologischen Mittels. In der Westhälfte Nordamerikas ist $v_{\text{TP}} \approx 0$ und der Gesamtwind ist circa zonal. Signifikante Abweichungen dazu treten in der Region mit größtem u_{TP} (Nordkomponente) und über Alaska (Südkomponente) auf. Beide Bereiche sind durch quasistationäre Rücken und Tröge beeinflusst, die auch im klimatologischen Mittel in bestimmten Regionen für $v_{\text{TP}} \neq 0$ sorgen (vergleiche dazu die v_{TP} -Klimatologie von Hoinka). Für MO und STU ist die im Mittel enthaltene Nordkomponente Ausdruck der typischen Wetterausläufer, die normalerweise von Nordwesten über Mitteleuropa hinwegziehen. Die Werte für σ_u^{TP} und σ_v^{TP} sind in etwa gleich (zwischen 10 und 15 ms^{-1} , außer in den Tropen, wo $\sigma_u^{\text{TP}} \approx 9 \text{ ms}^{-1}$ und $\sigma_v^{\text{TP}} \approx 6 \text{ ms}^{-1}$). Im Mittel ist jedoch $|v_{\text{TP}}| \ll |u_{\text{TP}}|$. Das heißt, in Tropopausenniveau wird die mittlere Strömung in guter Näherung durch u_{TP} und die mittlere Variabilität der Strömung durch v_{TP} bestimmt. Hoinka findet für die Nordostküste Nordamerikas $v_{\text{TP}} \approx -2 \text{ ms}^{-1}$ und für Alaska $v_{\text{TP}} \approx 4 \text{ ms}^{-1}$, in sehr guter Übereinstimmung mit obigen Werten.

Jahreszeitliche Änderungen der Tropopauseneigenschaften werden nun folgend untersucht.

Jahresgänge für Süddeutschland

Abbildung 3.3 zeigt mittlere Jahresgänge von z_{TP} und σ_z^{TP} , sowie T_{TP} und σ_T^{TP} der thermischen Tropopause (zusätzlich dynamische Tropopause aus ERA-Daten, Schwellwert 3.5 PVU) für die süddeutschen Stationen. Die Ergebnisse für MO und STU unterscheiden sich kaum.

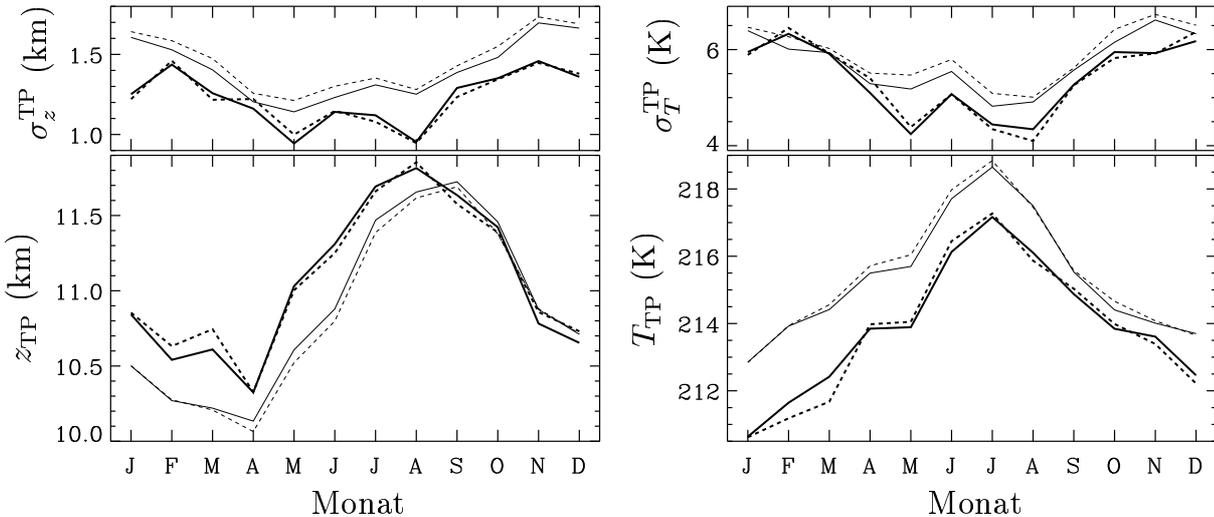


Abbildung 3.3: Mittlere Jahresgänge (unten) und entsprechende Standardabweichungen (oben) von z_{TP} (links) und T_{TP} (rechts) für die süddeutschen Stationen. Die durchgezogenen Linien gelten für MO, die gestrichelten für STU. Die dicken Linien entsprechen der thermischen Tropopause aus den Radiosondendaten, die dünnen Linien der dynamischen Tropopause ($P_{\text{TP}} = 3.5 \text{ PVU}$) aus den ERA-Daten.

In den Radiosondendaten existieren die höchsten Tropopausen im Mittel im August ($z_{\text{TP}} \approx 11.8 \text{ km}$), die tiefsten im April ($z_{\text{TP}} \approx 10.3 \text{ km}$). Die z_{TP} -Werte einzelner Sondierungen schwanken stark: es existieren im April ähnlich große z_{TP} -Werte wie im August; umgekehrt existieren im August ähnlich kleine z_{TP} -Werte wie im April ($\sigma_z^{\text{TP}} \sim 1 \text{ km}$ für beide Monate). Die Variabilität von z_{TP} ist im Winter größer ($\sigma_z^{\text{TP}} \approx 1.4 \text{ km}$) als im Sommer ($\sigma_z^{\text{TP}} \approx 1.1 \text{ km}$).

T_{TP} unterliegt jahreszeitlichen Schwankungen mit einer Periode von einem Jahr, mit dem Minimum im Januar ($T_{\text{TP}} \approx 211 \text{ K}$) und dem Maximum im Juli ($T_{\text{TP}} \approx 217 \text{ K}$). Dies entspricht den jahreszeitlichen Schwankungen der Bodentemperatur (nicht gezeigt). Die Variabilität von T_{TP} ist analog zu der von z_{TP} im Winter größer ($\sigma_T^{\text{TP}} \approx 6 \text{ K}$) als im Sommer ($T_{\text{TP}} \approx 4.5 \text{ K}$). Die dynamische Tropopause liegt fast das gesamte Jahr unterhalb der thermischen Tropopause (im Mittel $\approx 200 \text{ m}$) und ist wärmer (im Mittel $\approx 2 \text{ K}$), siehe auch die Tabelle in Birner et al. (2002).

Die Tropopausendefinition hat nahezu keinen Einfluss auf den Verlauf der Jahresgänge von z_{TP} und T_{TP} . Die größeren Werte von σ_z^{TP} und σ_T^{TP} der dynamischen gegenüber der thermischen Tropopause sind zum Teil auf deren größere Auslenkungen in intensiven Zyklo- nen und Antizyklo- nen zurückzuführen. Der größere und im Mittel um circa 10 Jahre frühere Auswertungszeitraum für die ERA-Daten tragen zusätzlich zu einer größeren Standardab- weichung bei, da zum Beispiel z_{TP} im süddeutschen Raum einem Trend von 150 m pro De- kade unterliegt (Steinbrecht et al. 1998; Hoinka 1999). Unter Berücksichtigung dieses Trends erhält man einen Unterschied zwischen thermischer und dynamischer Tropopausenhöhe von lediglich $\approx 50 \text{ m}$. Für T_{TP} erhält Hoinka nur einen Trend von $\approx -0.5 \text{ K}$ pro Dekade für den süddeutschen Raum. Die Unterschiede in T_{TP} entstehen zum Teil durch den Unterschied der vertikalen Auflösung zwischen ERA- und Radiosondendaten (siehe Unterabschnitt Diskus- sion).

Die Jahresgänge von u_{TP} und v_{TP} zeigen saisonale Minima und Maxima, unterscheiden sich jedoch für MO und STU kaum (Abbildung 3.4). Der Jahresgang von u_{TP} ist durch ein

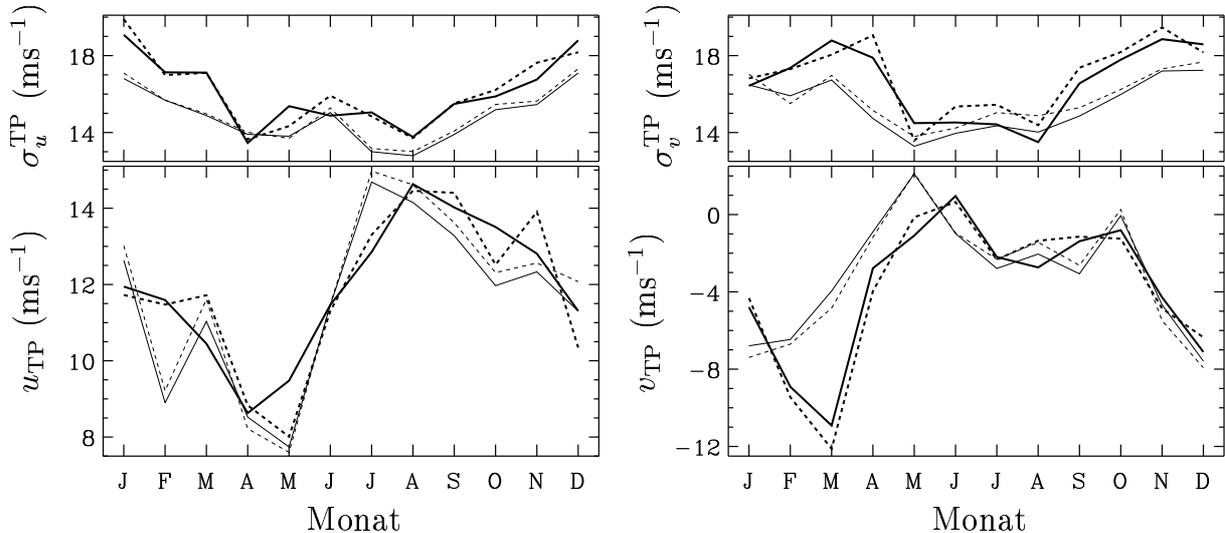


Abbildung 3.4: Wie Abbildung 3.3, jedoch für u_{TP} (links) und v_{TP} (rechts).

Maximum im Sommer ($u_{\text{TP}} \approx 14 \text{ ms}^{-1}$) und einem Minimum im Frühjahr ($u_{\text{TP}} \approx 9 \text{ ms}^{-1}$) gekennzeichnet. Dagegen ist $v_{\text{TP}} \approx 1 \text{ ms}^{-1} \ll u_{\text{TP}}$ von Mai bis Oktober und besitzt betragsmäßig ein ausgeprägtes Maximum im März ($v_{\text{TP}} \approx -11 \text{ ms}^{-1}$ für die Radiosondendaten). Die Variabilität ist für u_{TP} und v_{TP} in den Sommermonaten kleiner ($\sigma_u^{\text{TP}} \approx \sigma_v^{\text{TP}} \approx 14 \text{ ms}^{-1}$), als in den Wintermonaten ($\approx 18 \text{ ms}^{-1}$). Die Jahresgänge von σ_u^{TP} und σ_v^{TP} sind sich sehr ähnlich. Desweiteren gilt allgemein $\sigma_u^{\text{TP}} > u_{\text{TP}}$ und $\sigma_v^{\text{TP}} > |v_{\text{TP}}|$ (eine Ausnahme bildet der August bezüglich u_{TP}). In Februar und März ist v_{TP} betragsmäßig so groß wie u_{TP} , es herrscht also Nordwestwind. Der Wind der dynamischen Tropopause aus den ERA-

Daten stimmt bis auf den Zeitraum Februar bis Mai in etwa mit dem Wind der thermischen Tropopause aus den Radiosondendaten überein.

Die Parameter der Tropopause sind stark von der geographischen Breite und der Jahreszeit abhängig (siehe auch Abschnitt 2.1.2). Die Ergebnisse der süddeutschen Stationen sind nicht repräsentativ für die gesamten mittleren Breiten. Die Daten der US-Stationen bieten die Möglichkeit, die Breiten- und Längenabhängigkeit der Jahresgänge der Tropopausenparameter zu untersuchen.

Jahresgänge und Breitenabhängigkeit aus den US-Stationen

Für vier ausgewählte US-Stationen bei 33, 40, 48 und 60°N im Längenbereich 117 – 140° W (in den Abbildung 3.1 und 3.2 durch Pfeile gekennzeichnet) sind in Abbildung 3.5 die Jahresgänge der Monatsmittel und entsprechenden Standardabweichungen von z_{TP} und T_{TP} dargestellt. Der Jahresgang ist für alle vier Stationen bezüglich z_{TP} qualitativ gleich mit

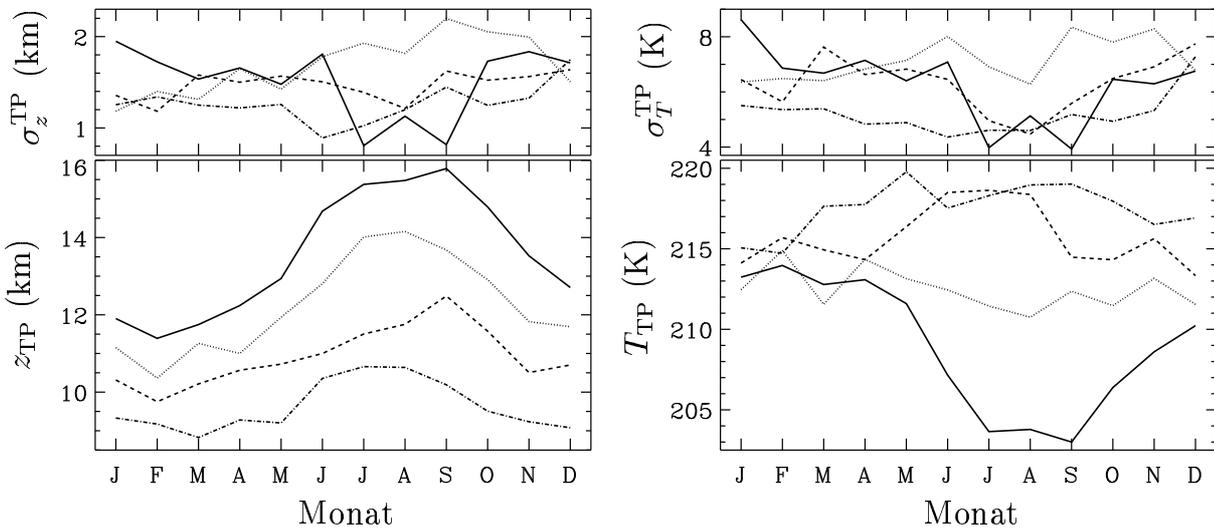


Abbildung 3.5: Mittlere Jahresgänge der Monatsmittel und entsprechende Standardabweichungen von z_{TP} (links) und T_{TP} (rechts) für vier ausgewählte US-Stationen: (a) Miramar NAS, CA (durchgezogen, 33°N, 117°W), (b) Reno, NV (gepunktet, 40°N, 120°W), (c) Quillayute, WA (gestrichelt, 48°N, 125°W) und (d) Yakutat, AK (Strich-Punkt-Linie, 60°N, 140°W). Ansonsten wie Abbildung 3.3, jedoch ohne Daten der dynamischen Tropopause.

hohen Tropopausen im Sommer und tiefen im Winter. Die Amplitude des Jahresgangs wird mit zunehmender Breite kleiner. Im Winter zeigt z_{TP} geringe Unterschiede zwischen den Stationen ($z_{\text{TP}} \approx 9$ km für die nördlichste und $z_{\text{TP}} \approx 12$ km für die südlichste Station). Im Sommer unterscheiden sich die z_{TP} -Werte der Stationen wesentlich mehr ($z_{\text{TP}} \approx 10.5$ km für die nördlichste und $z_{\text{TP}} \approx 15.5$ km für die südlichste Station). Die Variabilität von z_{TP} innerhalb eines Monats besitzt nur für die südlichste Station signifikante jahreszeitliche Unterschiede mit $\sigma_z^{\text{TP}} \approx 1$ km im Sommer gegenüber $\sigma_z^{\text{TP}} \approx 1.8$ km sonst. Für die restlichen Stationen schwankt σ_z^{TP} zwischen 1 und 2 km im Jahresverlauf und wird im Mittel nach Norden hin kleiner. Ein Vergleich mit Abbildung 3.1 zeigt, dass die großen σ_z^{TP} -Werte des Gesamtmittels in den Subtropen hauptsächlich durch den Jahresgang von z_{TP} zustande kommen. In den mittleren Breiten entsprechen sich die σ_z^{TP} -Werte von Gesamtmittel und Monatsmittel in etwa.

Bezüglich der Jahresgänge der Variabilität lassen sich die Aussagen von z_{TP} auf T_{TP} übertragen. Der Jahresgang von T_{TP} kehrt sich jedoch von Süden nach Norden um. Während für die subtropische Station eine ausgeprägte Periode von einem Jahr mit großer Amplitude charakteristisch ist ($T_{\text{TP}}^{\text{max}} \approx 214 \text{ K}$ im Februar, $T_{\text{TP}}^{\text{min}} \approx 203 \text{ K}$ im September), existiert für die nördlichste Station eine viel kleinere Amplitude ($T_{\text{TP}}^{\text{max}} \approx 220 \text{ K}$ im Mai, $T_{\text{TP}}^{\text{min}} \approx 215 \text{ K}$ im Februar, in Übereinstimmung mit den Werten in Zängl & Hoinka 2001).

Abbildung 3.6 zeigt mittlere Jahresgänge von u_{TP} und v_{TP} und deren Standardabweichungen für die vier ausgewählten US-Stationen. In der einzigen bisherigen Klimatologie des Horizontalwinds der Tropopause (Hoinka 1999) wird nicht auf jahreszeitliche Unterschiede eingegangen. Deshalb stellen die Resultate bezüglich der Jahresgänge von u_{TP} und v_{TP} wichtige Ergänzungen gegenüber der bisherigen Klimatologie dar. Die südlichste Station

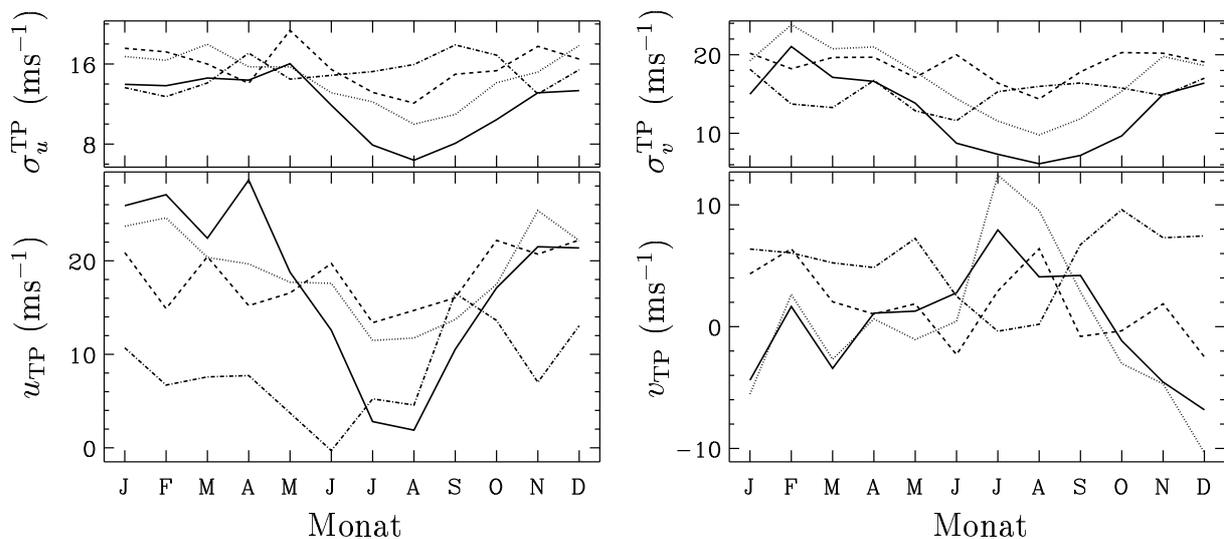


Abbildung 3.6: Wie Abbildung 3.5, jedoch für u_{TP} (links) und v_{TP} (rechts).

zeigt eine deutliche Amplitude im Jahresgang von u_{TP} ($\approx 25 \text{ ms}^{-1}$ im Winter, $\approx 5 \text{ ms}^{-1}$ im Sommer) und v_{TP} ($\approx -4 \text{ ms}^{-1}$ im Winter, $\approx 4 \text{ ms}^{-1}$ im Sommer), sowie in σ_u^{TP} ($\approx 14 \text{ ms}^{-1}$ im Winter, $\approx 8 \text{ ms}^{-1}$ im Sommer) und σ_v^{TP} ($\approx 18 \text{ ms}^{-1}$ im Winter, $\approx 8 \text{ ms}^{-1}$ im Sommer). Für die zwei Stationen mittlerer Breite (40° N und 48° N) sind sich die Jahresgänge bezüglich u_{TP} sehr ähnlich: u_{TP} (σ_u^{TP}) schwankt im Winter um 20 ms^{-1} (17 ms^{-1}) und im Sommer um 14 ms^{-1} (11 ms^{-1}). Bezüglich v_{TP} folgt die Station bei 40° N eher der südlichsten Station (mit einem Versatz von circa 3 ms^{-1} für σ_v^{TP}). Für die Station bei 48° N schwankt v_{TP} (σ_v^{TP}) dagegen ohne signifikanten Jahresgang zwischen -2 und 6 ms^{-1} (15 und 20 ms^{-1}). Für die nördlichste Station (60° N , strichpunktirt) ist $u_{\text{TP}} \approx 0$ im Juni und schwankt im restlichen Jahr zwischen 5 und 10 ms^{-1} (σ_u^{TP} schwankt zwischen 12 und 18 ms^{-1}). Bezüglich v_{TP} gilt für diese Station ähnliches, v_{TP} ist etwas kleiner als u_{TP} und besitzt größtenteils etwas kleinere Standardabweichungen (jeweil $\approx 2 \text{ ms}^{-1}$, außer im Sommer, wo $u_{\text{TP}} \approx v_{\text{TP}}$ für diese Station).

Es hat sich bezüglich der Gesamtmittel und der Jahresgänge der Tropopausenparameter gezeigt, dass die meridionale gegenüber der zonalen Abhängigkeit überwiegt. Im klimatologischen Mittel ist also die Hauptinformation über die Tropopausenparameter auf globaler Skala durch ein zonales Mittel repräsentiert. Dazu zeigt Abbildung 3.7 für z_{TP} , T_{TP} , u_{TP} und v_{TP} zonal gemittelte Jahresgänge in Abhängigkeit der Breite. Die breitenmäßige Abdeckung der Daten ist nicht vollständig, wodurch Lücken entstehen (weiße Flächen). Nichtsdestotrotz

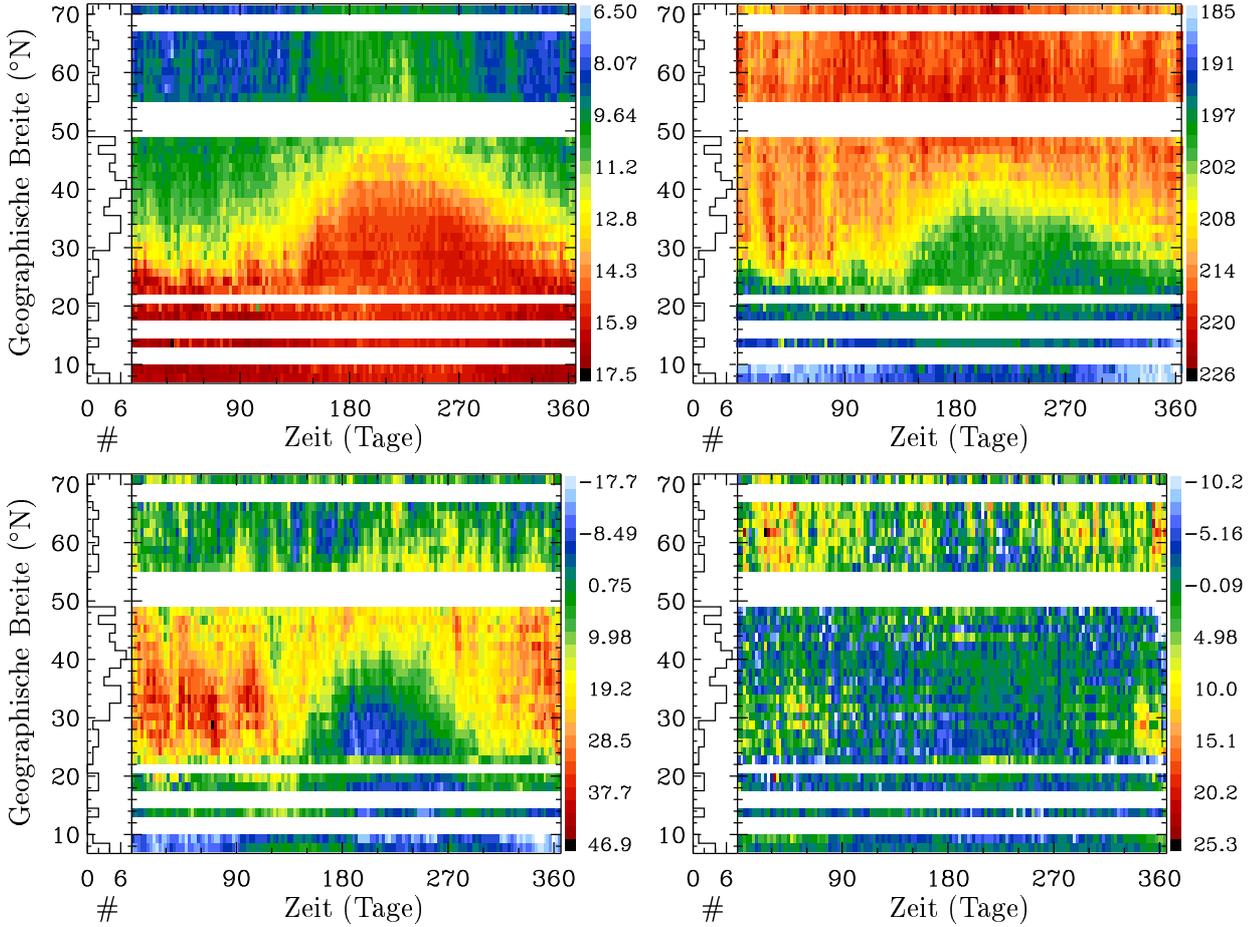


Abbildung 3.7: Mittlere Jahrgänge von z_{TP} (links oben, km), T_{TP} (rechts oben, K), u_{TP} (links unten, ms^{-1}) und v_{TP} (rechts unten, ms^{-1}) in Abhängigkeit der geographischen Breite. Im linken Teil der Diagramme ist jeweils die Anzahl (#) der vorhandenen Stationen dargestellt. Die Daten wurden auf ein regelmäßiges Gitter mit den Maschenweiten 2.5 Tage und 1.5° diskretisiert. Weiße Flächen geben Datenlücken an.

sind die charakteristischen Jahrgänge in z_{TP} , T_{TP} und u_{TP} sehr gut zu erkennen. Es existiert ein meridionaler Bereich mit tropischen Tropopauseneigenschaften (südlich von $\approx 20^\circ \text{N}$, z_{TP} zwischen 16 km und 17 km, T_{TP} zwischen 190 K und 200 K, u_{TP} negativ und v_{TP} circa Null) und ein meridionaler Bereich mit polaren Tropopauseneigenschaften (nördlich von $\approx 60^\circ \text{N}$, z_{TP} zwischen 8 km und 9 km, T_{TP} zwischen 210 K und 220 K, u_{TP} circa Null und v_{TP} zwischen 0 und 10ms^{-1} im ausgewerteten Bereich). Im Sommer sind im ausgewerteten Bereich keine typisch polaren Tropopausen enthalten. Das stimmt mit den Ergebnissen in Zängl & Hoinka (2001) überein, in denen sich erst nördlich von circa 70°N im Sommer typisch polare Tropopauseneigenschaften ausbilden (vor allem am Unterschied der Jahrgänge des Tropopausendrucks zwischen subpolaren und polaren Breiten zu erkennen, Abbildung 7b der zitierten Arbeit).

Zwischen tropischer und polarer Tropopause existiert eine Übergangsregion (der Tropopausenübergang) mit nahezu rein zonalen Windgeschwindigkeiten von $35 - 40 \text{ms}^{-1}$ im Winter und circa 20ms^{-1} im Sommer (v_{TP} schwankt in diesem Bereich zwischen -5ms^{-1} und Null). Dieser Strahlstrom verteilt sich über einen Breitenbereich von circa 20° im Win-

ter und 10° im Sommer. Das deutet auf die große meridionale Variation der Position des Strahlstroms in der ausgewerteten Region hin (vergleiche Abbildung 3.2). Die meridionale Position des Tropopausenübergangs besitzt einen stark ausgeprägten Jahresgang mit einer Periode von einem Jahr und einer Amplitude von $\approx 10^\circ$ (man beachte die gelb eingefärbten Bereiche in Abbildung 3.7, oben). Die mittlere Position ist im Winter $\approx 30^\circ\text{N}$ und im Sommer $\approx 45^\circ\text{N}$.

Interpoliert man das Verhalten von z_{TP} zwischen 50 und 55°N , dann ergibt sich für diesen Bereich bis auf die Sommermonate ein zweiter Tropopausenübergang. Zwischen beiden Tropopausenübergängen existiert ein Bereich von “mittleren” Tropopausenhöhen (z_{TP} zwischen 10 km und 11 km). Das stimmt mit dem Konzept der “Dreifachstruktur” der Tropopause überein, siehe Abbildung 2.4.

Diskussion

Die in diesem Abschnitt präsentierte Klimatologie der Tropopause basiert erstmalig auf einem vertikal hochaufgelösten $< \mathcal{O}(100\text{ m})$ Datensatz. Sie stimmt qualitativ, und bis auf T_{TP} auch quantitativ mit früheren Klimatologien aus vertikal gröber aufgelösten $\mathcal{O}(500\text{ m} - 1\text{ km})$ Daten (Hoinka 1999 und Zängl & Hoinka 2001 für die Polarregionen) überein. Auf klimatologische Eigenschaften der Tropopause hat also eine hohe vertikale Auflösung der Daten keinen entscheidenden Einfluss. Das gilt jedoch nicht für T_{TP} . Falls die Tropopause durch ein scharf ausgeprägtes lokales Temperaturminimum gekennzeichnet ist (das heißt eine Tropopauseninversion), ist T_{TP} stark abhängig von der vertikalen Auflösung der Daten. In diesem Fall ist T_{TP} um so kleiner, je größer die vertikale Auflösung der Daten ist. In den Tropen existiert tatsächlich im Mittel eine Tropopauseninversion (zum Beispiel Gettelman & de F. Forster 2002) so dass die Diskrepanz in den Tropen, zwischen Hoinka’s T_{TP} -Werten und denen in dieser Arbeit, auf die Tropopauseninversion der Tropen zurückgeführt werden kann. Für den süddeutschen Raum ist T_{TP} für die ERA-Daten signifikant größer als für die Radiosondendaten (Abbildung 3.3). Existiert auch in den mittleren Breiten im Mittel eine Tropopauseninversion?

3.2 Tropopausenregion

In der Literatur existiert keine eindeutige Definition der Tropopausenregion. Typischerweise wird darunter der vertikale Bereich verstanden, in dem atmosphärische Prozesse (zum Beispiel dynamische, chemische oder Strahlungsprozesse) direkten Einfluss auf die Tropopause ausüben. Das umfasst in etwa den Höhenbereich mittlere Troposphäre bis mittlere Stratosphäre (für die Extratropen im Mittel etwa $5\text{ km} \lesssim z \lesssim 25\text{ km}$). Es werden unterschiedliche Methoden der zeitlichen Mittlung angewandt. Zum einen wird die Erdoberfläche als gemeinsames Referenzniveau gewählt (konventionelle Mittlung). Zum anderen wird das Referenzniveau entsprechend der zu untersuchenden (vertikalen) Region gewählt. Das heißt, für eine Untersuchung der Tropopausenregion wird die Tropopause als gemeinsames Referenzniveau für mittlere Profile gewählt. Falls also $\overline{x(t, z)}$ eine meteorologische Observable in Abhängigkeit der Zeit und der Höhe ist und $\overline{(\cdot)}$ der zeitliche Mittlungsoperator, dann entsprechen $\overline{x(t, z - z_{\text{TP}}(t))}$ beziehungsweise $\overline{x(t, z - z_s)}$ (z_s entspricht der Höhe der Radiosondenstation über dem Meeresspiegel) einer Mittlung bezüglich des Referenzniveaus der Tropopause beziehungsweise der Erdoberfläche. Dies wird technisch folgendermaßen realisiert.

Für die Mittlung relativ zur Tropopause wird für eine gegebene Station zu jedem vor-

handenen Zeitpunkt $t = t_0$ das Vertikalprofil $x(t_0, z)$ kubisch auf die äquidistanten Niveaus

$$z_i = z_{\text{TP}}(t_0) + (i - K)\Delta z \quad (3.3)$$

interpoliert. Darin ist

$$\begin{aligned} i &= i_{\min}(t_0), i_{\min}(t_0) + 1, \dots, i_{\max}(t_0) \quad , \text{ mit} \\ i_{\min}(t_0) &= \max \left\{ K - \text{ceil} \left(\frac{z_{\text{TP}}(t_0) - z_s}{\Delta z} \right), 0 \right\} \quad \text{und} \\ i_{\max}(t_0) &= K - \text{floor} \left(\frac{z_{\text{TP}}(t_0) - z_{\max}}{\Delta z} \right) \end{aligned}$$

($z_{\max}(t_0)$ ist die maximale Höhe des betrachteten Radiosondenaufstiegs). Die Funktionen $\text{ceil}(\xi)$ beziehungsweise $\text{floor}(\xi)$ ergeben die nächst größere beziehungsweise nächst kleinere ganze Zahl von ξ . Der Wert für K bestimmt eine willkürliche untere Grenze der z_i (es wird $K = 10 \text{ km}/\Delta z$ verwendet). Für Temperatur- und Feuchteprofile (und sämtliche daraus abgeleitete Größen) ist $\Delta z = 50 \text{ m}$ und für Profile des Horizontalwinds (und sämtliche daraus abgeleitete Größen) ist $\Delta z = 150 \text{ m}$. Anschließend werden für jedes dieser Niveaus z_i alle darauf vorhandenen Daten der interpolierten Profile gemittelt. Für die Mittlung relativ zur Erdoberfläche werden die Vertikalprofile $x(t, z)$ kubisch auf die äquidistanten Niveaus $z_i = z_s + i\Delta z$ interpoliert, wobei hierfür $i_{\min}(t) = 0$ gilt. Es werden anschließend wieder für jedes Niveau alle darauf vorhandenen Daten der interpolierten Profile gemittelt.

Die Tropopausenhöhe ist zeitlich und räumlich sehr variabel. Für die Station MO ergibt sich zum Beispiel für die ausgewerteten 10 Jahre ein Wertebereich von $5 \text{ km} \lesssim z_{\text{TP}} \lesssim 16 \text{ km}$. Mittelt man einen bestimmten atmosphärischen Parameter (zum Beispiel T) konventionell, dann gehen in einer vorgegebenen Höhe innerhalb des Wertebereichs von z_{TP} Eigenschaften der Troposphäre und Stratosphäre in die Mittlung ein. Eventuelle besondere Charakteristika der Tropopausenregion werden so verschmiert und könnten in der resultierenden Klimatologie nicht mehr sichtbar sein. Wählt man jedoch die Tropopause als Referenzniveau der Mittlung, bleiben sämtliche an die Tropopause direkt gekoppelten Charakteristika in der Klimatologie erhalten. Somit ist für eine Klimatologie der Tropopausenregion die Mittlung relativ zur Tropopause gegenüber der konventionellen Mittlung vorzuziehen.

Es werden nun zunächst Klimatologien für einzelne Stationen, danach mittlere Jahressgänge für diese Stationen und schließlich zeitlich-zonal gemittelte Vertikalschnitte erstellt.

3.2.1 Mittlere Profile

Es werden zuerst Ergebnisse für Süddeutschland diskutiert. Danach folgen entsprechende Ergebnisse für die ausgewählten US-Stationen.

Süddeutschland

Für Süddeutschland liegen neben den Radiosondendaten (MO und STU) auch ERA-Daten zweier Gitterpunkte in der Nähe der beiden Stationen vor. Dadurch bietet sich die Möglichkeit zum einen den Effekt der vertikalen Auflösung und zum anderen den Effekt der Tropopausendefinition auf klimatologische Profile der Tropopausenregion zu studieren. In diesem Abschnitt wird nur auf die Station MO eingegangen, da sich mittlere Profile für STU kaum von denen für MO unterscheiden.

Abbildung 3.8 zeigt mittlere Vertikalprofile der Temperatur (T), quadrierten Brunt-Väisälä Frequenz (N^2) und des Wasserdampf-mischungsverhältnisses (r , im Folgenden kurz Mischungsverhältnis) für MO im Höhenbereich [6 km, 25 km]. Die Daten wurden relativ zur lokalen Tropopause (thermisch/dynamisch definiert für die Radiosonden/ERA-Daten) zeitlich gemittelt. Mittlungen der ERA-Daten wurden nur bis $z = 20$ km durchgeführt, da die vertikale Auflösung dieser Daten oberhalb von 20 km (circa 50 hPa) sehr grob ist (die obersten zwei Niveaus liegen bei 30 und 10 hPa). Die r -Profile aus den Radiosondendaten sind nur für $z \leq z_{\text{TP}}$ dargestellt, da der relative Messfehler der relativen Feuchte aus Radiosondendaten oberhalb der Tropopause die Größenordnung 100% hat (siehe Anhang A.1.3). Die Profile der

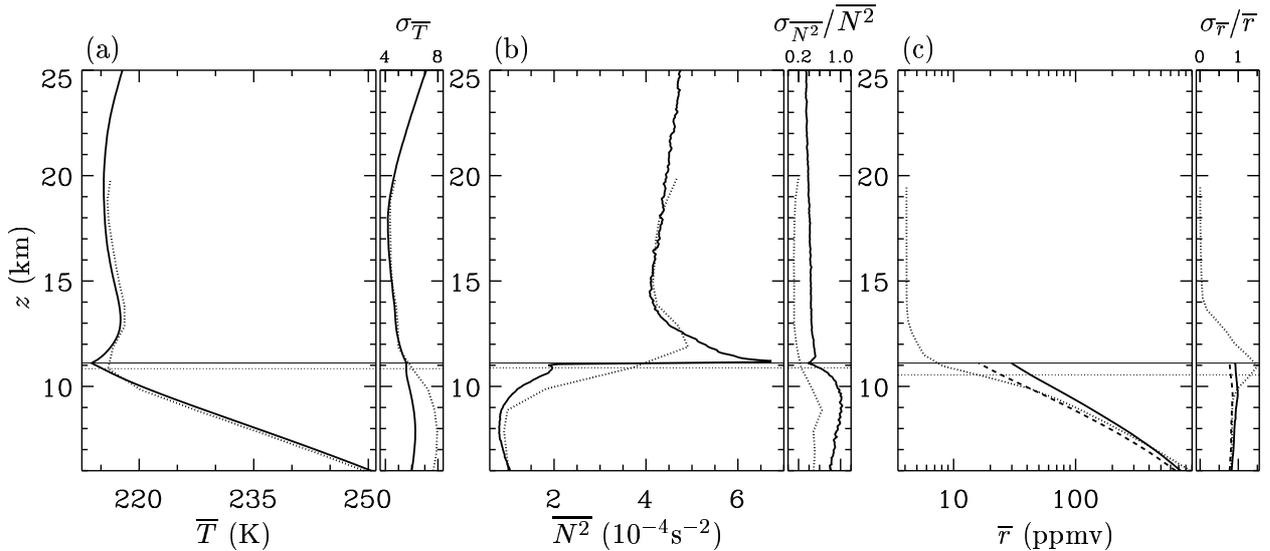


Abbildung 3.8: Mittlere Vertikalprofile und entsprechende Standardabweichungen (σ) von T (a), N^2 (b) und r (c) für MO (dicke Linien). Für N^2 und r sind relative, für T absolute Standardabweichungen dargestellt. Gepunktete Kurven kennzeichnen mittlere ERA-Profile. Die gestrichelte Kurve in (c) repräsentiert das unkorrigierte mittlere Profil. Die Profile wurden relativ zur lokalen Tropopause gemittelt sind aber zur besseren Vergleichbarkeit in absoluter Höhe dargestellt. Die horizontalen Linien kennzeichnen \bar{z}_{TP} . Man beachte die logarithmische Abszisse in (c).

ERA- und Radiosondendaten stimmen qualitativ gut überein. Markante Unterschiede sind nur in der Nähe der Tropopause ($z_{\text{TP}} \pm 1$ km) zu erkennen.

Die Tropopause ist im klimatologischen Mittel gekennzeichnet durch einen abrupten Vorzeichenwechsel von γ (Abbildung 3.8a), das heißt eine starke Inversion. Dies ist ein überraschendes Resultat und in dieser Deutlichkeit erstmalig in dieser Studie sichtbar. Die U.S. Standardatmosphäre zeigt im Gegensatz dazu eine isotherme unterste Stratosphäre ($\gamma_s^{\text{SA}} = 0$, siehe Abbildung 1.1). Die Tropauseninversion ist in den mittleren Radiosondenprofilen wesentlich stärker ausgeprägt als in den ERA-Profilen. Sie hat dort eine Gesamtdicke von ≈ 2 km mit einer Temperaturzunahme von ≈ 4 K. Das stimmt mit der Dicke der Inversion im ERA-Profil überein, jedoch wird die Stärke (also die Temperaturzunahme) im ERA-Profil um den Faktor 2 unterschätzt. Das liegt an der um den Faktor 20 größeren vertikalen Auflösung der ERA- gegenüber den Radiosondendaten. Die sonstigen Temperaturunterschiede in oberer Troposphäre und unterer Stratosphäre sind sehr gering (< 1 K) und könnten an den unterschiedlichen Zeiträumen, über die gemittelt wurde, liegen. Desweiteren können Unterschiede dadurch entstehen, dass die Gitterpunkte der ERA-Daten nicht exakt mit den

Radiosondenstationen zusammen fallen. Auch repräsentieren die ERA–Profile exakt Vertikalprofile, dagegen unterliegen die Radiosondenprofile einer Horizontaldrift. Die Standardabweichung $\sigma_{\bar{T}}$ aus den Radiosondendaten liegt für $6 \text{ km} \leq z \leq 20 \text{ km}$ zwischen 4 K und 6 K und wächst darüber kontinuierlich an. Die großen Werte für $\sigma_{\bar{T}}$ in der mittleren Stratosphäre sind durch den Jahresgang der Temperatur in dieser Region bedingt (siehe unten, Abschnitt 3.2.2). In der Troposphäre ist $\sigma_{\bar{T}}$ für die ERA–Daten in etwa 2 K größer als für die Radiosondendaten. Dies ist wiederum auf die oben diskutierten Unterschiede der Datensätze zurückzuführen.

Die quadrierte Brunt–Väisälä Frequenz ist im klimatologischen Mittel nahezu konstant außerhalb der Tropopausenregion ($z_{\text{TP}} \pm 2 \text{ km}$) als Konsequenz der quasi-linearen Profile der Temperatur. Jedoch springt N^2 an der Tropopause um einen Faktor von fast vier (drei) in den Radiosonden(ERA)–Profilen. Direkt darüber existiert im klimatologischen Mittel eine dünne, statisch stark stabile Schicht von $\approx 250 \text{ m}$ Dicke mit $N_{\text{max}}^2 \approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, welche von den ERA–Daten numerisch kaum aufgelöst wird – das Maximum in N^2 wird um einen Faktor von circa 3 unterschätzt. Der Wert dieses Maximums ist nahezu doppelt so groß wie der typische stratosphärische N^2 –Wert von $\approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$. Die relative Variabilität ($\sigma_{N^2}/\overline{N^2}$) ist jedoch in etwa in der gesamten dargestellten Stratosphäre konstant (≈ 0.4). Der troposphärische Bereich besitzt wesentlich größere relative Variabilität (≈ 1), was auf die wesentlich stärkere dynamische Aktivität in der Troposphäre gegenüber der Stratosphäre hinweist. Die Variabilität von N^2 in den ERA–Daten wird systematisch unterschätzt, da der Bereich an aufgelösten Vertikalgradienten der Temperatur (oder potentiellen Temperatur) wesentlich kleiner als für die Radiosondendaten ist.

Das Mischungsverhältnis fällt annähernd exponentiell mit der Höhe. Das korrigierte Radiosondenprofil (zur Korrektur siehe Anhang A.1.3) stimmt besser mit dem ERA–Profil überein als das unkorrigierte. Jedoch ist in den Radiosondenprofilen generell die Tropopausenregion feuchter und die mittlere und untere Troposphäre trockener als im ERA–Profil. Die stratosphärischen r –Werte der ERA–Daten sind an den klimatologischen Wert von $\approx 4 \text{ ppmv}$ angepasst (somit ist $\sigma_{\bar{r}} = 0$ in der Stratosphäre). Die $\sigma_{\bar{r}}$ –Werte sind in der Troposphäre groß (um 0.9), was auf die große Variabilität von troposphärischen Parametern hindeutet.

Abbildung 3.9 zeigt mittlere Profile des Horizontalwinds (V), der vertikalen Horizontalwindscherung ($\partial_z V$) und –krümmung ($\partial_{zz} V$) und der Windrichtung (α) für MO. Ein ausgeprägter Strahlstrom existiert im Mittel direkt unterhalb der Tropopause (Abbildung 3.9a). Das bestätigt die Annahme, dass der Horizontalwind der Tropopause ein Maß für den Strahlstrom ist. Das Windmaximum beträgt $\approx 24 \text{ ms}^{-1}$ und befindet sich circa 500 m unterhalb der Tropopause. In 20 km Höhe existiert ein Windminimum von $\approx 10 \text{ ms}^{-1}$. Die erneute Windzunahme oberhalb davon ist auf das stratosphärische Windmaximum in circa 30 km Höhe zurückzuführen (im Winter West-, im Sommer Ostwind, Reiter 1961). Die ERA–Daten lösen das Windmaximum in Tropopausenniveau in etwa auf, mit um $1 - 2 \text{ ms}^{-1}$ zu kleinen V –Werten. Ansonsten stimmen mittlere V –Profile aus den Radiosonden– und ERA–Daten gut überein. Werte für $\sigma_{\bar{V}}/\overline{V}$ sind zwischen 6 km und 15 km in etwa konstant. Das heißt, $\sigma_{\bar{V}} \propto \overline{V}$ in dieser Region. Zwischen 15 km und 20 km Höhe nimmt $\sigma_{\bar{V}}/\overline{V}$ zu und ist oberhalb von 20 km Höhe wieder circa konstant. Die größeren Standardabweichungen in der mittleren Stratosphäre sind auf jahreszeitliche Unterschiede zurückzuführen (siehe Abschnitt 3.2.2).

Eine interessante Eigenschaft ist in Abbildung 3.9b zu sehen. Die vertikale Windscherung besitzt direkt oberhalb der Tropopause ein Minimum ($\approx -5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$), analog zum Maximum von N^2 . Die Koexistenz der Extrema in N^2 und $\partial_z V$ wirft die Frage auf, ob zwischen diesen beiden Größen ein Zusammenhang besteht. Dazu betrachten wir die thermische

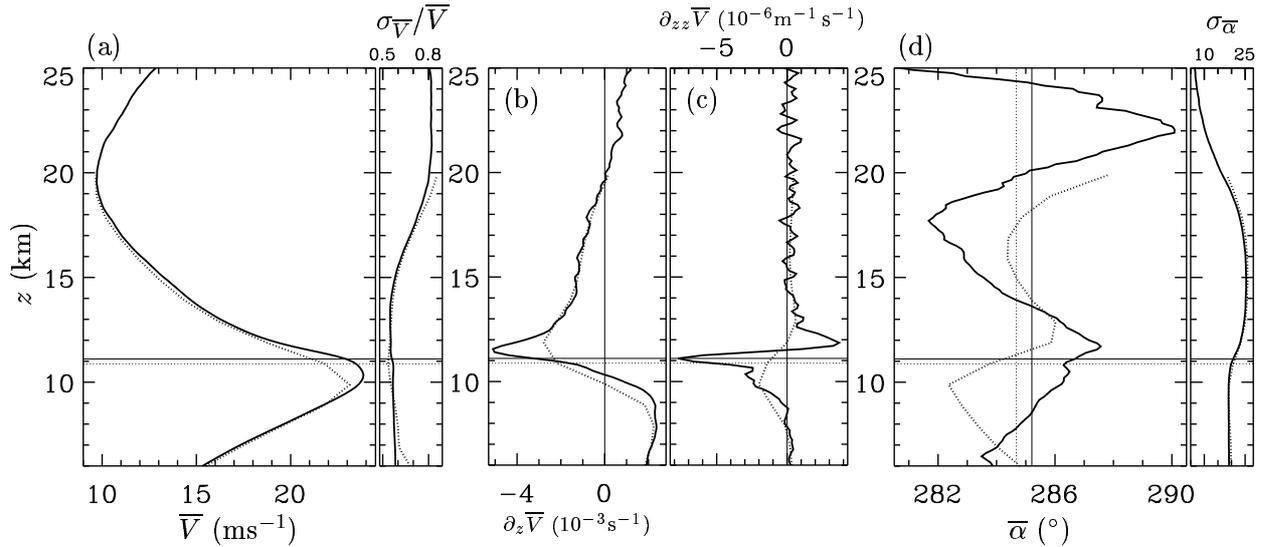


Abbildung 3.9: Wie Abbildung 3.8, jedoch für V (a), $\partial_z V$ und $\partial_{zz} V$ (b und c, jeweils aus \bar{V} berechnet) und α (d). Für α sind absolute, für V relative Standardabweichungen dargestellt. Für die vertikalen Gradienten von V entsprechen die absoluten Standardabweichungen denen von V . In (d) sind die für den dargestellten Bereich repräsentativen Mittelwerte durch vertikale Linien gekennzeichnet. Die vertikale Auflösung der Winddaten ist im Mittel um den Faktor 3 kleiner als die der Temperaturdaten (siehe Anhang A.1.1).

Windgleichung (B.16) und der Einfachheit halber den Spezialfall $v = 0$, so dass $\partial_z V = \partial_z u$. Ableitung nach z der thermischen Windgleichung ergibt in diesem Fall

$$\partial_z(\partial_z u) = \partial_{zz} u = -\frac{1}{f} \partial_y N^2. \quad (3.4)$$

Das ist eine Beziehung zwischen der meridionalen Abhängigkeit von N^2 und der vertikalen Abhängigkeit von $\partial_z u$. Zur meridionalen Abhängigkeit von N^2 in Tropopausennähe betrachten wir Abbildung 3.10. Es ist schematisch eine Tropopause in Abhängigkeit der Breite

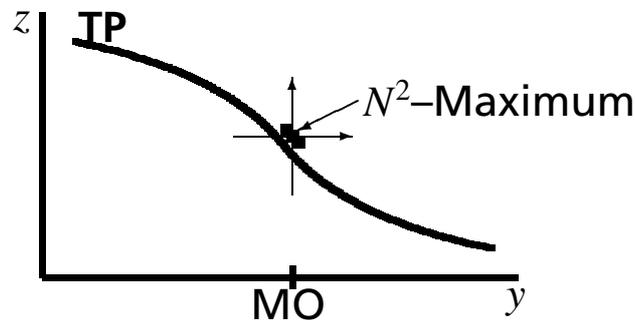


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der meridionalen gegenüber der vertikalen Abhängigkeit von N^2 in Bezug auf das Maximum direkt oberhalb der Tropopause. Nähere Beschreibung, siehe Text.

dargestellt. Zusätzlich ist schematisch die Station MO und das Maximum des N^2 -Profils gekennzeichnet. Der vertikale Pfeil deutet darauf hin, dass dieses Maximum in z -Richtung

existiert. Dann ist aus der Abbildung ersichtlich, dass bei einer geneigten Tropopause, im Fall eines Maximums von N^2 in z -Richtung, auch ein Maximum von N^2 in y -Richtung existiert (durch den Horizontalpfeil angedeutet). Falls jedoch N^2 in y -Richtung an einem Punkt ein Maximum besitzt, dann muss nach Gleichung (3.4) $\partial_z u$ an diesem Punkt entweder extremal oder in einer genügend großen Umgebung des Punktes konstant sein. Letzter Fall kann ausgeschlossen werden, da in mittleren Breiten an der Tropopause ein Strahlstrom existiert und dadurch $\partial_z u$ an der Tropopause das Vorzeichen wechselt, also nicht konstant ist. Das heißt, $\partial_z u$ muss an der Position des Maximums in N^2 auch extremal werden. Die Extrema in $\partial_z V$ und N^2 direkt oberhalb der Tropopause hängen also über Gleichung (3.4) zusammen. Die Gleichung ist invariant gegenüber einer Drehung des horizontalen Koordinatensystems. Sie gilt somit auch für nichtzonale Windgeschwindigkeiten, wie in der Beobachtung. Die Koordinate y ist dann im allgemeinen Fall normal zur mittleren Windrichtung ausgerichtet. Man beachte, dass der Zusammenhang der Extrema in N^2 und $\partial_z V$ nur qualitativ ist, so dass nach Gleichung (3.4) nicht notwendigerweise eine Proportionalität zwischen der Größe der Extrema in N^2 und $\partial_z V$ besteht. Dennoch beträgt für den gesamten Datensatz von MO zum Beispiel die monatliche Korrelation zwischen N^2 und $\partial_z V$, jeweils über die direkt oberhalb der Tropopause liegenden 500 m gemittelt, im Mittel circa 0.16. Das ist bei der Menge der vorhandenen Daten signifikant für einen Vertrauensbereich von 99.9%.

In Gleichung (3.4) taucht auch die vertikale Windkrümmung $\partial_{zz} u$ auf. Sie ist definitionsgemäß an der Stelle des Extremums in $\partial_z u$ Null. Wir betrachten N^2 an der Tropopause. Analog zu obiger Argumentation anhand der schematischen Darstellung 3.10 besitzen $\partial_z N^2$ und $\partial_y N^2$ an der Tropopause ein Maximum. Das heißt nach Gleichung (3.4), dass $\partial_{zz} u$ an der Tropopause ein Minimum besitzen muss (und so auch $\partial_{zz} V$). Tatsächlich ist $\partial_{zz} V$ bei $z = z_{\text{TP}}$ minimal (Abbildung 3.9c).

Die Auflösung der ERA-Daten reicht offensichtlich nicht aus, um die Extrema der vertikalen Gradienten der Windgeschwindigkeit aufzulösen – sie werden um $\geq 50\%$ unterschätzt. Im übrigen Höhenbereich stimmen auch hier Radiosonden- und ERA-Profile gut überein. Die mittlere Troposphäre (unterhalb von $z_{\text{TP}} - 2$ km) kann in etwa durch eine konstante vertikale Windscherung von $\approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ beschrieben werden. Entsprechend ist die vertikale Windkrümmung in diesem Bereich in etwa Null. Oberhalb von $z_{\text{TP}} + 2$ km nimmt $\partial_z \bar{V}$ in etwa linear mit der Höhe zu; also $\partial_{zz} \bar{V} \approx \text{constant}$. Absolute Standardabweichungen von $\partial_z \bar{V}$ und $\partial_{zz} \bar{V}$ entsprechen denen von \bar{V} , sind also bereits durch Abbildung 3.9a gegeben.

Die Windrichtung ist im gezeigten Höhenintervall nahezu konstant (Abbildung 3.9d, man beachte die Größe des Wertebereichs). Das heißt, $\bar{\alpha}$ lässt sich in guter Näherung im dargestellten Bereich durch den Mittelwert von 285° beschreiben (für Radiosonden- und ERA-Daten, siehe vertikale Linien in der Abbildung). Der Wind ist also im Mittel für MO nicht zonal, sondern hat einen leichten Nordanteil (15°). Dies stimmt mit der globalen Windklimatologie nach Abbildung 2.5 überein. Bis in etwa 20 km Höhe gilt $\sigma_{\bar{\alpha}} \approx 20^\circ$. Darüber nimmt $\sigma_{\bar{\alpha}}$ kontinuierlich bis unter 10° am Oberrand des Darstellungsbereichs ab. Radiosonden- und ERA-Profile unterscheiden sich kaum in $\bar{\alpha}$ und $\sigma_{\bar{\alpha}}$.

Zwischendiskussion

Die Tropopauseninversion ist in einer solchen Stärke im klimatologischen Mittel erstmalig in dieser Studie zu sehen. Das liegt zum einen an den bisher nicht vorhandenen vertikal hochaufgelösten Daten und zum anderen an der neu eingeführten Methode zur Mittlung. Ist die vertikale Auflösung der Daten größer als die Dicke der interessierenden atmosphärischen Schicht, werden Extrema entsprechender Gradienten, wie für die Tropopauseninversion, nicht

aufgelöst oder geglättet. Dieser Effekt kann so stark sein, dass die Eigenschaft von Interesse nicht mehr in gemittelten Profilen enthalten ist. Auch eine konventionelle Mittlung führt zu einem geglätteten mittleren Profil bezüglich der Tropopauseninversion. Das liegt daran, dass die Tropopausenhöhe zeitlich sehr stark fluktuiert und somit eine Tropopauseninversion in verschiedenen Höhen in die Mittlung eingeht. Bei obiger Wahl der Tropopause als Koordinatenursprung der Mittlung ist dies nicht der Fall. Diese Methode ist also erhaltend gegenüber Eigenschaften der Tropopauseninversion. Um die eben beschriebenen Effekte zu veranschaulichen, sind in Abbildung 3.11 die verschiedenen Auflösungen und Mittlungen für MO gegenübergestellt. Beide Effekte (Auflösungs- und Mittlungseffekt) sind evident, am

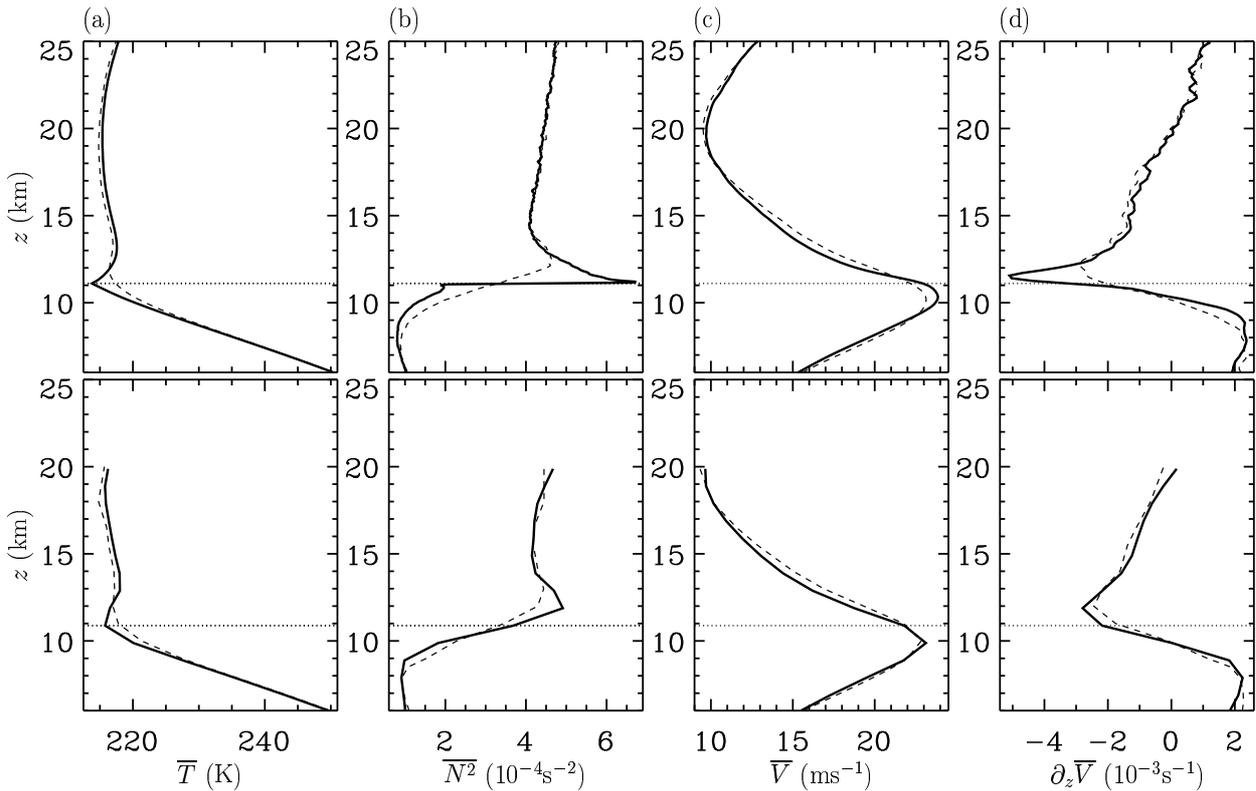


Abbildung 3.11: Vergleich der verschiedenen Mittlungen (gestrichelt: relativ zu z_s , durchgezogen: relativ zu z_{TP}) und Auflösungen (oben: vertikal hochaufgelöste Radiosondendaten, unten: ERA-Daten). Dargestellt sind mittlere Profile von T (a), N^2 (b), V (c) und $\partial_z V$ (d) für MO. Die horizontalen Linien kennzeichnen $\overline{z_{TP}}$ (thermisch definiert für die Radiosondendaten, dynamisch definiert für die ERA-Daten).

deutlichsten in den Profilen der vertikalen Gradienten (N^2 und $\partial_z V$). Die Extrema direkt oberhalb der Tropopause sind weitaus weniger scharf und schwächer ausgeprägt – sowohl bei einer Mittlung bezüglich z_s (gestrichelte Kurven), als auch bei entsprechend schlechterer vertikaler Auflösung (ERA-Profilen). Die Differenzen zwischen den bezüglich z_s und z_{TP} gemittelten Profilen sind für die ERA-Daten wesentlich kleiner als für die Radiosondendaten. Das deutet darauf hin, dass die Mittlung bezüglich der Tropopause nur bei genügend großer vertikaler Auflösung neue Erkenntnisse hervor bringt. Bei einer vertikalen Auflösung $\mathcal{O}(1 \text{ km})$ (ERA-Daten) sind charakteristische Strukturen wie die Tropopauseninversion prinzipiell nicht ausreichend aufgelöst.

Abgesehen von der Motivation, ein atmosphärisches Phänomen wie die Tropopauseninversion in einer Klimatologie erhalten zu können, kann man die Wahl der Tropopause als Koordinatenursprung auch noch anders motivieren. Sind nämlich stratosphärische Prozesse von Interesse, ist es durchaus sinnvoll, die Tropopause als Koordinatenursprung des Systems zu wählen. Das wirkt sich beispielsweise auf klimatologische Resultate der mittleren Energiedichte von stratosphärischen Schwerewellen aus (Birner & Dörnbrack 2001).

Die bisherigen Betrachtungen des klimatologischen Hintergrundzustandes in der Tropopausenregion waren geographisch betrachtet sehr lokal. Unter Annahme von zonaler Symmetrie im klimatologischen Mittel sollten die Ergebnisse auf Regionen ähnlicher Breite übertragbar sein. Jedoch existieren zum Beispiel bezüglich des globalen Strahlstroms auch zonale Asymmetrien im klimatologischen Mittel (siehe Abbildung 2.5). Mitteleuropa stellt dabei eine ausgezeichnete Region mit anomal kleinen mittleren Windgeschwindigkeiten dar. Ist die für Süddeutschland gefundene ausgeprägte Tropopauseninversion lokal auf diese geographische Region beschränkt, oder ist sie repräsentativ für die gesamten mittleren Breiten?

Um dieser Frage nachzugehen, werden nun die Daten der US-Stationen analysiert.

USA

Abbildung 3.12 zeigt mittlere Vertikalprofile und entsprechende Standardabweichungen von T , N^2 und r für die vier ausgewählten US-Stationen (siehe A.1.3). Da die Vertikalprofile in Abbil-

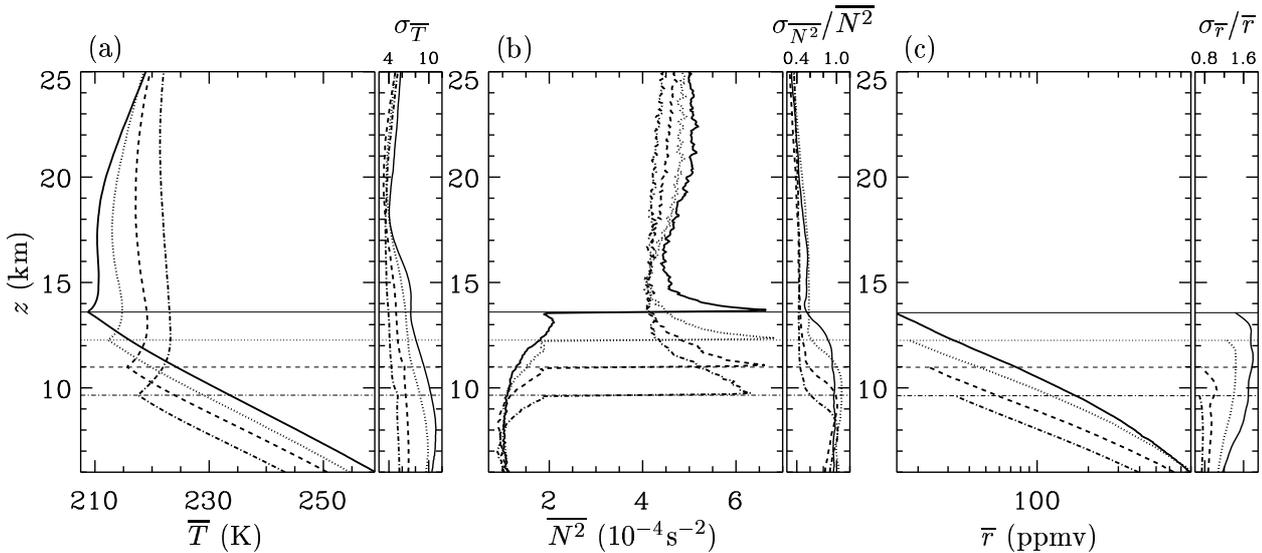


Abbildung 3.12: Mittlere Vertikalprofile und entsprechende Standardabweichungen von T (a), N^2 (b) und r (c) für vier verschiedene US-Stationen: Miramar NAS, CA (33°N , 117°W , durchgezogen), Reno, NV (40°N , 120°W , gepunktet), Quillayute, WA (48°N , 125°W , gestrichelt) und Yakutat, AK (60°N , 140°W , strichpunktiert). In (a) sind absolute, in (b) und (c) relative Standardabweichungen dargestellt (für (b) und (c) geglättet). Die Horizontallinien kennzeichnen z_{TP} . Man beachte die logarithmische Abszisse in (c).

Abbildung 3.12 in absoluter Höhe dargestellt sind, ist die Breitenabhängigkeit von z_{TP} zu erkennen. Anhand der T -Profile wird außerdem das unterschiedliche Verhalten in der unteren Stratosphäre ersichtlich: Temperaturzunahme in den Subtropen und nahezu Isothermie in den

mittleren Breiten. Auch die Daten dieser US-Stationen zeigen eine stark ausgeprägte Tropopauseninversion. Damit ergibt sich die klimatologische Existenz der Tropopauseninversion in verschiedenen Regionen der Extratropen. Der Sprung in N^2 an der Tropopause ist dabei für alle vier Stationen in etwa gleich, klingt aber unterschiedlich in der unteren Stratosphäre ab ($N_{\max}^2 \approx 6.5 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$). Für die südlichste Station (33°N) findet man bereits circa 500 m über der Tropopause typische stratosphärische N^2 -Werte. Die Dicke der Inversionsschicht nimmt nach Norden hin zu und erreicht bei der nördlichsten Station (60°N) einen Wert von $\approx 3 \text{ km}$. Für die Station bei 48°N ergibt sich $\approx 2 \text{ km}$, was dem Wert für MO entspricht (auch 48°N). Die N^2 -Werte der unteren Stratosphäre zeigen eine leichte Breitenabhängigkeit mit nach Norden abnehmenden Werten. Die troposphärischen N^2 -Werte sind dagegen nahezu breitenunabhängig ($\approx 1 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$). Aus den r -Profilen (Abbildung 3.12c) wird erwartungsgemäß klar ersichtlich, dass feuchte Prozesse zum Äquator hin wichtiger werden. Der die Abnahme von r mit der Höhe beschreibende Exponent ist kaum breitenabhängig (die Kurven in Abbildung 3.12c sind nahezu parallel). Die Standardabweichungen besitzen vor allem in der Troposphäre für T und r eine starke Breitenabhängigkeit, mit größeren Werten für kleinere Breiten. Das liegt hauptsächlich an den nach Süden zunehmend ausgeprägten Jahresgängen für diesen Bereich (siehe Abschnitt 3.2.2). Die Standardabweichungen für N^2 sind nahezu breitenunabhängig und entsprechen denen der Station MO.

In Abbildung 3.13 sind analog Profile von \bar{V} , $\partial_z \bar{V}$, $\partial_{zz} \bar{V}$ und α dargestellt. Dabei ist im Vergleich zu den Ergebnissen für MO zu beachten, dass die Vertikalaufösung der Winddaten hier wesentlich größer ist ($\approx 25 \text{ m}$). In den V -Profilen ist die Breitenabhängigkeit des glo-

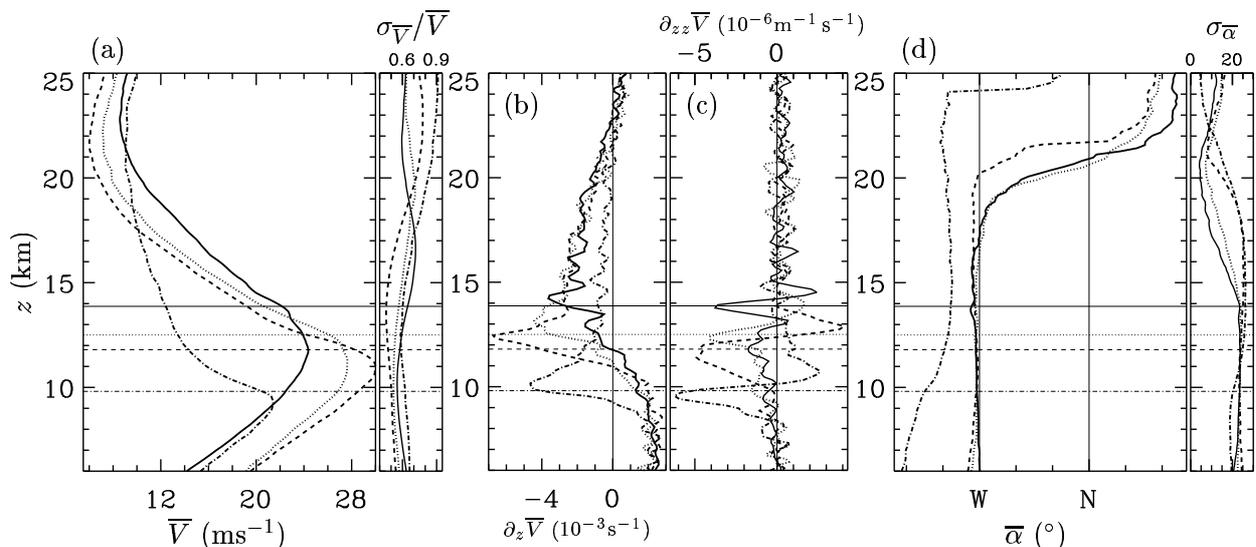


Abbildung 3.13: Wie Abbildung 3.12, jedoch für V (a), $\partial_z V$ (b) und $\partial_{zz} V$ (c) und α (d) derselben US-Stationen. Für α sind absolute, für V relative Standardabweichungen dargestellt (jeweils geglättet). Die absoluten Standardabweichungen der vertikalen Gradienten entsprechen denen von V . Die Kurven in (c) wurden aus geglätteten $\partial_z \bar{V}$ -Profilen berechnet. In (d) bezeichnen “W” West- und “N” Nordwind (Häkchen alle 30°).

balen Strahlstroms zu sehen. Er ist über Nordamerika gegenüber dem zonalen Mittel nach Norden verschoben. Das Windmaximum liegt in etwa bei 45°N . Der Abstand des Windmaximums von der Tropopause nimmt von Süden nach Norden ab. Oberhalb von $\approx 17 \text{ km}$ unterscheiden sich die mittleren V -Profile kaum. Die relativen Standardabweichungen sind

für die zwei südlicheren Stationen in etwa konstant mit der Höhe (um 0.6), für die zwei nördlicheren Stationen nimmt sie mit der Höhe zu und erreicht am Oberrand des Darstellungsbereichs einen Wert von ≈ 0.9 .

Die vertikale Windscherung (Abbildung 3.13b) ist für die vier US-Stationen wie für MO in der Troposphäre circa konstant ($\approx 2.2 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$) und unabhängig von der Breite, nimmt in der Stratosphäre in etwa linear mit der Höhe zu und besitzt für ein Minimum direkt oberhalb der Tropopause. Dieses Minimum ist am stärksten für die Station bei 48°N ausgeprägt ($\partial_z \bar{V}|_{\min} \approx -6 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$). Für diese Station ist auch das Windmaximum am größten (Abbildung 3.13a). Für die südlichste Station in der Abbildung ist das Minimum in $\partial_z V$ nur gering ausgeprägt. Das liegt am Jahresgang des Tropopausenübergangs beziehungsweise der meridionalen Position des Strahlstroms, wodurch sich diese Station im Sommer südlich vom Tropopausenübergang befindet. Das heißt, im Sommer besitzt die Tropopause über dieser Station nahezu keinen Meridionalgradienten und die Argumentation bezüglich des Zusammenhangs zwischen N^2 und $\partial_z V$ (siehe oben, Gleichung (3.4) und Abbildung 3.10) läßt sich nicht anwenden. Die vertikale Windkrümmung besitzt, wie aus den $\partial_z V$ -Profilen zu erwarten, für alle vier Stationen ein Minimum in Tropopausenniveau, das vom Betrag nach Norden anwächst (Abbildung 3.13c). Jedoch fluktuieren die Profile von $\partial_{zz} \bar{V}$ sehr stark mit der Höhe (trotz der Glättung), so dass sie nur qualitativ gedeutet werden können.

Die Windrichtung ist im Mittel für die Stationen bei $33, 40$ und 48°N im Höhenintervall [6 km, 21 km] nahezu konstant bei 270° (Westwind, Abbildung 3.13d). Oberhalb davon sind Signaturen der Sommerwinddrehung zu Ostwinden zu erkennen (siehe auch nächster Abschnitt). Man beachte, dass die dargestellte Winddrehung (von West- über Nord- zu Ostwinden) nicht einer in einzelnen Profilen beobachteten Winddrehung entsprechen muss, sondern vielmehr durch die Mittlung verschiedener Windrichtungen aus verschiedenen Jahreszeiten in einer bestimmten Höhe entsteht. Für die nördlichste Station herrscht in der mittleren Troposphäre im Mittel Süd-Südwestwind (um 210°), der in die Stratosphäre zu West-Südwestwinden dreht ($\approx 240^\circ$). Der Südanteil des Windes entsteht, wie bereits in Abschnitt 3.1.2 erwähnt, durch den im Mittel vorhandenen quasistationären Rücken über Alaska. Oberhalb von circa 24 km ist auch für die nördlichste Station der Effekt der Ostwinde im Sommer zu sehen. Die Standardabweichungen für $\bar{\alpha}$ sind in der Troposphäre in etwa konstant (um 20°), nehmen in der Stratosphäre zunächst mit der Höhe ab und sind oberhalb von ≈ 22 km wieder in etwa konstant (um 5°).

Es wurde bereits an einigen Stellen in der Beschreibung der mittleren Profile in diesem Abschnitt auf jahreszeitliche Unterschiede hingewiesen. Diese sollen nun genauer untersucht werden.

3.2.2 Mittlere Jahresgänge

Die im vorherigen Abschnitt gezeigten mittleren Profile gaben Aufschluß zum Hintergrundzustand der Atmosphäre im dargestellten Höhenbereich. Jahreszeitbedingte Änderungen waren nicht enthalten. Deshalb sollen nun mittlere Jahresgänge verschiedener meteorologischer Parameter in der Tropopausenregion untersucht werden. Die Mittlung wird relativ zur Tropopause durchgeführt. Es wird hier nur auf die Mittelwerte eingegangen.

Süddeutschland

Mittlere Jahresgänge für MO von T und r , sowie Θ und N^2 sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Temperatur besitzt im gesamten dargestellten Bereich einen markanten Jahresgang

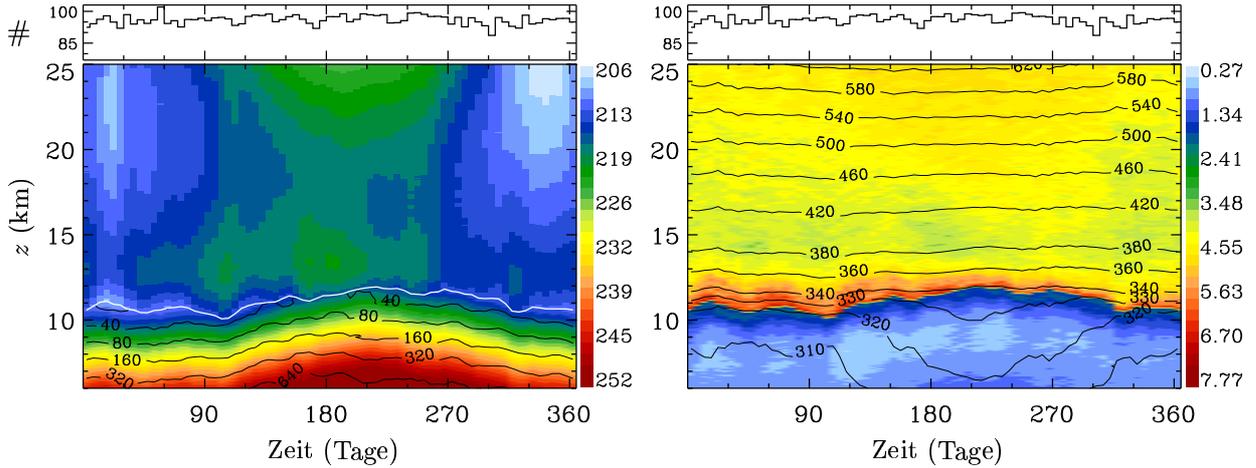


Abbildung 3.14: Mittlere Jahrgänge für MO, relativ zur Tropopause gemittelt. Links: T (K, Farbschattierung) und r (ppmv, Konturen, korrigiert). Rechts: N^2 (10^{-4}s^{-2} , Farbschattierung) und Θ (K, Konturen). Es wurde aufeinanderfolgend über 5 Tage gemittelt und anschließend mit einem gleitenden Mittel der Länge 15 Tage geglättet. Im oberen Teil der Diagramme ist die Anzahl ($\#$) der im Mittel vorhandenen Daten dargestellt. Die weiße Kurve (links) kennzeichnet z_{TP} .

mit einer Periode von einem Jahr. Maxima treten im Sommer, Minima im Winter auf. Dies ist besonders deutlich oberhalb von 20 km Höhe zu sehen. Der Jahrgang der Tropopausentemperatur ist bereits aus Abbildung 3.3 bekannt. Die Tropopause stellt bezüglich ihrer unmittelbaren vertikalen Umgebung ($z_{\text{TP}} \pm 2$ km) ein Temperaturminimum dar. Das heißt, es existiert im Mittel das ganze Jahr über eine Tropopauseninversion. Dies ist wiederum nur durch die Mittlung relativ zur Tropopause sichtbar. Oberhalb von $z_{\text{TP}} + 2$ km nimmt die Temperatur im gesamten Jahr bis in etwa $z_{\text{TP}} + 6$ km Höhe leicht ab, wobei der Jahrgang der Tropopausentemperatur bis in diese Höhe in etwa beibehalten wird. Darüber erfolgt im Winter (November bis März) bis zum Oberrand der Darstellung eine Temperaturabnahme (Minimum 206 K im Dezember). Im Sommer (Mai bis September) nimmt die Temperatur oberhalb von $z_{\text{TP}} + 2$ km bis zum Oberrand des dargestellten Bereichs zu (Maximum 226 K im Juni). In der Troposphäre ist die typische, mit der Höhe in etwa konstante Temperaturabnahme zu sehen.

Der Jahrgang von r (nur Troposphäre) ist nahezu mit dem von T identisch – die r -Konturen fallen in etwa mit den Farbkonturen von T zusammen. Das bedeutet, die relative Feuchte ist bezüglich der Jahreszeit in etwa konstant. Obere Troposphäre und Tropopause sind im Sommer feuchter ($r \approx 40$ ppmv bei $z = z_{\text{TP}}$) als im Winter ($r \approx 20$ ppmv bei $z = z_{\text{TP}}$).

Außerhalb von $z_{\text{TP}} \pm 2$ km ist N^2 im Mittel in etwa konstant bezüglich der Jahreszeit. Das heißt, die im mittleren Profil (Abbildung 3.8) gezeigten typischen Werte von $N^2 \approx 1 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-2}$ für die Troposphäre und $N^2 \approx 4 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-2}$ für die Stratosphäre haben das gesamte Jahr über Gültigkeit. Im Bereich $[z_{\text{TP}}, z_{\text{TP}} + 2$ km] ist anhand der stark erhöhten N^2 -Werte die Tropopauseninversion deutlich sichtbar. Sie existiert das gesamte Jahr über, besitzt jedoch Jahrgänge in ihrer Stärke. Von Mitte Januar bis Mai ist die Schicht mit erhöhten N^2 -Werten ≈ 2 km dick. Die Schichtdicke verringert sich dann bis Oktober auf ≈ 1 km und wächst anschließend wieder an. Im Zeitraum August/September sind neben der Schichtdicke auch die maximalen N^2 -Werte verringert ($5.5 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-2}$ gegenüber $6.5 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-2}$ sonst). Die potentielle

Temperatur der Tropopause ist in den Winter- und Sommermonaten jeweils in etwa konstant (320 K im Winter und 340 K im Sommer) mit Übergängen zwischen diesen beiden Regimes in den dazwischen liegenden Monaten. Dieser Jahresgang kommt hauptsächlich durch den Jahresgang der Tropopausenhöhe zustande. Oberhalb der Sommertropopause ist Θ in etwa konstant bezüglich der Jahreszeit. In der Troposphäre wird der Jahresgang von Θ wegen der nahezu konstanten Schichtung ($\partial_z \Theta \propto N^2$) durch den Jahresgang der Bodentemperatur bestimmt.

Abbildung 3.15 zeigt mittlere Jahrgänge für MO von V und $\partial_z V$, sowie von α . Direkt

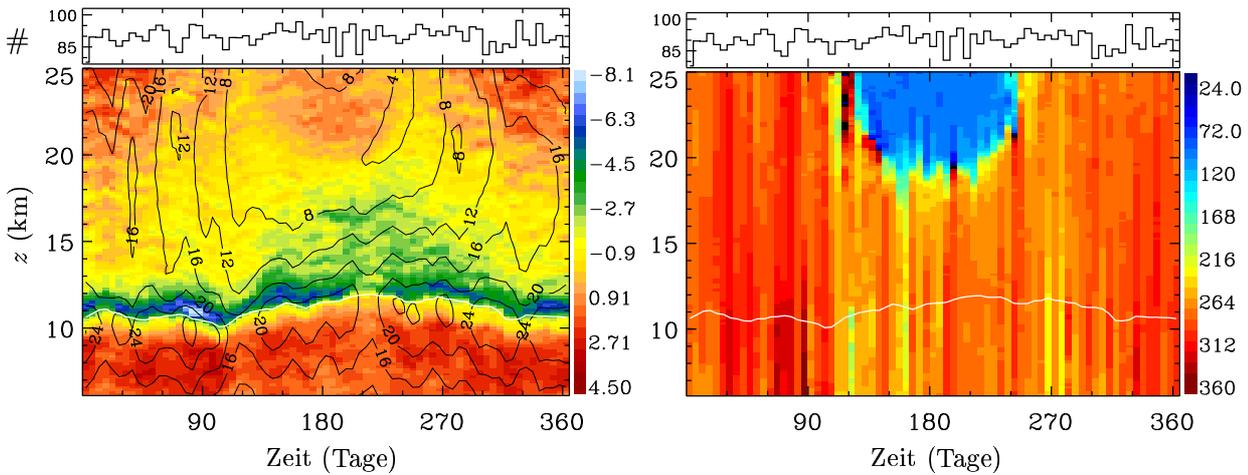


Abbildung 3.15: Mittlere Jahrgänge für MO, relativ zur Tropopause gemittelt. Links: $\partial_z V$ (10^{-3}s^{-1} , Farbschattierung) und V (ms^{-1} , Konturen), wobei $\partial_z V$ aus dem dargestellten V berechnet wurde. Rechts: α ($^\circ$, Farbschattierung). Ansonsten wie Abbildung 3.14.

unterhalb der Tropopause befindet sich das gesamte Jahr über ein Windmaximum, mit größeren Werten im Winter (24ms^{-1}) als im Sommer (20ms^{-1}). Der Jahresgang ist bereits aus der Klimatologie des Tropopausenwinds bekannt (siehe Abschnitt 3.1.2). Die vertikale Windscherung ist im Bereich der troposphärischen Windzunahme mit der Höhe nahezu konstant, mit Werten zwischen $1 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$ und $3 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$. Direkt oberhalb der Tropopause existiert im gesamten Jahr das Minimum in $\partial_z V$. Die Stärke dieses Minimums variiert analog zur Stärke der Tropopauseninversion: sie ist größer im Winter (um $-6 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$) als im Sommer (um $-3 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$). Im Sommer reicht der vertikale Bereich mit signifikant negativen vertikalen Windscherungen (grüner Bereich in der Abbildung, links) tiefer in die Stratosphäre (bis $\approx z_{TP} + 7 \text{km}$). Das ist bereits ein Indiz für die Winddrehung mit der Höhe in der Sommerstratosphäre. Klar ersichtlich ist diese Drehung im Jahresgang von α . Es existiert von Mai bis August eine stratosphärische Region mit Ostwind, der sich deutlich gegenüber dem sonst vorherrschenden West/Nordwestwind abhebt. Im Winter herrscht in der gesamten dargestellten vertikalen Region der im mittleren Profil angedeutete Westwind. Oberhalb von 20 km sind Signaturen des Polarwirbels anhand V und $\partial_z V$ zu erkennen. In den Übergangsmontaten (März/April und September/Oktober) ist der stratosphärische Wind in etwa konstant mit der Höhe (um 10ms^{-1}).

USA

Die Breitenabhängigkeit der Parameter in der Tropopausenregion wird im nächsten Abschnitt näher untersucht, so dass hier nur auf die Jahrgänge von zwei US-Stationen eingegangen wird (die südlichste und nördlichste der vier ausgewählten Stationen). Anhand dieser Stationen wird der Unterschied in den Jahresabhängigkeiten zwischen Subtropen und Subpolregionen diskutiert. Es wurden auch entsprechende Jahrgänge für Stationen der mittleren Breiten erstellt, die sich jedoch kaum von denen für MO unterscheiden, so dass MO als repräsentative Station der mittleren Breiten betrachtet wird.

Abbildung 3.16 zeigt mittlere Jahrgänge von T und r , sowie N^2 und Θ für die Stationen Miramar NAS (33° N) und Yakutat (60° N). Für die Station Miramar existiert vertikal ein

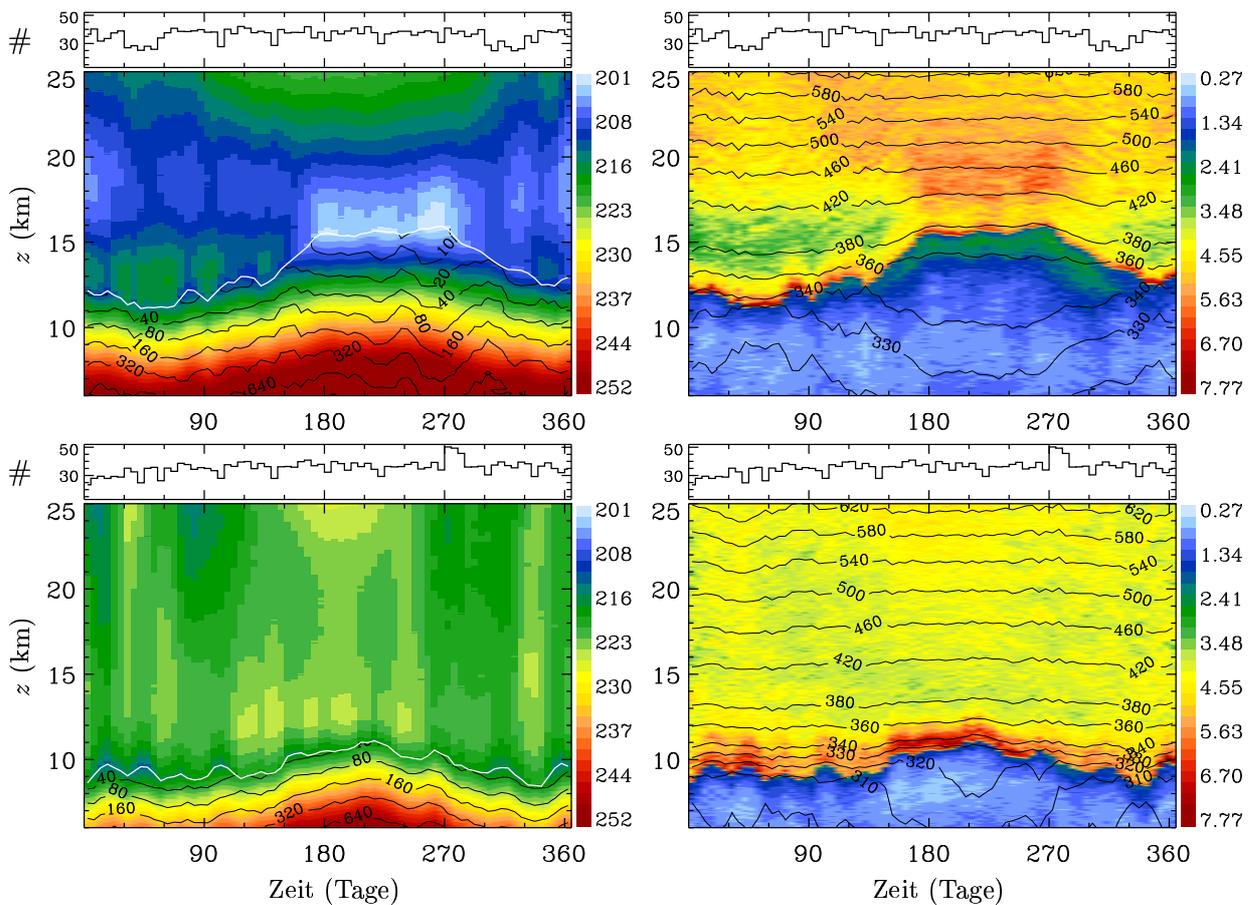


Abbildung 3.16: Wie Abbildung 3.14, jedoch für die Stationen Miramar NAS (33° N, 117° W, oben) und Yakutat (60° N, 140° W, unten). Man beachte, dass die Anzahl der Daten gegenüber MO in etwa um den Faktor 2.5 kleiner ist.

ausgeprägtes Temperaturminimum mit einem ausgeprägten Jahrgang. Dieser Kaltpunkt befindet sich im Winter in etwa 6 km oberhalb der thermischen Tropopause und koinzidiert im Sommer mit der thermischen Tropopause. Das lässt darauf schließen, dass im Winter in den Subtropen eine sekundäre tropische Tropopause (Kaltpunkt-tropopause) 6 km oberhalb der thermischen existiert. Im Sommer fallen thermische und Kaltpunkt-tropopause zusammen. Auch in N^2 ist der Effekt der sekundären tropischen Tropopause im Winter zu erkennen (anhand der verringerten N^2 -Werte im vertikalen Bereich 13 km bis 17 km). Trotz der se-

kundären Tropopause ist die thermische Tropopause auch im Winter scharf ausgeprägt (siehe N^2 -Maxima direkt oberhalb der Tropopause). Im Sommer bildet sich die tropische Tropopausenschicht (zum Beispiel Gettelman & de F. Forster 2002) zwischen 13 km und 17 km Höhe aus. In ihr findet ein eher allmählicher Übergang von typisch troposphärischen zu typisch stratosphärischen N^2 -Werten statt. Oberhalb von 17 km im Sommer sind die N^2 -Werte durch die starke Temperaturzunahme sehr groß. Die 380 K Isentrope koinzidiert im Sommer in etwa mit der Tropopause, was auch für die tropischen Eigenschaften in dieser Jahreszeit für diese Station hinweist (die tropische Tropopause kann durch 380 K approximiert werden, siehe Abbildung 2.6). Oberhalb von 17 km Höhe ist Θ in etwa jahreszeitunabhängig. Im Mischungsverhältnis ist ein weiteres Indiz für die tropischen Eigenschaften der Tropopause im Sommer dieser Station zu sehen: sie ist wesentlich trockener ($r \approx 10$ ppmv) als im Winter ($r \approx 20$ ppmv). Ansonsten folgt r wie für MO dem Jahresgang von T .

Im Vergleich zu diesen subtropischen Verhältnissen betrachten wir die entsprechenden Jahresgänge der subpolaren Station. Hier ist kein solch ausgeprägter Jahresgang von T vorhanden. Lediglich in der mittleren Stratosphäre ist der strahlungsbedingte Jahresgang evident, die stratosphärische Temperatur kann jedoch in guter Näherung als konstant beschrieben werden (maximale jahreszeitliche Schwankung ≈ 10 K). In N^2 ist für diese Station im Sommer (JJA) ein stark ausgeprägtes Maximum mit Werten um $7 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$ und einer Dicke von ≈ 2 km direkt oberhalb der Tropopause ersichtlich. Aber auch in den restlichen Jahreszeiten zeigt diese Station maximale N^2 -Werte direkt oberhalb der Tropopause, Stärke und Dicke des Maximums variieren jedoch sehr stark. Einflüsse des Polarwirbels in Form von tiefen, unscharfen Tropopausen und kälterer Stratosphäre sind nur sporadisch im Jahresgang enthalten (Anfang Januar, Ende November). Das deutet darauf hin, dass der Polarwirbel auf diese Station keinen großen Einfluss hat. Wie bereits erwähnt, liegt im Wintermittel über Alaska ein quasistationärer Rücken (das Aleutenhoch), der in dieser Region für anomal hohe und scharfe Tropopausen sorgt (vergleiche Zängl & Hoinka 2001). Die troposphärischen und stratosphärischen Hintergrundwerte für diese Station von $1 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$ und $4 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$ entsprechen denen für MO. Die Feuchte folgt, wie für MO und Miramar, dem Jahresgang von T . Durch den Jahresgang von T_{TP} sind die r -Werte der Sommertropopause ($r \approx 40$ ppmv) größer als die der Wintertropopause ($r \approx 30$ ppmv).

Abbildung 3.17 zeigt mittlere Jahresgänge von V , $\partial_z V$ und α für die subtropische und subpolare Station. Wir betrachten wieder zuerst die Jahresgänge der subtropischen Station. Der Horizontalwind besitzt bis auf die Sommermonate (JJA) ein ausgeprägtes Maximum in Tropopausenniveau mit den größten Werten von Februar bis April (um 32ms^{-1}). Unter- und oberhalb des Windmaximums befinden sich Bereiche mit betragsmäßig großen Werten von $\partial_z V$. Der Bereich minimaler Windscherung (um $-4 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$) ist vertikal stark ausge dehnt (bis in etwa 20 km Höhe), vergleichbar mit den Ergebnissen für MO, Sommer. Die Station Miramar befindet sich bis auf die Sommermonate im meridionalen Bereich des globalen Strahlstroms. MO befindet sich im Sommer in diesem Bereich. Das deutet an, dass der ausgedehnte vertikale Bereich mit betragsmäßig großen Werten der vertikalen Windscherung charakteristisch für den globalen Strahlstrom ist. Für die Station Miramar fällt dieser Bereich in etwa mit dem Bereich verringerter N^2 -Werte zusammen. Das deutet auf eine große Auftrittswahrscheinlichkeit von Turbulenz in diesem Bereich hin.

Im Sommer ist V generell viel kleiner als im Winter. Oberhalb der Tropopause herrscht im Sommer Ostwind, der mit der Höhe zunimmt. Die übrigen Jahreszeiten sind von Westwinden dominiert. Die variablen troposphärischen Windrichtungen im Sommer sind weniger aussagekräftig, da die Windgeschwindigkeit dort sehr klein ist.

Wir vergleichen wieder die Ergebnisse für die subtropische Station mit der subpolaren

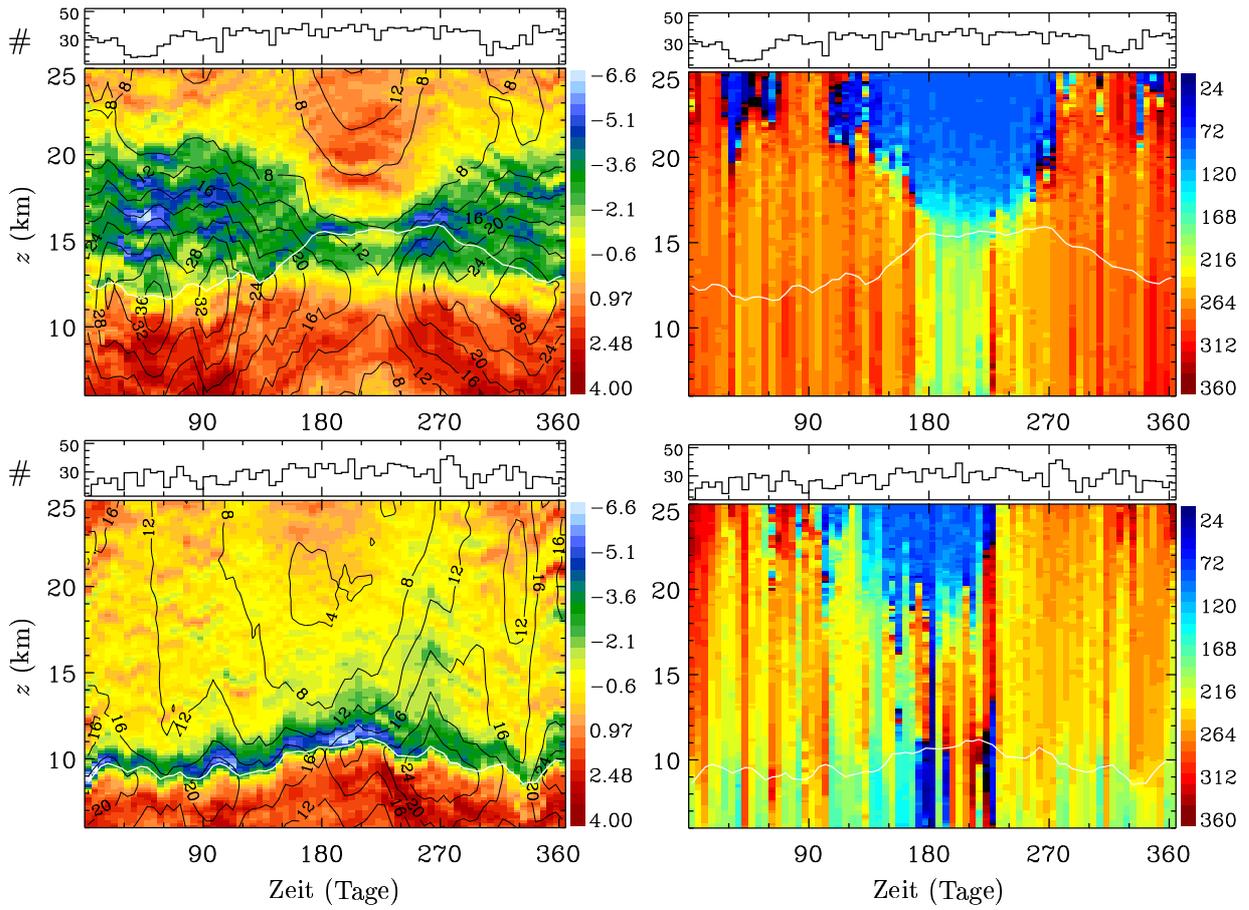


Abbildung 3.17: Wie Abbildung 3.15, jedoch für die Stationen Miramar NAS (33° N, 117° W, oben) und Yakutat (60° N, 140° W, unten). Man beachte, dass die Anzahl der Daten gegenüber MO in etwa um den Faktor 2.5 kleiner ist.

Station Yakutat. Hier sind nur geringe Signaturen des Strahlstroms zu sehen (hauptsächlich im Herbst, 24 ms^{-1}). Auch Signaturen des Polarwirbels sind am oberen Rand des Darstellungsbereichs sichtbar (Anfang Januar). In α ist die große Variabilität für diese Station zu erkennen. Dennoch kann der Winter gut mit einem mittleren Südwestwind und die Sommerstratosphäre mit einem mittleren Ostwind beschrieben werden. Die Windscherung zeigt verglichen mit der subtropischen Station kleinere Werte. Die Tropopause ist aber auch hier durch ein Minimum direkt oberhalb gekennzeichnet. Windscherungen in der Stratosphäre sind sehr klein.

3.2.3 Mittlere Höhe–Breite–Querschnitte

Bisher wurde die Tropopausenregion nur durch einzelne Profile an verschiedenen geographischen Positionen beschrieben. In diesem Abschnitt werden zeitlich–zonale gemittelte Höhe–Breite–Querschnitte betrachtet. Es werden ausschließlich die Daten der US–Stationen verwendet.

Abbildung 3.18 zeigt zeitlich–zonale Mittel (relativ zur Erdoberfläche, alle US–Stationen, 1998–2001) von N^2 und Θ für Winter, Sommer und alle Jahreszeiten. Wir diskutieren zunächst den mittleren Zustand von Troposphäre und Tropopause. In der Grenzschicht

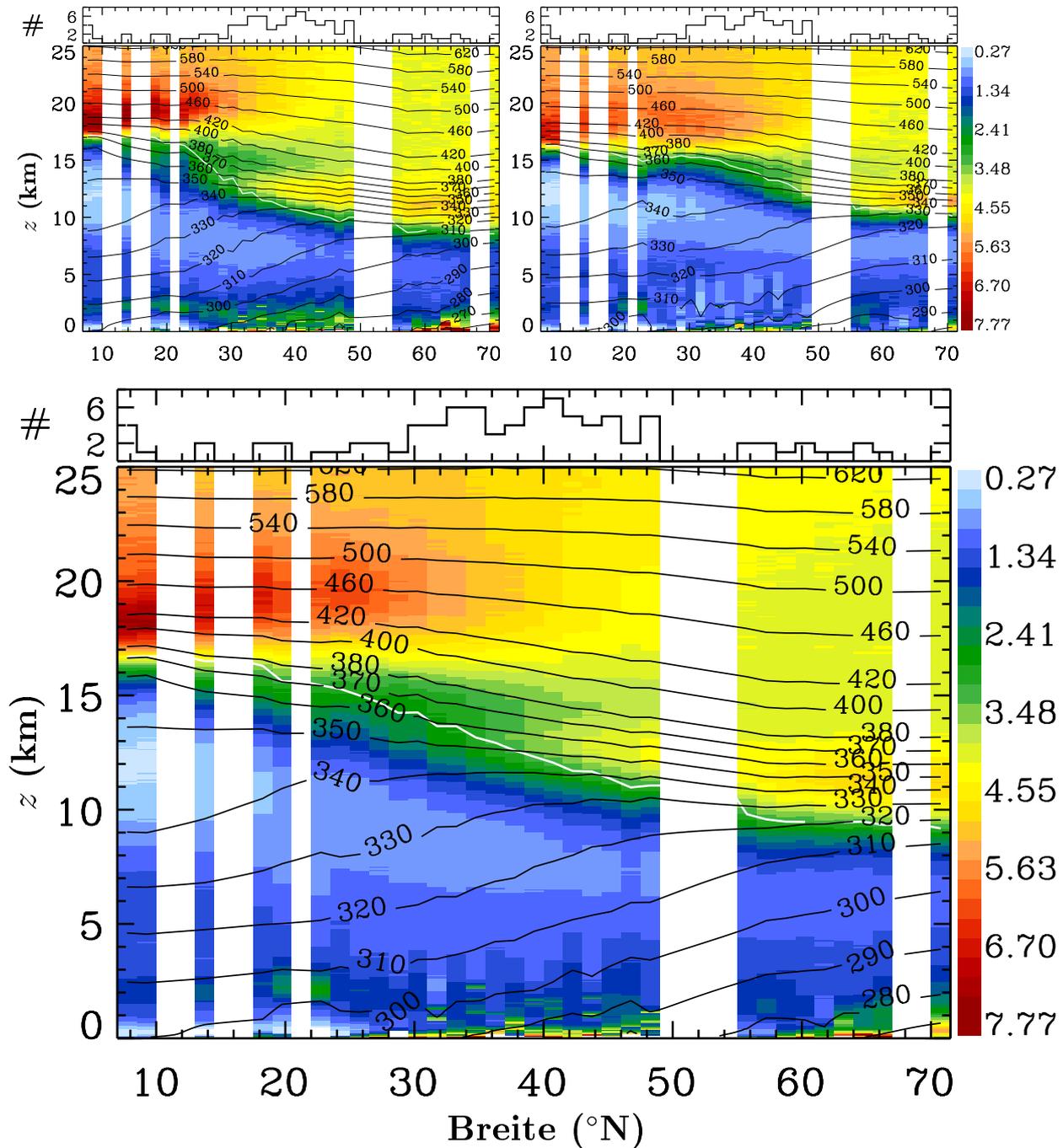


Abbildung 3.18: Zeitlich-zonales Mittel relativ zur Erdoberfläche für die Wintermonate (DJF, oben links), die Sommermonate (JJA, oben rechts) und alle Monate (unten). Dargestellt sind die quadrierte Brunt-Väisälä Frequenz (10^{-4}s^{-2} , Farbschattierung) und Isentropen (K, Konturen) für den zur Verfügung stehenden Zeitraum (1998–2001) für die US-Stationen. Die weiße Linie zeigt die mittlere Tropopausenhöhe. Weiße Flächen bedeuten Datenlücken. Im oberen Teil der Diagramme ist jeweils die Anzahl (#) der vorhandenen Stationen dargestellt.

(untersten ≈ 3 km) bildet sich in großen Bereichen der Extratropen im Winter eine Bodeninversion aus. Die Bodeninversion ist anhand der erhöhten N^2 -Werte in der Nähe des Bodens zu erkennen. In den Polregionen entstehen intensive Bodeninversionen im Winter durch die fehlende Sonneneinstrahlung (Polarnacht), so dass der Boden selbst und mit ihm die bodennahen Schichten stark auskühlen. Auch in den mittleren Breiten existiert dieser Effekt, allerdings nicht ganztägig.

Die freie Troposphäre (der Bereich $3 \text{ km} \lesssim z \lesssim z_{\text{TP}} - 2 \text{ km}$) ist entgegen dem Rest der dargestellten Atmosphäre durch nahezu konstantes und in etwa jahreszeitunabhängiges $N^2 \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ gekennzeichnet. Die N^2 -Werte sind in den Tropen etwas geringer und in den Polregionen etwas größer als $1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$. Die troposphärischen N^2 -Werte sind in den Tropen unter Einbeziehung der Feuchte (zum Beispiel basierend auf der äquivalentpotentiellen Temperatur) wesentlich kleiner (nicht gezeigt). Dadurch wäre der Übergang von den Tropen in die Extratropen in der Troposphäre anhand von N^2 explizit ersichtlich. Man kann diesen Übergang jedoch auch sehr gut anhand des betragsmäßig größten meridionalen Anstiegs der Tropopause erkennen. Dieser Tropopausenübergang befindet sich im Winter bei $\approx 30^\circ \text{ N}$ mit einer meridionalen Ausdehnung von $\approx 20^\circ$ und im Sommer bei $\approx 45^\circ \text{ N}$ mit einer meridionalen Ausdehnung von $\approx 30^\circ$. Im Gesamtmittel ist der Übergang verschmiert durch die jahreszeitlichen Variationen um den Mittelwert von $\approx 40^\circ \text{ N}$ mit einer meridionalen Ausdehnung von $\approx 40^\circ$. Diese Werte wurden bereits aus Abbildung 3.7 ermittelt. Die troposphärischen Isentropen zeigen ein der Tropopause ähnliches Verhalten: im Meridionalbereich des Tropopausenübergangs besitzen sie den größten Anstieg; im Bereich von nahezu horizontaler Tropopause sind auch die troposphärischen Isentropen nahezu horizontal. Die Tropopause besitzt in den Tropen eine potentielle Temperatur $\Theta_{\text{TP}} \approx 380 \text{ K}$ im Winter, $\Theta_{\text{TP}} \approx 370 \text{ K}$ im Sommer und $\Theta_{\text{TP}} \approx 375 \text{ K}$ im Gesamtmittel. Im Bereich des Tropopausenübergangs existiert ein großer Gradient $\partial_\varphi \Theta_{\text{TP}}$, nördlich vom Tropopausenübergang ist $\Theta_{\text{TP}} \approx \text{constant}$. Die Differenz zwischen Θ_{TP} und der potentiellen Bodentemperatur ist nahezu konstant und jahreszeitunabhängig, da N^2 in der freien Troposphäre in etwa konstant und jahreszeitunabhängig ist. Das heißt, Θ_{TP} folgt in etwa dem Jahresgang der potentiellen Bodentemperatur. Dies entspricht sehr gut den Beobachtungsergebnissen in Abbildung 3.18, in denen im Sommer die Tropopause höher liegt und potentiell wärmer ist, als im Winter. Folglich ist auch der Unterschied von z_{TP} und Θ_{TP} zwischen polarer und tropischer Tropopause im Sommer kleiner als im Winter (der Jahresgang der tropischen Tropopause ist gegenüber dem der polaren Tropopause vernachlässigbar). Extrapoliert man das Verhalten der Isentropen und der Tropopause am nördlichen Rand des Auswertungsbereichs (72° N) bis zum Pol, dann ergibt sich für das Wintermittel eine trennende Isentrope (300 K). Im Sommer existiert keine trennende Isentrope und demzufolge existiert auch keine im Gesamtmittel.

Wir betrachten als nächstes die Tropopausenregion. In den Tropen existiert zu jeder Jahreszeit ein scharfer Übergang von troposphärischen N^2 -Werten (im Gesamtmittel um $0.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$) zu stratosphärischen N^2 -Werten (im Gesamtmittel um $7.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$). Im Bereich des Tropopausenübergangs hingegen ist die Tropopause unscharf. Sie ist um so unschärfer, je größer der Unterschied der Höhen der tropischen und extratropischen Tropopause ist. Der Sprung von troposphärischen zu stratosphärischen N^2 -Werten (von $\approx 0.9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ zu $\approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ im Gesamtmittel) überdeckt am Tropopausenübergang einen Höhenbereich von ≈ 5 km. Nördlich vom Tropopausenübergang ist die Tropopause wieder schärfer ausgeprägt (N^2 geht von $\approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ nach $\approx 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ innerhalb ≈ 3 km über). Die unterste Stratosphäre besitzt nördlich vom Tropopausenübergang leicht erhöhte N^2 -Werte gegenüber der darüber liegenden Stratosphäre ($4.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ gegenüber $4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$). Der Anstieg der Isentropen ($-\partial_y \Theta / \partial_z \Theta$) wechselt beim Übergang von der Troposphäre in die Stratosphäre

das Vorzeichen von $+$ nach $-$. Das entspricht einem Vorzeichenwechsel von $\partial_y \Theta$ von $-$ nach $+$, da $\partial_z \Theta > 0$, was wiederum nach der thermischen Windgleichung (B.16) einem Vorzeichenwechsel von $\partial_z u$ von $+$ nach $-$ entspricht. Demzufolge ist der Wind an der Tropopause maximal, das heißt es existiert ein Strahlstrom.

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten der polaren Stationen nicht repräsentativ für den polaren Winter (siehe auch Zängl (1999) und Diskussion in Abschnitt 2.1.2). Dennoch läßt sich für den Winter am nördlichen Rand des dargestellten Bereichs in Abbildung 3.18 ein leicht positiver Anstieg der Isentropen erkennen, was auf ein Vorhandensein des Polarwirbels hinweist (thermische Windgleichung).

Es hat sich in den vorangegangenen Abschnitten herausgestellt, dass eine konventionelle Mittlung (relativ zur Erdoberfläche) signifikante Strukturen in der Tropopausenregion, wie zum Beispiel die Tropopauseninversion, stark glättet, die dadurch im mittleren Profil nicht mehr erscheinen. Stattdessen wurde die Mittlung alternativ mit der lokalen, zeitabhängigen Tropopausenhöhe als gemeinsames Referenzniveau aller Profile einer Station durchgeführt. Angewandt auf sämtliche US-Stationen erhält man auf diese Weise Abbildung 3.19. Sie zeigt zeitlich-zonale Mittel von N^2 und Θ , wobei hier im Bereich oberhalb von $\max(z_{TP} - 10 \text{ km}, 4 \text{ km})$ relativ zur Tropopause gemittelt wurde. Der Bereich unterhalb davon ist nicht sensitiv auf die Mittlung relativ zur Tropopause ($z_{TP} < 4 \text{ km}$ kommt nicht vor). Deshalb sind in Abbildung 3.19 im Bereich unterhalb von $\max(z_{TP} - 10 \text{ km}, 4 \text{ km})$ die Ergebnisse aus Abbildung 3.18 eingezeichnet. Dadurch entsteht ein vollständiges Bild vom Boden bis in die mittlere Stratosphäre (Kompositum).

Wir vergleichen die Abbildungen 3.18 und 3.19. In der Stratosphäre, oberhalb von $\Theta = 400 \text{ K}$ entsprechen sich die Ergebnisse beider Mittlungen. Das heißt, der Effekt der alternativen Mittlung zeigt sich ausschließlich in der Tropopausenregion. Dort zeigt sich nun auf globaler Skala, was schon Abbildung 3.12 vermuten lässt:

Im gesamten ausgewerteten extratropischen Bereich existiert unabhängig von der Jahreszeit im klimatologischen Mittel direkt oberhalb der Tropopause eine dünne Schicht mit gegenüber mittleren stratosphärischen Werten um einen Faktor 1.5 bis 2 erhöhtem Parameter für statische Stabilität (N^2).

Die Schicht mit erhöhtem N^2 umfasst in etwa den stratosphärischen Teil der “Middleworld” (zwischen Tropopause und 380 K). Im Gesamtmittel ist $N_{\max}^2 \approx 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, befindet sich generell im ersten Niveau über der Tropopause (siehe auch Abbildung 3.12) und klingt dann in die Stratosphäre ab. Die Abklingtiefe ist dabei breitenabhängig: sie wächst kontinuierlich von $\approx 1 \text{ km}$ in den Subtropen zu $\approx 3 \text{ km}$ in Polnähe an. Auch der Abstand des Oberrands der “Middleworld” von der Tropopause wächst kontinuierlich von den Subtropen zum Pol an. Der Übergang der Isentropen von der Troposphäre in die Stratosphäre ist sehr abrupt, die meisten dargestellten “Middleworld”-Isentropen zeigen einen Knick direkt an der Tropopause, im Gegensatz zum glatten Übergang bei konventioneller Mittlung. Dieser abrupte Übergang der Isentropen weist darauf hin, dass auch der Zonalwind einen markanten Übergang von der Troposphäre in die Stratosphäre aufweist.

Die Intensität und Dicke der Schicht mit erhöhtem N^2 zeigt eine markante jahreszeitliche Abhängigkeit. Im Winter hat die Schicht eine wesentlich größere meridionale und vertikale Ausdehnung als im Sommer. Das kommt durch die Anhebung der Tropopause im Sommer gegenüber dem Winter zustande. Auf der anderen Seite ist N^2 in der stabilen Schicht im Sommer circa um den Faktor 1.5 größer als im Winter ($7.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ gegenüber $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$). Diese markante Differenz zwischen Winter und Sommer wird als *Winter-Sommer-Kontrast*

bezeichnet. Er wird in Abschnitt 4.2 näher diskutiert. Im Wintermittel ist ein Bereich ver-
ringertes N^2 -Werte in den ersten ≈ 4 km oberhalb z_{TP} der Subtropen (zwischen 25° N und
 40° N) zu sehen. Das deutet auf eine sekundäre thermische Tropopause mit tropischen Ei-
genschaften hin. Diese wird nicht weiter analysiert, da das Hauptaugenmerk dieser Arbeit
auf den Extratropen liegt.

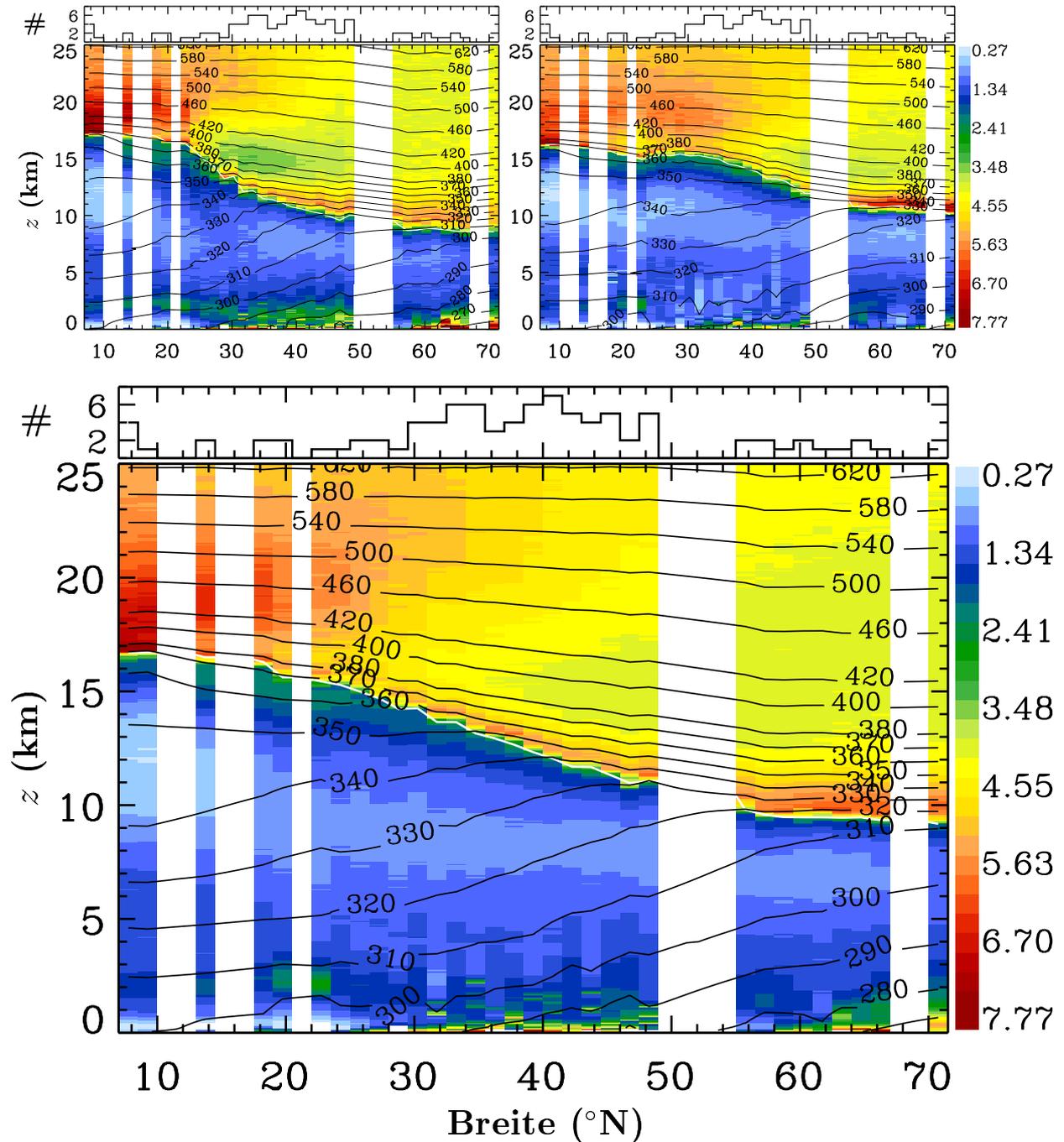


Abbildung 3.19: Zeitlich-zonales Mittel, Kompositum: der Bereich zwischen Boden und $\max(z_{TP} - 10 \text{ km}, 4 \text{ km})$ entspricht Abbildung 3.18, der Bereich darüber einer Mittlung relativ zur (lokalen, zeitabhängigen) Tropopause. Ansonsten wie Abbildung 3.18.

Abbildung 3.20 zeigt zeitlich-zonal und relativ zur Tropopause gemittelte Querschnitte von u und dem daraus resultierenden $\partial_z u$. Im Winter existiert im klimatologischen Mittel ein ausgeprägter Strahlstrom bei $\approx 35^\circ\text{N}$ mit $\bar{u}_{\text{max}} \approx 33\text{ms}^{-1}$ im Tropopausenniveau. Sowohl unter- als auch oberhalb vom Strahlstrommaximum existieren vertikal und meridional ausgedehnte Bereiche betragsmäßig großer vertikaler Windscherung. Maximalwerte in $\partial_z \bar{u}$ von

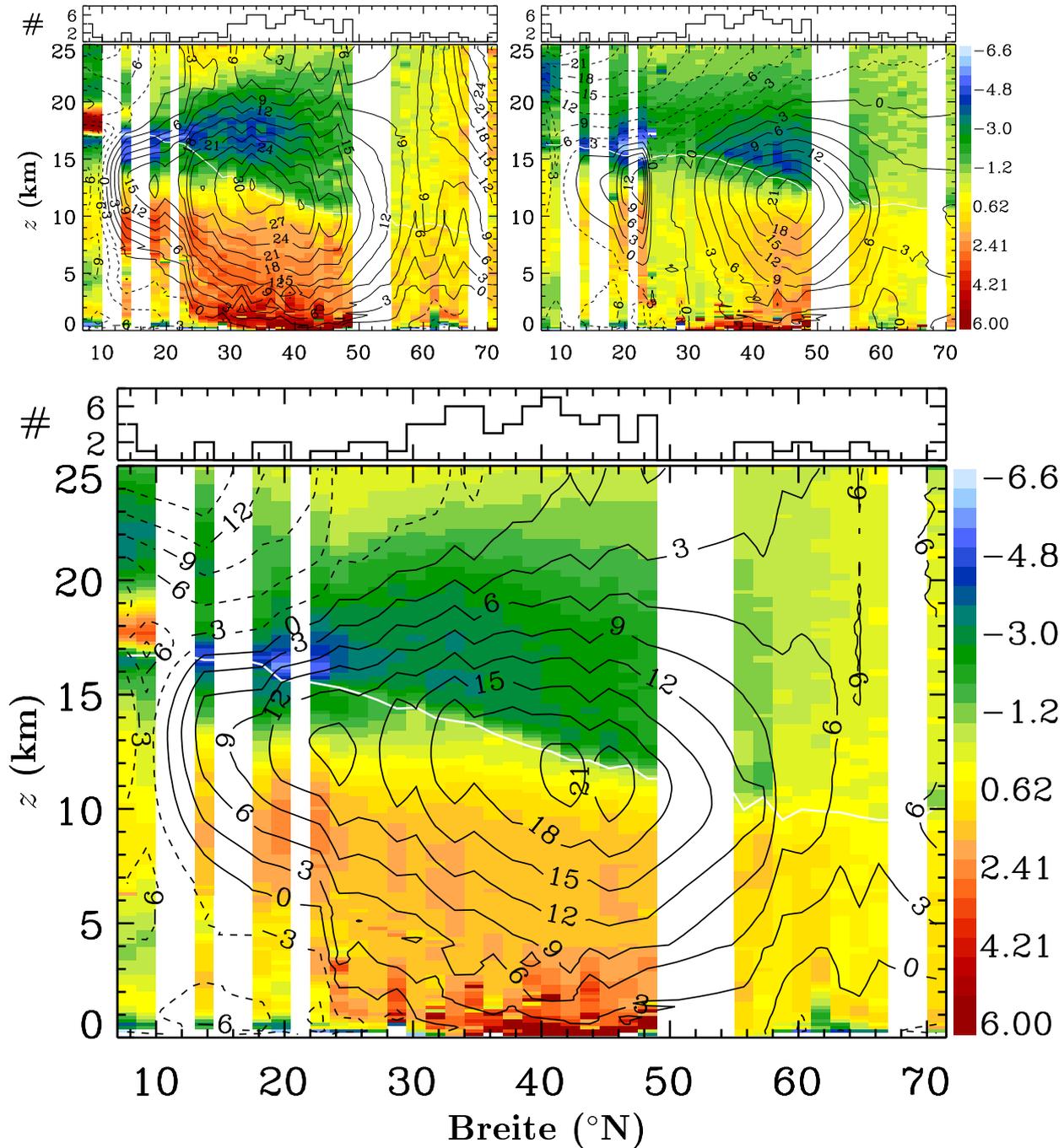


Abbildung 3.20: Analog zu Abbildung 3.19, jedoch für $\partial_z \bar{u}$ (10^{-3}s^{-1} , Farbschattierung) und \bar{u} (ms^{-1} , Konturen, negative Werte gestrichelt). Die Farbskala ist so gewählt, dass kräftiges Gelb $\partial_z \bar{u} \approx 0$ entspricht. Die Berechnung von $\partial_z \bar{u}$ erfolgte anhand geglätteter \bar{u} -Profile.

circa $6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ finden sich in Bodennähe im meridionalen Bereich zwischen 25 und 50° N . In der mittleren Troposphäre dieses meridionalen Bereichs hat $\partial_z \bar{u}$ Werte um $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, verringert sich auf ≈ 0 in Tropopausenniveau und verringert sich dann weiter bis zum Minimum von $\approx -4.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ in circa 18 km Höhe. Bezüglich des lokalen Windmaximums bei circa 18° N ist zu beachten, dass der Großteil der tropischen Daten einem anderen Längensbereich entstammt, als die extratropischen Daten, so dass dieses Maximum als ‘‘Südausläufer’’ des subtropischen Strahlstroms über dem Pazifik interpretiert werden kann. Im polaren Bereich sind die Windscherungen generell betragsmäßig klein gegenüber den Subtropen und mittleren Breiten. Der winterliche Polarwirbel ist ansatzweise im nördlichsten Teil des ausgewerteten Bereichs durch den in der Stratosphäre zunehmenden Zonalwind zu erkennen.

Im Sommer ist der mittlere zonale Strahlstrom nach Norden gegenüber dem Winter verschoben, so dass das Windmaximum bei circa 45° N liegt. Der maximale Zonalwind ist im Sommer ($\approx 21 \text{ ms}^{-1}$) kleiner als im Winter. Desweiteren befindet sich das Windmaximum im Sommer leicht unterhalb der Tropopause (vergleiche den Bereich mit $\partial_z \bar{u} \approx 0$, in der Abbildung durch kräftiges Gelb gekennzeichnet). In der mittleren Troposphäre hat $\partial_z \bar{u}$ Werte um $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ im Bereich des Strahlstroms. In der Stratosphäre existiert im Sommer in diesem Bereich ein Minimum in $\partial_z \bar{u}$ direkt oberhalb der Tropopause. Der Zonalwind nimmt in der Stratosphäre auf der Sommerhemisphäre kontinuierlich mit der Höhe ab, so dass oberhalb von circa 20 km Höhe in der gesamten Hemisphäre Ostwind herrscht. In den Subtropen existiert wie im Winter ein zweites Zonalwindmaximum (bei 22° N).

Strahlstrom und Tropopausenübergang sind im Gesamtmittel durch die jahreszeitlichen Schwankungen meridional stark ausgedehnt (wie auch der Tropopausenübergang). Das Windmaximum befindet sich bei $\approx 42^\circ \text{ N}$ und beträgt $\approx 21 \text{ ms}^{-1}$. Die vertikale Windscherung im Strahlstrombereich (zwischen 20 und 50° N) besitzt in der mittleren Troposphäre Werte um $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, und in der unteren Stratosphäre Werte um $-3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Die $\partial_z \bar{u}$ -Werte sind in der unteren Stratosphäre generell betragsmäßig größer als in der mittleren Troposphäre. Das wird nur durch die Mittlung relativ zur Tropopause evident. Bei einer konventionellen Mittlung würde dieser Gradient analog zu N^2 vor allem in unmittelbarer Nähe der Tropopause nicht aufgelöst werden. Bezüglich $\partial_z \bar{u}$ ist dabei entscheidend, dass die Position des Maximalwinds des Strahlstroms in engem Zusammenhang zur Position der Tropopause steht.

Falls die Atmosphäre im Mittel zonal symmetrisch ist, sollte der mittlere Horizontalwind allein durch \bar{u} beschrieben sein. Es gibt jedoch auch im langjährigen Mittel zonale Asymmetrien, die vor allem durch die geographische Verteilung der Kontinente entstehen. Diese Asymmetrien äußern sich in einem nichtverschwindenden mittleren Meridionalwind \bar{v} . Um dies zu überprüfen, zeigt Abbildung 3.21 \bar{v} und $\partial_z \bar{v}$ analog zu Abbildung 3.20. In der Tat ist $|\bar{v}| \ll |\bar{u}|$, außer in den winterlichen Polregionen, in denen die größten Werte von $\partial_z \bar{v}$ und die größte Variabilität (Werte zwischen $\pm 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) auftreten. Im polaren Auswertungsbereich (Alaska) herrscht im Wintermittel in der Troposphäre (Tropopausenregion und unteren Stratosphäre) ein Südwind (Südwestwind). Der Meridionalwind ist in dieser Region in Tropopausenniveau maximal bei $\approx 8 \text{ ms}^{-1}$. Direkt oberhalb der Tropopause existiert ein Minimum in $\partial_z \bar{v}$ von $\approx -1.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Diese Eigenschaft des Meridionalwinds in der ausgewerteten Polregion entspricht der Eigenschaft des Zonalwinds im Strahlstrombereich. Im Sommer existiert keine Region, in der der mittlere Meridionalwind oder seine vertikale Scherung einen signifikanten Beitrag zum gesamten Horizontalwind leistet. Dies gilt auch für das Gesamtmittel, außer in der Polregion, wo der Effekt des winterlichen Meridionalwinds zu sehen ist.

Der mittlere Horizontalwind läßt sich also anhand der hier vorgenommenen Auswertung tatsächlich in sehr guter Näherung als zonal beschreiben. Die Ausnahme bildet die ausgewer-

tete Polarregion (Alaska), wobei dies auf lokale Besonderheiten dieser Region zurückgeführt wird.

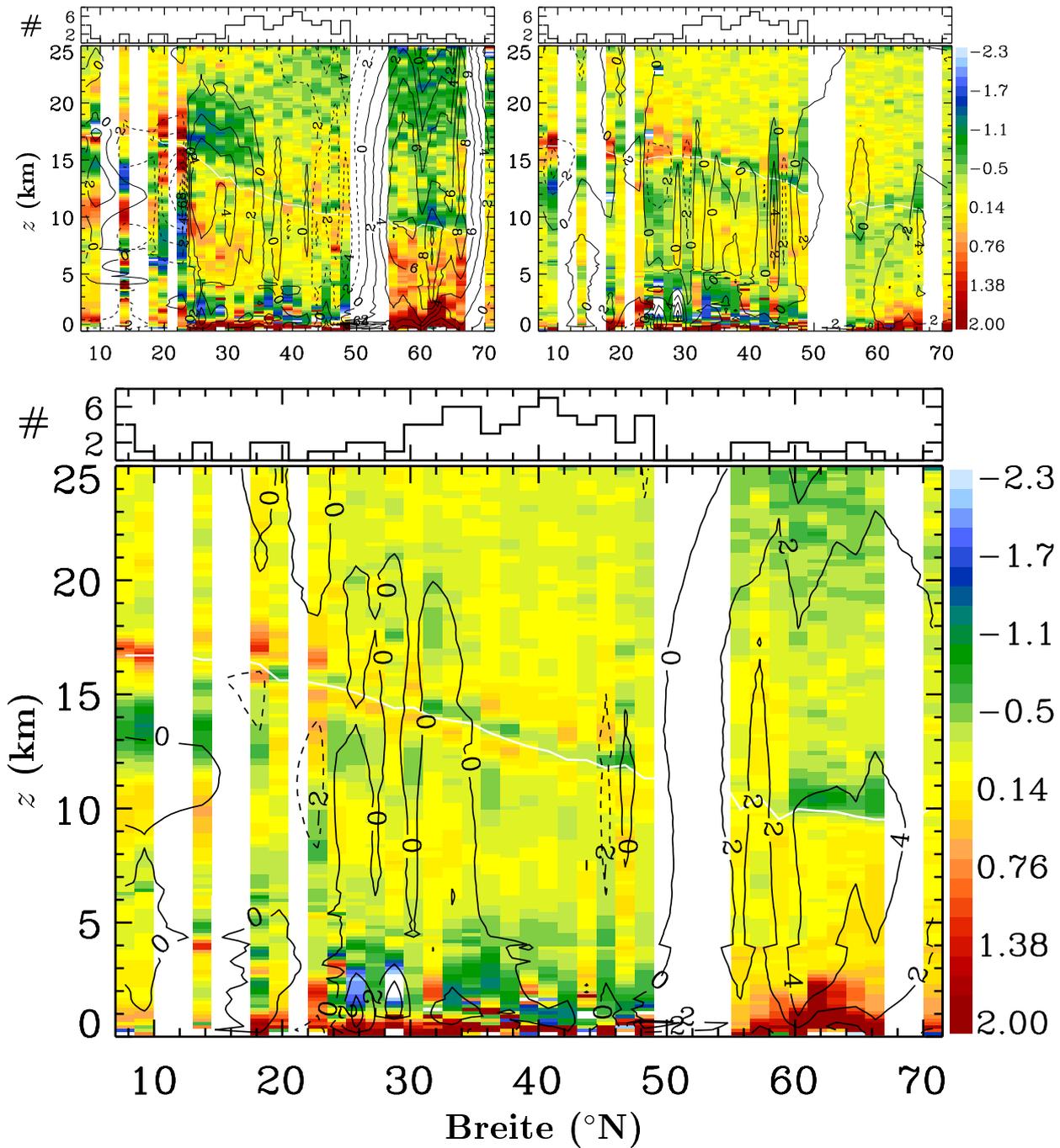


Abbildung 3.21: Analog zu Abbildung 3.19, jedoch für $\partial_z \bar{v}$ (10^{-3}s^{-1} , Farbschattierung) und \bar{v} (ms^{-1} , Konturen, negative Werte gestrichelt).

3.3 Tropopausenschärfe

Bisher wurden Aussagen über die Tropopausenschärfe nur qualitativ anhand der ausgeprägten Inversionsschicht oder des Maximums in N^2 getroffen. Dabei fokussierte die Diskussion auf die Schicht direkt oberhalb der Tropopause. Für diese Schicht ergaben sich in den Extratropen durch die Verwendung der vertikal hochaufgelösten Daten und die neu eingeführte Methode zur Mittlung bisher nicht bekannte klimatologische Eigenschaften (die Tropopauseninversion beziehungsweise das Maximum in N^2). Zur Schärfe der Tropopause, und somit zum Grad der Trennung von Tropo- und Stratosphäre, trägt jedoch auch die Schicht direkt unterhalb der Tropopause bei. Eine vollständige Quantifizierung der Tropopausenschärfe beinhaltet also die Schichten direkt unter- und oberhalb der Tropopause. In diesem Abschnitt werden zunächst Definitionen vorgestellt und anschließend eine Klimatologie der extratropischen Tropopausenschärfe erstellt. Für die Tropen haben sich im letzten Abschnitt die bisher bekannten Eigenschaften der Tropopausenregion bestätigt. Es wird deshalb nur auf die Region nördlich von 15° N eingegangen.

3.3.1 Definitionen

Als relevante Parameter für eine Definition der Tropopausenschärfe kommen γ und N^2 in Betracht. Wir führen zwei verschiedene Definitionen ein. Zum einen wird die Tropopausenschärfe als normierte Differenz der vertikalen Temperaturgradienten direkt ober- und unterhalb der Tropopause definiert:

$$\mathcal{S}_T \equiv \frac{\gamma_+ - \gamma_-}{\mathcal{N}_T}. \quad (3.5)$$

Darin ist \mathcal{N}_T eine Normierungskonstante und

$$\gamma_{\pm} \equiv \lim_{z \rightarrow z_{\text{TP}} \pm 0} \gamma. \quad (3.6)$$

Diese Definition ist bis auf die Normierungskonstante eine Verallgemeinerung der Definition in Wirth (2000), die auch in Zängl & Hoinka (2001) zur Bestimmung der Schärfe der polaren Tropopause verwendet wurde. Man beachte, dass der Begriff der Schärfe eigentlich eine Definition proportional zur vertikalen Temperaturkrümmung im Tropopausenniveau ($\partial_z \gamma|_{z=z_{\text{TP}}}$) verlangen würde. Eine solche Definition würde nur die unmittelbare Umgebung der Tropopause beinhalten (der genaue Bereich ist abhängig von der vertikalen Auflösung der Daten). Das Interesse in dieser Arbeit gilt jedoch der Frage, wie stark Tropo- und Stratosphäre im Mittel voneinander getrennt sind. Das verlangt die Einbeziehung eines größeren Vertikalbereichs in die Definition der Tropopausenschärfe. Zudem wird hier bezüglich der Tropopausenschärfe zwischen einer isothermen untersten Stratosphäre und einer untersten Stratosphäre mit zunehmender Temperatur ($\gamma > 0$) unterschieden. Dafür eignet sich die Definition (3.5) besser als eine Definition der Tropopausenschärfe anhand von $\partial_z \gamma|_{z=z_{\text{TP}}}$.

An dieser Stelle ist noch keine Aussage über die Approximation von (3.6) aus den Radiosondendaten getroffen worden. Zängl & Hoinka approximieren γ_+ als Temperaturdifferenz $T(z_{\text{TP}} + 1 \text{ km}) - T(z_{\text{TP}})$ und γ_- als Temperaturdifferenz $T(z_{\text{TP}}) - T(z_{\text{TP}} - 1 \text{ km})$. Da sie nur die Standard- und Signifikanzniveaus der Radiosondendaten verwenden (mittlere Vertikalauflösung $\approx 1 \text{ km}$), erscheint diese Approximation sinnvoll und robust. Bei sehr viel höherer Auflösung, wie dies bei den in dieser Arbeit untersuchten Daten der Fall ist, ist dies jedoch nicht sehr robust gegenüber ‐zufälligen Ausreißern‐. Deshalb werden γ_+ und γ_- hier

als die Anstiege zweier Regressionsgeraden von $T(z)$ über die vorgegebenen Höhenintervalle $[z_{\text{TP}}, z_{\text{TP}} + \Delta z]$ und $[z_{\text{TP}} - \Delta z, z_{\text{TP}}]$ approximiert. Für die unten folgende Klimatologie ist $\Delta z = 1$ km. Die Normierungskonstante \mathcal{N}_T wird zum einen eingeführt, damit \mathcal{S}_T dimensionslos ist und somit leicht mit anderen Definitionen verglichen werden kann. Zum anderen soll \mathcal{S}_T dadurch mit der Schärfe der Tropopause der U.S. Standardatmosphäre (siehe Abbildung 1.1) in Relation gesetzt werden. Darin findet man für die untere Stratosphäre (obere Troposphäre) einen Temperaturgradienten von $\gamma_s^{\text{SA}} = 0$ ($\gamma_t^{\text{SA}} = -6.5 \text{ K km}^{-1}$). Die Differenz der beiden ergibt $\mathcal{N}_T \equiv \gamma_s^{\text{SA}} - \gamma_t^{\text{SA}} = 6.5 \text{ K km}^{-1}$. Der Temperaturgradient direkt oberhalb der Tropopause ist laut Beobachtung im Mittel größer als Null. Dann wäre $\mathcal{S}_T > 1$, die Tropopause also nach Definition (3.5) schärfer als in der U.S. Standardatmosphäre. Der Temperaturgradient direkt unterhalb der Tropopause ist jedoch laut Beobachtung häufig größer als der mittlere troposphärische Temperaturgradient, insbesondere größer als -6.5 K km^{-1} . Es ist also nicht klar, ob sich aus den Radiosondendaten $\mathcal{S}_T > 1$ ergibt.

Eine alternative Definition der Tropopausenschärfe erhält man basierend auf N^2 :

$$\mathcal{S}_N \equiv \frac{N_+^2 - N_-^2}{\mathcal{N}_N}. \quad (3.7)$$

Darin ist wieder \mathcal{N}_N eine Normierungskonstante und

$$N_{\pm}^2 \equiv \lim_{z \rightarrow z_{\text{TP}} \pm 0} N^2. \quad (3.8)$$

Um aus den Daten ein robustes Maß für N_{\pm}^2 zu erhalten, wird $N_{\pm}^2 \approx \langle N^2 \rangle_{\pm}$ berechnet, wobei $\langle N^2 \rangle_{\pm}$ Mittelwerte von N^2 im Intervall $[z_{\text{TP}}, z_{\text{TP}} + \Delta z]$ beziehungsweise $[z_{\text{TP}} - \Delta z, z_{\text{TP}}]$ repräsentieren. Mittels der alternativen Definition (B.10) von N^2 erhält man für die U.S. Standardatmosphäre (Abbildung 1.1) $N_-^2 \approx 1.45 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ und $N_+^2 \approx 4.39 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, also $\mathcal{N}_N \approx 2.94 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$. Nach Gleichung (B.10) sind Temperaturgradient und N^2 proportional. Die beiden Definitionen der Tropopausenschärfe (\mathcal{S}_T und \mathcal{S}_N) unterscheiden sich also kaum. Es wird deshalb in der unten folgenden Klimatologie nur \mathcal{S}_T verwendet. Es wurden entsprechende Ergebnisse auch bezüglich \mathcal{S}_N erzeugt, die $\mathcal{S}_T \approx \mathcal{S}_N$ bestätigen.

Aus der Klimatologie der Tropopausenregion (Abschnitt 3.2) ist die Existenz einer dünnen, statisch maximal stabilen Schicht (gegenüber der vertikalen Umgebung) hervorgegangen. In der unten folgenden Klimatologie soll deshalb auch die Stärke der Stabilität dieser Schicht quantifiziert werden. Dazu eignet sich N_+^2 mit einer entsprechenden Normierung:

$$\hat{N}_+^2 \equiv \frac{N_+^2}{\mathcal{N}_+}. \quad (3.9)$$

Als Normierung wird der Wert der U.S. Standardatmosphäre von $4.39 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2} = \mathcal{N}_+$ verwendet. Die Berechnung von \hat{N}_+^2 aus den Daten erfolgt wie oben beschrieben mit $\Delta z = 1$ km.

Eine Schwäche der obigen Definitionen für die Tropopausenschärfe ist die nahezu willkürliche Wahl von Δz . Die Grenzwerte in (3.6) und (3.8) können wegen der endlichen Auflösung der Daten allenfalls approximiert werden, indem man γ und N^2 entsprechend extrapoliert. Eine Extrapolation setzt jedoch einen Zusammenhang $T(z)$ beziehungsweise $N^2(z)$ in einem gewissen Bereich in der Nähe des zu extrapolierenden Punktes voraus. Das heißt, für eine Extrapolation muss ebenso wie für die oben beschriebenen Methoden willkürlich ein Δz festgelegt werden.

Eine Möglichkeit, eine willkürliche Wahl eines Parameters innerhalb der Definition der Tropopausenschärfe zu vermeiden, wäre die Profile für T und N^2 geeignet zu anzupassen.

Geeignet bedeutet, die Anpassungsfunktion so zu definieren, dass sie einen Parameter für die Tropopausenschärfe enthält. Eine einfache Anpassungsfunktion für die N^2 -Profile, die zunächst das N^2 -Maximum nicht berücksichtigt, wäre

$$N_{\text{fit}}^2 = A \tanh \frac{z - z_{\text{TP}}}{\delta} + B. \quad (3.10)$$

Hierin sind A , B und δ die Anpassungsparameter, wobei δ ein Maß für die Tropopausenschärfe ist (δ ist die Dicke der Schicht des Übergangs von Troposphäre in Stratosphäre). Der Nachteil an dieser Definition der Tropopausenschärfe ist, dass zum Beispiel für die U.S. Standardatmosphäre $\delta \rightarrow 0$ gelten würde, diese also unendlich scharf wäre. Das bedeutet aber, dass allgemein nicht zwischen einem Temperaturknick und einer Inversion unterschieden werden kann. Für eine Unterscheidung müßte man zwei Tangens Hyperbolicus Funktionen kombinieren:

$$\tilde{N}_{\text{fit}}^2 = A_1 \tanh \frac{z - z_{\text{TP}}}{\delta_1} + A_2 \tanh \frac{z - z_{\text{max}}}{\delta_2} + \tilde{B}. \quad (3.11)$$

Hierin entspräche z_{max} der Höhe des N^2 -Maximums und $A_{1,2}$, \tilde{B} und $\delta_{1,2}$ wären Anpassungsparameter. Man könnte dann $\delta_{1,2}$ zu einer Tropopausenschärfe kombinieren. Da aber $(z_{\text{max}} - z_{\text{TP}})/z_{\text{TP}} \ll 1$, ist die Anpassung (3.11) kaum robust für (stark fluktuierende) Messdaten und nicht praktikabel.

Aus der obigen Diskussion ergibt sich, dass (3.5) und (3.7) mit ihren entsprechenden Approximationen bei der Anwendung auf Messdaten am besten für eine Definitionen der Tropopausenschärfe geeignet sind. In Abschnitt 3.3.2 wird anhand von \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 eine Klimatologie der Tropopausenschärfe aus den Radiosondendaten erstellt und diskutiert. Auf eine entsprechende Klimatologie aus meteorologischen Analysen wie den ERA-Daten wird wegen der zu groben vertikalen Auflösung verzichtet.

3.3.2 Klimatologie

Abbildung 3.22 zeigt Gesamtmittel und entsprechende relative Standardabweichungen von \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 für alle vorhandenen Stationen nördlich von 15° N. Die Atmosphäre ist bezüglich der Parameter der Tropopausenschärfe in etwa zonal symmetrisch. Es existiert eine signifikante meridionale Abhängigkeit der Parameter. In den Subtropen (um 30° N) ist \mathcal{S}_T am kleinsten und streut um 1, das heißt um den Wert der Standardatmosphäre. Die relativen Standardabweichungen sind dagegen in den Subtropen am größten (um 50%). Nach Norden nimmt \mathcal{S}_T gleichmäßig zu, die relative Standardabweichung ab. Im Bereich des globalen Strahlstroms beträgt \mathcal{S}_T um 1.15 und auf der zyklonalen Seite um 1.25; die relative Standardabweichung beträgt im Bereich des globalen Strahlstroms um 0.47 und auf der zyklonalen Seite um 0.44. In den polaren Regionen beträgt \mathcal{S}_T um 1.4 und die relative Standardabweichung um 0.42. Für die süddeutschen Stationen entspricht \mathcal{S}_T in etwa dem von US-Stationen gleicher Breite. Die relativen Standardabweichungen sind jedoch kleiner für STU und MO, was sicher an deren relativen Lage zum globalen Strahlstrom liegt.

Bis auf die Subtropen ist $\mathcal{S}_T > 1$, das heißt die Tropopausenschärfe ist größer als die der Standardatmosphäre. Das läßt sich qualitativ schon aus Abbildung 3.19 ableiten. Hier ist die Aussage quantitativ. Sie besagt, dass die extratropische Tropopause breitenabhängig im Mittel um einen Faktor 1.3 schärfer als die Tropopause der Standardatmosphäre ist.

Die Ergebnisse der Klimatologie der Tropopausenregion lassen vermuten, dass hauptsächlich der Term γ_+ zu dieser Diskrepanz beiträgt. Da $\gamma_+ \propto \hat{N}_+^2$, eignet sich \hat{N}_+^2 zur Quantifizierung dieser Vermutung, Abbildung 3.22 unten. Es ist zu sehen, dass \hat{N}_+^2 für alle dargestellten

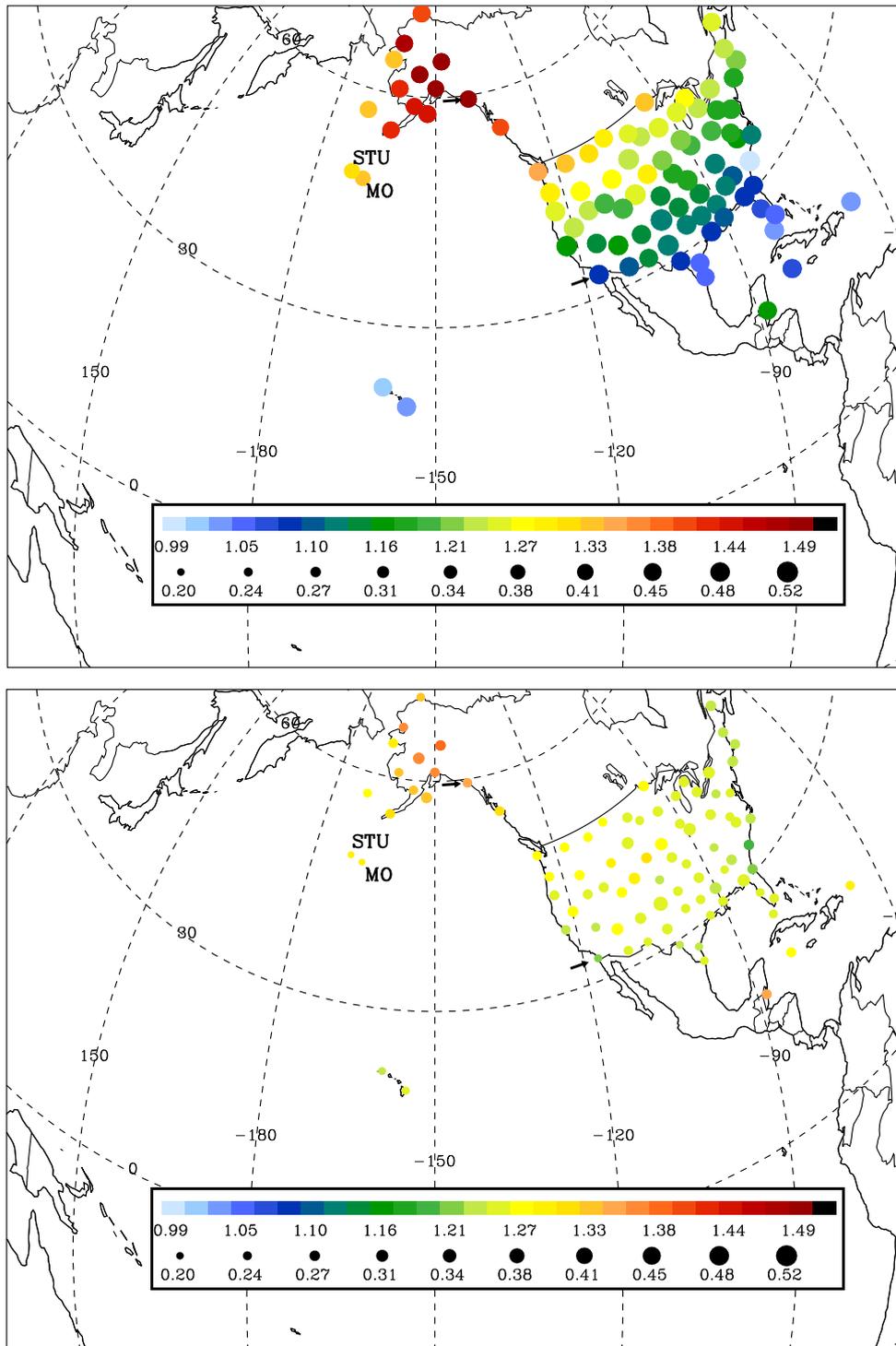


Abbildung 3.22: Mittlere Parameter der Tropopausenschärfe (Farbschattierung) und entsprechende relative Standardabweichungen (Größe der Punkte) für sämtliche vorhandene Stationen nördlich von 15° N. Oben: S_T ($\Delta z = 1$ km, $\mathcal{N}_T = 6.5$ K km $^{-1}$), Unten: \hat{N}_+^2 ($\Delta z = 1$ km, $\mathcal{N}_+ = 4.39 \cdot 10^{-4}$ s $^{-2}$). Die süddeutschen Stationen sind auf ihrer um 180° nach Osten verschobenen Länge dargestellt. Die für die Jahresgänge ausgewählten Stationen sind durch Pfeile gekennzeichnet. Die Wertebereiche wurden links und rechts zur besseren Vergleichbarkeit gleich gewählt.

Stationen deutlich größer als 1, dem Referenzwert der Standardatmosphäre, ist. Die zonale Variabilität von \hat{N}_+^2 ist etwas größer als für \mathcal{S}_T , jedoch überwiegt auch hier die meridionale Abhängigkeit. Die Variabilität von \hat{N}_+^2 , sowohl bezüglich der geographischen Lage, als auch bezüglich einer Station, ist insgesamt kleiner als die von \mathcal{S}_T (man beachte, dass Wertebereiche in der Abbildung für \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 gleich sind). In den mittleren Breiten zwischen 30° N und 50° N beträgt \hat{N}_+^2 um 1.25 mit relativen Standardabweichungen zwischen 0.2 und 0.3. In den polaren Regionen beträgt \hat{N}_+^2 um 1.35 mit ähnlichen relativen Standardabweichungen. Die Ergebnisse der süddeutschen Stationen entsprechen in etwa denen von US-Stationen vergleichbarer Breite. \hat{N}_+^2 ist in den Subtropen (polaren Regionen) im Vergleich zu \mathcal{S}_T größer (kleiner). Das heißt, in den Subtropen (polaren Regionen) ist γ_- größer (kleiner) als der Wert -6.5 K km^{-1} der Standardatmosphäre, siehe Definition (3.5). Es bestätigt sich also die Vermutung, dass die im klimatologischen Mittel gefundene extratropische Tropopauseninversion für eine schärfere extratropische Tropopause sorgt.

Bisher wurden Klimatologien der Mittelwerte und entsprechende Standardabweichungen betrachtet. Bezüglich der gefundenen erhöhten Tropopausenschärfe und Tropopauseninversion stellt sich jedoch die Frage, wie repräsentativ die Mittelwerte sind. Es könnte zum Beispiel die Häufigkeitsverteilung von γ_+ stark asymmetrisch sein, so dass Mittelwert und häufigster Wert weit auseinander liegen. Dann könnte zwar im Mittel eine ausgeprägte Tropopauseninversion existieren, jedoch in einzelnen Profilen selten zu beobachten sein. Diese Hypothese wird durch die Existenz der unteren Schranke $\gamma_+ > \gamma_{\text{TP}} = -2 \text{ K km}^{-1}$ bekräftigt. Die obige Fragestellung wird nun anhand der Jahrgänge der Häufigkeitsverteilungen von \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 untersucht.

Qualitativ wurde der Jahrgang der Tropopauseninversion bereits in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Abschnitt 3.2.3 ergab den sogenannten Winter-Sommer-Kontrast. Die nun folgenden Jahrgänge quantifizieren anhand \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 die qualitativen Ergebnisse der genannten Abschnitte bezüglich der Tropopausenschärfe. Dabei wird zuerst auf die Station MO als repräsentative Station für Süddeutschland und danach auf die US-Stationen eingegangen.

Häufigkeitsverteilungen und Jahrgänge für Süddeutschland

Bezüglich Häufigkeitsverteilungen interessieren vor allem Aussagen, wie oft zum Beispiel im klimatologischen Mittel $\mathcal{S}_T > 1$ beziehungsweise $\hat{N}_+^2 > 1$ gilt. Für solche Aussagen eignen sich kumulative Häufigkeitsverteilungen sehr gut. Abbildung 3.23 zeigt mittlere Jahrgänge von kumulativen relativen Häufigkeitsverteilungen (h_c), sowie der Monatsmittel und monatlich häufigsten Werte von \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 für MO. Dabei wurden diese Parameter wie im vorigen Abschnitt beschrieben approximiert ($\Delta z = 1 \text{ km}$). Wir betrachten zunächst \mathcal{S}_T (in der Abbildung links). Es existiert ein Jahrgang mit einem Maximum der Monatsmittel von \mathcal{S}_T im April und einem Minimum im November. Die Häufigkeitsverteilung ist das gesamte Jahr über in etwa symmetrisch (Mittelwert, häufigster Wert und die $h_c = 0.5$ Kontur unterscheiden sich nicht stark). Eine leichte Asymmetrie existiert, so dass die Häufigkeitsverteilung zu größeren Werten einen längeren Schwanz, als zu kleineren Werten hat. Das entspricht den Erwartungen, da \mathcal{S}_T eine untere, jedoch keine obere Schranke besitzt. Die untere Schranke entsteht durch die Definition der thermischen Tropopause, die eine positive Änderung von γ an der Tropopause verlangt, also $\mathcal{S}_T > 0$. Durch die Asymmetrie ist außer im Mai der häufigste Wert kleiner als der Mittelwert. Die Abweichungen sind jedoch nicht groß, so dass Mittelwerte von \mathcal{S}_T repräsentativ sind. Für die Monatsmittel gilt generell $\mathcal{S}_T > 1$, für die monatlich häufigsten Werte gilt dies bis auf August und September, wo sie in etwa $\mathcal{S}_T = 0.9$ entsprechen. In 32% aller Profile ist $\mathcal{S}_T < 1$. Das heißt, in mehr als 2/3 aller

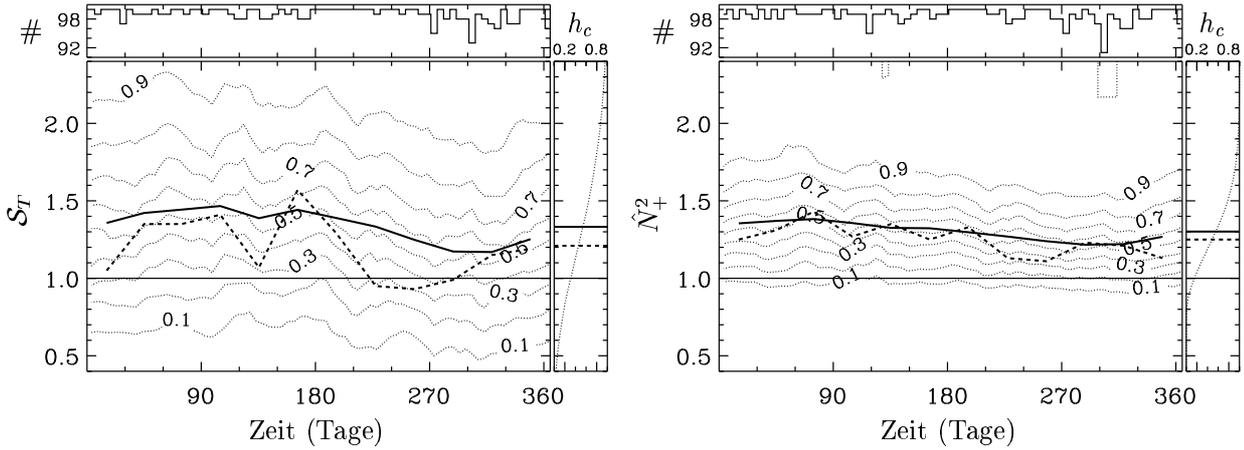


Abbildung 3.23: Mittlere Jahrgänge der kumulativen relativen Häufigkeitsverteilung (h_c , gepunktete Konturen), sowie der Monatsmittel (durchgezogen) und monatlich häufigsten Werte (gestrichelt) von \mathcal{S}_T (links) und \hat{N}_+^2 (rechts) für MO. \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 wurden mit $\Delta z = 1 \text{ km}$ und $\mathcal{N}_T = 6.5 \text{ K km}^{-1}$, $\mathcal{N}_+ = 4.39 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ berechnet. Gemittelt wurde anhand einer Diskretisierung von 5 Tagen. Die dargestellten Konturen sind zusätzlich mit einem 5-Punkt-Filter geglättet. Der Wert 1 ist jeweils als horizontale Linie gekennzeichnet. Im oberen Teil der Diagramme sind die Jahrgänge der Anzahl (#) der vorhandenen Daten dargestellt. Im rechten Teil der Diagramme sind Gesamtmittel dargestellt.

Profile ist die Tropopause schärfer als in der Standardatmosphäre (aus dem Gesamtmittel von h_c zu entnehmen). In 45% aller Profile ist die Tropopause schärfer als im Gesamtmittel. In circa 10% aller Profile ist die Tropopause sogar mehr als doppelt so scharf wie in der Standardatmosphäre.

Wir betrachten nun \hat{N}_+^2 (Abbildung 3.23, rechts). Es existiert ein zu \mathcal{S}_T ähnlicher Jahresgang der Monatsmittel (Maximum im Februar, Minimum im Oktober). Mittelwerte, häufigste Werte und die $h_c = 0.5$ Kontur fallen in etwa zusammen. Das heißt, die Häufigkeitsverteilungen sind in etwa symmetrisch. Der Wertebereich ist für \hat{N}_+^2 signifikant kleiner, als für \mathcal{S}_T . Der Unterschied kommt durch die zusätzliche Variabilität von γ_- in \mathcal{S}_T zustande. In 84% aller Profile gilt $\hat{N}_+^2 > 1$. Das heißt, in 84% aller Profile ist die Stärke der statischen Stabilität in der 1 km-Schicht direkt oberhalb der Tropopause größer, als in der Standardatmosphäre. Die 32% aller Profile mit $\mathcal{S}_T < 1$ lassen sich also gleichmäßig in 16% mit $\gamma_- < 0$ und 16% mit $\gamma_- > -6.5 \text{ K km}^{-1}$ unterteilen. Dem Gesamtmittel von \hat{N}_+^2 entspricht ein Wert von $h_c = 0.57$. Das heißt, in 43% aller Profile ist \hat{N}_+^2 größer als im Gesamtmittel.

Es hat sich bereits mehrfach in dieser Arbeit erwiesen, dass die klimatologischen Ergebnisse für MO nicht nur als repräsentativ für Süddeutschland, sondern auch für die gesamten mittleren Breiten betrachtet werden können. Das gilt auch bezüglich der Parameter der Tropopausenschärfe \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 .

Häufigkeitsverteilung und Jahrgänge für zwei US-Stationen

Zum Vergleich der Ergebnisse der Station MO mittlerer Breiten, wird hier auf die subtropische Station Miramar (33° N) und die subpolare Station Yakutat (60° N) eingegangen. Zunächst werden mittlere Jahrgänge der kumulativen relativen Häufigkeitsverteilung, sowie der Monatsmittel und monatlich häufigsten Werte von \mathcal{S}_T beider Stationen verglichen

(Abbildung 3.24). Die Häufigkeitsverteilungen sind für beide Stationen in etwa symmetrisch.

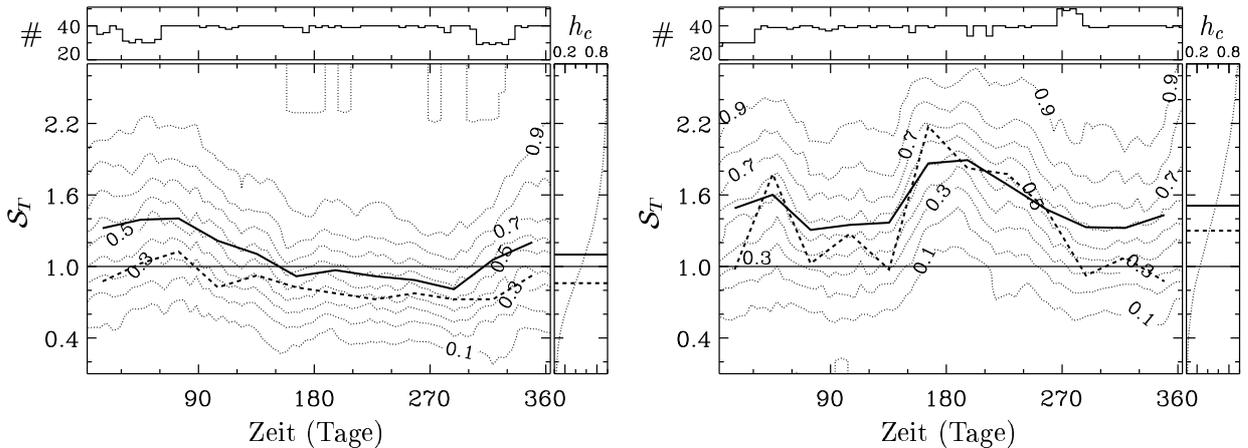


Abbildung 3.24: Mittlere Jahresgänge der kumulativen relativen Häufigkeitsverteilung (h_c , gepunktet), sowie der Monatsmittel und monatlich häufigsten Werte von \mathcal{S}_T für Miramar NAS (33° N, 117° W, links) und Yakutat (60° N, 140° W, rechts). Ansonsten wie Abbildung 3.23, links.

Für die subtropische Station (links) gilt für die Monatsmittel $\mathcal{S}_T > 1$ von November bis Mai, und $\mathcal{S}_T < 1$ von Juni bis Oktober. Das Maximum wird im März ($\mathcal{S}_T = 1.4$), das Minimum im Oktober ($\mathcal{S}_T = 0.8$) erreicht. Die monatlich häufigsten Werte sind außer im Februar und März das gesamte Jahr über kleiner als 1. Von Juni bis Oktober gilt für 60–70% der Profile $\mathcal{S}_T < 1$. Im Gesamtmittel entspricht der Wert von $\mathcal{S}_T = 1$ einem Wert von $h_c = 0.51$. Das heißt, es existieren für $\mathcal{S}_T < 1$ und $\mathcal{S}_T > 1$ in etwa gleich viele Profile. Der Jahresgang von \mathcal{S}_T entspricht dem Jahresgang von z_{TP} (vergleiche Abbildung 3.5), wobei großes \mathcal{S}_T mit kleinem z_{TP} korrespondiert, und umgekehrt.

Für die subpolare Station (rechts) sind die Monatsmittel von \mathcal{S}_T das gesamte Jahr über größer als 1. In den Sommermonaten (JJA) ist \mathcal{S}_T signifikant gegenüber dem Gesamtmittel erhöht (Maximum von $\mathcal{S}_T^{\max} = 1.9$ im Juli). Im Februar existiert ein sekundäres Maximum, das auf das Aleuten-Hoch im Wintermittel in dieser Region zurückzuführen ist, siehe Abschnitt 3.2.2 (die Tropopause ist über Hochdruckgebieten anomal scharf, siehe auch Wirth 2003). Im Frühjahr (MAM) und im Herbst (ON) sind die Monatsmittel minimal $\mathcal{S}_T = 1.3$. Die Häufigkeitsverteilung ist in etwa symmetrisch. Die monatlich häufigsten Werte fallen für Februar beziehungsweise Juni bis September in etwa mit den Monatsmitteln und der $h_c = 0.5$ Kontur zusammen. In diesen Monaten sind also die Mittelwerte von \mathcal{S}_T sehr repräsentativ. In den übrigen Monaten schwanken die häufigsten Werte um $\mathcal{S}_T = 1$. Im Sommer (um Tag 180) liegt die $h_c = 0.1$ Kontur oberhalb von $\mathcal{S}_T = 1$. In diesem Zeitraum ist also für mehr als 90% aller Profile die Tropopause schärfer als in der Standardatmosphäre. Im Gesamtmittel gilt dies für 64% aller Profile. Im Sommer gilt sogar für 10% der Profile $\mathcal{S}_T > 2.5$, also dass die Tropopause 2.5 mal so scharf wie in der Standardatmosphäre ist.

Wie für MO, wird für die zwei US-Stationen \mathcal{S}_T mit \hat{N}_+^2 verglichen (Abbildung 3.25). Die Jahresgänge von \hat{N}_+^2 und \mathcal{S}_T entsprechen sich. Der Wertebereich und damit die relative Variabilität ist für \hat{N}_+^2 signifikant kleiner als für \mathcal{S}_T . Die Häufigkeitsverteilungen sind in etwa symmetrisch. Für die subtropische Station beträgt das Maximum der Monatsmittel 1.3 (Februar), das Minimum 1.1 (Oktober). $\hat{N}_+^2 > 1$ ist also im Mittel das gesamte Jahr über erfüllt. Das gilt auch für die häufigsten Werte, welche das gesamte Jahr um in etwa

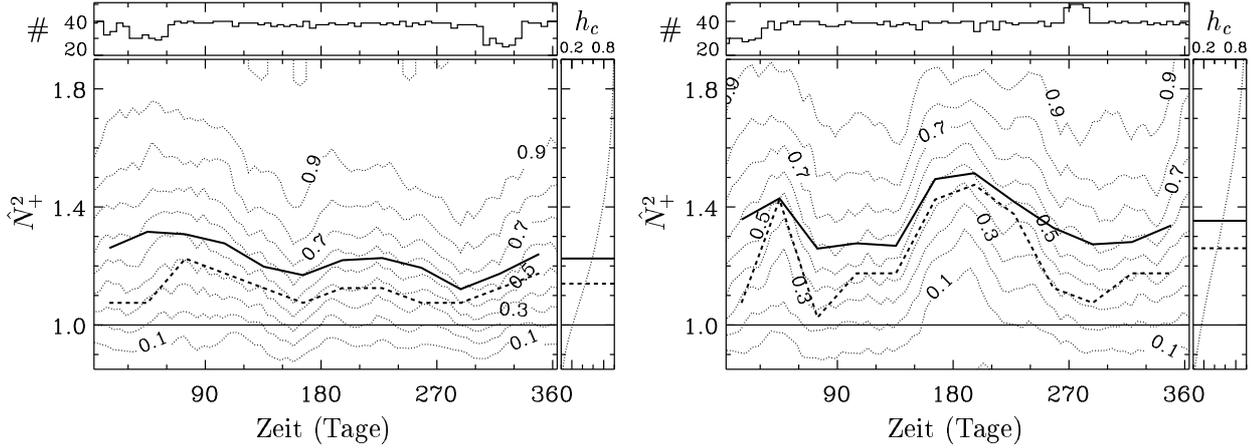


Abbildung 3.25: Wie Abbildung 3.24, jedoch für \hat{N}_+^2 .

0.1 kleiner als die Mittelwerte sind. $\hat{N}_+^2 < 1$ gilt von Juni bis Oktober für nur etwa 20% der Profile. Der Hauptbeitrag zu den 60–70% der Profile mit $\mathcal{S}_T < 1$ in diesem Zeitraum kommt also durch $\gamma_- > -6.5 \text{ K km}^{-1}$ zustande. Das liegt an den tropischen Eigenschaften für diese Station im Sommer (vergleiche Abschnitt 3.2.2). Für 78% aller Profile gilt $\hat{N}_+^2 > 1$ (beziehungsweise $\gamma_+ > 0$). Zu den 51% der Profile mit $\mathcal{S}_T < 1$ tragen also 29% (also mehr als die Hälfte) mit $\gamma_- > -6.5 \text{ K km}^{-1}$ bei.

Für die subpolare Station beträgt das Maximum der Monatsmittel 1.5 (Juli), das Minimum 1.25 (März). Ein sekundäres Maximum existiert wie für \mathcal{S}_T im Februar. Mittelwerte und häufigste Werte sind das gesamte Jahr über größer als 1. Im Sommer (circa zwischen Tag 150 und 210) liegt die $h_c = 0.1$ Kontur deutlich über der $\hat{N}_+^2 = 1$ Linie. In diesem Zeitraum gilt für circa 95% aller Profile $\hat{N}_+^2 > 1$. Im gesamten Jahr gilt dies für 84% aller Profile. Die 26% der Profile mit $\mathcal{S}_T < 1$ lassen sich also in 16% mit $\gamma_+ < 0$ und 10% mit $\gamma_- > -6.5 \text{ K km}^{-1}$ unterteilen. Für diese Station entscheidet also eher γ_+ , ob die Tropopause schärfer oder unschärfer als in der Standardatmosphäre ist.

Breitenabhängigkeit des Jahresgangs aus US-Daten

Die Betrachtungen zu den Häufigkeitsverteilungen haben ergeben, dass die Mittelwerte der Parameter \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 der Tropopausenschärfe als repräsentativ angesehen werden können. Mittels dieser Erkenntnis läßt sich nun die Breitenabhängigkeit der Jahresgänge von \mathcal{S}_T und \hat{N}_+^2 anhand der Mittelwerte diskutieren (Abbildung 3.26). Wir betrachten zunächst \mathcal{S}_T (links). Der Bereich und die antizyklonale Seite des globalen Strahlstroms sind gekennzeichnet durch \mathcal{S}_T -Werte zwischen 0.8 und 1. In diesem Bereich ist die Tropopause also weniger scharf ausgeprägt, als in der Standardatmosphäre. Das entspricht den Erwartungen, nach denen man im Strahlstrombereich unscharfe Tropopausen, und auf der antizyklonalen Seite des Strahlstroms sekundäre tropische Tropopausen erwartet (siehe Abschnitte 2.2 und 3.2.3). Nördlich des globalen Strahlstroms existiert zu jeder Jahreszeit ein meridional zwischen 20° und 30° ausgedehnter Bereich mit \mathcal{S}_T -Werten, die deutlich größer als 1 sind. Im Winter und Frühjahr (Dezember bis Mai) findet man $\mathcal{S}_T \approx 1.5$. Im Sommer zeigt der meridionale Bereich nördlich von circa 60° N maximale \mathcal{S}_T -Werte um 2.

In diesem meridionalen Bereich lassen sich die Ergebnisse mit denen in Zängl & Hoinka

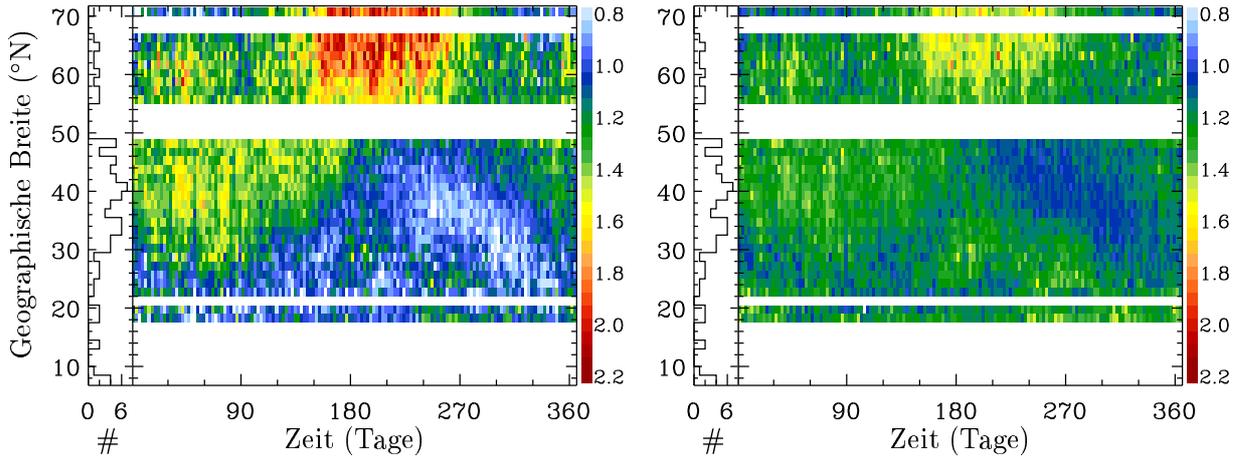


Abbildung 3.26: Mittlere Jahresgänge von \mathcal{S}_T (links) und \hat{N}_+^2 (rechts) in Abhängigkeit der geographischen Breite. Im linken Teil der Diagramme ist jeweils die Anzahl (#) der vorhandenen Stationen dargestellt. Die Daten wurden auf ein regelmäßiges Gitter mit den Maschenweiten 2.5 Tage und 1.5° diskretisiert. Weiße Flächen geben Datenlücken an. Es sind nur die Daten der Stationen nördlich von 15° N gezeigt.

(2001) vergleichen (unter Berücksichtigung von $\mathcal{N}_T = 6.5 \text{ K km}^{-1}$). Sie finden ein Sommermaximum in \mathcal{S}_T für die Region $70^\circ \text{ N} - 80^\circ \text{ N} / 100^\circ \text{ W} - 160^\circ \text{ W}$ von 1.7. Unterschiede zu den Ergebnissen hier entstehen vor allem durch die verschiedenen Regionen, den Auflösungsunterschied (Zängl & Hoinka verwenden Standard- und signifikante Niveaus) und die Unterschiede in der Berechnung von \mathcal{S}_T aus den Daten (siehe Abschnitt 3.3.1). Für die Wintermonate stimmt der hier gefundene Wert um 0.9 (nördlich von 65° N) mit dem in Zängl und Hoinka überein. Das Sommermaximum von rund 1.5 im meridionalen Bereich $55^\circ - 60^\circ \text{ N}$ stimmt ebenfalls mit dem in der genannten Arbeit überein. Im Februar bei circa 60° N ist der Einfluss des Aleuten-Hochs evident.

Wir vergleichen die entsprechenden Ergebnisse für \hat{N}_+^2 (rechts). Der Wertebereich ist deutlich gegenüber \mathcal{S}_T eingeschränkt, es gilt $1 \lesssim \hat{N}_+^2 \lesssim 1.7$. Jahresgang und die Breitenabhängigkeit entsprechen denen von \mathcal{S}_T . Im Bereich kleinster \mathcal{S}_T -Werte ist auch \hat{N}_+^2 am kleinsten (um 1). In diesem Bereich entspricht also γ_+ in etwa der Standardatmosphäre und γ_- ist etwas größer als in der Standardatmosphäre. Im Winter und Frühjahr (Dezember bis Mai) beträgt \hat{N}_+^2 um 1.3, im polaren Sommer um 1.5. Nördlich von 70° N beträgt \hat{N}_+^2 im Winter um 1. Die Werte von \hat{N}_+^2 lassen sich mittels Gleichung (B.10) und einer Annahme für T (zum Beispiel $T \approx T_{\text{TP}}$) in γ_+ umrechnen. $\hat{N}_+^2 = 1.5$ entspricht zum Beispiel bei $T = 220 \text{ K}$ (vergleiche T_{TP} in Abbildung 3.7) $\gamma_+ \approx 5 \text{ K km}^{-1}$. Das bedeutet, dass im Bereich von $\mathcal{S}_T \approx 2$ (polare Sommer) $\gamma_- \approx -8 \text{ K km}^{-1}$, also signifikant kleiner als der Wert der Standardatmosphäre von -6.5 K km^{-1} ist. Das ist im Widerspruch zu den Ergebnissen in Zängl & Hoinka (2001), die den Wert der Standardatmosphäre bestätigen. Dies ist sicherlich auf die wesentlich höhere vertikale Auflösung der hier verwendeten Daten und die etwas andere Berechnung von γ_- zurückzuführen. Für den Bereich mit $\mathcal{S}_T \approx 0.8$ und $\hat{N}_+^2 \approx 1$ gilt analog (mit $T_{\text{TP}} = 200 \text{ K}$) $\gamma_+ \approx -0.8 \text{ K km}^{-1}$ und $\gamma_- \approx 4.4 \text{ K km}^{-1}$. In diesem Fall ist also γ_- signifikant größer als in der Standardatmosphäre. Der eben angedeutete Zusammenhang – negative Korrelation zwischen γ_+ und γ_- – gilt in den gesamten Extratropen.

Kapitel 4

Der Einfluss großskaliger Dynamik auf die extratropische Tropopausenregion

4.1 Motivation

Das vorangegangene Kapitel hat überraschende neue Erkenntnisse bezüglich der extratropischen Tropopausenregion hervorgebracht. Basierend auf vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten wurden die Ergebnisse vorwiegend beschreibend dargestellt. Ergebnisse, die im Einklang mit dem bisherigen Wissenstand sind, wurden in Bezug dazu gesetzt. Als besonders markante Phänomene werden zum einen die im ausgewerteten Bereich der Extratropen zu jeder Jahreszeit und in jeder Breite existierende Tropopauseninversion und zum anderen der Winter–Sommer–Kontrast erachtet. Dies sind neue, vorher nicht bekannte klimatologische Phänomene, die eine Erklärung erfordern.

Der Winter–Sommer–Kontrast geht mit der saisonal beeinflussten Lage der Tropopause und des Tropopausenübergangs einher. Diese Lage wird durch die saisonale Varianz der großskaligen Dynamik bestimmt. Das legt nahe, die Gründe für den Winter–Sommer–Kontrast im Effekt der großskaligen Dynamik zu suchen. Abschnitt 4.2 präsentiert eine mögliche Erklärung des Winter–Sommer–Kontrasts anhand der unterschiedlichen Effekte von zyklonalen und antizyklonalen Störungen auf die thermische Struktur der Tropopausenregion.

Großskalige Prozesse verlaufen in erster Näherung adiabatisch, das heißt auf Isentropen. Für die Dynamik dieser Prozesse ist die PV die geeignete Beschreibungsgröße. Das skalare Feld PV (genau genommen ist die PV ein Pseudoskalar, das heißt ein Skalar, der bei Raumpiegelung das Vorzeichen wechselt) besitzt eine bemerkenswerte Eigenschaft: Für eine balancierte Strömung in einem beschränkten Gebiet genügt zu jedem Zeitpunkt das Wissen über die PV–Verteilung auf Isentropen und die Θ –Verteilung an den Rändern, um sämtliche Information über die Strömung selbst zu erhalten (das heißt die Felder p , ρ , T und \vec{v}). Diese Eigenschaft wird Invertibilitätsprinzip genannt. Zu den PV–Eigenschaften und balancierten Strömungen siehe zum Beispiel Hoskins et al. (1985); McIntyre (1992, 2003a,b). Die Invertierbarkeit der PV macht sie zu einer wichtigen Diagnostik–Variablen. Großskalige Dynamik läßt sich am besten mittels der PV–Verteilung auf Isentropen beschreiben. Der Effekt der großskaligen Dynamik besteht darin, die PV auf Isentropen zu vermischen (siehe zum Beispiel Lindzen 1993; Pierrehumbert & Yang 1993; Ambaum 1997; Kirk–Davidoff & Lindzen 2000; Swanson 2001). Dieser Prozess wird im Folgenden PV–Homogenisierung auf Isentropen genannt. Eine baroklin angepasste Schicht (zum Beispiel die extratropische Troposphäre) ist äquivalent zu einer Schicht vollständig homogenisierter PV.

Bezüglich einer Erklärung der klimatologischen Existenz der Tropopauseninversion ist zu

beachten, dass bisher keine vollständige Theorie zur extratropischen Tropopause existiert (siehe Abschnitt 2.1.3). Bisherige Theorien im Sinne der baroklinen Anpassung sagen eine zu kleine Tropopausenhöhe und eine Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht, also eine in etwa isotherme untere Stratosphäre in den Extratropen, voraus. Diese Theorien basieren sämtlich auf der Betrachtung von troposphärischer Dynamik und stratosphärischem Strahlungsgleichgewicht. Die Tropopausenhöhe entspricht dann der Grenzfläche des sich im statistischen Gleichgewicht befindlichen Systems, bestehend aus einer turbulent durchmischten Troposphäre und einer Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht. Die Ergebnisse im Beobachtungskapitel ergaben, dass sich die unterste Stratosphäre (der stratosphärische Teil der “Middleworld”) in ihren statischen Eigenschaften fundamental vom Rest der Stratosphäre unterscheidet. Das legt nahe, dass sich diese Schicht *nicht* im Strahlungsgleichgewicht befindet. Das wird in Abschnitt 4.3 bestätigt, indem die PV–Homogenisierung auf Isentropen anhand von ECMWF–Analysen untersucht wird. Es stellt sich heraus, dass sowohl troposphärischer als auch stratosphärischer Teil einer “Middleworld”–Isentrope partiell homogenisiert sind. Darauf aufbauend läßt sich die extratropische Tropopausenregion unter Einbeziehung der Dynamik der untersten Stratosphäre theoretisch beschreiben. Dem Autor sind diesbezüglich keine bisherigen Arbeiten bekannt. Es erscheint sinnvoll, auch hier zunächst den Einfluss großskaliger Dynamik zu betrachten, da dieser Einfluss auf klimatologischen Zeitskalen der entscheidende ist. Auf diese Weise gelingt es, eine präzisierte Theorie der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe aufzustellen (Abschnitt 4.4). Aufbauend auf den Erkenntnissen zur großskaligen Dynamik kann anschließend eine genauere Untersuchung hinsichtlich des Einflusses von mittleren und kleinskaligen Prozessen erfolgen. Das wird jedoch für zukünftige Arbeiten offen gelassen.

4.2 Der Winter–Sommer–Kontrast

Winter und Sommer unterscheiden sich signifikant bezüglich der

- Lage der Tropopause ($z_{\text{TP}}(\text{Sommer}) > z_{\text{TP}}(\text{Winter})$ in den Extratropen und $z_{\text{TP}}(\text{Sommer}) < z_{\text{TP}}(\text{Winter})$ in den Tropen, das heißt die Differenz der Tropopausenhöhen zwischen Äquator und Pol ist im Winter größer als im Sommer),
- meridionalen Verteilung und Größe der maximalen N^2 –Werte direkt oberhalb der Tropopause (die maximalen N^2 –Werte umfassen im Sommer einen kleineren meridionalen Bereich und sind größer als im Winter) und
- Intensität und Position des Strahlstrommaximums (das Maximum in u ist im Sommer kleiner und liegt weiter nördlich als im Winter).

Diese Zusammenhänge sind schematisch in Abbildung 4.1 zusammengefasst. Das Maximum des Strahlstroms u_{max} geht mit einer antizyklonalen Scherung äquatorwärts von der Position des Maximums φ_{max} und einer zyklonalen Scherung polwärts von φ_{max} einher. Das Gebiet polwärts von φ_{max} kann demnach als “hemisphärische” Zyklone betrachtet werden (hemisphärisch soll die Größenordnung der horizontalen Ausdehnung betonen). Diese Zyklone ist in etwa axisymmetrisch. Die Symmetrieachse entspricht der Rotationsachse der Erde. Die Intensität der hemisphärischen Zyklone wird durch ihre relative Zirkulation Z_r

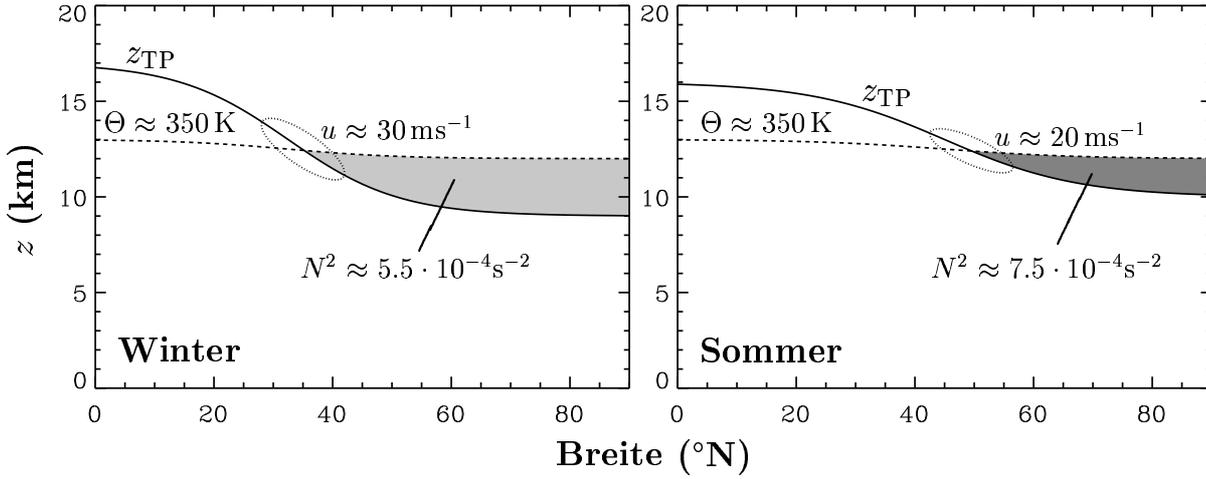


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Winter–Sommer–Kontrasts. Erläuterung, siehe Text.

beschrieben:

$$Z_r = a \int_0^{2\pi} u_{\max}(\lambda) \cos \varphi_{\max}(\lambda) d\lambda \approx 2\pi a u_{\max} \cos \varphi_{\max}. \quad (4.1)$$

Darin sind a der Erdradius, λ die geographische Länge und im letzten Schritt wurde approximative zonale Symmetrie verwendet. Sowohl φ_{\max} als auch u_{\max} unterscheiden sich zwischen Winter und Sommer. Falls die hemisphärische Zyklone im Sommer die gleiche relative Zirkulation besitzt wie im Winter, muss gelten

$$u_{\max}^S \cos \varphi_{\max}^S = u_{\max}^W \cos \varphi_{\max}^W, \quad (4.2)$$

wobei die hochgestellten Indizes “W” und “S” Winter und Sommer bedeuten. Setzt man $\varphi_{\max}^W \approx 35^\circ \text{ N}$ und $u_{\max}^W \approx 30 \text{ ms}^{-1}$ als gegeben voraus, so ergibt sich bei einer Verlagerung des Windmaximums im Sommer nach $\varphi_{\max}^S \approx 45^\circ \text{ N}$ nach Gleichung (4.2) $u_{\max}^S \approx 35 \text{ ms}^{-1}$. Das widerspricht offensichtlich den Beobachtungen (vergleiche auch die Zahlenwerte in der schematischen Darstellung, Abbildung 4.1). Vielmehr ergibt sich für die Beobachtungen eine im Sommer um den Faktor ≈ 1.75 reduzierte relative Zirkulation gegenüber dem Winter. Eine reduzierte zyklonale Zirkulation im Sommer kann als relative antizyklonale Zirkulation gegenüber dem Winter gedeutet werden. Das ist konsistent mit der Anhebung der extratropischen Tropopause im Sommer gegenüber dem Winter.

Lokale antizyklonale Störungen der oberen Troposphäre sind durch eine Anhebung der Tropopause und eine Erhöhung des statischen Stabilitätsparameters (N^2) direkt oberhalb der Tropopause gegenüber dem ungestörten Referenzzustand gekennzeichnet (zum Beispiel Hoskins et al. 1985; Thorpe 1986; Wirth 2000, 2003). Die Erhöhung von N^2 direkt oberhalb der Tropopause kommt dabei durch die von der antizyklonalen Störung bewirkte Sekundärzirkulation zustande.

Es wird hier hypothesiert, dass die Erhöhung der maximalen N^2 -Werte direkt oberhalb der Tropopause im Sommer gegenüber dem Winter durch die relative antizyklonale Störung der Zirkulation und die damit verbundene relative Sekundärzirkulation im Sommer gegenüber dem Winter zustande kommt. Mit relativer Sekundärzirkulation ist hier die

Reduzierung der Sekundärzirkulation im Sommer gegenüber dem Winter gemeint. Die Hypothese stellt eine mögliche Erklärung des Winter–Sommer–Kontrasts dar. Für eine quantitative Überprüfung dieser Hypothese könnte man zum Beispiel die Struktur der Strömung in balancierten zyklonalen Störungen der oberen Troposphäre von hemisphärischer Größenordnung mittels PV–Inversion untersuchen (in Anlehnung an Wirth 2000). Dies würde jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus führen und wird deshalb für zukünftige Studien offen gelassen.

Man beachte, dass eine Erklärung des Winter–Sommer–Kontrasts nicht die Existenz des Maximums in N^2 direkt oberhalb der Tropopause erklärt. Sie ist lediglich im Stande, charakteristische Strukturen einer Jahreszeit bei gegebenen charakteristischen Strukturen der anderen Jahreszeit zu erklären.

4.3 ECMWF–Analysen auf Isentropen

PV–Verteilungen auf Isentropen erhält man zum Beispiel aus den Analysen globaler Wettervorhersagemodelle. Hier werden im Folgenden die operationellen 12 UT ECMWF–Analysen der Nordhemisphäre für das Jahr 2001 ausgewertet. Die spektral mit T511/L60 aufgelösten Rohdaten sind auf ein regelmäßiges Länge–Breite–Gitter mit $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ Auflösung interpoliert. Die Interpolation auf isentrope Flächen erfolgt mittels einem Programmpaket von Heini Wernli (ETH Zürich, inzwischen Universität Mainz). Zur Beschreibung der ECMWF–Daten siehe Anhang A.2.

Die PV ist auf einer gegebenen “Middleworld”–Isentropen im Mittel eine nahezu zonal symmetrische, monoton steigende Funktion von φ (Abbildung 4.2). Es existiert je ein troposphärisches und ein stratosphärisches PV–Reservoir mit typischen Werten zwischen 0 und 1 PVU, beziehungsweise Werten $\gtrsim 4$ PVU. Zwischen beiden Reservoirs existiert ein meridionaler Übergangsbereich – die isentrope Tropopausenregion. Man beachte, dass “Middleworld”–Isentropen im z –System in der Troposphäre positiv geneigt sind und in der Stratosphäre in etwa horizontal verlaufen, so dass die isentrope Tropopausenregion im z –System eine gekrümmte Fläche darstellt. Der Übergang von troposphärischen zu stratosphärischen PV–Werten erfolgt eher graduell, die Tropopause ist daher im hier gezeigten konventionellen Mittel sehr unscharf ausgeprägt. Maximale PV–Werte (in Polnähe) nehmen durch die Dichteabnahme mit zunehmendem Θ zu.

Es ist möglich, einen objektiven Wert für P_{TP} , die Breite der Tropopause φ_{TP} , und für die meridionale Ausdehnung der Tropopausenregion δ_{TP} anhand von Anpassungen der Form

$$P_{\text{fit}}(\varphi) = A \tanh 2 \frac{\varphi - \varphi_{TP}}{\delta_{TP}} + B \quad (4.3)$$

zu definieren. Dabei sind A und B Anpassungsparameter. Funktionen der Form (4.3) wurden an die zonal gemittelten Kurven von $P(\varphi)$ angepasst (Abbildung 4.2, rechts). Tabelle 4.1 fasst alle Anpassungsparameter zusammen. Der Wert für P_{TP} nimmt mit abnehmenden Werten von Θ , also Richtung Norden, ab. Der Schnittpunkt einer gegebenen Isentrope mit der Tropopause liegt für größere Θ –Werte weiter südlich (φ_{TP} nimmt mit zunehmendem Θ ab). Für die 310 K–Isentrope ist δ_{TP} wesentlich größer als für 330 K und 350 K, da die 310 K–Isentrope nicht immer einen stratosphärischen Teil (vor allem im Sommer) besitzt, wodurch selbst am Pol troposphärische PV–Werte in die Klimatologie eingehen. Für 310 K ist $\varphi_{TP}^{\text{RS}} = 72^\circ \text{ N}$ um 12° größer als φ_{TP} . Hierzu ist zu beachten, dass sowohl die 310 K–Isentrope als auch die Tropopause bereits bei 60° N sehr flach verlaufen, so dass kleine Unterschiede in z_{TP} große Unterschiede in φ_{TP} bewirken. Ansonsten stimmt φ_{TP}^{RS} in etwa mit φ_{TP} überein.

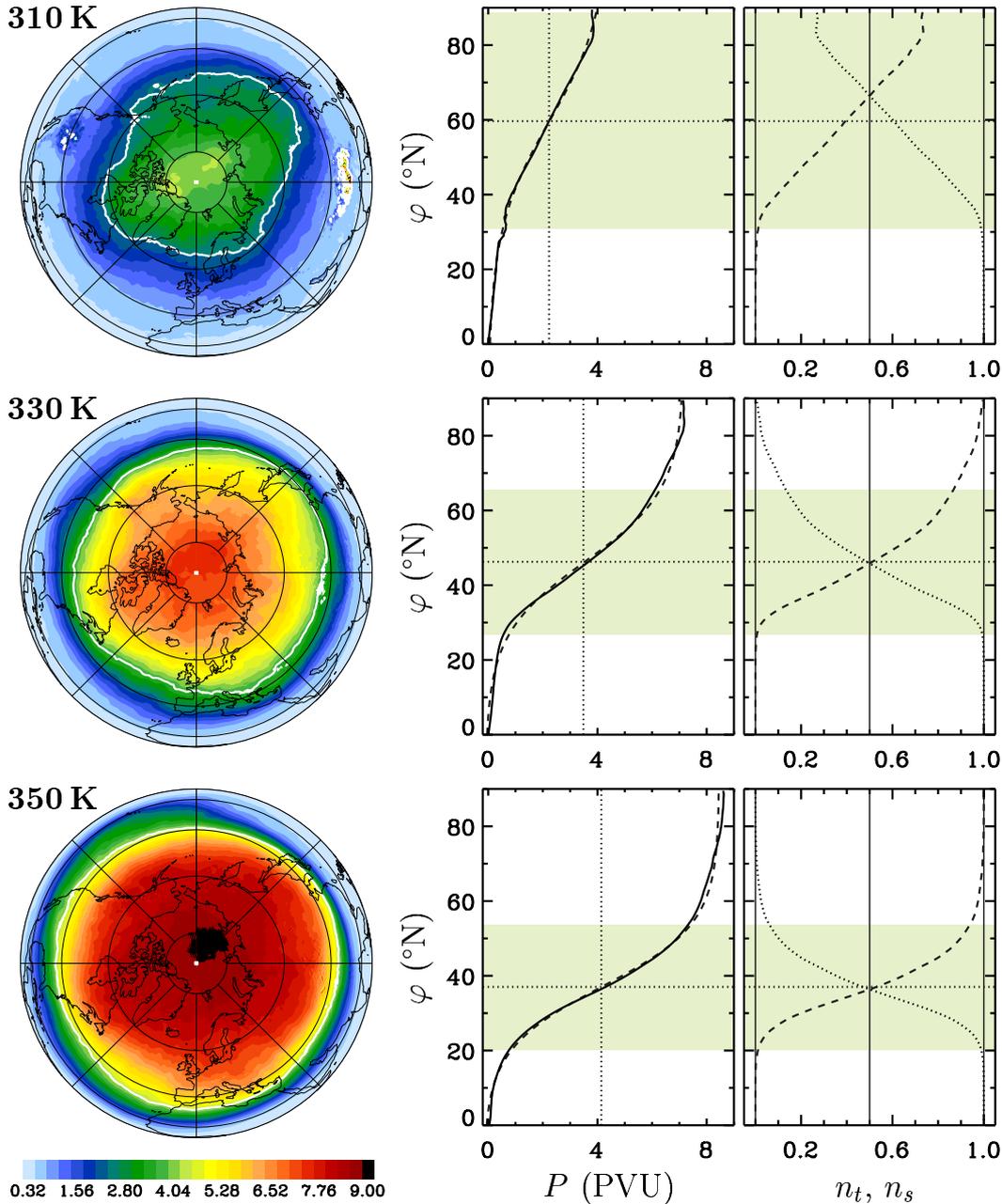


Abbildung 4.2: Links: Geographische Verteilung (Breitenkreise bei 20, 40, 60, 80° N) der konventionellen Zeitmittel (räumlich fixiert, also eulersch) der PV-Verteilung (in PVU) der Nordhemisphäre auf den Isentropen 310 K (oben), 330 K (Mitte) und 350 K (unten) aus operationellen ECMWF-Analysen für das Jahr 2001. Die weiße Kontur entspricht $P = P_{\text{TP}}$. Mitte: Zonale Mittel (durchgezogen) der PV-Verteilungen und entsprechende Anpassungsfunktionen (gestrichelt) nach Gleichung (4.3). Die Anpassungswerte für φ_{TP} und P_{TP} sind durch die horizontale und vertikale Linie gekennzeichnet. Die Region $\varphi_{\text{TP}} \pm \delta_{\text{TP}}/2$ ist schattiert dargestellt. Die Anpassungsparameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Rechts: Anzahl der in die zonalen Mittel eingehenden troposphärischen (n_t , gepunktet) und stratosphärischen (n_s , gestrichelt) PV-Werte. n_t und n_s wurden normiert, so dass $n_t + n_s = 1$ gilt. Die vertikalen Linien kennzeichnen die Werte 0, 0.5 und 1. Die horizontale Linie und der schattierte Bereich entsprechen denen der mittleren Abbildungen.

Tabelle 4.1: Anpassungsparameter von P_{fit} , siehe Gleichung (4.3), für die in Abbildung 4.2, rechts dargestellten Anpassungsfunktionen. Zum Vergleich sind die Werte für φ_{TP} aus den US-Radiosondendaten (vergleiche Abbildung 3.18) eingetragen ($\varphi_{\text{TP}}^{\text{RS}}$). Mittlere φ_{TP} -Werte anhand der dynamischen Tropopausendefinition unter Verwendung der angegebenen Schwellwerte für P_{TP} sind in Klammern angegeben. δ_{TP} -Werte in Klammern entsprechen den Anpassungen in Abbildung 4.4.

Θ (K)	P_{TP} (PVU)	φ_{TP} (° N)	δ_{TP} (°)	A (PVU)	B (PVU)	$\varphi_{\text{TP}}^{\text{RS}}$ (° N)
310	2.2	60 (62)	59 (9.4)	2.2	2.2	72
330	3.5	46 (51)	39 (7.6)	3.5	3.5	48
350	4.1	37 (39)	34 (12)	4.3	4.1	34

Ein Mangel an der Definition der dynamischen Tropopause (siehe Abschnitt 2.1.1) ist die subjektive Wahl des Schwellwerts P_{TP} . Das oben eingeführte Verfahren liefert einen breiten-beziehungsweise Θ -abhängigen Schwellwert P_{TP} . Eine objektive Definition der dynamischen Tropopause als Transportbarriere in Form eines lokalen Minimums der effektiven Diffusivität (siehe Nakamura 1996) auf Isentropen wird von Haynes & Shuckburgh (2000) vorgeschlagen. Die Autoren erhalten ebenfalls einen breiten-beziehungsweise Θ -abhängigen Schwellwert P_{TP} . Die Bestimmung von P_{TP} nach Haynes & Shuckburgh erfordert jedoch die numerische Simulation der Advektion eines passiven Spurenstoffs. Das hier präsentierte Verfahren kann direkt auf meteorologische Analysen angewandt werden und kommt ohne die Einführung einer zusätzlichen Größe, wie der effektiven Diffusivität, aus. Es ist somit praktikabler und konzeptionell einfacher.

Im Gegensatz zu den konventionellen Zeitmitteln in Abbildung 4.2, zeigt die isentrope PV-Verteilung zu einem gegebenen Zeitpunkt (Abbildung 4.3) eine scharf ausgeprägte Tropopause mit starken zonalen Asymmetrien; die quasi-horizontalen Faltungen sind mit dem Brechen von Rossbywellen assoziiert (man beachte die Region antizyklonaler, also negativer PV-Anomalie über dem Nordatlantik). In ein konventionelles Mittel gehen an einer gegebenen geographischen Position im Meridionalbereich möglicher Tropopausen ($\sim \varphi_{\text{TP}} \pm \delta_{\text{TP}}/2$) sowohl troposphärische als auch stratosphärische PV-Werte ein (Abbildung 4.2, rechts). Das verschmiert meridionale PV-Gradienten in der Tropopausenregion, analog zur Verschmierung der vertikalen Θ -Gradienten bei einer konventionellen Mittlung der Vertikalprofile aus Radiosondierungen (siehe Abschnitt 3.2). Für eine Repräsentation der genauen Struktur der PV-Verteilung auf Isentropen in der Tropopausenregion im Zeitmittel eignet sich eine Mittlung relativ zur meridionalen Position der Tropopause (also mit einem längen- und zeitabhängigen Koordinatenursprung). Als Schwellwerte P_{TP} werden die Θ -abhängigen Werte in Tabelle 4.1 verwendet.

Die technische Umsetzung der Mittlung der PV-Verteilungen relativ zur meridionalen Position der Tropopause erfolgt analog zur Mittlung der Radiosondenprofile relativ zur vertikalen Position der Tropopause (siehe Abschnitt 3.2). Es gehen also auf einem gegebenen Meridian λ sämtliche troposphärische (stratosphärische) Gitterpunkte südlich (nördlich) der mittleren Tropopausenbreite dieses Meridians $\overline{\varphi_{\text{TP}}}(\lambda)$ in das Mittel ein (mit ihrem entsprechendem Abstand zu $\overline{\varphi_{\text{TP}}}(\lambda)$). Die Tropopause kann auf einer Isentropen horizontal stark gefaltet sein kann (vergleiche Abbildung 4.3). Deshalb werden bei der Mittlung Mehrfachtro-

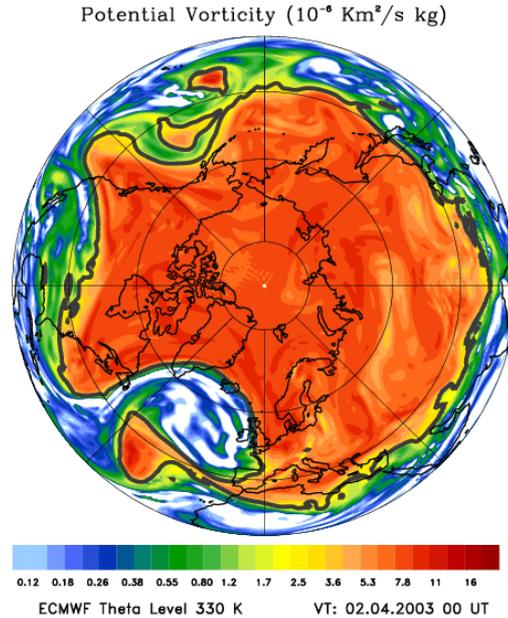


Abbildung 4.3: PV-Verteilung auf dem nordhemisphärischen Teil der 330 K Isentrope aus operationellen ECMWF-Analysen für einen willkürlich ausgewählten Zeitpunkt (von der Internetseite <http://www.pa.op.dlr.de/arctic/> entnommen). Die dunkelgraue Kontur kennzeichnet $P = 2 \text{ PVU}$. Man beachte die durch die Antizyklone über dem Nordatlantik (negative PV-Anomalie) verursachte horizontale Tropausenfaltung.

popausen zugelassen. Dabei ist für die troposphärischen Bereiche stets die nördliche, und für die stratosphärischen Bereiche stets die südliche Tropopause der Bezugspunkt. Auf diese Weise geht ein in meridionaler Richtung zwischen zwei stratosphärischen Bereichen eingeschlossener troposphärischer Bereich südlicher in die Mittlung ein, als der südlichere der beiden stratosphärischen Bereiche.

Zeitmittel der PV-Verteilung relativ zur meridionalen Position der Tropopause (Abbildung 4.4) unterscheiden sich signifikant von konventionellen Zeitmitteln. Die Tropopause ist für die Mittel relativ zur Tropopause wesentlich schärfer ausgeprägt als im konventionellen Mittel (vergleiche δ_{TP} , Tabelle 4.1). Dies wirkt sich entscheidend auf die Struktur der PV-Verteilung in der Troposphäre und Stratosphäre aus: beide Sphären lassen sich nun anhand der Mittlung relativ zur Tropopause in etwa durch jeweils konstante PV-Werte beschreiben. Dies konnte man aus der konventionellen Mittlung nicht entnehmen. Die mittleren φ_{TP} -Werte sind etwas größer als die der Anpassungen in Abbildung 4.2 (siehe Tabelle 4.1). Das ist auf Mehrfachtropopausen in meridionaler Richtung zurückzuführen. Man beachte, dass sich die φ -Werte für die relativ zur Tropopause gemittelten PV-Werte aus der Summe des meridionalen Abstands von der Tropopause und $\overline{\varphi_{\text{TP}}}$ ergeben. Dadurch gehen in das Mittel bei einer gegebenen Breite PV-Werte verschiedener Breiten ein. Deshalb ist zum Beispiel $P(\varphi = 0) \neq 0$. Für die 310 K-Isentrope existiert eine Diskrepanz zwischen konventionellem Mittel und Mittel relativ zur Tropopause in der Nähe des Pols. Das liegt daran, dass die Anzahl der in das konventionelle Mittel eingehenden troposphärischen Werte (n_t , siehe Abbildung 4.4, rechts) zum Pol hin nicht verschwindet. In das Mittel relativ zur Tropopause gehen jedoch nördlich von $\overline{\varphi_{\text{TP}}}$ nur stratosphärische Werte ein – die statistische Gesamtheit ist also hier kleiner als für das konventionelle Mittel. Die mittleren PV-Werte auf der 310 K-Isentrope in der Nähe des Pols werden also durch das konventionelle Mittel repräsentiert,

hingegen die mittleren stratosphärischen Werte der 310 K–Isentrope durch das Mittel relativ zur Tropopause.

Die troposphärischen Bereiche südlich und nördlich der Subtropen lassen sich ebenfalls im Mittel durch jeweils konstante, aber unterschiedliche Werte der PV beschreiben. Das ist besonders deutlich durch einen Vergleich der Zonalmittel mit den Anpassungsfunktionen zu erkennen (rechts). Das weist auf die Unterschiede der troposphärischen Dynamik südlich und

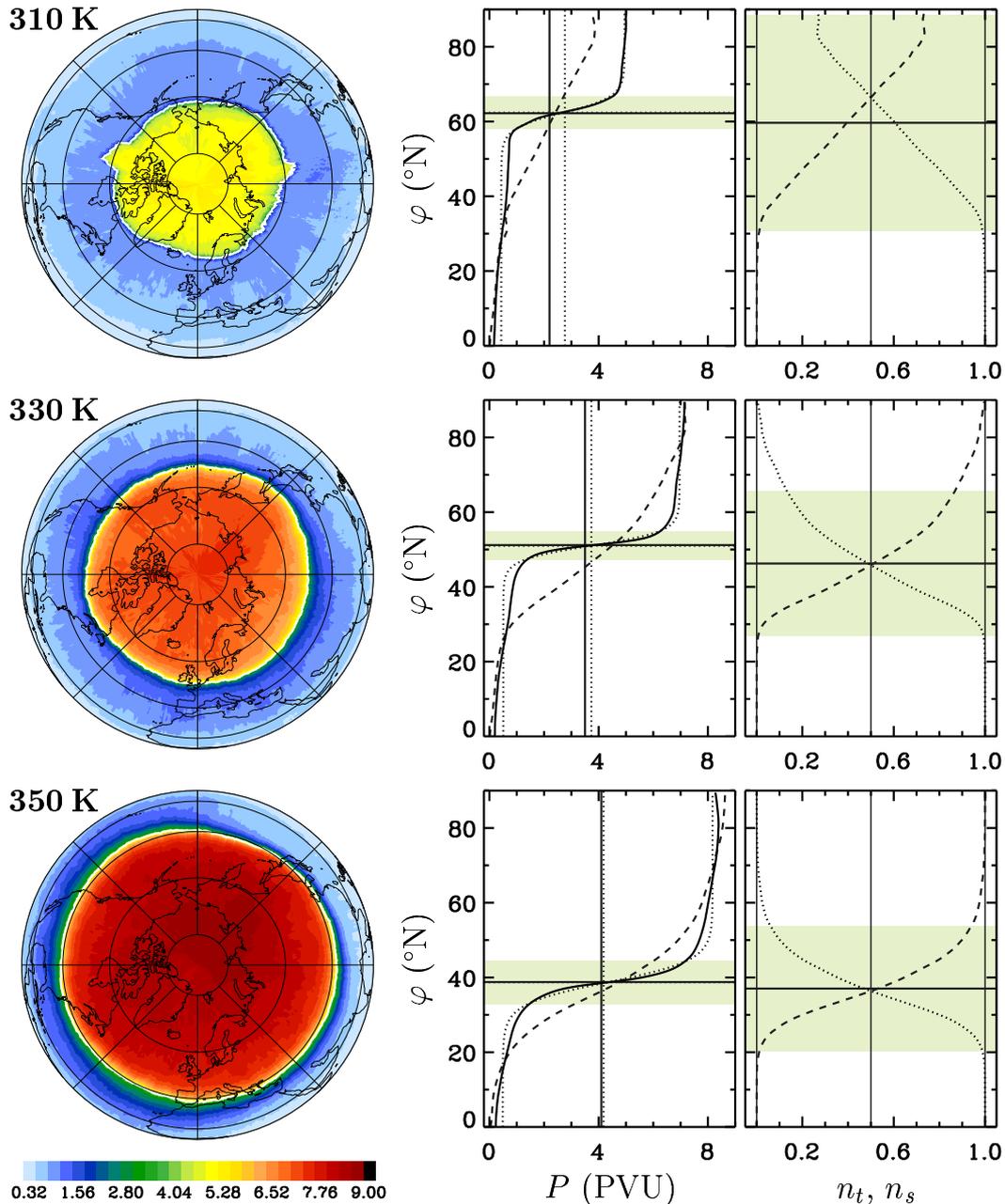


Abbildung 4.4: Wie Abbildung 4.2, jedoch relativ zur meridionalen Position der Tropopause gemittelt. Mitte: zonale Mittel relativ zur Tropopause (durchgezogen) und entsprechende Anpassungsfunktionen (gepunktet) nach Gleichung (4.3) sowie konventionelle Mittel (gestrichelt). Die Werte für P_{TP} (aus Tabelle 4.1) und die entsprechende mittlere Breite φ_{TP} sind gekennzeichnet (durchgezogen). Die entsprechenden Werte aus den Anpassungen sind ebenfalls gekennzeichnet (gepunktet). Rechts: wie Abbildung 4.2, rechts.

nördlich der Subtropen hin.

Eine Quantifizierung des Grades der PV–Homogenisierung erhält man anhand des Meridionalgradienten der PV auf Isentropen ($P_y|_{\Theta}$). Für eine exakte Homogenisierung wäre $P_y|_{\Theta} = 0$. In planetarer Approximation ist $P_y|_{\Theta}$ gegeben durch

$$P_y|_{\Theta} \equiv \partial_y|_{\Theta} P = P \left(\frac{\beta}{f} + \frac{1}{N^2} \partial_y N^2 + f \frac{\partial_z u}{N^4} \partial_z N^2 - f \frac{\partial_z u}{\rho N^2} \partial_z \rho \right). \quad (4.4)$$

Darin wurde $\partial_y|_{\Theta} = \partial_y - \partial_y \Theta \partial_{\Theta}$ ($\partial_y|_{\Theta}$ bezeichnet die Meridionalableitung auf Isentropen), $\beta \equiv \partial_y f$ und die thermische Windgleichung (B.16) verwendet. Für großskalige Prozesse ist (4.4) eine gute Näherung. Der Ausdruck $P^{-1} P_y|_{\Theta}$ ist dann gegeben durch die Summe von 4 Termen, wobei ein Term ausschließlich aus externen Parametern besteht (der planetare Term β/f , $\beta = \partial_y f$):

$$\frac{1}{P} P_y|_{\Theta} = \frac{\beta}{f} + \text{Terme, interner Parameter}. \quad (4.5)$$

Diese Gleichung legt einen Ansatz der Form $P^{-1} P_y|_{\Theta} \propto \beta/f$ nahe:

$$\frac{1}{P} P_y|_{\Theta} = \left(\frac{1}{\mathcal{H}} - 1 \right) \frac{\beta}{f}. \quad (4.6)$$

Darin ist \mathcal{H} eine Konstante, die den Grad der PV–Homogenisierung (im Folgenden kurz Homogenisierung) angibt. Ähnliche Ansätze findet man in Sun & Lindzen (1994) und Kirk–Davidoff & Lindzen (2000). Die Definition (4.6) ist so formuliert, dass $\mathcal{H} \in (0, 1]$ für $P_y|_{\Theta} > 0$. Für den Grad der Homogenisierung ist das Vorzeichen des Gradienten der Größe, die homogenisiert wird, nicht entscheidend, sondern nur sein Betrag. Deshalb wird \mathcal{H} aus den ECMWF–Daten mittels

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\frac{f}{\beta P} |P_y|_{\Theta}| + 1} \quad (4.7)$$

berechnet. Für $P_y|_{\Theta} = 0$ ist $\mathcal{H} = 1$, die PV ist vollständig homogenisiert. Falls $P_y|_{\Theta}$ allein durch den planetaren Term gegeben ist ($P_y|_{\Theta} = P\beta/f$), ist $\mathcal{H} = 0.5$. Dies gilt zum Beispiel, falls N^2 unabhängig von y und u unabhängig von z sind (also für rein horizontal verlaufende Isentropen), siehe Gleichung (4.4). Die “Middleworld”–Isentropen in Abbildung 2.6 verlaufen im stratosphärischen Teil in etwa horizontal. Für diese würde also $\mathcal{H} \approx 0.5$ gelten. Man beachte, dass $\mathcal{H} \approx 0.5$ nicht notwendig rein horizontal verlaufende Isentropen verlangt. An der Tropopause ist $P_y|_{\Theta}$ maximal, wie aus den mittleren PV–Verteilungen zu entnehmen. Dann ist \mathcal{H} an der Tropopause minimal. Man beachte, dass $\mathcal{H} \propto P$, so dass die höheren stratosphärischen PV–Werte größere Homogenisierungen bewirken. Dieser Zusammenhang wird jedoch wegen $\mathcal{H} \propto \beta/f \propto \cot \varphi$ zumindest teilweise wieder aufgehoben (der stratosphärische Teil der Isentropen befindet sich im Mittel immer polwärts).

Abbildung 4.5 zeigt Zonalmittel von \mathcal{H} für die drei ausgewählten Isentropen 310 K, 330 K und 350 K. Wir betrachten zunächst die Mittel relativ zur Tropopause. Im troposphärischen Teil der Extratropen gilt für die gezeigten Isentropen $\mathcal{H} \approx 0.5$, wobei \mathcal{H} leicht mit Θ zunimmt. An der Tropopause besitzt \mathcal{H} erwartungsgemäß ein Minimum mit Werten um 0.05, also eine Größenordnung kleiner als der troposphärische Wert. Im stratosphärischen Teil der Isentropen ist $\mathcal{H} \approx 0.75$ (für 310 K $\mathcal{H} \approx 0.6$), das heißt $\mathcal{H} > 0.5$, dem Referenzwert für horizontal verlaufende Isentropen. Man beachte, dass f/β am Pol unendlich wird, wodurch

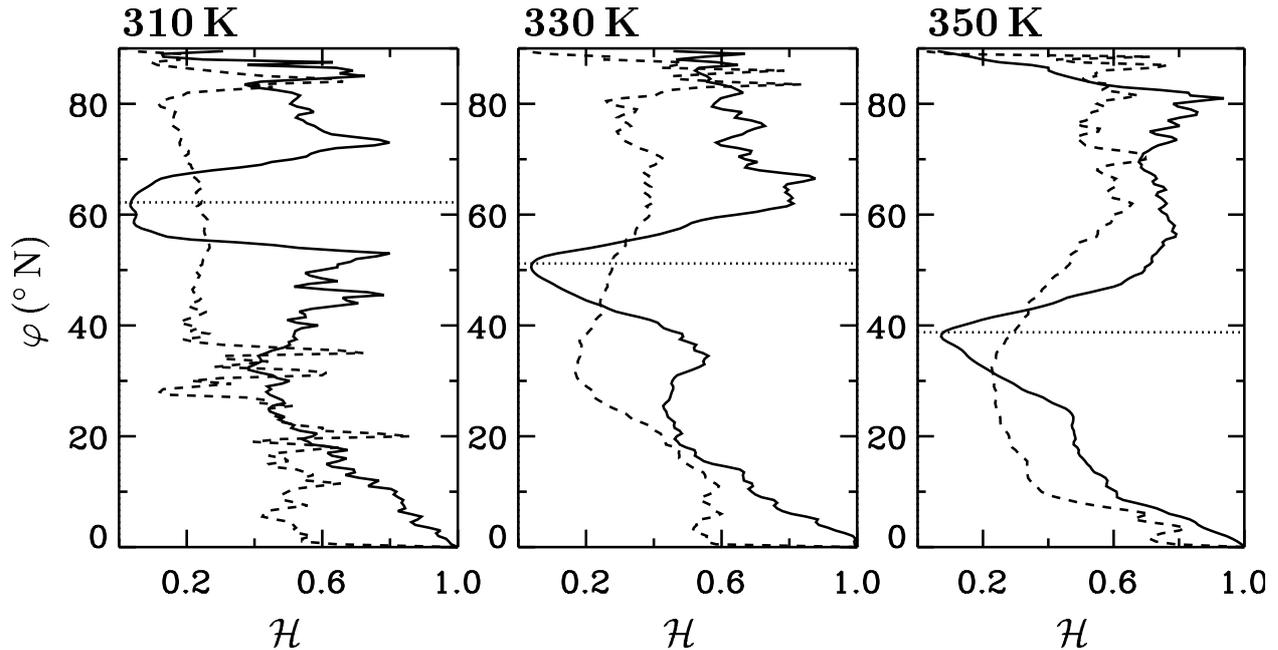


Abbildung 4.5: Zonalmittel des Grades der PV-Homogenisierung \mathcal{H} , siehe Gleichung (4.7), für die “Middleworld”-Isentropen 310 K, 330 K und 350 K. Die Horizontalen bezeichnen jeweils die mittlere Tropopausenbreite. Durchgezogene Kurven bezeichnen Mittel relativ zur Tropopause, gestrichelte Kurven bezeichnen konventionelle Mittel.

die \mathcal{H} -Werte nördlich von circa 85°N stark fluktuieren. Bemerkenswerterweise ist die stratosphärische Homogenisierung größer als die troposphärische. Im Vergleich sind die eben genannten Eigenschaften nicht in den konventionellen Mitteln enthalten (gestrichelt). Für 310 K stimmen im Bereich $20^\circ\text{N} \lesssim \varphi \lesssim 35^\circ\text{N}$ beide Mittel in etwa überein. Ansonsten sind keine ausgeprägten Minima an der Tropopause evident. Außerhalb der Tropopausenregion ist \mathcal{H} für die konventionellen Mittel signifikant kleiner, als für die Mittel relativ zur Tropopause. Stratosphärische \mathcal{H} -Werte sind nur für 350 K kleiner als troposphärische. Somit liefert eine konventionelle Mittlung nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ falsche klimatologische Resultate bezüglich der PV-Homogenisierung, vergleiche die in Sun & Lindzen (1994); Kirk-Davidoff & Lindzen (2000) angegebenen konventionellen Mittel von $P_y|_\ominus$.

Morgan & Nielsen-Gammon (1998) zeigen den isentropen Meridionalgradienten der PV auf der 320 K Isentrope relativ zur $P = 1.5\text{PVU}$ -Kontur aus meteorologischen Analysen für Januar 1991 (Abbildung 3 darin). Die Autoren bemerken, dass diese Art der Mittlung (“lagrangesch” in ihrer Terminologie) einen stärkeren Gradienten an der Tropopause und schwächere Gradienten südlich und nördlich davon als bei einer konventionellen Mittlung (eulersch) hervor bringt, im Einklang mit den Ergebnissen hier für einen größeren Zeitraum und mehrere Isentropen. Swanson (2001) findet für die isentrope Verteilung der häufigsten PV-Werte wesentlich größerer meridionale PV-Gradienten im Tropopausenbereich, als im konventionellen Zeitmittel. Für eine robuste Berechnung der häufigsten Werte benötigt man jedoch lange Zeitreihen (Swanson nutzt einen 40-jährigen Datensatz meteorologischer Analysen). Die hier verwendete Methode, der Mittlung relativ zur Tropopause läßt sich auf Zeitreihen beliebiger Länge anwenden.

Welche Prozesse sind für die mittlere Homogenisierung der PV, sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre, verantwortlich? Die für die Troposphäre relevanten baroklinen

Wirbel und ihr mittlerer Effekt wurden bereits in Abschnitt 2.1.3 diskutiert. Die Existenz und Lage der extratropischen Tropopause wurde darin auf barokline Wirbel zurückgeführt. Die Theorie der baroklinen Anpassung geht davon aus, dass der Effekt der baroklinen Wirbel eine bezüglich der PV ideal durchmischte Troposphäre ist ($\mathcal{H} = 1$). Die Ergebnisse dieses Abschnitts zeigen, dass dies eine zu starke Vereinfachung ist – es ergibt sich für die Troposphäre $\mathcal{H} \approx 0.5$. Die Stratosphäre wird gemeinhin nicht mit baroklinen Instabilitäten in Verbindung gebracht. Die (partielle) PV–Homogenisierung im stratosphärischen Teil der Isentropen läßt sich also nicht direkt durch die Aktivität barokliner Wirbel erklären. Jedoch gibt es einen indirekten Effekt der troposphärischen Wirbel. Störungen der oberen Troposphäre (Zyklonen und Antizyklonen) beeinflussen die Struktur und die Dynamik der gesamten Tropopausenregion, also auch der untersten Stratosphäre (zum Beispiel Gabriel et al. 1999; Keyser & Shapiro 1986; Morgan & Nielsen-Gammon 1998; Swanson 2001). Diese Störungen sind Ausdruck der baroklinen troposphärischen Dynamik, die in der Troposphäre direkt zur PV–Homogenisierung führt. Die barokline Dynamik der Troposphäre besitzt also einen indirekten Einfluss auf die unterste Stratosphäre und führt so zu einer indirekten PV–Homogenisierung der untersten Stratosphäre. Desweiteren existieren Ereignisse brechender troposphärischer synoptisch–skaliger Wellen in der unteren Stratosphäre (zum Beispiel Scott & Cammas 2002). Dies führt ebenfalls zu einer stratosphärischen PV–Homogenisierung. Die Ergebnisse dieses Abschnitts zeigen, dass die stratosphärische PV–Homogenisierung auf klimatologischen Zeitskalen nicht vernachlässigbar ist ($\mathcal{H} > 0.5$).

Die PV wird von Haynes & McIntyre (1990) als passiver Spurenstoff angesehen. Gründe für die Homogenisierung eines passiven Spurenstoffs findet man zum Beispiel in Pierrehumbert & Yang (1993) und Ambaum (1997). Die Tatsache, dass die PV nicht nur im troposphärischen sondern auch im stratosphärischen Teil von “Middleworld”–Isentropen einer tendentiellen Homogenisierung unterliegt, dient nun als Grundlage einer verbesserten Theorie der Höhe der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe. Sie stellt eine Erweiterung des Konzepts der Entstehung der extratropischen Tropopause durch troposphärische PV–Homogenisierung dar.

4.4 PV–Homogenisierung und die extratropische Tropopause

Es werden zunächst generelle Eigenschaften von PV–Homogenisierung auf Isentropen behandelt und anschließend auf den troposphärischen und stratosphärischen Teil der Isentropen separat eingegangen.

Die planetare Approximation der PV ist nach Gleichung (B.22) gegeben. Darin wird ζ gegenüber f und S^2 gegenüber N^2 vernachlässigt. Sun & Lindzen (1994) zeigen, dass die planetare Approximation der PV bei einer Berechnung der Isentropenverteilung aus einer vorgegebenen PV–Verteilung nur kleine Fehler erzeugt. Der Meridionalgradient $P_y|_{\Theta}$ von P entlang von Isentropen ist für die planetare Approximation durch Gleichung (4.4) gegeben:

$$P_y|_{\Theta} = P \left(\frac{\beta}{f} - \frac{f}{N^2} \partial_{zz} u + f \frac{\partial_z u}{N^4} \partial_z N^2 - f \frac{\partial_z u}{\rho N^2} \partial_z \rho \right), \quad (4.8)$$

wobei Gleichung (3.4) eingesetzt wurde. Gleichung (4.8) lässt sich einfacher schreiben, wenn man die Steigung der Isentropen (s) in der y - z -Ebene substituiert. Diese Steigung ist gegeben

durch

$$s \equiv \left. \frac{dz}{dy} \right|_{\Theta} = -\frac{\partial_y \Theta}{\partial_z \Theta} = f \frac{\partial_z u}{N^2}, \quad (4.9)$$

wobei im letzten Schritt die thermische Windgleichung benutzt wurde. Mittels (4.9) erhält man für $P_y|_{\Theta}$

$$P_y|_{\Theta} = P \left(\frac{\beta}{f} - \partial_z s - \frac{s}{\rho} \partial_z \rho \right). \quad (4.10)$$

Der Parameter s entscheidet über das Vorzeichen von $P_y|_{\Theta}$. Man beachte, dass der dritte Term in (4.10) wegen $\partial_z \rho < 0$ für $s > 0$ einen positiven Beitrag zu $P_y|_{\Theta}$ leistet.

Falls die PV vollständig auf Isentropen homogenisiert ist, verschwindet dieser Meridionalgradient: $P_y|_{\Theta} = 0$. Die triviale Lösung $P = 0$ würde für P in planetarer Approximation $N^2 = 0$ verlangen (ansonsten ist $P = 0$ nur für $f = 0$, also am Äquator erfüllt). Für den mittleren Zustand der Extratropen ($f \neq 0$) kann jedoch $N^2 = 0$ und damit $P = 0$ ausgeschlossen werden, da ein mittlerer Zustand mit $N^2 = 0$ baroklin instabil wäre (siehe Abschnitt 2.1.3). Für $P^{-1}P_y|_{\Theta}$ wird der Homogenisierungsansatz (4.6) gewählt. Der isentrope Meridionalgradient der PV auf Isentropen ist also proportional zum Meridionalgradienten der planetaren Wirbelstärke. Sun & Lindzen (1994) untersuchen numerisch den Einfluss eines isentropen PV-Gradienten der Form (4.6) auf die Verteilung von Temperatur und Wind in der extratropischen Troposphäre. Kirk–Davidoff & Lindzen (2000) beschreiben ein Energiebilanzmodell basierend auf einer troposphärischen PV-Homogenisierung der Form (4.6). Auch sie lösen (wie Sun & Lindzen) die entstehenden Differentialgleichungen numerisch. Beide Arbeiten formulieren das Problem nicht in s und gehen ausschließlich von einer troposphärischen PV-Homogenisierung aus.

Der Ansatz (4.6) ist so gewählt, dass $P^{-1}P_y|_{\Theta}$ unabhängig vom Druck p ist. Das erlaubt, wie sich zeigen wird, eine weitgehend analytische Lösung für die Verteilung der Isentropen. Gleichung (4.10) stellt mit dem Ansatz (4.6) eine lineare Differentialgleichung in s dar. Diese läßt sich weiter vereinfachen, wenn man in Druckkoordinaten (p -System) übergeht. Im p -System ist der Anstieg der Isentropen gegeben durch

$$s_p \equiv \left. \frac{dp}{dy} \right|_{\Theta} = -g\rho \left. \frac{dz}{dy} \right|_{\Theta} = -g\rho s, \quad (4.11)$$

wobei die hydrostatische Grundgleichung $\partial_z p = -g\rho$ verwendet wurde. Einsetzen in Gleichung (4.10) unter Beachtung von $\partial_z = \partial_z p \partial_p = -g\rho \partial_p$ und Gleichung (4.6) ergibt

$$\partial_p s_p = C \frac{\beta}{f}. \quad (4.12)$$

wobei die Konstante

$$C \equiv 2 - \frac{1}{\mathcal{H}} \quad (4.13)$$

aus Übersichtsgründen eingeführt wurde. Das Ergebnis (4.12) für $\mathcal{H} = 1$ ist auch in Sun & Lindzen (1994) enthalten (siehe Gleichung (4) darin), wird jedoch dort wie bereits erwähnt nicht in Form von s_p formuliert. Unter Verwendung von s_p als Variable, wie dies hier der Fall ist, läßt sich die lineare Differentialgleichung (4.12) auf triviale Weise lösen. Die Lösung ist nach Festlegung von geeigneten Randwerten, die sich für Troposphäre und Stratosphäre unterscheiden, vollständig bestimmt.

Troposphäre

Für die Troposphäre läßt sich (4.12) vom Boden bis zur Höhe mit dem Druckwert p integrieren:

$$s_p(y, p) = C_t \frac{\beta}{f} (p - p_{\text{sfc}}) + s_p^0. \quad (4.14)$$

Dabei ist $s_p(p = p_{\text{sfc}}) = s_p^0$ mit dem Bodendruck p_{sfc} die Randbedingung und $C_t = 2 - 1/\mathcal{H}_t$ mit \mathcal{H}_t – troposphärische Homogenisierung. s_p^0 ist also die Steigung der Isentropen am Boden. In der quasigeostrophischen Theorie mit dem CSP–Kriterium für Instabilität (siehe Abschnitt 2.1.3) entspräche vollständige PV–Homogenisierung ($\mathcal{H}_t = 1 = C_t$) einer Neutralisierung der Strömung gegenüber baroklinen Instabilitäten. Das CSP–Kriterium würde dann $s_p^0 = 0$ verlangen (siehe auch Barry et al. 2000). Dies würde zu einer konstanten Bodentemperatur bezüglich der Breite führen, was sehr unrealistisch ist. Im allgemeinen Fall ist s_p^0 daher abhängig von der Breite φ .

Wir gehen von einem Aquaplaneten mit konstantem Bodendruck p_{sfc} aus (also ohne Orographie). (4.14) ist eine lineare Differentialgleichung für den Druck einer Isentropen als Funktion der Meridionalordinate, die sich auf elementare Weise lösen läßt, zum Beispiel Bronstein & Semendjajew (1987). Die Lösung lautet für beliebiges $s_p^0(\varphi)$ unter Beachtung von $\beta/f = \cot \varphi/a$

$$p(\varphi, \Theta) = p_{\text{sfc}} + \left(\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_0} \right)^{C_t} (p_0^t(\Theta) - p_{\text{sfc}}) + a \sin^{C_t} \varphi \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{s_p^0(\varphi')}{\sin^{C_t} \varphi'} d\varphi', \quad (4.15)$$

Hierbei ist $p_0^t(\Theta)$ der Druck der Isentropen am tropischen Rand der Breite φ_0 . Dieses Ergebnis für $p(\varphi, \Theta)$ läßt sich anschließend unter der Annahme eines bestimmten Zusammenhangs zwischen p und z (siehe Anhang B.2) in ein $z(\varphi, \Theta)$ umwandeln, zum Beispiel $z = -H \ln(p_{\text{sfc}}/p)$ (mit $H = R\langle T \rangle/g$).

Die Lösung (4.15) ist nach Spezifikation des tropischen Randes, φ_0 und $p_0^t(\Theta)$, vollständig bestimmt. Es wird hier eine tropische Troposphäre mit $N^2 = \text{constant} = N_0^2$ angenommen, es gilt also

$$\Theta = T_s(\varphi_0) e^{\frac{N_0^2}{g} z_0}. \quad (4.16)$$

Darin sind $T_s(\varphi_0)$ die Bodentemperatur bei φ_0 und $z_0 = z(p_0^t)$. Umgestellt nach z_0 ergibt sich

$$z_0 = \frac{g}{N_0^2} \ln \frac{\Theta}{T_s(\varphi_0)}, \quad (4.17)$$

was sich mittels (B.12) in p_0^t umrechnen läßt:

$$p_0^t(\Theta) = p_{\text{sfc}} \left[\frac{g^2}{c_p N_0^2 T_s} \left(\frac{T_s}{\Theta} - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{c_p}{R}}. \quad (4.18)$$

Die Lösung (4.15) für $p(\varphi, \Theta)$ ist nun bis auf die Wahl von $s_p^0(\varphi)$ eindeutig bestimmt. Für die Form von $s_p^0(\varphi)$ gibt es folgende Randbedingungen. Der Meridionalgradient von Θ muß sowohl am Äquator als auch am Pol verschwinden (zumindest für ein zonal symmetrisches

Mittel, welches hier betrachtet wird). Also muss auch die Steigung der Isentropen – insbesondere am Boden – am Äquator und am Pol verschwinden: $s_p^0(\varphi = 0) = s_p^0(\varphi = 90^\circ) = 0$. Ein möglicher Ansatz, der diese Randbedingungen erfüllt, lautet

$$s_p^0(\varphi) = -A \frac{p_{\text{sfc}}}{a} \sin^n 2\varphi, \quad (4.19)$$

wobei $n > 0$ eine natürliche Zahl ist und A die Amplitude von s_p^0 bestimmt, so dass $s_p^0(\varphi = 45^\circ) = -Ap_{\text{sfc}}/a$ ist. n ist ein Maß für die Breite des Maximums von s_p^0 . $A = 0$ entspricht dem quasigeostrophischen Grenzfall $s_p^0 = 0$ (siehe oben). Das negativ Vorzeichen in (4.19) wurde wegen der Druckabnahme mit der Höhe gewählt, so dass positives A positive Steigung der Isentropen in der z - φ -Ebene bedeutet. Das Integral in (4.15) läßt sich mit dem Ansatz (4.19) und beliebigem C_t nur für $n = 1$ analytisch lösen:

$$p(\varphi, \Theta, n = 1) = p_{\text{sfc}} + \left(\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_0} \right)^{C_t} \left(p_0^t(\Theta) - p_{\text{sfc}} + \frac{2Ap_{\text{sfc}}}{2 - C_t} \sin^2 \varphi_0 \right) - \frac{2Ap_{\text{sfc}}}{2 - C_t} \sin^2 \varphi. \quad (4.20)$$

Die Lösung (4.15) ist nun bis auf die Wahl der Parameter A und n eindeutig bestimmt. Der Anstieg der Isentropen am Boden sowie die meridionale Verteilung der Bodentemperatur resultieren (zumindest teilweise) aus dem Effekt der Durchmischung durch barokline Wirbel, siehe zum Beispiel Held & Schneider (1999); Schneider (2003). Eine Vorgabe von s_p^0 entspricht also teilweise auch einer Vorgabe der PV-Homogenisierung, welche auf der Durchmischung durch barokline Wirbel beruht. Es ist also erstrebenswert ein objektives Kriterium für die Wahl von A und n zu finden. Dazu betrachten wir die trennende Isentrope. Eine dynamische Zwangsbedingung, die die Existenz einer trennenden Isentrope erklärt, wurde kürzlich von Schneider (2003) abgeleitet. Es sei jedoch bemerkt, dass es Zweifel gibt, ob die trennende Isentrope eine grundlegende physikalische Eigenschaft von erdähnlichen Atmosphären ist (Barry et al. 2003). Nichtsdestotrotz wird eine trennende Isentrope (300 K, siehe Abschnitt 3.2, insbesondere Abbildung 3.19) zumindest im Wintermittel beobachtet. Es besitze die trennende Isentrope den Wert Θ_d . Dann ergibt sich mittels der Lösung (4.15) unter Beachtung von $p_0^t(\Theta_d) = p_{\text{sfc}}$ eine Beziehung zwischen den Parametern A , n , C_t , φ_0 und dem Druck p_d^{90} der trennenden Isentrope am Pol:

$$p_d^{90} = p(\varphi = 90^\circ, \Theta = \Theta_d) = -2^n Ap_{\text{sfc}} \int_{\varphi_0}^{90^\circ} \sin^{n-C_t} \varphi \cos^n \varphi d\varphi. \quad (4.21)$$

Falls sich nun zum Beispiel die untere Stratosphäre am Pol im Strahlungsgleichgewicht mit gegebener Temperatur befindet, kann p_d^{90} als gegeben vorausgesetzt werden. Der Einfachheit halber nutzen wir den beobachteten Wert von circa $p_d^{90} = 300$ hPa.

Es läßt sich nun A für gegebenes n in Abhängigkeit des tropischen Randes φ_0 und der Konstante C_t aus Gleichung (4.21) bestimmen. Dabei läßt sich das darin auftretende Integral für beliebiges φ_0 nur für $n = 1$ analytisch lösen:

$$A(n = 1) = \frac{2 - C_t}{2p_{\text{sfc}}} \frac{p_{\text{sfc}} - p_d^{90}}{1 - \sin^{2-C_t} \varphi_0} = \frac{1}{2p_{\text{sfc}} \mathcal{H}_t} \frac{p_{\text{sfc}} - p_d^{90}}{1 - \sin^{1/\mathcal{H}_t} \varphi_0}. \quad (4.22)$$

Für $n > 1$ kann A leicht durch numerische Integration berechnet werden – die im Integral von (4.21) auftretenden Funktionen sind einfache, glatte Funktionen.

Man erkennt bereits an der allgemeinen Form (4.21), dass $A \propto \varphi_0$ und $A \propto -C_t$, also $A \propto \mathcal{H}_t^{-1}$ ist. Insbesondere gilt $A \rightarrow \infty$ für $\varphi \rightarrow 90^\circ$ und/oder $\mathcal{H}_t \rightarrow 0$. Für die Beispiele

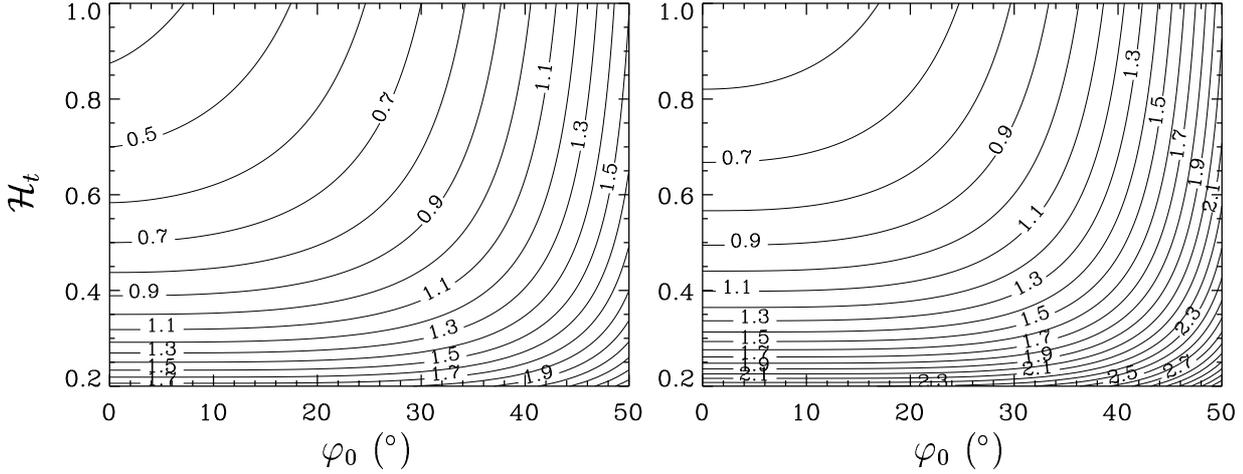


Abbildung 4.6: Relative Amplitude A von s_p^0 nach Gleichung (4.19) in Abhängigkeit von φ_0 und $\mathcal{H}_t = 1/(2 - C_t)$ für $n = 1$ (links) und $n = 2$ (rechts). Die Lösung für $n = 1$ ist analytisch durch (4.22) gegeben. Für $n = 2$ wurde das in (4.21) auftretende Integral numerisch gelöst. Es wurde jeweils $p_d^{90} = 300$ hPa vorgegeben.

$n = 1$ (links) und $n = 2$ (rechts) zeigt Abbildung 4.6 A in Abhängigkeit von φ_0 und \mathcal{H}_t . Je kleiner \mathcal{H}_t ist, um so weniger ist A abhängig von φ_0 . Je größer φ_0 ist, um so weniger ist A von \mathcal{H}_t abhängig. Die Fälle $n = 1$ und $n = 2$ unterscheiden sich vor allem quantitativ: für $\varphi_0 = 0$, $\mathcal{H}_t = 0.5$ ist $A = 0.7$ für $n = 1$, hingegen $A \approx 0.9$ für $n = 2$. Die beobachteten Winterwerte von $A \approx 0.86$ ($p_{\text{sfc}} A/a \approx 135 \cdot 10^{-3}$ hPa km $^{-1}$) und $\varphi_0 \approx 30^\circ$ (siehe Abbildung 3.19) entsprechen Homogenisierungen von $\mathcal{H}_t \approx 0.6$ für $n = 1$ und $\mathcal{H}_t \approx 0.85$ für $n = 2$. Das heißt, die Wahl von C_t beeinflusst entscheidend den genauen Wert von A und umgekehrt.

Alternativ zur obigen Festlegung der Höhe der trennenden Isentrope über dem Pol, kann auch der Parameter A festgelegt werden. Dann ist, bei gegebenen restlichen in (4.15) vorkommenden Parametern, die Höhe der Tropopause über dem Pol durch die Höhe der trennenden Isentropen an dieser Stelle gegeben.

Abbildung 4.7 stellt verschiedene Möglichkeiten der Parameterauswahl und die daraus resultierenden Isentropenverteilungen nach Gleichung (4.15) zusammen. Für die Abbildung ist $\Theta_d = 300$ K. Das in (4.15) enthaltene Integral ist wie bereits erwähnt nur für den Fall $n = 1$ analytisch lösbar. Da der Integrand unabhängig von C_t und n eine einfach numerisch zu integrierende Funktion darstellt, wurde das Integral numerisch berechnet. Es ist in der Abbildung auch eine hypothetische Wintertropopause dargestellt (eine tanh-Funktion). Da wir in diesem Unterabschnitt PV-Homogenisierung in der Troposphäre betrachten, gelten die in der Abbildung dargestellten Lösungen für die Isentropen eigentlich nur in der Troposphäre. Um jedoch ein vollständiges Bild zu erlangen, sind die Lösungen auch oberhalb der hypothetischen Tropopause dargestellt. Es sei außerdem bemerkt, dass in die Berechnung der Isentropenverteilungen keine Information über die Tropopause einfließt. Vielmehr würde sich zum Beispiel nach der Theorie von Held (1982) aus der Lösung (4.14) und einer Strahlungszwangsbedingung ein breitenabhängiger Wert der Tropopause ableiten lassen (siehe Abschnitt 2.1.3).

Für die in der Abbildung, oben gezeigten Ergebnisse sind A und \mathcal{H}_t unabhängig voneinander festgelegt. Der Fall $A = 0$ entspricht dem quasigeostrophischen Grenzfall. Nach Gleichung (4.15) gilt für diesen Fall $p(\varphi, \Theta = \Theta_d) = p_{\text{sfc}}$ (wegen $p_0^t(\Theta_d) = p_{\text{sfc}}$), die Tropopause würde

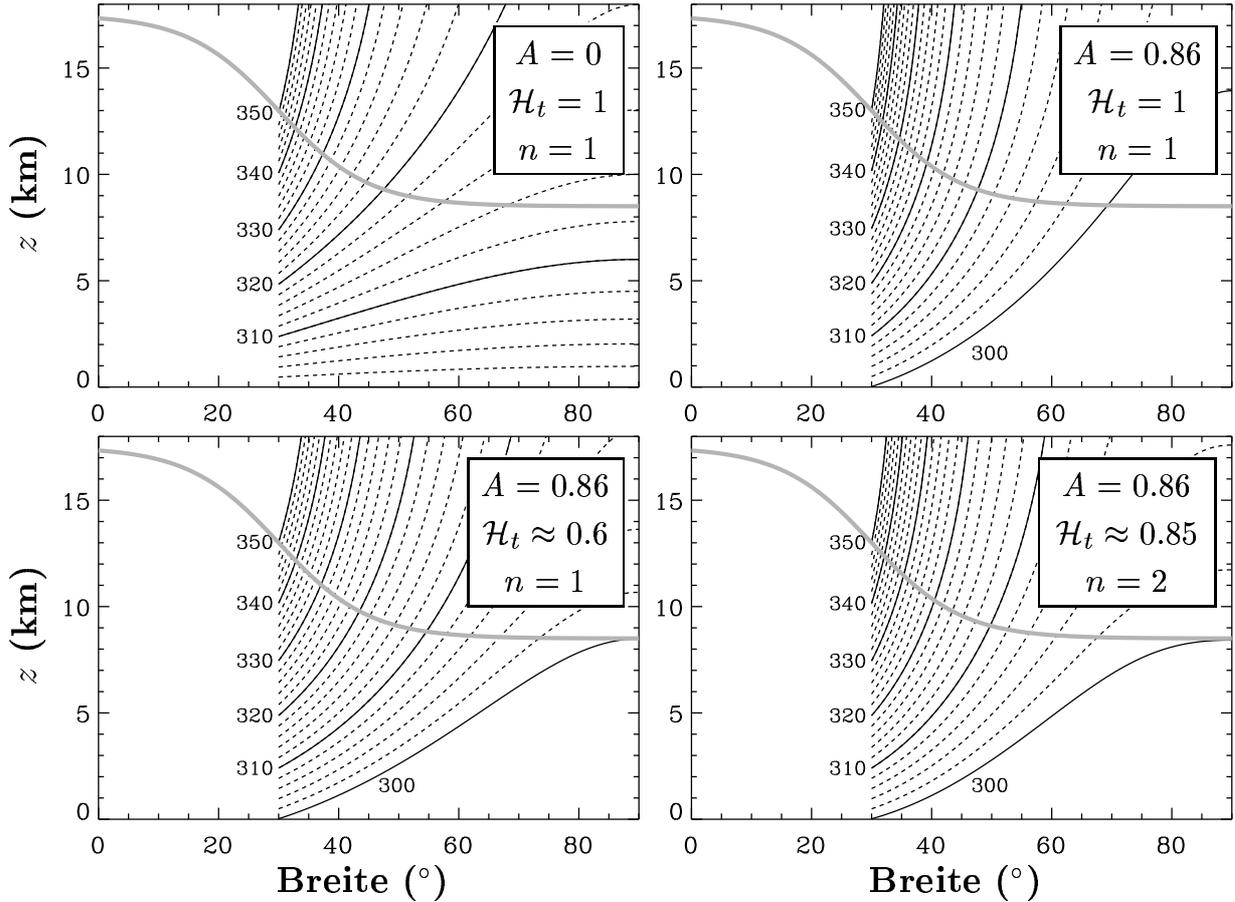


Abbildung 4.7: Höhe–Breite–Verteilung der Isentropen (in K, gestrichelte Kurven in Abständen von 2 K) nach Gleichung (4.15) mit $s_p^0(\varphi)$ nach Gleichung (4.19) mit $\varphi_0 = 30^\circ$ und den in den Diagrammen angegebenen Werten. Eine hypothetische Wintertropopause ist jeweils als graue Kurve eingezeichnet. Für die Initialisierung der Isentropen am tropischen Rand wurden $N_0^2 = 1.15 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-2}$ und $T_s = 300 \text{K}$ verwendet. Für die oberen zwei Diagramme wurden A und \mathcal{H}_t unabhängig voneinander festgelegt, für die unteren zwei Diagramme wurde A festgelegt und \mathcal{H}_t anhand Gleichung (4.21) bestimmt (siehe auch Abbildung 4.6). Die Umrechnung von p in z erfolgte anhand Formel (B.7) mit $H = 7 \text{km}$ und $p_{\text{sfc}} = 1000 \text{hPa}$. Man beachte, dass die Höhe der 300 K Isentrope für $A = 0$ konstant gleich Null ist ($p = p_{\text{sfc}}$).

also über dem Pol den Boden berühren, was sehr unrealistisch ist. Die Isentropen verlaufen für diesen Fall bis etwa 310 K flacher als beobachtet (vergleiche Abbildung 3.19). Zu größeren Θ -Werten hin wächst die Steigung s_p der Isentropen linear in p , siehe Gleichung (4.15), also exponentiell in z und ist für $\Theta \gtrsim 320 \text{K}$ größer als beobachtet. So liegt zum Beispiel der Schnittpunkt der 330 K Isentropen mit der hypothetischen Wintertropopause circa 5° weiter südlich als beobachtet.

Für $A = 0.86$ (wie beobachtet, siehe oben) mit ansonsten gleichen Parametereinstellungen erreicht die 300 K Isentrope bei circa 14 km Höhe den Pol – die Tropopause ist also höher als beobachtet für diesen Fall. Ansonsten ist der Anstieg der Isentropen durchgängig größer als beobachtet.

Ein qualitativer Unterschied in der Isentropenverteilung zu den eben beschriebenen Fällen entsteht, wenn man A und \mathcal{H}_t so wählt, dass sie die Bedingung (4.21) erfüllen (Abbildung

4.7, unten). Die zwei dargestellten Verteilungen unterscheiden sich nur im Wert von n , siehe Gleichung (4.19). Für $n = 1$ ($n = 2$) ist $\mathcal{H}_t \approx 0.6$ ($\mathcal{H}_t \approx 0.85$) für $A = 0.86$ (vergleiche Abbildung 4.6). Die exponentielle Zunahme der Steigung der Isentropen mit der Höhe ist für $n = 2$ stärker ausgeprägt als für $n = 1$, so dass die Isentropen vor allem in der oberen Troposphäre für $n = 2$ steiler verlaufen als beobachtet. Der Fall $n = 1$ stimmt bis auf die oberste Troposphäre ($\Theta \gtrsim 340$ K) gut mit den Beobachtungen überein. Dies ist nicht überraschend, da die Werte für \mathcal{H}_t und A in diesem Fall in etwa den beobachteten entsprechen.

Stratosphäre

Die Analyse der ECMWF-Daten in Abschnitt 4.3 hat gezeigt, dass nicht nur der troposphärische sondern auch der stratosphärische Bereich einer Isentropen der “Middleworld” an der PV-Homogenisierung teilnimmt. Die Gründe dafür wurden im genannten Abschnitt angegeben. Diese Tatsache kann ähnlich wie für die Troposphäre genutzt werden, um eine Isentropenverteilung für die Stratosphäre zu berechnen. Den hauptsächlichsten Unterschied zur Behandlung der Troposphäre bilden dabei die Randbedingungen. Dazu nehmen wir an, dass an der PV-Homogenisierung in der Stratosphäre nur die Isentropen teilnehmen, die auch in der Troposphäre daran teilnehmen. Das ergibt nach den Beobachtungen einen Bereich von circa $300 \text{ K} \lesssim \Theta \lesssim 350 \text{ K}$. Oberhalb davon wird die Stratosphäre als im Strahlungsgleichgewicht angenommen, so dass die Lage der 350 K Isentrope ($p_{\text{top}}(\varphi)$) als gegeben vorausgesetzt wird. Aus einem globalen Strahlungsgleichgewicht folgt ein positiver meridionaler Temperaturgradient zwischen Äquator und Pol in der untersten Stratosphäre oberhalb von circa 350 K (also circa oberhalb von 13 km Höhe). Im Winter würde sich bei in etwa 60° N der meridionale Temperaturgradient infolge der Strahlungsabkühlung über dem Pol in der Stratosphäre umkehren. Dieser Effekt ist jedoch in der hier betrachteten untersten Stratosphäre von geringer Bedeutung und wird deshalb vernachlässigt. In zukünftigen Studien soll dieser Effekt jedoch mit berücksichtigt werden. Der positive meridionale Temperaturgradient entspricht einer negativen Steigung der Isentropen in der unteren Stratosphäre.

Die Lösung von (4.12) für die Stratosphäre entspricht (4.14), wobei p_{sf}^0 mit p_{top} zu ersetzen ist und sich $s_p^0(\varphi)$ auf dieses p_{top} bezieht. Desweiteren wird der Homogenisierung nun der Index ‘s’ für Stratosphäre verliehen (\mathcal{H}_s beziehungsweise C_s). Für die 350 K Isentrope, also die Randbedingung p_{top} wird der Ansatz

$$p_{\text{top}}(\varphi) = p_T [1 + 2^{1-m} B(1 - \cos 2\varphi)^m] = p_T(1 + 2B \sin^{2m} \varphi) \quad (4.23)$$

gewählt, wobei B die relative Amplitude, p_T der Druck der 350 K Isentrope am Äquator und m eine natürliche Zahl sind. Eigentlich würde man eher das entsprechende $z_{\text{top}}(\varphi)$ durch eine solche Funktion ausdrücken. Dann wäre allerdings der Ausdruck für p_{top} komplizierter (die in Gleichung (4.23) angegebene Form würde als Exponent einer e-Funktion auftreten). Wir nehmen deshalb der Einfachheit halber an, dass B klein genug ist, so dass sich im betreffenden Höhenbereich sowohl z_{top} als auch p_{top} durch eine Form der Gleichung (4.23) beschreiben lassen. Aus p_{top} nach Gleichung (4.23) ergibt sich

$$as_p^0(\varphi) = \frac{dp_{\text{top}}}{d\varphi} = 2m(p_{\text{top}}(\varphi) - p_T) \cot \varphi. \quad (4.24)$$

Somit lautet die der Stratosphäre entsprechende Lösung für $s_p(\varphi)$ (vergleiche Gleichung (4.14))

$$as_p(\varphi) = \left. \frac{dp}{d\varphi} \right|_{\Theta} = \cot \varphi [C_s(p - p_T) - 2Bp_T(C_s - 2m) \sin^{2m} \varphi]. \quad (4.25)$$

Dies ist wieder eine lineare Differentialgleichung, für deren Lösung noch die Randwerte festgelegt werden müssen. Für den meridionalen Rand (φ_0) gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen kann $\varphi_0 = 90^\circ$ gewählt werden, was zusätzlich eine gegebene Höhenverteilung $\Theta(p)$ am Pol erfordert. Dies kann unter Vorgabe eines N_0^2 analog zu Gleichung (4.16) geschehen. Dann wäre die Isentropenverteilung über dem Pol als Randbedingung festgelegt und wäre nicht mehr Teil der Lösung. Auf der anderen Seite kann $\varphi_0 = \varphi_{\text{TP}}$ als meridionaler Rand gewählt werden. Dies würde die Kenntnis von $\varphi_{\text{TP}}(\Theta)$, also auch von $p(\varphi_{\text{TP}})$ erfordern. Angesichts der Tatsache, dass die Isentropen ohnehin über dem Pol horizontal verlaufen (müssen) erscheint die Vorgabe eines $\Theta(p, \varphi = 90^\circ)$ geeigneter zur Lösung von (4.25). Außerdem ermöglicht sie zusammen mit der Lösung für die Troposphäre eine Bestimmung der Tropopause, wie sich zeigen wird.

Die allgemeine Lösung von (4.25) für $\varphi \leq \varphi_0$ und zunächst allgemeines $p_{\text{top}}(\varphi)$ lautet für eine bestimmte Isentrope

$$p(\varphi, \Theta) = \sin^{C_s} \varphi \left(C_s \int_{\varphi}^{\varphi_0} \frac{p_{\text{top}}(\varphi') \cot \varphi'}{\sin^{C_s} \varphi'} d\varphi' - a \int_{\varphi}^{\varphi_0} \frac{s_p^0(\varphi')}{\sin^{C_s} \varphi'} d\varphi' + \frac{p_0^s(\Theta)}{\sin^{C_s} \varphi_0} \right), \quad (4.26)$$

wobei $p_0^s(\Theta)$ der Druckwert der Isentrope für $\varphi = \varphi_0$ ist. Setzt man p_{top} und s_p^0 nach den Gleichungen (4.23) und (4.24) ein, so ergibt sich

$$p(\varphi, \Theta) = p_T + [p_0^s(\Theta) - p_{\text{top}}(\varphi_0)] \left(\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_0} \right)^{C_s} + 2Bp_T \sin^{2m} \varphi. \quad (4.27)$$

Dieser Ausdruck vereinfacht sich für $\varphi_0 = 90^\circ$:

$$p(\varphi, \Theta) = p_T + (p_0^s(\Theta) - p_{00}) \sin^{C_s} \varphi + 2Bp_T \sin^{2m} \varphi, \quad (4.28)$$

wobei $p_{00} = p_{\text{top}}(\varphi = 90^\circ) = p_T(1 + 2B)$ eingesetzt wurde.

Nach Vorgabe eines $p_0^s(\Theta)$ ist die Lösung vollständig bestimmt. Dazu nehmen wir wie im vorigen Abschnitt konstantes $N^2 = N_0^2$ für den stratosphärischen Bereich über dem Pol an, allerdings ist nun $z_s = z_{00}$ – die Höhe der 350 K Isentrope über dem Pol. Gleichung (4.16) lautet also hier

$$\Theta = \Theta_0 e^{\frac{N_0^2}{g}(z_0 - z_{00})}, \quad (4.29)$$

wobei $\Theta_0 = 350$ K ist, also der Oberrand des betrachteten stratosphärischen Bereichs, der an der PV-Homogenisierung teilnimmt. Man erhält dann p_0^s aus Gleichung (4.18), indem man T_s durch Θ_0 und p_{sfc} durch p_{00} ersetzt. Die übrig bleibenden Parameter zur Spezifikation der Lösung (4.28) sind also p_T , B , n und N_0^2 (z_0 wird zur Berechnung von p_0^s nicht benötigt, sondern nur zur Umrechnung der Höhenkoordinate).

Für zwei unterschiedlich ausgewählte Parameterwerte sind in Abbildung 4.8 die Verteilungen der Isentropen zwischen 300 K und 350 K dargestellt. Es sind die vollständigen Lösungen von (4.28) eingezeichnet (zwischen 0 und 90°). Man beachte jedoch, dass der Ansatz zur Bestimmung der Lösungen von $\varphi > 0$ ausgegangen ist (am Äquator ist sowohl $P = 0$, als auch $f = 0$, wodurch der Ansatz (4.6) an dieser Stelle nicht mehr gerechtfertigt ist). Die Struktur der Lösung ist folgendermaßen. Durch die vorgegebene Randbedingung einer oberen Isentrope (350 K) mit negativer Steigung, besitzen auch alle anderen Isentropen negative Steigungen. Vertikal nimmt diese Steigung wegen (4.25) linear in p , also exponentiell in z für kleiner werdende Höhen vom Betrag her zu. Horizontal nimmt die Steigung wegen des $\cot \varphi$ in (4.25) vom Pol zum Äquator hin vom Betrag her zu. Ansonsten unterscheiden sich die Isentropenverteilungen mit den Parametereinstellungen in Abbildung 4.8 qualitativ kaum.

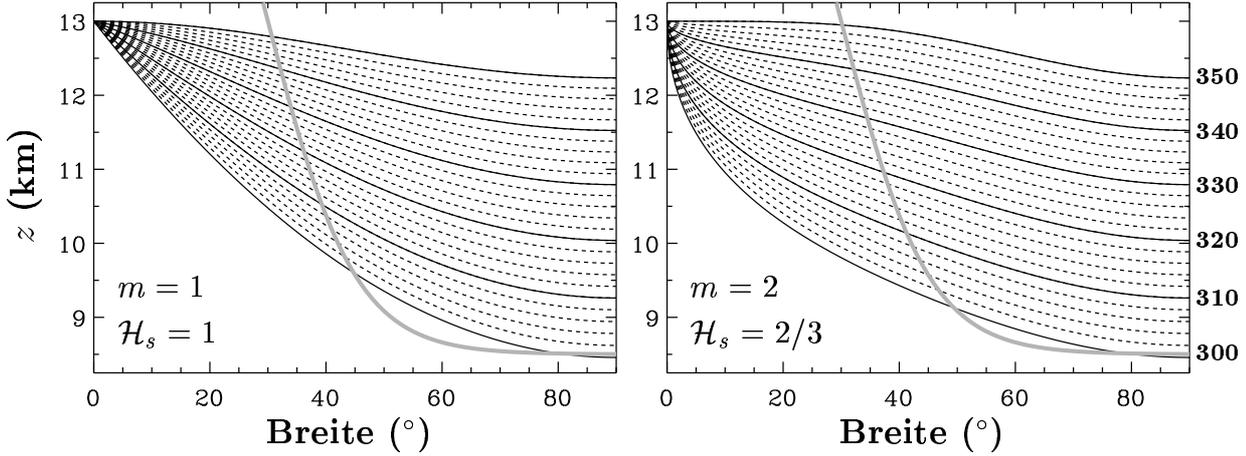


Abbildung 4.8: Höhe–Breite–Verteilung der Isentropen (in K, gestrichelte Kurven in Abständen von 2 K) nach Gleichung (4.28) mit den angegebenen Parameterwerten und $p_T = 160 \text{ hPa}$, $B = 6.25 \cdot 10^{-2}$. Eine hypothetische Wintertropopause ist wie in Abbildung 4.7 jeweils als graue Kurve eingezeichnet. Die Umrechnung von p in z erfolgte anhand Formel (B.7) mit $H = 6.5 \text{ km}$, $p_{\text{sfc}} = p_T$ und $z_s = 17.4 \text{ km}$.

Troposphäre und Stratosphäre

In den letzten zwei Unterabschnitten wurden Isentropenverteilungen unter der Annahme von (partieller) PV–Homogenisierung separat für Troposphäre und Stratosphäre abgeleitet. In einer Atmosphäre, die aus Troposphäre und Stratosphäre besteht, müssen die Isentropen stetig verlaufen, insbesondere an der Grenzfläche zwischen Troposphäre und Stratosphäre – der Tropopause. Dies ist unter Voraussetzung von bekannten Isentropenverteilungen in Troposphäre und Stratosphäre ein Kriterium für die Position der Tropopause. Falls $p_t(\varphi, \Theta)$ den Druck der troposphärischen und $(p_s(\varphi, \Theta))$ den Druck der stratosphärischen Isentropen bezeichnet, lautet das Kriterium

$$p_t(\varphi_{\text{TP}}, \Theta) = p_s(\varphi_{\text{TP}}, \Theta) = p_{\text{TP}}(\Theta), \quad (4.30)$$

wobei p_{TP} der Tropopausendruck der betrachteten Isentropen ist. Aus dieser Bedingung ergibt sich für jedes Θ die Breite der Tropopause φ_{TP} . Anschließend erhält man durch Einsetzen von φ_{TP} in p_t oder p_s den entsprechenden Tropopausendruck p_{TP} . Die Ermittlung der extratropischen Tropopause auf diese Weise entspricht dem Zusammensetzen einer troposphärischen und stratosphärischen Zwangsbedingung. Der (allerdings entscheidende) Unterschied hier ist, dass nicht eine Strahlungszwangsbedingung für die unterste Stratosphäre angenommen wird, so wie dies beginnend mit der wegweisenden Theorie von Held (1982) bisher getan wurde. Stattdessen wird nur die Stratosphäre oberhalb einer bestimmten Isentropen (hier die 350 K Isentrope) als im Strahlungsgleichgewicht angenommen. Darunter wird die Stratosphäre durch PV–Homogenisierung beschrieben.

Für die stratosphärische Lösung $p_s(\varphi, \Theta)$ wurde eine gegebene Isentropenverteilungen über dem Pol angenommen (p_0^s). Wir nehmen nun zusätzlich die Existenz der trennenden Isentrope an. Dann ist p_{TP} am Pol gegeben durch $p_{\text{TP}}(\varphi = 90^\circ) = p_0^s(\Theta = T_s)$ und wir können nach Gleichung (4.21) A in Abhängigkeit von \mathcal{H}_t , n und φ_0 bestimmen. Auf diese Weise legt die stratosphärische Temperaturverteilung über dem Pol den Anstieg der Isentropen am Boden fest (durch Gleichung (4.19) gegeben).

Für $n = 1$ ist p_t durch Gleichung (4.20) und A durch Gleichung (4.22) gegeben. Für die Stratosphäre ist p_s durch Gleichung (4.28) gegeben. Dann kann bei gegebenen Parametereinstellungen φ_{TP} nach Gleichung (4.30) bestimmt werden. Anschließend ergibt sich die Gesamtlösung der Isentropen durch Zusammensetzen der troposphärischen Lösung (p_t) für $\varphi < \varphi_{TP}$ und der stratosphärischen Lösung (p_s) für $\varphi > \varphi_{TP}$. Für vier verschiedene Parametereinstellungen sind in Abbildung 4.9 die auf die eben beschriebene Weise erhaltenen Isentropenverteilungen zusammen mit der daraus resultierenden Verteilung von N^2 dargestellt. Man vergleiche die Abbildung mit dem beobachteten Wintermittel (Abbildung 3.19).

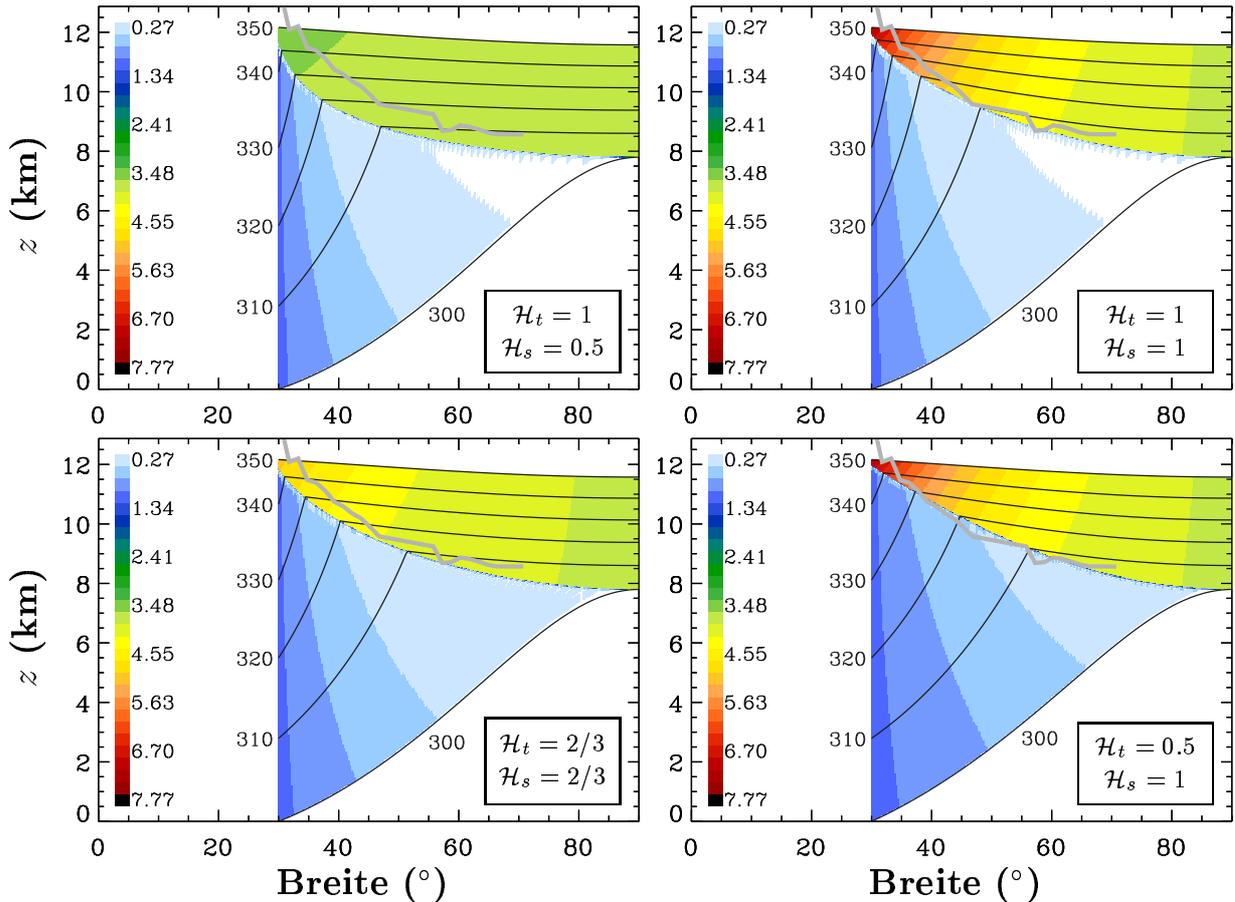


Abbildung 4.9: Aus p_t und p_s zusammengesetzte Isentropenverteilungen (in K, siehe Text). Als Farbschattierung ist das daraus resultierende N^2 dargestellt (in 10^{-4}s^{-2}). Die Tropopause ist als Knick in den Isentropen und als Sprung in N^2 leicht zu erkennen. Die Parameter sind jeweils $p_{\text{sfc}} = 1000 \text{ hPa}$, $\varphi_0 = 30^\circ$, $n = 1$, $T_s = 300 \text{ K}$, $N_0^2 = 1.15 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-2}$ für die Troposphäre und $B = 6.25 \cdot 10^{-2}$, $p_T = 160 \text{ hPa}$, $m = 1$, $N_0^2 = 4 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-2}$ für die Stratosphäre. Die verwendeten Werte für \mathcal{H}_t und \mathcal{H}_s sind in der Abbildung angegeben. Der Wert für A wurde jeweils mittels Gleichung (4.22) ermittelt. Als Vergleich ist die beobachtete mittlere Tropopausenhöhe des Winters (vergleiche Abbildung 3.19) als graue Kurve eingezeichnet.

Die qualitative Struktur der Lösung läßt sich anhand der Abbildung in $\mathcal{H}_s = 1$ (rechts) und $\mathcal{H}_s < 1$ (links) und in $\mathcal{H}_t = 1$ (oben) und $\mathcal{H}_t < 1$ (unten) unterteilen. Eigenschaften der Isentropen in Troposphäre und Stratosphäre wurden bereits einzeln in den vorangegangenen Unterabschnitten diskutiert. Interessanter erscheinen hier die aus den verschiedenen Parametereinstellungen resultierende Lage der Tropopause und die Tropopausenschärfe anhand der

N^2 -Werte direkt oberhalb der Tropopause. Aus Abbildung 4.9 ist ersichtlich, dass vor allem die stratosphärische Homogenisierung (\mathcal{H}_s) entscheidend für diese Aspekte ist. Die kleinsten Abweichungen von der theoretischen zur beobachteten Tropopausenlage ergeben sich dabei für $\mathcal{H}_s = 1$. Bezüglich \mathcal{H}_t sind die Abweichungen für $\mathcal{H}_t = 0.5$ kleiner als für $\mathcal{H}_t = 1$, was auf die zu steilen Isentropen für den Fall $\mathcal{H}_t = 1$ zurückzuführen ist. Der Fall $\mathcal{H}_s = 0.5$ (Abbildung 4.9, oben links) dient als Referenzfall, da für ihn nach Gleichung (4.28) die Isentropen die Form der oberen Randbedingung haben, welche als vom Strahlungsgleichgewicht bestimmt angesehen wird. Das heißt, für diesen Fall befindet sich die gesamte untere Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht mit circa konstantem N^2 . PV-Homogenisierung findet ausschließlich in der Troposphäre statt. Die resultierende Tropopause ist um rund 1 km zu tief gegenüber der Beobachtung. Für $\mathcal{H}_s > 0.5$ (insbesondere $\mathcal{H}_s = 1$) ergibt sich ein interessantes Verhalten bezüglich N^2 in der unteren Stratosphäre: für diesen Fall nimmt N^2 mit zunehmender Breite ab. Betrachtet man eine einzelne Isentrope zwischen tropischem Rand und Pol, so nimmt N^2 im troposphärischen Teil leicht ab, springt dann an der Tropopause auf einen maximalen Wert, um dann zum Pol hin wieder abzunehmen. Das entspricht qualitativ den Beobachtungen. Betrachtet man jedoch die reine Höhenabhängigkeit, so besitzt N^2 direkt über der Tropopause kein Maximum, sondern nimmt kontinuierlich mit der Höhe zu. Das widerspricht den Beobachtungen, insbesondere dem Hauptergebnis des Beobachtungsteils dieser Arbeit: dem ausgeprägten Maximum von N^2 bezüglich der Höhe in den Extratropen. Mögliche Gründe für diese Diskrepanz und daraus folgend eine Verbesserung des Homogenisierungsansatzes (4.6) folgen unten.

Diskussion

Die Einbeziehung der stratosphärischen PV-Homogenisierung zur Berechnung der Isentropenverteilung der “Middleworld” bewirkt eine Verbesserung der Theorie zur Höhe der extratropischen Tropopause. Bisher wurde für eine solche Theorie nur die PV-Homogenisierung in der Troposphäre (dynamische Zwangsbedingung) gekoppelt an ein Strahlungsgleichgewicht in der Stratosphäre (Strahlungszwangsbedingung) betrachtet (zum Beispiel Kirk–Davidoff & Lindzen 2000). Der Ansatz hier erzeugt eine Dreifachkopplung: zwei dynamische Zwangsbedingungen (je eine für den troposphärischen und stratosphärischen Teil der “Middleworld”) und eine Strahlungszwangsbedingung (hier die Lage des Oberrands der “Middleworld”). Neben der Verbesserung der Theorie zur extratropischen Tropopause selbst liefert die hier präsentierte Theorie auch teilweise eine Erklärung der beobachteten Tropopausenschärfe. Die meridionale Abhängigkeit von N^2 entlang einer Isentropen stimmt gut mit den Beobachtungen überein. Jedoch ist die vertikale Abhängigkeit konträr zu den Beobachtungen. Es läßt sich vermuten, dass dies durch die etwas unrealistische Annahme einer höhenunabhängigen (beziehungsweise druckunabhängigen) PV-Homogenisierung in der Stratosphäre zu erklären ist. Geht man davon aus, dass die stratosphärische PV-Homogenisierung hauptsächlich durch brechende planetare Wellen verursacht wird, dann sollte der Grad dieser Homogenisierung (\mathcal{H}_s) mit der Höhe abnehmen. Eine solche Höhenabhängigkeit würde allerdings auf eine nicht mehr analytisch lösbare nichtlineare Differentialgleichung führen. Die Attraktivität der hier präsentierten Theorie, nämlich nahezu vollständig analytisch zu sein, würde dabei verloren gehen. Dennoch wird eine Verbesserung der Theorie in die angedeutete Richtung als wichtiger nächster Schritt betrachtet.

Um zu einer vollständigen Theorie des Klimas der Atmosphäre zu gelangen, muss ein dynamisches Modell für die Extratropen, wie das hier präsentierte, an ein dynamisches Modell für die Tropen, ein Modell für die Grenzschicht der Extratropen und ein Strahlungsmodell für

die Stratosphäre oberhalb der “Middleworld” gekoppelt werden. Dies muss so geschehen, dass die globale Energiebilanz erfüllt ist. Ein solches globales Modell wurde von Kirk–Davidoff & Lindzen (2000) vorgeschlagen, jedoch ohne stratosphärische PV–Homogenisierung. Es bleibt eine offene Frage, welchen Einfluss die stratosphärische PV–Homogenisierung in einem solchen Modell hat.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit untersuchte anhand von zwei verschiedenen Methoden die extratropische Tropopausenregion. Im ersten Teil wurden basierend auf vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten Klimatologien der Tropopause, Tropopausenregion und Tropopausenschärfe erstellt. Die Klimatologien umfassten zwei süddeutsche Stationen mit Daten von 1990–1999, zweimal täglicher Aufstiege und 93 US-Stationen mit Aufstiegen von 1998–2001 unterschiedlicher Häufigkeit. Im zweiten Teil wurde der Einfluss großskaliger Dynamik auf die Struktur der extratropischen Tropopausenregion untersucht. Die Beschreibung der großskaligen Dynamik erfolgte dabei anhand der potentiellen Wirbelstärke (PV). Der zweite Teil beinhaltete die Diskussion saisoneller Unterschiede der großskaligen Dynamik und ihren Einfluß auf die Struktur der Tropopausenregion, eine Analyse der PV-Verteilung auf Isentropen der Tropopausenregion aus ECMWF-Daten und eine präzisierte Theorie der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe.

Die in dieser Arbeit präsentierten Klimatologien zeichnen sich gegenüber früheren durch die mehr als eine Größenordnung höhere vertikale Auflösung der verwendeten Daten aus. Bezüglich der *Tropopausenparameter* (Höhe, Temperatur, Horizontalwind) konnten die Ergebnisse bisheriger Klimatologien bestätigt beziehungsweise präzisiert werden. Die Klimatologie des Horizontalwinds der Tropopause (u_{TP} und v_{TP}) stellt nach Kenntnis des Autors die einzige neben der von Hoinka (1999) dar. Sie wird als wertvoll erachtet, da u_{TP} und v_{TP} ein sehr gutes Maß für die Intensität und Lage des globalen Strahlstrom darstellen. Somit liefert die Klimatologie des Horizontalwinds der Tropopause gleichzeitig klimatologische Informationen des Strahlstroms.

Bezüglich der *Tropopausenregion* wurde eine neue Methode der Mittlung der individuellen Radiosondenprofile eingeführt. Diese Mittlung nutzt die Tropopausenhöhe als gemeinsames Referenzniveau aller in die Mittlung eingehenden Profile. Das heißt, die Mittlung erfolgt relativ zur lokalen, zeitabhängigen Tropopausenhöhe. Die neu eingeführte Methode zusammen mit der hohen vertikalen Auflösung der Daten führte zu einem feinskaligen Bild der Struktur der Tropopausenregion. Erstmalig erschien dadurch in einem klimatologischen Mittel eine stark ausgeprägte Inversion des vertikalen Temperaturgradienten an der extratropischen Tropopause (Tropopauseninversion). Ihr entspricht ein Maximum im Parameter der statischen Stabilität (N^2) direkt oberhalb der Tropopause. Zusätzlich wurde ein Minimum der vertikalen Windscherung an gleicher Stelle gefunden. Bei einer konventionellen Mittlung (relativ zum Boden) oder bei vertikal schlechter aufgelösten Daten ist weder die Tropopauseninversion noch das Minimum der vertikalen Windscherung im Mittel enthalten. Die neue Methode wurde auf den gesamten Datensatz Radiosondendaten angewandt. Es ergab sich für den gesamten Bereich der untersuchten Extratropen im Mittel die Existenz einer Tropopause-

ninversion, das heißt einer dünne Schicht mit erhöhtem Parameter der statischen Stabilität (N^2) direkt oberhalb der Tropopause. Dies wird als erstes Hauptergebnis des Beobachtungsteils dieser Arbeit angesehen. Es wurde weiterhin gefunden, dass der maximale Wert von N^2 in dieser Schicht bei gegebener Auflösung nahezu breitenunabhängig ist. Die Dicke der Inversionsschicht besitzt hingegen eine ausgeprägte Breitenabhängigkeit: kleine Werte um 1 km am subtropischen Rand der Extratropen, große Werte um 3 km in den Polregionen und eine kontinuierliche Zunahme der Schichtdicke im Bereich dazwischen. Desweiteren wurde sowohl für die Dicke als auch für die Stärke der statischen Stabilität der maximal stabilen Schicht ein markanter Jahresgang gefunden. So ist die Schichtdicke im Winter maximal, besitzt jedoch minimale Werte in N^2 . Im Sommer ist die Schichtdicke minimal und besitzt maximale Werte in N^2 . Dieser Kontrast zwischen Winter und Sommer wurde als Winter–Sommer–Kontrast bezeichnet und wird als zweites Hauptergebnis des Beobachtungsteils dieser Arbeit angesehen.

Eine Klimatologie des Zonalwinds relativ zur Tropopause zeigte einen ausgeprägten Strahlstrom mit maximalen Windgeschwindigkeiten im Tropopausenniveau. Die vertikale Zonalwindscherung besitzt Maximalwerte (Minimalwerte) unterhalb (oberhalb) des Windmaximums des Strahlstroms. Dabei sind im klimatologischen Mittel vor allem die Minimalwerte betragsmäßig bei einer Mittlung relativ zur Tropopause wesentlich größer, als bei einer Mittlung relativ zum Boden. Dies weist auf die klimatologische Bedeutung der negativen vertikalen Windscherungen direkt oberhalb des Strahlstroms hin.

Bezüglich der *Tropopausenschärfe* existiert, soweit dem Autor bekannt, in der Literatur nur die Klimatologie von Zängl & Hoinka (2001) für die Polarregionen. Insofern stellt die Klimatologie der Tropopausenschärfe in dieser Arbeit die erste für mittlere und subtropische Breiten dar. Die Tropopausenschärfe wurde anhand von zwei Parametern beschrieben. Zum einen wurde die Tropopausenschärfe \mathcal{S} als normierte Differenz der vertikalen Temperaturgradienten direkt ober- und unterhalb der Tropopause definiert. Zum anderen wurde die normierte mittlere Stärke der statischen Stabilität direkt oberhalb der Tropopause \hat{N}_+^2 betrachtet. Sowohl \mathcal{S}_T als auch \hat{N}_+^2 besitzen für einzelne Stationen einen deutlichen Jahresgang. Dieser Jahresgang folgt in etwa dem Jahresgang der Tropopausenhöhe, wobei in den mittleren Breiten große (kleine) Tropopausenschärfen im Winter (Sommer) existieren, also bei kleinen (großen) Tropopausenhöhen. In den Polregionen kehrt sich dieser Jahresgang um, so dass die Tropopausenschärfe im Sommer am größten und im Winter am kleinsten ist. Ein Vergleich mit dem Jahresgang von u_{TP} zeigte, dass die Tropopausenschärfe jeweils nördlich vom Windmaximum des globalen Strahlstroms die größten Werte annimmt. In den Polregionen stimmen die Ergebnisse gut mit denen in Zängl & Hoinka (2001) überein, wobei die höhere vertikale Auflösung bei den hier verwendeten Daten größere Werte der Tropopausenschärfe ergibt. Die Umkehrung des Jahresgangs von den Polregionen zu den mittleren Breiten und die Kopplung der Tropopausenschärfe zur Lage des Strahlstroms stellen neue Ergebnisse dar.

Der zweiten Teil dieser Arbeit untersuchte inwieweit einige Ergebnisse des Beobachtungskapitels bezüglich der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe durch großskalige Dynamik erklärt werden können. Zunächst wurde sich dem Winter–Sommer–Kontrast gewidmet. Die mittlere Strömung der Tropopausenregion im Sommer wurde als antizyklonale Störung gegenüber der mittleren Strömung der Tropopausenregion im Winter interpretiert. Lokale antizyklonale Störungen der oberen Troposphäre erzeugen ein Maximum im statischen Stabilitätsparameter (N^2) direkt oberhalb der Tropopause (zum Beispiel Thorpe 1986). Es wurde

hypothetisiert, dass diese Eigenschaft von antizyklonalen Störungen der oberen Troposphäre den Winter–Sommer–Kontrast erklärt. Dies wird als erstes Hauptergebnis des theoretischen Teils dieser Arbeit angesehen.

Der Prozess der baroklinen Vermischung in der extratropischen Troposphäre beeinflusst maßgeblich die Lage der extratropischen Tropopause. Der Effekt dieser baroklinen Vermischung ist die Homogenisierung der PV auf isentropen Flächen in der Troposphäre. Im idealisierten Fall führt dies zu einem verschwindenden troposphärischen isentropen Meridionalgradienten der PV ($P_y|_{\Theta} = 0$) und zu einem Maximum dieses Gradienten an der Tropopause. Um dies zu überprüfen, wurde die mittlere PV–Verteilung auf “Middleworld” Isentropen aus operationellen ECMWF–Analysen untersucht. Entscheidend dafür war, die Mittlung analog zur Methode bei der Auswertung der Radiosondendaten relativ zur meridionalen Position der Tropopause durchzuführen. Dadurch ergab sich, dass die PV–Verteilung im Mittel zu einem homogenisierten Zustand tendiert, sowohl im troposphärischen als auch im stratosphärischen Teil von “Middleworld” Isentropen. Es wurde ein Parameter für den Grad der PV–Homogenisierung ($\mathcal{H} \propto 1/P_y|_{\Theta}$) eingeführt, der aus den Daten bestimmt wurde. Es ergab sich für die Troposphäre (Stratosphäre) eine PV–Homogenisierung von circa 50% (75%). Als Resultat der PV–Homogenisierung in Tropo– und Stratosphäre bildet sich an der Tropopause ein scharfes Maximum von $P_y|_{\Theta}$ aus. Bei einer konventionellen Mittlung (eulersch) ergaben sich weitaus größere (kleinere) $P_y|_{\Theta}$ –Werte in Troposphäre und Stratosphäre (an der Tropopause).

Basierend auf der partiellen PV–Homogenisierung im troposphärischen und stratosphärischen Teil von “Middleworld”–Isentropen wurde schließlich eine Theorie der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe vorgestellt. Sie stellt eine Erweiterung gegenüber vorausgegangenen Theorien dar, die nur auf troposphärischer PV–Homogenisierung beruhen. Das zu lösende Problem reduzierte sich auf die Lösung von gewöhnlichen Differentialgleichungen für den Anstieg der Isentropen, so dass ein Großteil der Rechnungen analytisch erfolgen konnte. Entscheidend für die Struktur der Lösung war die Spezifikation der Randwerte. Für die Troposphäre wurde eine Isentropenverteilung am tropischen Rand vorgegeben und angenommen, dass die Isentrope, die am tropischen Rand den Boden berührt, am Pol die Tropopause berührt, das heißt, dass eine trennende Isentrope existiert. Für die Stratosphäre wurde zum einen der Oberrand der “Middleworld” vorgegeben (an die Beobachtungen angelehnt, gedanklich durch ein Strahlungsgleichgewicht und die stratosphärische Meridionalzirkulation vorgeschrieben) und zum andern die Verteilung der Isentropen am Pol. Mit den genannten Randwerten für Troposphäre und Stratosphäre konnten schließlich die Isentropenverteilungen separat für Troposphäre und Stratosphäre berechnet werden. Die Position der Tropopause ergab sich dann als jeweiliger Schnittpunkt von troposphärischer und stratosphärischer Isentrope. Unter plausiblen Annahmen für die Parameter des Problems wurde eine sehr gute Übereinstimmung mit der beobachteten Position der extratropischen Tropopause gefunden. Dies wird als zweites Hauptergebnis des theoretischen Teils dieser Arbeit angesehen.

Zusätzlich ergab sich ein breitenabhängiges N^2 mit Maxima am tropischen Rand und Minima am Pol, sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre. Entlang einer Isentropen nimmt N^2 zunächst vertikal und meridional ab, springt an der Tropopause auf einen Maximalwert und nimmt dann Richtung Pol wieder ab. Das entspricht qualitativ den Beobachtungsergebnissen. Es läßt sich abschließend bezüglich der extratropischen Tropopause und ihrer Schärfe sagen, dass durch großskalige Dynamik ein Großteil der Beobachtungen erklärt werden kann.

Als wichtiger nächster Schritt wird vom Autor die Überprüfung der in dieser Arbeit

präsentierten Theorien mittels idealisierter GCM-Simulationen angesehen. Unter einem vorgegebenem künstlichen Strahlungsantrieb, zum Beispiel in Anlehnung an Held & Suarez (1994), kann in der Simulation ein forciert-dissipatives statistisches Gleichgewicht realisiert werden, in dem die Tropopausenstruktur anschließend detailliert untersucht wird. Haynes et al. (2001) haben gezeigt, dass mit so konzipierten Simulationen die Entstehung und Erhaltung der extratropischen Tropopause beschrieben werden kann. Bisher wurden GCM-Studien ausschließlich mit grober vertikaler Auflösung $\mathcal{O}(1 \text{ km})$ durchgeführt. Es bleibt eine offene Frage, ob es möglich ist, nur unter Repräsentierung großskaliger Dynamik im Modell, bei genügend hoher vertikaler Auflösung eine Tropopauseninversion zu simulieren.

Die Theorie im letzten Abschnitt zeigt vor allem bezüglich der Tropopauseninversion auch einige Schwächen. Sie sagt keine vertikalen N^2 -Maxima direkt oberhalb der Tropopause voraus. Hier scheinen Effekte der vernachlässigten kleinerskaliger Prozesse eine Rolle zu spielen. Es folgt eine kurze Übersicht über mögliche Erklärungen basierend auf kleinerskaligen Prozessen.

Die nächst kleinerskaligen Prozesse zu den in dieser Arbeit verwendeten planetaren Prozessen stellen lokale Störungen der oberen Troposphäre dar. Diese haben in den mittleren Breiten typischerweise eine horizontale Größenordnung von 1000 km (Hakim 2000). Zyklonale (antizyklonale) Störungen sind dabei mit unscharfen (scharfen) Tropopausen verbunden (zum Beispiel Wirth 2000, 2001; Zängl & Wirth 2002). Das bedeutet, dass in zyklonalen (antizyklonalen) Störungen N^2 in Tropopausenniveau und direkt darüber verringert (erhöht) gegenüber einem Referenzzustand ist. Da aber für stratosphärische N^2 -Werte eine untere Grenze existiert (die thermische Tropopause ist zum Beispiel in etwa durch einen Schwellwert in N^2 definiert, siehe Abschnitt 2.1.1), können die verringerten N^2 -Werte in zyklonalen Anomalien nicht beliebig klein sein. Auf der anderen Seite existiert jedoch keine obere Grenze für die erhöhten N^2 -Werte in antizyklonalen Anomalien. Durch diese Asymmetrie zwischen zyklonalen und antizyklonalen Störungen setzt sich im gleichberechtigten Mittel beider Anomalien der Effekt der antizyklonalen Anomalie bezüglich der N^2 -Werte direkt oberhalb der Tropopause durch (Wirth 2003). Eine zu klärende Frage bleibt hierbei, inwiefern die gleichberechtigte Mittlung beider Anomalien wie in Wirth (2003) gerechtfertigt ist. Diesbezüglich erscheint es interessant, dass zwischen zyklonalen und antizyklonalen Störungen eine inhärente Asymmetrie besteht (Hakim 2000; Muraki & Hakim 2001; Hakim et al. 2002). Diese besagt, dass zyklonale gegenüber antizyklonalen Störungen intensiver in ihrer Θ -Anomalie sind und eine kleinere horizontale Größenordnung besitzen. Diese Asymmetrie sollte bei der Mittlung von synthetischen Störungen berücksichtigt werden. Nichtsdestotrotz ist klar, dass Störungen der oberen Troposphäre einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur mittleren Schärfe der extratropischen Tropopause leisten. Eine klimatologische Quantifizierung dieses Effekts ist eine Aufgabe für zukünftige Arbeiten.

In dieser Arbeit kaum diskutiert wurde der Einfluss von Feuchte-Prozessen und die damit verbundene Strahlungswirkung. In antizyklonalen Störungen der oberen Troposphäre bildet sich zum Beispiel durch die hohe und kalte Tropopause häufig Zirrusbewölkung. Diese Zirkeln bewirken ihrerseits eine Strahlungsabkühlung im dem Niveau, in dem sie sich befinden, und eine Strahlungserwärmung direkt darüber, das heißt direkt oberhalb der Tropopause. Sie haben dadurch auf die ohnehin in Antizyklonen entstehende Tropopauseninversion eine verstärkende Wirkung (Daniel & Legras 2003). Auch hier steht eine klimatologische Quantifizierung des Effekts noch aus.

Schließlich können auch turbulente Prozesse in der Tropopausenregion für eine Tropopauseninversion sorgen. Diesen Zusammenhang hat bereits Staley (1957) erkannt. Er beschreibt,

wie eine anfänglich positive Krümmung des Temperaturprofil in Tropopausenniveau unter Wirkung von divergenten turbulenten Enthalpieflüssen verschärft wird. Eine weitere Studie dazu ist Joseph et al. (2002), in der ein turbulenter Strahlstrom untersucht wird. Die Autoren finden im Bereich der stark negativen Windscherung ein Maximum in N^2 im Einklang mit den Beobachtungen in der vorliegenden Arbeit.

Abbildungsverzeichnis

1.1	U.S. Standardatmosphäre	2
2.1	Strahlungsgleichgewicht nach Möller & Manabe 1961	10
2.2	Tropopausendruck nach Held 1982	14
2.3	Tropopausenhöhe und –wind der Nordhemisphäre zu einem willkürlich ausgewählten Zeitpunkt	20
2.4	Die “Dreifachstruktur der Tropopause”	21
2.5	Mittlere Horizontalwindgeschwindigkeit und –richtung der Nordhemisphäre .	22
2.6	Mittlerer Höhe–Breite–Schnitt der potentiellen Temperatur und Temperatur	23
3.1	Gesamtmittel der Tropopausenhöhe und –temperatur	28
3.2	Gesamtmittel des Zonal– und Meridionalwinds der Tropopause	29
3.3	Mittlere Jahrgänge der Tropopausenhöhe und –temperatur für Süddeutschland	30
3.4	Mittlere Jahrgänge und entsprechende Standardabweichungen des Zonal– und Meridionalwinds der Tropopause für Süddeutschland	31
3.5	Mittlere Jahrgänge und entsprechende Standardabweichungen der Tropopausenhöhe und –temperatur für vier ausgewählte US–Stationen	32
3.6	Mittlere Jahrgänge und entsprechende Standardabweichungen des Zonal– und Meridionalwinds der Tropopause für vier ausgewählte US–Stationen . .	33
3.7	Mittlere Jahrgänge von Tropopausenhöhe, –temperatur und –wind in Abhängigkeit der Breite	34
3.8	Mittlere Vertikalprofile und entsprechende Standardabweichungen der Temperatur, quadrierten Brunt–Väisälä Frequenz und des Mischungsverhältnisses für MO	37
3.9	Mittlere Vertikalprofile und entsprechende Standardabweichungen des Horizontalwinds, der vertikalen Windscherung und –krümmung und der Windrichtung für MO	39
3.10	Schematische Darstellung der meridionalen gegenüber der vertikalen Abhängigkeit von N^2	39
3.11	Vergleich der verschiedenen Mittlungen und Auflösungen	41
3.12	Mittlere Vertikalprofile und entsprechende Standardabweichungen der Temperatur, quadrierten Brunt–Väisälä Frequenz und des Mischungsverhältnisses für vier verschiedene US–Stationen	42
3.13	Mittlere Vertikalprofile und entsprechende Standardabweichungen der Windgeschwindigkeit, vertikalen Windscherung und –krümmung und Windrichtung für vier verschiedene US–Stationen	43
3.14	Mittlere Jahrgänge von Temperatur und Mischungsverhältnis, sowie Brunt–Väisälä Frequenz und potentieller Temperatur für MO	45

3.15	Mittlere Jahresgänge der Windgeschwindigkeit, vertikalen Windscherung und Windrichtung für MO	46
3.16	Wie Abbildung 3.14, jedoch für die Stationen Miramar NAS und Yakutat . .	47
3.17	Wie Abbildung 3.15, jedoch für die Stationen Miramar NAS und Yakutat . .	49
3.18	Mittlerer Höhe–Breite–Schnitt relativ zur Erdoberfläche von N^2 und Θ . . .	50
3.19	Wie Abbildung 3.18, jedoch Mittlung relativ zur Tropopause	53
3.20	Wie Abbildung 3.19, jedoch für $\partial_z \bar{u}$ und \bar{u}	54
3.21	Wie Abbildung 3.19, jedoch für $\partial_z \bar{v}$ und \bar{v}	56
3.22	Mittlere Parameter der Tropopausenschärfe und entsprechende relative Standardabweichungen für sämtliche vorhandene Stationen nördlich von 15° N . .	60
3.23	Mittlere Jahresgänge zur Tropopausenschärfe für MO	62
3.24	Mittlere Jahresgänge für \mathcal{S}_T zweier ausgewählter US–Stationen	63
3.25	Wie Abbildung 3.24, jedoch für \hat{N}_+^2	64
3.26	Mittlere Jahresgänge zur Tropopausenschärfe in Abhängigkeit der Breite . .	65
4.1	Schematische Darstellung des Winter–Sommer–Kontrasts	68
4.2	Konventionelle Zeitmittel der PV–Verteilung der Nordhemisphäre auf drei “Middleworld”–Isentropen	70
4.3	PV–Verteilung auf dem nordhemisphärischen Teil der 330 K Isentrope für einen willkürlich ausgewählten Zeitpunkt	72
4.4	Mittlere PV–Verteilung der Nordhemisphäre auf drei “Middleworld”–Isentropen, gemittelt relativ zur Tropopause	73
4.5	Zonalmittel der PV–Homogenisierung der Nordhemisphäre auf drei “Middleworld”–Isentropen	75
4.6	Relative Amplitude der unteren Randbedingung der Steigung der Isentropen	80
4.7	Höhe–Breite–Verteilung der berechneten troposphärischen Isentropen	81
4.8	Höhe–Breite–Verteilung der berechneten stratosphärischen Isentropen	84
4.9	Zusammengesetzte berechnete Isentropenverteilung und quadrierte Brunt–Väisälä Frequenz	85
A.1	U.S. Radiosondenstationen	97
A.2	Radiosondenballon und PTU–Sensor	97
A.3	Temperaturprofile, Beispiel	99
A.4	Windprofile, Beispiel	99
A.5	Maximalhöhen der Radiosonden	100
A.6	Höhenabhängigkeit der vertikalen Auflösung der Radiosondendaten	101
B.1	Vergleich der Zusammenhänge zwischen Druck und Höhe	107

Tabellenverzeichnis

4.1 Anpassungsparameter für PV	71
A.1 PTU Charakteristika	98

Anhang A

Datenbeschreibung

In diesem Anhang werden die in dieser Arbeit verwendeten Datensätze vorgestellt. Auf die hauptsächlich verwendeten vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten wird dabei ausführlicher eingegangen, als auf die Daten des ECMWF-Modells.

A.1 Die vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten

Vertikal hochaufgelöste Radiosondendaten stellen zur Zeit die einzige Datenreihe über einen Zeitraum $\gtrsim 1$ Jahr mit einer vertikalen Auflösung $\lesssim 500$ m dar. Die Tropopause ist gekennzeichnet durch eine signifikante Änderung verschiedener meteorologischer Parameter. Für die Charakterisierung solcher Änderungen innerhalb einer Klimatologie ist die vertikale Auflösung entscheidend. Insofern eignen sich vertikal hochaufgelöste Radiosondendaten sehr gut für eine Charakterisierung der Tropopausenregion.

Für zwei süddeutsche Stationen (München-Oberschleißheim und Stuttgart, nachstehend MO und STU) sind diese hochaufgelösten Daten zweimal täglicher Aufstiege für die Jahre 1990-1999 vorhanden. Zusätzlich liegen die Daten von 93 vom National Weather Service (NWS) der USA operierten Radiosondenstationen (nachstehend als US-Stationen bezeichnet) für die Jahre 1998-2001 mit unterschiedlichen täglichen Aufstieghäufigkeiten vor. Diese Daten wurden bereits in Wang & Geller (2003) für die Erstellung einer Klimatologie der Energie von Schwerewellen verwendet. Abbildung A.1 zeigt die geographische Verteilung der US-Stationen. Im Folgenden werden die Daten beschrieben.

A.1.1 Meßgrößen

Die uns vorliegenden Radiosondendaten von MO und STU wurden vom Deutschen Wetterdienst (DWD) in Oberschleißheim zur Verfügung gestellt. Die Daten der US-Sonden stammen vom National Climatic Data Center (NCDC) der National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) und wurden vom SPARC Data Center (derzeit <http://www.sparc.sunysb.edu>) zur Verfügung gestellt (SPARC - **S**tratospheric **P**rocesses **A**nd their **R**ole in **C**limate, Projekt innerhalb des WCRP - **W**orld **C**limate **R**esearch **P**rogramme). Die Aufstiege liefern Vertikalprofile von Druck (p), Temperatur (T), relativer Feuchte, Aufstiegrate, horizontaler Windgeschwindigkeit (V) und Windrichtung (α). Dabei befinden sich die Messgeräte für Druck, Temperatur und relativer Feuchte in einem sogenannten PTU Sensor (Abbildung A.2). Charakteristika dieses PTU Sensors sind in Tabelle A.1 zusammengefaßt. Die Daten hierfür wurden der Internetseite von Vaisala (derzeit <http://www.vaisala.com>) entnommen. Die Abtastfrequenz des PTU Signalgebers der

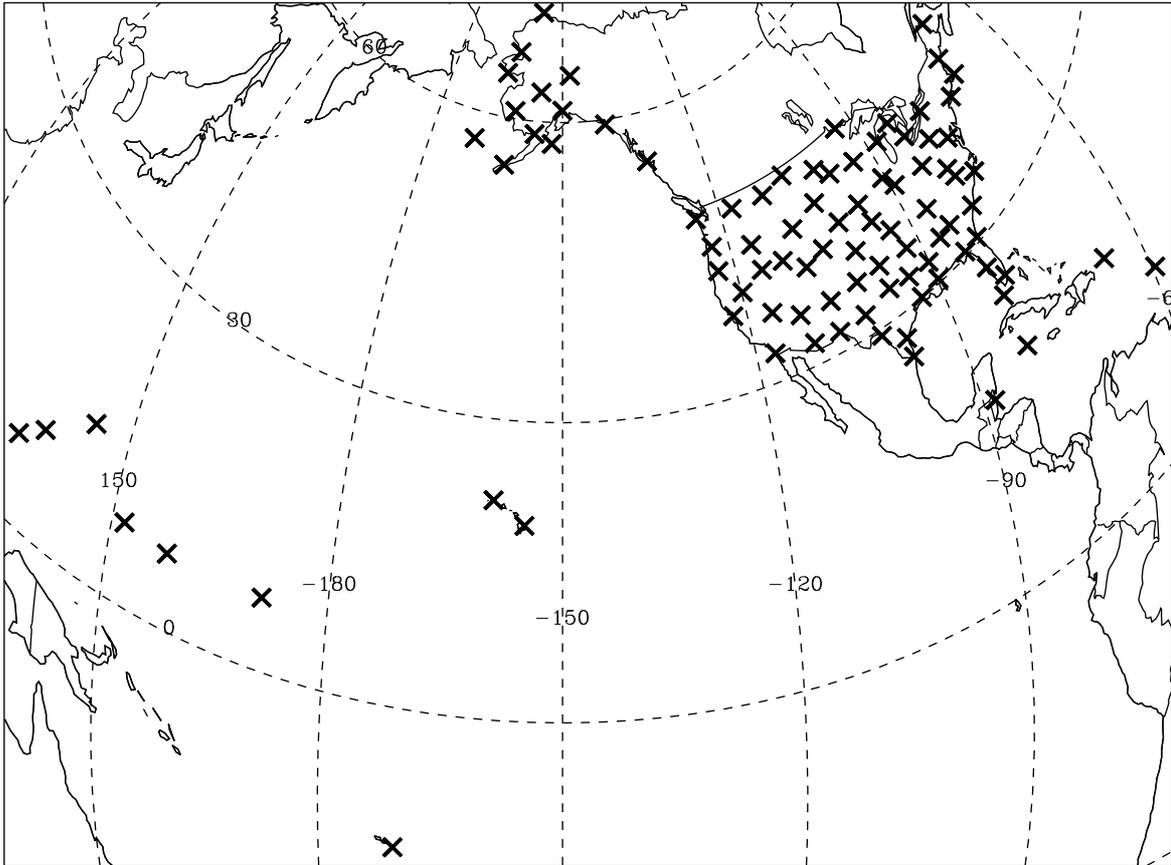


Abbildung A.1: Geographische Verteilung der U.S. Radiosondenstationen.

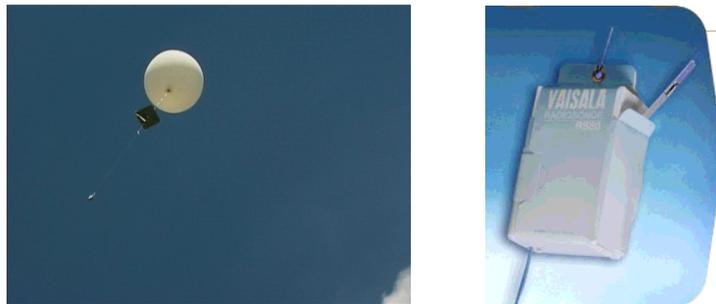


Abbildung A.2: Links: Radiosondenballon mit Sensor und Reflektor für die Radarverfolgung (Windmessung, siehe Text). Rechts: Väisälä-RS80 Sensor zur Messung von Druck, Temperatur und relativer Feuchte.

süddeutschen Stationen beträgt 7/10 Hz für jeden Parameter. Die gespeicherten Daten liegen jeweils in 10 s Intervallen vor, wurden also bereits über 7 Werte gemittelt. Das entspricht einer vertikalen Auflösung von circa 50 m (die Aufstiegsrate beträgt circa 5 ms^{-1}). Die US-Stationen nutzen das sogenannte MicroArt System, welches eine Abtastfrequenz von 250 Hz hat. Die gespeicherten Daten liegen hier in 6 s Intervallen vor (entsprechend circa 30 m vertikale Auflösung), wurden also über entsprechend viele Werte gemittelt. Dabei gehen nur Werte mit genügend starkem Signal in die Mittelung ein. Die Batterie (19 V) des Sensors ist

Tabelle A.1: Charakteristika der meteorologischen Sensoren für Druck, Temperatur und relativer Feuchte (PTU). Wiederholbarkeit der Kalibrierung meint die Standardabweichung der Differenzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kalibrierungen. BAROCAP, THERMOCAP und HUMICAP sind eingetragene Warenzeichen von Vaisala.

	Druck	Temperatur	relative Feuchte
	BAROCAP	THERMOCAP	HUMICAP
	Barometer	Bimetallthermometer	kapazitiver Sensor
Messbereich	1060 - 3 hPa	+60°C bis -90°C	0 - 100%
Auflösung	0.1 hPa	0.1°C	1%
Genauigkeit			
Reproduzierbarkeit	0.5 hPa	0.2°C bis 50 hPa, 0.3°C von 50 - 15 hPa, 0.4°C oberhalb 15 hPa	< 3%
Wiederholbarkeit der Kalibrierung	0.5 hPa	0.2°C	2%
Zeitverzögerung	–	< 2.5 s bei 6 ms ⁻¹ Aufstiegsrate und 1000 hPa	1 s bei +20°C

wasseraktiviert und damit umweltfreundlich. Der Sensor wiegt circa 220 g (inklusive Batterie) und mißt 55 × 147 × 90 mm.

Die aktuelle Höhe des Ballons wird aus den Daten für Druck und Temperatur mittels der barometrischen Höhenformel unter Annahme einer konstanten Temperatur zwischen zwei benachbarten Niveaus berechnet:

$$p_2 = p_1 e^{-\frac{2g}{R} \frac{z_2 - z_1}{T_1 + T_2}}, \text{ oder} \quad (\text{A.1})$$

$$z_2 = z_1 + \frac{R}{2g} (T_1 + T_2) \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (\text{A.2})$$

Hierbei bezeichnet der Index 1 (2) das untere (obere) Niveau, R ist die spezifische Gaskonstante ($R = 287.04 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$) und g die Erdbeschleunigung ($g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$). Die Aufstiegsrate läßt sich dann aus der Höhen- und Zeitdifferenz berechnen.

Die Bestimmung von Windgeschwindigkeit und -richtung erfolgt bei den süddeutschen Stationen über eine Radarverfolgung, bei der die horizontale Position des Ballons nach festen Zeitintervallen (30 s) bestimmt wird. Für diese Verfolgung ist ein Reflektor am Ballon angebracht (Abbildung A.2). Es wird dabei angenommen, dass der Ballon mit dem lokalen horizontalen Wind driftet. Durch die schlechtere Zeitauflösung ergibt sich eine entsprechend schlechtere vertikale Auflösung von $\approx 150 \text{ m}$ im Vergleich zur Sensormessung (siehe oben). Die Messauflösung der Windgeschwindigkeit beträgt circa 2.5 ms^{-1} , die der Windrichtung circa 5° . Bei den US-Stationen erfolgt die Windmessung per GPS, wodurch die Auflösung der Windkomponenten zunächst der des MicroArt Systems entspricht. Jedoch werden Glättungsroutinen angewandt, die zu einer effektiven Auflösung von 30 s oder $\approx 150 \text{ m}$ führen (National Climate Data Centre (NCDC) 1998).

A.1.2 Vertikalprofile

Für diese Arbeit sind im Wesentlichen die Profile der Temperatur und des Horizontalwindes von Bedeutung. Für einen willkürlich ausgewählten Zeitraum sind in den Abbildungen A.3 und A.4 eine Reihe aufeinanderfolgender Profile der Temperatur und der Komponenten des Horizontalwindes (u - zonal, v - meridional) für MO dargestellt. Die hohe vertikale

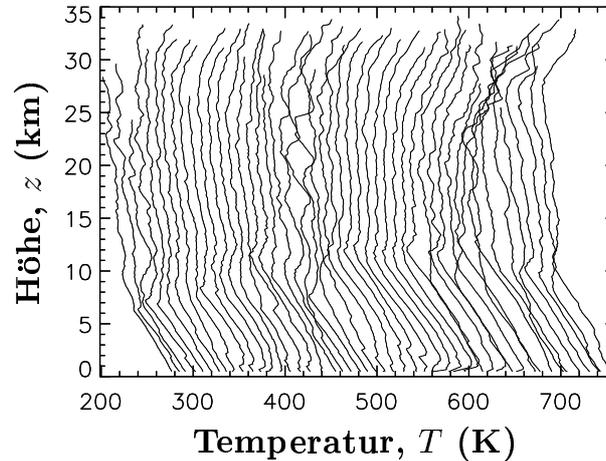


Abbildung A.3: Temperaturprofile für MO - Januar 1995. Dargestellt sind alle in diesem Monat um 00 UT verfügbaren Profile, jeweils um 10 K gegeneinander verschoben. Man beachte die Fluktuationen in den einzelnen Profilen.

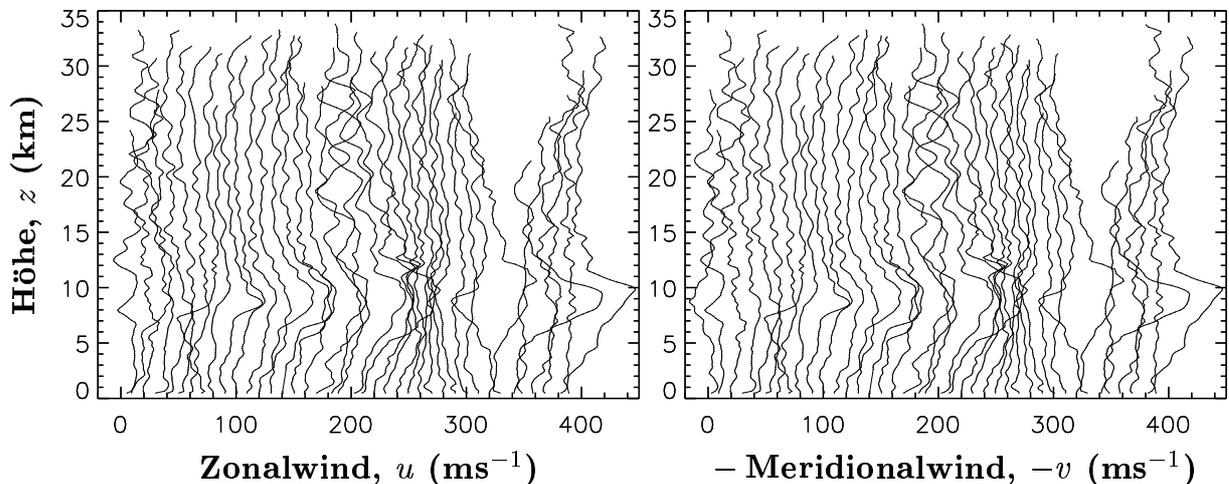


Abbildung A.4: Profile des zonalen (oben) und des negativen meridionalen (unten) Windes. Details wie in Abbildung A.3. Die Profile sind jeweils um 10 ms^{-1} gegeneinander verschoben.

Auflösung ist klar ersichtlich - es ist jeder Messpunkt eingetragen. Im Folgenden sollen die von den Radiosonden erreichten Maximalhöhen und die vertikalen Auflösungen statistisch quantifiziert werden. Abbildung A.5 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Maximalhöhen für die süddeutschen Stationen (links) und die US-Stationen (rechts). Die Windmessungen sind für MO und STU weniger häufig erfolgreich, da die Radarverfolgung meistens nicht bis zur Maximalhöhe des Ballons möglich ist. Die Streuung hin zu geringeren Maximalhöhen ist

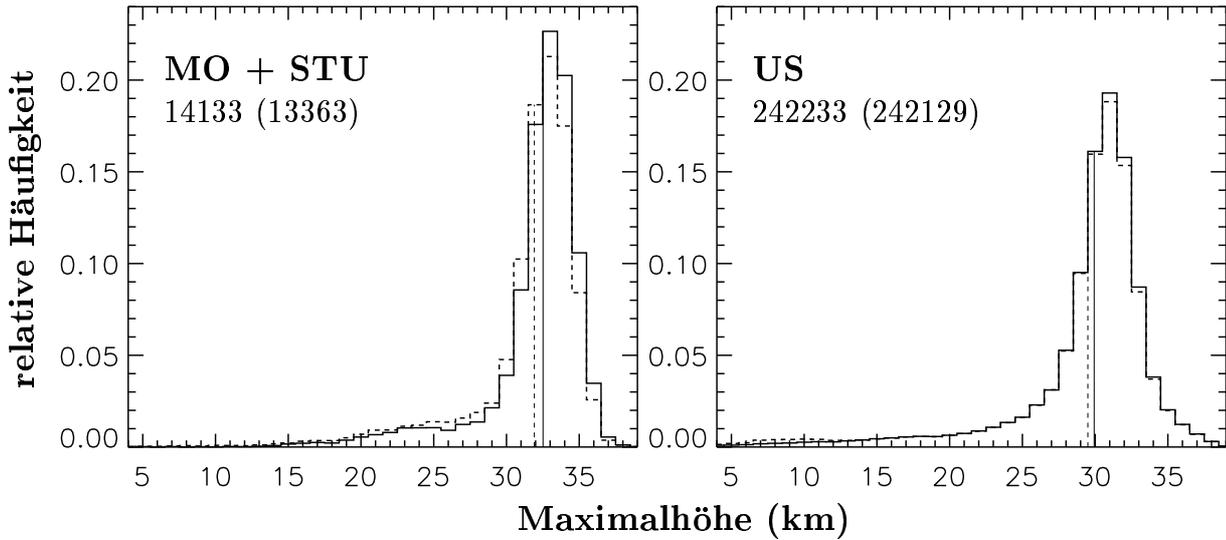


Abbildung A.5: Relative Häufigkeitsverteilungen der von den Radiosonden erreichten Maximalhöhen für MO und STU (links) und für die 93 US-Stationen (rechts). Durchgezogene Linien gelten für den PTU Sensor, gestrichelte für die Windmessung. Die jeweiligen Mittelwerte sind durch die vertikalen Linien gekennzeichnet. Die Zahlenwerte geben die Anzahl der in die Statistik eingegangenen Profile für den PTU Sensor und die Windmessung (in Klammern) an.

wie zu erwarten für die wesentlich größere Zahl der US-Stationen größer. Dadurch sind die Maximalhöhen für diese Stationen im Mittel geringer.

Abbildung A.6 zeigt relative Häufigkeitsverteilungen der vertikalen Auflösung unterteilt sowohl in die süddeutschen (links) und die US-Stationen (rechts), als auch in PTU- (oben) und Windmessung (unten). Relativ bedeutet hier: Häufigkeit bezüglich einer theoretischen Gleichverteilung aller vorhandenen Daten über den dargestellten Bereich. Werte größer (kleiner) als 1 deuten also auf einen Bereich mit hoher (niedriger) Datenkonzentration hin. Es sind auch hier die geringeren Maximalhöhen der US-Stationen im Gesamtmittel evident. Signifikante Änderungen der vertikalen Auflösung gibt es für sämtliche Stationen erst oberhalb von circa 20 km. Die Tropopausenhöhe ist selbst in den Tropen gewöhnlich geringer als 20 km, wodurch die vertikale Auflösung in der Tropopausenregion als einigermaßen konstant angesehen werden kann.

A.1.3 Korrektur der relativen Feuchte

Der Väisälä HUMICAP Sensor der RS80-A Sonde ist ein Dünnschicht Kondensator, dessen Kapazität proportional zur umgebenden Wasserdampfkonzentration ist. Er besteht aus einer dünnen Polymerschicht auf einem Glassubstrat in die Wassermoleküle durch eine stark poröse Elektrode diffundieren. Die in die Polymerschicht diffundierten Wassermoleküle ändern die Kapazität dieser Schicht proportional zur umgebenden Wasserdampfkonzentration. Diese Kapazität wird vom Radiosondensensor gemessen und in relative Feuchte (bezüglich flüssigem Wasser) umgerechnet. Die Charakteristik des Sensors wird hauptsächlich durch die chemischen Eigenschaften des Polymers bestimmt.

Der elektrische Respons des Sensors ist nichtlinear von der umgebenden Temperatur und Feuchte abhängig. Die Kalibrierung erfolgt jedoch bezüglich der Temperatur nur linear.

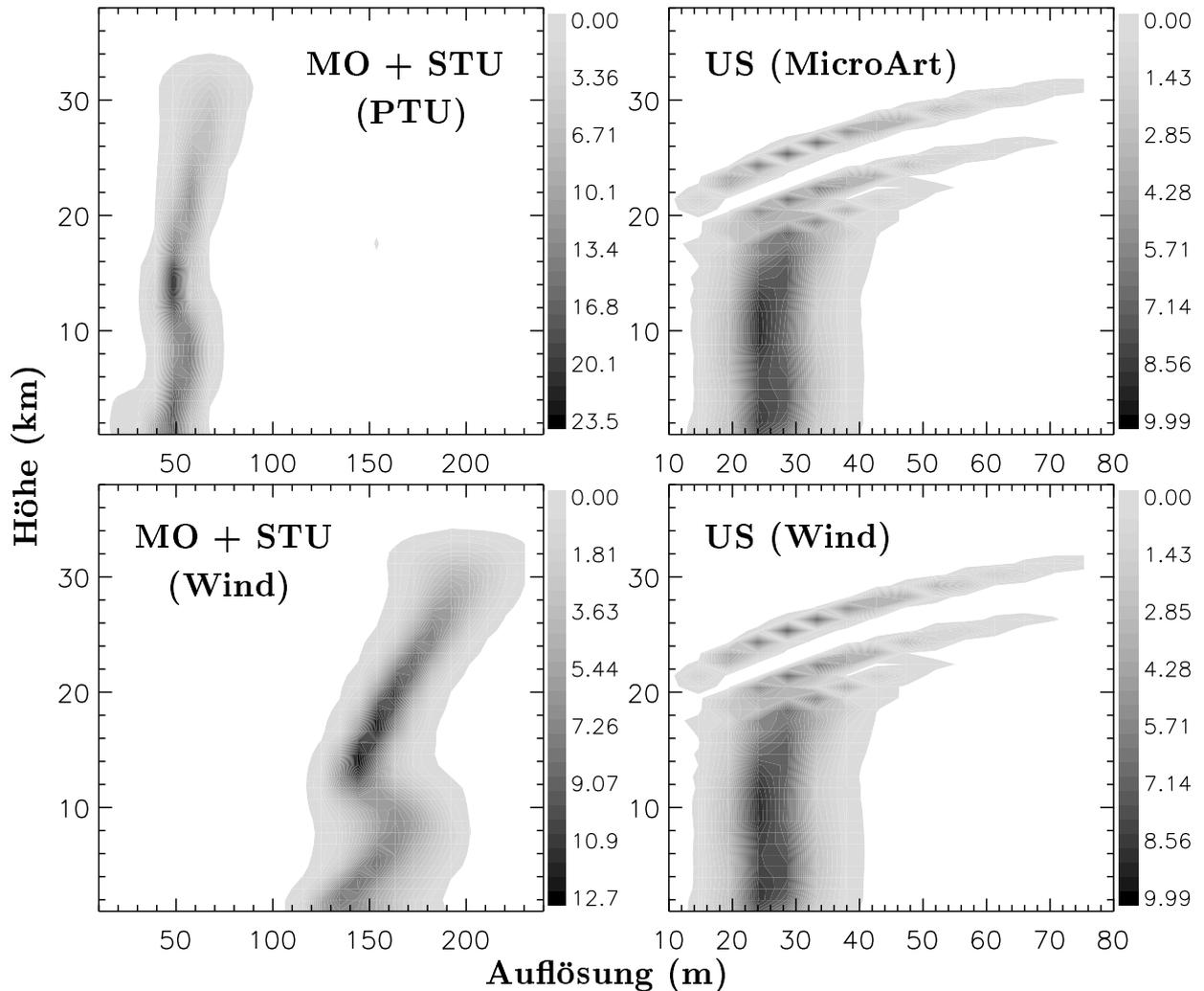


Abbildung A.6: Relative Häufigkeitsverteilungen (Schattierungen, siehe Text) der vertikalen Auflösung in Abhängigkeit der Höhe. Links: süddeutsche Stationen, rechts: US-Stationen, oben: Ergebnisse für den PTU-Sensor, unten: Ergebnisse für die Windmessung. Auf die Windmessung der US-Stationen wurden Glättungsroutinen angewandt, so dass die effektive Vertikalauflösung um einen Faktor ≈ 5 größer als in der Abbildung ist.

Dies verursacht einen temperaturabhängigen systematischen Fehler, der bei Temperaturen in etwa unterhalb von -30°C signifikant wird und mit abnehmender Temperatur anwächst Miloshevich et al. (2001). Eine weitere Fehlerquelle ist die Zeitverzögerung der Messung des Sensors (siehe Tabelle A.1). Im operationellen Einsatz muss der Sensor auf sich schnell ändernde Umgebungswerte reagieren, was zu einer Glättung von Feinstrukturen führen kann. Diese Zeitverzögerung wird mit abnehmender Temperatur größer. Weitere systematische Fehlerquellen sind chemische Verunreinigungen im Polymer, Feuchtefehler (Kondensierung oder Vereisung des Sensors) und Strahlungsfehler (es existiert eine Strahlungskorrektur für die Temperaturmessungen, jedoch nicht für die Feuchtemessungen).

Der Temperaturabhängigkeitsfehler ist unterhalb von -40°C der größte Fehler Miloshevich et al. (2001). Für diesen Fehler geben Miloshevich et al. einen empirischen Korrekturfaktor für Radiosondenmessungen der relativen Feuchte gegenüber genaueren Messungen

mit einem kryogenen Frostpunkthygrometer für den Temperaturbereich zwischen 0°C und -70°C an:

$$G(T) = 0.9278 - 5.9662 \cdot 10^{-3}T + 1.5783 \cdot 10^{-4}T^2 + 1.8179 \cdot 10^{-6}T^3 + 3.9407 \cdot 10^{-8}T^4, \quad (\text{A.3})$$

worin T in Grad Celsius gemessen wird. Es ist zu beachten, dass diese Korrektur ausschließlich für den RS80-A Sensor gilt.

In dieser Arbeit wird das (Wasserdampf) Mischungsverhältnis r anstatt der relativen Feuchte betrachtet. Die süddeutschen Stationen verwenden den RS80-A Sensor für die Feuchtemessungen, so dass r aus den korrigierten Feuchtwerten bestimmt werden kann. Für die US-Stationen liegen keine genauen Informationen über den verwendeten Feuchtesensor vor (aus den Rohdaten allein nicht bestimmbar), so dass hierfür von einer Korrektur mittels (A.3) abgesehen wird. Auch Miloshevich et al. weisen auf die Schwierigkeit hin, den Sensortypen der Radiosondenmessung im Nachhinein zu bestimmen. Die Korrektur (A.3) lässt sich qualitativ auf andere Sensoren übertragen, so dass die korrigierten Werte der süddeutschen Stationen als exemplarisch für die anderen Stationen angesehen werden dürfen. Es sei an dieser Stelle auch betont, dass sich diese Arbeit hauptsächlich den (trocken-) dynamischen Eigenschaften der Tropopausenregion widmet.

Wegen der relativ groben Auflösung der Feuchtemessungen (1%, siehe Tabelle A.1) können Feuchtwerte aus Radiosondenmessungen nur bis zur Tropopause bestimmt werden, darüber sind die Feuchtwerte gewöhnlich von der Größenordnung dieser Auflösung.

A.2 Die ECMWF Daten

Der Nachteil der Radiosondendaten ist die unregelmäßige Verteilung der Stationen über den Globus. Über den Ozeanen, die einen großen Teil der Erdoberfläche einnehmen (nahezu 75%) gibt es naturgemäß keine Radiosondenstationen.

Eine globale Abdeckung mit Messdaten bieten derzeit nur satellitengestützte Systeme. Solche Daten existieren jedoch noch nicht über genügend große Zeiträume, um damit Klimatologien zu produzieren. Eine andere Möglichkeit eines globalen Datensatzes bieten die Analysen globaler numerischer Wettervorhersagemodelle, zum Beispiel des ECMWF-Modells. Diese Analysen entsprechen einer im Nachhinein an die vorhandenen Messdaten angepassten Vorhersage. Der Nachteil meteorologischer Analysen ist ihre mit den hochaufgelösten Radiosondendaten vergleichsweise schlechte Vertikalauflösung.

Wie bereits früher erwähnt, lassen sich aus den Radiosondendaten schlecht Horizontalinformationen ableiten, so dass zum Beispiel die für die atmosphärische Dynamik wichtige Wirbelstärke ζ nicht aus Radiosondendaten bestimmt werden kann. Da ζ in die PV eingeht, siehe Gleichung (B.18), lässt sich auch die PV und somit die dynamische Tropopause nicht aus Radiosondendaten bestimmen. Dies sind Gründe, das Radiosondendatenmaterial durch meteorologische Analysen zu ergänzen. Da die PV in Abschnitt 4 eine zentrale Rolle spielt, werden dort Analysedaten des ECMWF-Modells der 12 UT Termine des Jahres 2001 verwendet.

Es werden nun zunächst das ECMWF-Modell und danach der Datensatz der ECMWF Re-Analyse (ERA) kurz beschrieben.

A.2.1 Modellbeschreibung

Das ECMWF-Modell ist im Kern ein spektrales numerisches Modell (basierend auf einer harmonischen Entwicklung in Kugelkoordinaten, mit triangulärer Abschneidung) zur mittelfristigen Wettervorhersage. Operationell werden seit August 1979 am ECMWF mittelfristige Vorhersagen produziert. Dabei haben sich die Details des Modells seitdem sehr oft geändert. So betrug zum Beispiel die horizontale Auflösung 1979 noch 1.875° Breite und Länge (damals noch als Gitterpunktsmodell). Heute läuft das Modell mit einer Auflösung von circa 0.35° Breite und Länge (trianguläre Abschneidung bei der Wellenzahl 511). Vertikal lief das Modell anfangs mit nur 15 Schichten – heute mit 60 (Oberrand zur Zeit bei 0.1 hPa, Auflösung rund 800 m in Tropopausenniveau). Die vertikale Diskretisierung erfolgt mittels sogenannter Sigma-Niveaus, welche in der unteren und mittleren Troposphäre dem Boden folgen und in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre Flächen konstantem Drucks entsprechen. Dazwischen findet ein glatter Übergang vom einen zum anderen Typ der Vertikalkoordinate statt. Der Zeitschritt im gegenwärtigen Modell beträgt 15 Minuten und die Zeitdiskretisierung erfolgt Semi-Lagrange'sch, mit einer semi-impliziten Zwei-Zeit-Niveau Formulierung (zu den Begriffen siehe zum Beispiel Durran 1999).

Das Modell beinhaltet eine Vielzahl von Parameterisierungen, unter anderem für turbulente Prozesse in der Grenzschicht, Wolken, Schwerewellenwiderstand, Niederschlag, Reibung, Strahlung, subskaligen Gebirgs widerstand und latente Wärme flüsse. Diese Parameterisierungen werden auf einem reduzierten Gauß'schen Gitter gerechnet. Dieses Gitter ist ein reguläres Breite-Länge-Gitter, wobei zu den Polen hin der Gitterpunktabstand auf Breitenkreisen reduziert wird, so dass die geometrische Auflösung in etwa gleich bleibt. Die Ausgabevariablen pro Gitterpunkt sind Wind, Temperatur, Feuchte, Bedeckungsgrad und Wasser/Eisgehalt (zusätzlich noch der Druck auf den Gitterpunkten am Boden). Das gesamte ECMWF Vorhersagesystem wird komplettiert durch ein Datenassimilations schema, ein Ozeanmodell, ein mesoskaliges Modell und ein Ensemble Vorhersagesystem. Ein Überblick über die einzelnen Parameterisierungen und Modellkomponenten ist im Rahmen dieser Arbeit nicht angebracht. Es sei darauf hingewiesen, dass die Internetseite des ECMWF (<http://www.ecmwf.int>) eine Fülle von Informationen über die Historie und den derzeitigen Stand des Modellpakets beinhaltet.

A.2.2 Die ERA-Daten

Die ständige Änderung der Modelldetails des ECMWF-Modells bringt Probleme bei der Interpretation von langjährigen auf ECMWF-Analysen basierenden Klimatologien mit sich. Auf dieses Problem wird zum Teil in Trenberth & Guillemont (1994) eingegangen und auch Hoinka (1998) geht darauf ein. Um dennoch einen langjährigen Datensatz des ECMWF-Modells zu erhalten, wurde 1993 das ERA-Projekt gestartet. Im Rahmen dieses Projekts wurde eine Re-Analyse mithilfe der 1993 gültigen Modellversion mitsamt dem Assimilations- und Analyseschema für die Jahre 1979–1993 durchgeführt, Gibson et al. (1997). Der Vorteil davon liegt auf der Hand: man erhält einen langjährigen konsistenten, globalen Datensatz mit einer einheitlichen Auflösung und einheitlicher Modellphysik. Die Daten sind im genannten Zeitraum pro Tag zu den Zeiten 00, 06, 12, 18 UT vorhanden. Die horizontale Auflösung beträgt $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ Länge \times Breite. Es besteht die Option zwischen Daten auf Standarddruckflächen mit 15 Schichten und Daten auf Modellschichten mit 31 Schichten. Letztere besitzen eine vertikale Auflösung von rund 1 km in Tropopausenniveau. Hier werden ausschließlich diese Daten an zwei Gitterpunkten in der Nähe der süddeutschen

Radiosondenstationen benutzt. Sie wurden freundlicherweise von Dr. Hoinka innerhalb des ECMWF Sonderprojekts “Climatology of the global tropopause” zur Verfügung gestellt. Auf diese Weise kann die Klimatologie basierend auf den Radiosondendaten und der thermischen Tropopause mit einer entsprechenden Klimatologie basierend auf den ERA-Daten und der dynamischen Tropopause verglichen werden. Der Nachteil ist jedoch die gegenüber den Radiosondendaten um den Faktor 20–40 kleinere vertikale Auflösung.

Anhang B

Für diese Arbeit wichtige Grundlagen

In diesem Anhang werden Grundlagen, soweit sie für diese Arbeit von Bedeutung sind, kurz beschrieben. Dies umfasst die Definition von potentieller Temperatur und Brunt–Väisälä Frequenz, Beziehungen zwischen Druck und Höhe basierend auf der hydrostatischen Grundgleichung und die Definition und verschiedene in dieser Arbeit verwendete Approximationen der PV.

B.1 Potentielle Temperatur und Brunt–Väisälä Frequenz

Viele atmosphärische Prozesse können als adiabatisch approximiert werden. Deshalb ist es vorteilhaft, eine Temperatur so zu definieren, dass sie bei adiabatischen Zustandsänderungen erhalten bleibt. Es gilt laut Adiabatengleichungen

$$Tp^{-\kappa} = \text{constant} = T_0p_0^{-\kappa}, \quad (\text{B.1})$$

wobei T und p Temperatur und Druck sind, $\kappa = R/c_p$ mit spezifischer Gaskonstante R und Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p , und der Index 0 bezeichnet einen Referenzzustand. Dann ist die potentielle Temperatur Θ definiert als

$$\Theta \equiv T_0 = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (\text{B.2})$$

Sie entspricht also laut Definition der Temperatur, die ein Luftpaket erhalten würde, wenn man den Druck des Luftpakets adiabatisch von p nach p_0 ändert. Für die Atmosphäre ist laut Konvention $p_0 = 1000$ hPa, also in etwa Druck auf Meeresspiegelniveau. Die potentielle Temperatur wurde so definiert, dass sie für adiabatische Prozesse eine Erhaltungsgröße ist.

Für eine stabile geschichtete Atmosphäre ist die Brunt–Väisälä Frequenz definiert als die Frequenz N , mit der ein Luftpaket schwingen würde, wenn man es vertikal aus seiner Gleichgewichtslage auslenken würde. Sie ist gegeben durch

$$N^2 = \frac{g}{\Theta} \partial_z \Theta, \quad (\text{B.3})$$

wobei g die Erdbeschleunigung ist. Falls $N^2 < 0$ gilt, dann ist die Schichtung statisch instabil und es setzt Konvektion ein. Mittels idealer Gasgleichung $p = \rho RT$ und der Definition (B.2) von Θ , läßt sich die alternative Form

$$N^2 = \frac{g}{T} \left(\partial_z T + \frac{g}{c_p} \right) \quad (\text{B.4})$$

angeben.

B.2 Beziehungen zwischen Druck und Höhe

In diesem Anhang werden basierend auf der hydrostatischen Grundgleichung $\partial_z p = -g\rho$ verschiedene Beziehungen zwischen Druck p und Höhe z abgeleitet.

Allgemein läßt sich mittels der idealen Gasgleichung $p = \rho RT$ die barometrische Höhenformel schreiben

$$p(z) = p_{\text{sfc}} e^{-\frac{g}{R} \int_{z_s}^z \frac{dz'}{T(z')}} , \quad (\text{B.5})$$

mit der Randbedingung $p(z_s) = p_{\text{sfc}}$. p_{sfc} und z_s sind zum Beispiel Bodendruck und -höhe.

Für eine isotherme Atmosphäre der Temperatur T_0 ergibt sich aus (B.5):

$$p(z) = p_{\text{sfc}} e^{-\frac{z-z_s}{H}} , \quad \text{oder} \quad (\text{B.6})$$

$$z(p) = z_s + H \ln \frac{p_{\text{sfc}}}{p} , \quad (\text{B.7})$$

wobei $H = RT_0/g$ die Skalenhöhe ist. In der realen Atmosphäre ist die untere Stratosphäre der Extratropen circa isotherm mit Temperaturen zwischen 210 K und 230 K, das heißt Skalenhöhen zwischen 6.2 km und 6.7 km. Für diese Schicht stellen also (B.6) und (B.7) eine sehr gute Approximation für den Zusammenhang zwischen p und z dar.

In der Troposphäre hingegen nimmt die Temperatur in etwa linear mit der Höhe ab. Man könnte hierfür ein $H = R\langle T \rangle/g$ definieren mit der Schichtmitteltemperatur $\langle T \rangle$. Ein typischer Wert wäre $\langle T \rangle = 240$ K, also $H \approx 7$ km. Eine bessere Annahme ist jedoch $T = T_s + \Gamma z$, wobei T_s und Γ die Bodentemperatur und der Temperaturgradient sind. Dies führt zu den Beziehungen

$$p(z) = p_{\text{sfc}} \left(\frac{T_s + \Gamma z_s}{T_s + \Gamma z} \right)^{\frac{g}{R\Gamma}} , \quad \text{oder} \quad (\text{B.8})$$

$$z(p) = \frac{T_s}{\Gamma} \left[\left(1 + \frac{\Gamma z_s}{T_s} \right) \left(\frac{p_{\text{sfc}}}{p} \right)^{\frac{R\Gamma}{g}} - 1 \right] . \quad (\text{B.9})$$

Diese Beziehungen beschreiben eine polytrophe Atmosphäre. Die oben angeführte Atmosphäre mit $\Gamma = 0$ ist dabei ein Spezialfall.

Ein weiterer Zusammenhang zwischen p und z läßt sich unter Betrachtung der statischen Stabilität erhalten. Sowohl Troposphäre als auch Stratosphäre sind durch nahezu konstantes N^2 gekennzeichnet. Das Temperaturprofil wird mittels der Definition (B.10) von N^2 beschrieben durch

$$\partial_z T - \frac{N^2}{g} T = -\frac{g}{c_p} . \quad (\text{B.10})$$

Die Lösung dieser linearen Differentialgleichung für $N^2 = \text{constant}$ lautet

$$T(z) = \frac{g^2}{c_p N^2} + \left(T_s - \frac{g^2}{c_p N^2} \right) e^{\frac{N^2}{g}(z-z_s)} . \quad (\text{B.11})$$

Daraus ergeben sich mittels (B.5)

$$p(z) = p_{\text{sfc}} \left[1 + \frac{g^2}{c_p N^2 T_s} \left(e^{-\frac{N^2}{g}(z-z_s)} - 1 \right) \right]^{\frac{c_p}{R}}, \quad \text{oder} \quad (\text{B.12})$$

$$z(p) = -\frac{g}{N^2} \ln \left\{ \frac{c_p N^2}{g^2} T_s \left[\left(\frac{p}{p_{\text{sfc}}} \right)^{\frac{R}{c_p}} - 1 \right] + 1 \right\} + z_s. \quad (\text{B.13})$$

Für ausgewählte Parameter zeigt Abbildung B.1 einen Vergleich der in diesem Abschnitt abgeleiteten Profile $z(p)$. Die verwendeten Parameter sind in der Abbildungsunterschrift angegeben. Es ist ersichtlich, dass die Differenzen zwischen allen drei verwendeten Zusam-

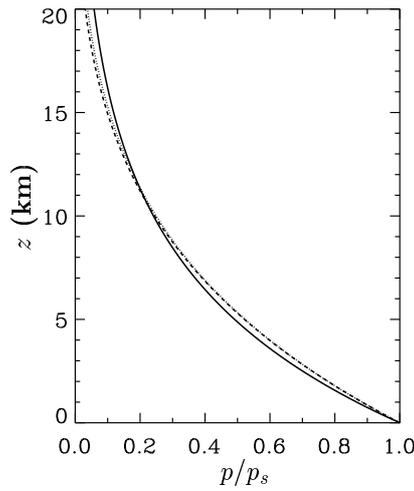


Abbildung B.1: Vergleich der Zusammenhänge zwischen p und z . Dargestellt sind Profile für z in Abhängigkeit von p/p_{sfc} gegeben durch die Gleichungen (B.7) (durchgezogen), (B.9) (gepunktet) und (B.13) (gestrichelt). Die Parameter sind $T_0 = 240 \text{ K}$ (also $H \approx 7 \text{ km}$), $\Gamma = -6.5 \text{ K km}^{-1}$, $T_s = 280 \text{ K}$, $N^2 = 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ und $z_s = 0$.

menhängen $z(p)$ generell kleiner als 10 % sind. Die Formen (B.9) und (B.13) unterscheiden sich dabei in den untersten 10 km um weniger als 2 %. Hingegen sind die Abweichungen im Vergleich mit (B.7) in der Größenordnung von 10 %.

B.3 Die potentiellen Wirbelstärke (PV)

In diesem Anhang soll auf die potentielle Wirbelstärke (PV) näher eingegangen werden. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf den in der Arbeit verwendeten Approximationen der PV.

In dieser Arbeit wird ausschließlich die Ertel'sche Definition der PV verwendet (Ertel 1942). Von manchen Autoren wird diese Form der PV durch EPV abgekürzt, um Verwechslungen insbesondere mit der quasigeostrophischen Form der PV (QGPV) zu vermeiden. Ein historischer Überblick über verschiedene Definitionen der PV ist in Thorpe & Volkert (1997) und teilweise auch in Hoskins et al. (1985) gegeben. Wir beziehen uns in dieser Arbeit generell auf die EPV und bezeichnen sie einfach mit PV.

Die PV nach Ertel (1942) ist definiert durch

$$P = \rho^{-1} \left(\vec{\nabla} \times \vec{v} + 2\vec{\Omega} \right) \vec{\nabla} \Theta. \quad (\text{B.14})$$

Hierin sind ρ die Dichte, \vec{v} der dreidimensionale Windvektor relativ zur Erdoberfläche, $\vec{\Omega}$ der Vektor der Erdrotation, Θ die potentielle Temperatur (siehe Anhang B.1) und $\vec{\nabla}$ der Nablaoperator. In (B.14) tauchen die Vektoren der relative Wirbelstärke ($\vec{\nabla} \times \vec{v}$) und der planetaren Wirbelstärke ($2\vec{\Omega}$) auf.

P ist eine Erhaltungsgröße für adiabatische, reibungsfreie Zustandsänderungen. Da die meisten dynamischen Prozesse, vor allem großskalig $\mathcal{O}(1000 \text{ km})$, in guter Näherung adiabatisch und reibungsfrei verlaufen, eignet sich die PV sehr gut als diagnostische Variable. Es ist zu bemerken, dass Ertel die PV etwas allgemeiner definiert hat, indem er für Θ lediglich verlangt hat, dass es eine skalare Funktion ist, die nur von Druck und Dichte abhängt. In der Meteorologie wird bis auf wenige Ausnahmen für Θ die potentielle Temperatur verwendet. Die Ausnahmen beziehen sich auf die Analyse der Polarwirbel, bei der die exponentielle Dichteabnahme verbunden mit einer exponentiellen Zunahme der PV mit der Höhe oft unerwünscht ist. Es wurden für diese Fälle modifizierte Definitionen der PV eingeführt (siehe zum Beispiel Lait 1994; Müller & Günther 2003).

Um die Bedeutung der einzelnen Terme der PV abschätzen zu können, führen wir das Skalarprodukt in (B.14) aus und erhalten

$$P = \rho^{-1} [(\partial_y w - \partial_z v)\partial_x \Theta + (f_y + \partial_z u - \partial_x w)\partial_y \Theta + (f + \partial_x v - \partial_y u)\partial_z \Theta]. \quad (\text{B.15})$$

Darin sind x, y, z Zonal-, Meridional- und Vertikalkoordinate, u, v, w Zonal-, Meridional- und Vertikalwind, $f_y = 2\Omega \cos \varphi$ die Meridionalkomponente der planetaren Wirbelstärke, $f = 2\Omega \sin \varphi$ der Coriolisparameter und ∂_ξ die partielle Ableitung nach ξ . Wir betrachten eine balancierte Strömung, das heißt wir vernachlässigen die Beiträge der Vertikalgeschwindigkeit. Desweiteren nehmen wir an, dass die Strömung die thermische Windgleichung erfüllt (zum Beispiel Holton 1992):

$$\partial_z u = -\frac{g}{f\Theta} \partial_y \Theta \quad (\text{B.16})$$

$$\partial_z v = \frac{g}{f\Theta} \partial_x \Theta. \quad (\text{B.17})$$

Damit können die Horizontalgradienten von Θ in (B.15) ersetzt werden und man erhält

$$P \approx \left[-(\partial_z v)^2 - (\partial_z u)^2 - f_y \partial_z u + \left(1 + \frac{\zeta}{f}\right) N^2 \right] \frac{f\Theta}{g\rho}, \quad (\text{B.18})$$

wobei $\zeta = \partial_x v - \partial_y u$ die Vertikalkomponente der relativen Wirbelstärke ist (in dieser Arbeit kurz relative Wirbelstärke) und die Definition (B.3) von N^2 eingesetzt wurde. Wir identifizieren das Quadrat der vertikale Windscherung S in (B.18):

$$S^2 = (\partial_z u)^2 + (\partial_z v)^2. \quad (\text{B.19})$$

N^2 ist von der Größenordnung 10^{-4} s^{-2} . Die Größenordnung von f_y (und f) ist 10^{-4} s^{-1} , $\partial_z u$ ist jedoch maximal von der Größenordnung 10^{-2} s^{-1} (typischerweise eher 10^{-3} s^{-1}), so dass der dritte Term in (B.18) maximal von der Größenordnung 10^{-6} s^{-2} ist (typischerweise eher 10^{-7} s^{-2}). Dieser Term kann also in sehr guter Näherung gegenüber dem N^2 -Term vernachlässigt werden und man erhält

$$P \approx \left[N^2 \left(1 + \frac{\zeta}{f}\right) - S^2 \right] \frac{f\Theta}{g\rho}. \quad (\text{B.20})$$

Der Vollständigkeit halber werden noch die Größenordnungen der restlichen Terme angegeben. Aus der Größenordnung für $\partial_z u$ ergibt sich für S^2 eine Größenordnung von maximal 10^{-4}s^{-2} . ζ hat typischerweise eine Größenordnung von 10^{-5}s^{-1} , erreicht allerdings zum Beispiel in intensiven Zyklonen oder Antizyklonen die Größenordnung von f . Für letzteren Fall kann der S^2 -Term in (B.20) vernachlässigt werden und es ergibt sich

$$P \approx \left[N^2 \left(1 + \frac{\zeta}{f} \right) \right] \frac{f\Theta}{g\rho} = \frac{f}{\rho} \left(1 + \frac{\zeta}{f} \right) \partial_z \Theta. \quad (\text{B.21})$$

Welche Terme sind für den (zonal symmetrischen) klimatologischen Hintergrundzustand wichtig? Für diesen Zustand kann der Beitrag von v gegenüber u vernachlässigt werden, so dass $S^2 \approx (\partial_z u)^2$ und $\zeta \approx -\partial_y u$ ist. Nimmt man für den globalen Strahlstrom eine Maximalgeschwindigkeit von $u_{\text{max}} \approx 30 \text{ms}^{-1}$ und eine meridionale Ausdehnung von $\sim 3000 \text{km}$ an, so ergibt sich $\zeta \sim 10^{-5} \text{s}^{-1}$. Somit ist für den Hintergrundzustand $\zeta/f \sim 0.1$ und kann gegenüber 1 vernachlässigt werden. Desweiteren ist für eine dem Strahlstrommaximum entsprechende Höhe von $\approx 10 \text{km}$ $\partial_z u \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$ (es muss am Boden $u = 0$ gelten). Dann ist aber S^2 eine Größenordnung kleiner als N^2 und kann auch vernachlässigt werden. Man erhält so die planetare Approximation der PV

$$P \approx \frac{f\Theta}{g\rho} N^2 = \frac{f}{\rho} \partial_z \Theta, \quad (\text{B.22})$$

welche für den klimatologischen Hintergrundzustand eine gute Näherung darstellt und deshalb oft in dieser Arbeit verwendet wird (siehe Kapitel 4).

Literaturverzeichnis

- Ambaum, M., 1997: Isentropic formation of the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 555–568.
- Barry, L., G. C. Craig, J. Thuburn, 2000: A GCM investigation into the nature of baroclinic adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1141–1155.
- Barry, L., G. C. Craig, J. Thuburn, 2002: Poleward heat transport by the atmospheric heat engine. *Nature*, **415**, 774–777.
- Barry, L., G. C. Craig, J. Thuburn, 2003: GCM tests of some possible dynamical constraints on the mid-latitude atmosphere: The $v' - T'$ correlation, PV homogenisation, and the dividing isentrope. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, im Druck.
- Bartels, J., D. Peters, G. Schmitz, 1998: Climatological Ertel's potential–vorticity flux and mean meridional circulation in the extratropical troposphere – lower stratosphere. *Ann. Geophys.*, **16**, 250–265.
- Bethan, S., G. Vaughan, 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. Meteor. Soc.*, **122**, 929–944.
- Birner, T., A. Dörnbrack, 2001: A ten year climatology of stratospheric gravity wave activity above Southern Germany. In *Proc. SPARC 2000 General Assembly*. http://www.aero.jussieu.fr/~sparc/SPARC2000_new/.
- Birner, T., A. Dörnbrack, U. Schumann, 2002: How sharp is the tropopause at midlatitudes? *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1700, doi: 10.1029/2002GL015142.
- Bordi, I., A. Dell'Aquila, A. Speranza, A. Sutera, 2002: Formula for a baroclinic adjustment theory of climate. *Tellus*, **54A**, 260–272.
- Bretherton, F. P., 1966: Critical layer instability in baroclinic flows. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **92**, 325–334.
- Bronstein, I. N., K. A. Semendjajew, 1987: *Taschenbuch der Mathematik*. BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 840 pp.
- Cehelsky, P., K. K. Tung, 1991: Nonlinear baroclinic adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1930–1947.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135–162.

- Charney, J. G., M. E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 159–172.
- Daniel, V., B. Legras, 2003: Influence of water vapor and cirrus clouds on the decay of upper tropospheric anticyclones. volume 5 of *Geophysical Research Abstracts*. European Geophysical Society, 11787.
- Danielsen, E. F., 1968: Stratospheric–tropospheric exchange based on radioactivity, ozone, and potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 502–518.
- Danielsen, E. F., R. S. Hipskind, 1980: Stratospheric–tropospheric exchange at polar latitudes in summer. *J. Geophys. Res.*, **85**, 393–400.
- Defant, F., H. Taba, 1957: The threefold structure of the atmosphere and the characteristics of the tropopause. *Tellus*, **3**, 259–274.
- Dobson, G. M. B., A. W. Brewer, B. M. Cwilong, 1946: Bakerian Lecture. Meteorology of the lower stratosphere. *Proc. Roy. Soc. A*, **185**, 144–175.
- Durrán, D. R., 1999: *Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag New York Inc., 465 pp.
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.
- Egger, J., 1995: Tropopause height in baroclinic channel flow. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2232–2241.
- Ertel, H., 1942: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Meteor. Z.*, **59**, 277–281.
- Flohn, H., 1947: Die mittlere Höhenlage der Tropopause über der Nordhalbkugel. *Met. Rundschau*, **1**, 26–29.
- Gabriel, A., G. Schmitz, R. Geprägs, 1999: The tropopause in a 2d circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 4059–4068.
- Gettelman, A., P. M. de F. Forster, 2002: A climatology of the tropical tropopause layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 911–924.
- Gibson, J. K., P. Kallberg, S. Uppala, A. Hernandez, A. Nomura, E. Serrano. ERA description. ECMWF Reanalysis Project Report Series 1, ECMWF, 1997.
- Gold, E., 1909: The isothermal layer of the atmosphere and atmospheric radiation. *Proc. Roy. Soc. A*, **82**, 43–70.
- Goody, R. M., 1949: The thermal equilibrium at the tropopause and the temperature of the lower stratosphere. *Proc. Roy. Soc. A*, **197**, 487–505.
- Green, J. S. A., 1960: A problem in baroclinic stability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **86**, 237–251.
- Green, J. S. A., 1970: Transfer properties of the large–scale eddies and the general circulation of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 157–185.
- Grewe, V., M. Dameris, 1996: Calculating the global mass exchange between stratosphere and troposphere. *Ann. Geophys.*, **14**, 431–442.

- Gutowski, W. J., 1985: Baroclinic adjustment and midlatitude temperature profiles. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1733–1745.
- Gutowski, W. J., L. E. Branscome, D. A. Stewart, 1989: Mean flow adjustment during life cycles of baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1724–1737.
- Hakim, G. J., 2000: Climatology of coherent structures on the extratropical tropopause. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 385–406.
- Hakim, G. J., C. Snyder, D. J. Muraki, 2002: A new surface model for cyclone–anticyclone asymmetry. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2405–2419.
- Harnik, N., R. Lindzen, 1998: The effect of basic-state potential vorticity gradients on the growth of baroclinic waves and the height of the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 344–360.
- Haynes, P., J. Scinocca, M. Greenslade, 2001: Formation and maintenance of the extratropical tropopause by baroclinic eddies. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 4179–4182.
- Haynes, P., E. Shuckburgh, 2000: Effective diffusivity as a diagnostic of atmospheric transport, 2. troposphere and lower stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **105**, 22795–22810.
- Haynes, P. H., M. E. McIntyre, 1990: On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2021–2031.
- Held, I. M., 1978: The vertical scale of an unstable baroclinic wave and its importance for eddy heat flux parameterizations. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 572–576.
- Held, I. M., 1982: On the height of the tropopause and the static stability of the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 412–417.
- Held, I. M., 1999: The macroturbulence of the troposphere. *Tellus*, **51A–B**, 59–70.
- Held, I. M. The general circulation of the atmosphere. Lecture Notes, Woods Hole GFD Summer School, 2000.
- Held, I. M., T. Schneider, 1999: The surface branch of the zonally averaged mass transport circulation in the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1688–1697.
- Held, I. M., M. J. Suarez, 1994: A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **75**, 1825–1830.
- Highwood, E. J., B. J. Hoskins, 1998: The tropical tropopause. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 1579–1604.
- Highwood, E. J., B. J. Hoskins, P. Berrisford, 2000: Properties of the arctic tropopause. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1515–1532.
- Hoerling, M. P., T. K. Schaak, A. J. Lenzen, 1991: Global objective tropopause analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1816–1831.
- Hoerling, M. P., T. K. Schaak, A. J. Lenzen, 1993: A global analysis of stratospheric-tropospheric exchange during northern winter. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 162–172.

- Hoinka, K. P., 1997: The tropopause: discovery, definition and demarcation. *Meteor. Z.*, **N. F. 6**, 281–303.
- Hoinka, K. P., 1998: Statistics of the global tropopause. *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., 1990: On the global exchange of mass between the stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 392–395.
- Holton, J. R., 1992: *An introduction to dynamic meteorology*: volume 48 of *International Geophysics Series*. Academic Press, Inc., third edition, 511 pp.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglas, R. B. Rood, L. Pfister, 1995: Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, **33**, 403–439.
- Hoskins, B. J., 1991: Towards a PV- θ view of the general circulation. *Tellus*, **43AB**, 27–35.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877–946.
- Houghton, J. T., Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, C. A. Johnson, 2001: *Climate Change 2001: The Scientific Basis*. Cambridge Univ. Press, New York, 881 pp.
- Ioannou, P., R. S. Lindzen, 1986: Baroclinic instability in the presence of barotropic jets. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2999–3014.
- James, I. N., L. J. Gray, 1986: Concerning the effect of surface drag on the circulation of a baroclinic planetary atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 1231–1250.
- James, P., A. Stohl, C. Forster, S. Eckhardt, P. Seibert, A. Frank, 2003: A 15-year climatology of stratosphere–troposphere exchange with a Lagrangian particle dispersion model: 2. mean climate and seasonal variability. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8522, doi:10.1029/2002JD002639.
- Joseph, B., A. Mahalov, B. Nicolaenko, K.-L. Tse, 2002: Variability of turbulence and its outer scales in a nonuniformly stratified tropopause jet. *J. Atmos. Sci.*, eingereicht.
- Juckes, M., 2000: The static stability of the midlatitude troposphere: The relevance of moisture. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3050–3057.
- Juckes, M. N., 1997: The mass flux across the tropopause: Quasigeostrophic theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 71–99.
- Keyser, D., M. A. Shapiro, 1986: A review of the structure and dynamics of upper-level frontal zones. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 452–499.
- Kirk–Davidoff, D. B., R. S. Lindzen, 2000: An energy balance model based on potential vorticity homogenization. *J. Climate*, **13**, 431–448.
- Lait, L. R., 1994: An alternative form for potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1754–1759.

- Lamarque, J.-F., P. Hess, 1994: Cross-tropopause mass exchange and potential vorticity budget in a simulated tropopause folding. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2246–2269.
- Leutbecher, M. *Die Ausbreitung orographisch angeregter Schwerewellen in die Stratosphäre*. PhD thesis, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, 167 pp., 1998.
- Lindzen, R. S., 1993: Baroclinic neutrality and the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1148–1151.
- Lindzen, R. S., 1994: The effect of concentrated PV gradients on stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 3455–3466.
- Lindzen, R. S., B. Farrell, 1980: The role of polar regions in global climate, and a new parameterization of global heat transport. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 2064–2079.
- Lorenz, E., 1962: Simplified dynamics equations applied to the rotating-basin equations. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 39–51.
- Manabe, S., R. F. Strickler, 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361–385.
- McIntyre, M. E., 1992: Atmospheric dynamics: some fundamentals, with observational implications. In Gille, J. C., G. Visconti, editors, *Proc. Internat. School Phys. "Enrico Fermi" CXV Course, The Use of EOS for Studies of Atmospheric Physics*. North-Holland (Amsterdam, Oxford, New York, Toronto), 313–386.
- McIntyre, M. E. Balanced flow. In Holton, J. R., J. A. Pyle, J. A. Curry, editors, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, 680–684. Academic Press, 2003a.
- McIntyre, M. E. Potential vorticity. In Holton, J. R., J. A. Pyle, J. A. Curry, editors, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, 685–693. Academic Press, 2003b.
- Miloshevich, L. M., H. Vömel, A. Paukkunen, A. J. Heymsfield, S. J. Oltmans, 2001: Characterisation and correction of relative humidity measurements from vaisala rs80-a radiosondes at cold temperatures. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 135–156.
- Möller, F., S. Manabe, 1961: Über das Strahlungsgleichgewicht der Atmosphäre. *Z. f. Meteor.*, **15**, 3–8.
- Müller, R., G. Günther, 2003: A generalised form of Lait's modified potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, im Druck.
- Morgan, M. C., J. W. Nielsen-Gammon, 1998: Using tropopause maps to diagnose midlatitude weather systems. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 2555–2579.
- Muraki, D. J., G. J. Hakim, 2001: Balanced asymmetries of waves on the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 237–252.
- Nakamura, N., 1993: Momentum flux, flow symmetry, and the nonlinear barotropic governor. *J. Atmos. Sci.*, 2159–2179.
- Nakamura, N., 1996: Two-dimensional mixing, edge formation, and permeability diagnosed in area coordinates. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1524–1537.

- Nakamura, N., 1999: Baroclinic–barotropic adjustments in a meridionally wide domain. *J. Atmos. Sci.*, 2246–2260.
- National Climate Data Centre (NCDC). Data documentation for data set rawinsonde 6–second data. Technical Report D6211, Natl. Clim. Data Cent., Asheville, N. C., 1998.
- NOAA/NASA/USAF. US Standard Atmosphere 1976. Technical report, U.S. Government Printing Office, Washington, DC, 1976.
- Palmén, E., C. W. Newton, 1948: A study of the mean wind and temperature distribution in the vicinity of the polar front in winter. *J. Meteor.*, **5**, 220–226.
- Pedlosky, J., 1964: The stability of currents in the atmosphere and the ocean: part I. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 201–219.
- Pedlosky, J., 1987: *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag New York Inc., 710 pp.
- Phillips, N. A., 1954: Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two–level, quasi–geostrophic model. *Tellus*, **6**, 273–286.
- Pierrehumbert, R. T., H. Yang, 1993: Global chaotic mixing on isentropic surfaces. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2462–2480.
- Postel, G. A., M. H. Hitchman, 1999: A climatology of Rossby waves breaking along the subtropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 359–373.
- Reed, R. J., 1955: A study of a characteristic type of upper–level frontogenesis. *J. Meteor.*, **12**, 226–237.
- Reed, R. J., E. F. Danielsen, 1959: Fronts in the vicinity of the tropopause. *Arch. Met. Geophys. Biokl.*, **A 11**, 1–17.
- Reichler, T., M. Dameris, R. Sausen, D. Nordop, 1996: A global climatology of the tropopause height based on ECMWF–analyses. *Inst. für Phys. der Atmos. Rep.*, **57**, 23 pp.
- Reid, G. C., K. S. Gage, 1981: On the annual variation in height of the tropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1928–1938.
- Reiter, E. R., 1961: *Meteorologie der Strahlströme (Jet Streams)*. Springer-Verlag Wien, 473 pp.
- Reiter, E. R., 1975: Stratospheric–tropospheric exchange processes. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, 459–474.
- Rhines, P. B., W. R. Young, 1982: Homogenization of potential vorticity in planetary gyres. *J. Fluid Mech.*, **122**, 347–367.
- Santer, B. D., R. Sausen, T. M. L. Wigley, J. S. Boyle, K. AchutaRao, C. Doutriaux, J. E. Hansen, G. A. Meehl, E. Roeckner, R. Ruedy, G. Schmidt, K. E. Taylor, 2003: Behavior of tropopause height and atmospheric temperature in models, reanalyses, and observations: Decadal changes. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4002, doi:10.1029/2002JD002258.
- Satoh, M., Z. Neufeld, 2001: The latitudinal gradient of potential vorticity in the mid–latitudes of the troposphere. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 163–166.

- Schneider, T., 2003: The tropopause and the thermal stratification in the extratropics of a dry atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, im Druck.
- Schumann, U. Aircraft emissions. In Douglas, I., editor, *Encyclopedia of Global Environmental Change*, volume 3 of *Encyclopedia Britannica*, 178–186. John Wiley & Sons. Ltd, Chichester, 2002.
- Scott, R. K., J.-P. Cammas, 2002: Wave breaking and mixing at the subtropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2347–2361.
- Seidel, D. J., R. J. Ross, J. K. Angell, G. C. Reid, 2001: Climatological characteristics of the tropical tropopause as revealed by radiosondes. *J. Geophys. Res.*, **106**, 7857–7878.
- Seo, K. H., K. P. Bowman, 2001: A climatology of isentropic cross-tropopause exchange. *J. Geophys. Res.*, **106**, 28159–28172.
- Shapiro, M. A., 1978: Further evidence of the mesoscale and turbulent structure of upper level jet stream–frontal zone systems. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 1100–1111.
- Shapiro, M. A., 1980: Turbulent mixing within tropopause folds as a mechanism for the exchange of chemical constituents between the stratosphere and the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 994–1004.
- Shapiro, M. A., T. Hampel, A. J. Krueger, 1987: The arctic tropopause fold. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 444–454.
- Shepherd, T. G., 2002: Issues in stratosphere–troposphere coupling. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 769–792.
- Shimizu, A., T. Tsuda, 2000: Variations in tropical tropopause observed with radiosondes in Indonesia. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2541–2544.
- Simmons, A. J., B. J. Hoskins, 1978: The life cycles of some nonlinear baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 414–432.
- Smolarkiewicz, P. K., L. G. Margolin, A. A. Wyszogrodzki, 2001: A class of nonhydrostatic global models. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 349–364.
- Solomon, A., P. H. Stone, 2001a: Equilibration in an eddy resolving model with simplified physics. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 561–574.
- Solomon, A., P. H. Stone, 2001b: The sensitivity of an intermediate model of the midlatitude troposphere’s equilibrium to changes in radiative forcing. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2395–2410.
- Song, Y. *A study on the extratropical tropopause and baroclinic adjustment*. PhD thesis, Department of Geophysical Sciences, University of Chicago, 198 pp., 2001.
- Song, Y., N. Nakamura, 2000: Eady instability of isolated baroclinic jets with meridionally varying tropopause height. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 46–65.
- Sprenger, M., H. Wernli, 2003: A northern hemispheric climatology of cross-tropopause exchange for the ERA15 time period (1979–1993). *J. Geophys. Res.*, **108**, 8521, doi:10.1029/2002JD002636.

- Staley, D. O., 1957: A study of tropopause formation. *Beitr. Phys. Atmos.*, **29**, 290–316.
- Staley, D. O., 1960: Evaluation of potential-vorticity changes near the tropopause and the related vertical motions, vertical advection of vorticity, and transfer of radioactive debris from stratosphere to troposphere. *J. Meteor.*, **17**, 591–620.
- Steinbrecht, W., H. Claude, U. Köhler, K. P. Hoinka, 1998: Correlations between tropopause height and total ozone: Implications for long-term changes. *J. Geophys. Res.*, **103**, 19183–19192.
- Stohl, A., P. Bonasoni, P. Cristofanelli, W. Collins, J. Feichter, A. Frank, C. Forster, E. Gerasopoulos, H. Gäggeler, P. James, T. Kentarchos, H. Kromp-Kolb, B. Krüger, C. Land, J. Meloen, A. Papayannis, A. Priller, P. Seibert, M. Sprenger, G. J. Roelofs, H. E. Scheel, C. Schnabel, P. Siegmund, L. Tobler, T. Trickl, H. Wernli, V. Wirth, P. Zanis, C. Zerefos, 2003: Stratosphere–troposphere exchange: A review, and what we have learned from STACCATO. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8516, doi:10.1029/2002JD002490.
- Stone, P. H., 1972: A simplified radiative–dynamical model for the static stability of rotating atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 405–418.
- Stone, P. H., 1978: Baroclinic adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 561–571.
- Stone, P. H., L. Branscome, 1992: Diabatically forced, nearly inviscid eddy regimes. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 355–367.
- Sun, D.-Z., R. S. Lindzen, 1994: A PV view of the zonal mean distribution of temperature and wind in the extratropical troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 757–772.
- Swanson, K. L., 2001: Upper–tropospheric potential vorticity fluctuations and the dynamical relevance of the time mean. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1815–1826.
- Swanson, K. L., R. T. Pierrehumbert, 1995: Potential vorticity homogenization and stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 990–994.
- Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins, M. E. McIntyre, 1993: Two paradigms of baroclinic–wave life–cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 17–55.
- Thorpe, A. J., 1986: Synoptic scale disturbances with circular symmetry. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1384–1389.
- Thorpe, A. J., H. Volkert, 1997: Potential vorticity: A short history of its definitions and uses. *Meteor. Z.*, **N. F. 6**, 275–280.
- Thuburn, J., G. C. Craig, 1997: GCM tests of theories for the height of the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 869–882.
- Thuburn, J., G. C. Craig, 2000: Stratospheric influence on tropopause height: the radiative constraint. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 17–28.
- Thuburn, J., G. C. Craig, 2002: On the temperature structure of the tropical substratosphere. *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2001JD000448.
- Trenberth, K. E., C. J. Guillemont, 1994: The total mass of the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **99**, 23079–23088.

- Valdes, P. J., B. J. Hoskins, 1988: Baroclinic instability of the zonally averaged flow with boundary layer damping. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1584–1593.
- Vallis, G. K., 1988: Numerical studies of eddy transport properties in eddy-resolving and parametrized models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 183–204.
- Wang, L., M. A. Geller, 2003: Morphology of gravity-wave energy as observed from 4 years (1998–2001) of high vertical resolution U.S. radiosonde data. *JGR*, **108**, 4489, doi:10.1029/2002JD002786.
- Wei, M.-Y., 1987: A new formulation of the exchange of mass and trace constituents between the stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3079–3086.
- Welch, W. T., K. K. Tung, 1998: Nonlinear baroclinic adjustment and wavenumber selection in a simple case. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1285–1302.
- Wernli, H., M. Bourqui, 2002: A lagrangian “1-year climatology” of (deep) cross-tropopause exchange in the extratropical Northern Hemisphere. *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2001JD000812.
- Wickert, J., C. Reigber, G. Beyerle, R. König, C. Marquardt, T. Schmidt, L. Grunwaldt, R. Galas, T. K. Meehan, W. G. Melbourne, K. Hocke, 2001: Atmosphere soundings by GPS radio occultation: first results from CHAMP. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3263–3266.
- Wirth, V., 2000: Thermal versus dynamical tropopause in upper-tropospheric balanced flow anomalies. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 299–317.
- Wirth, V., 2001: Cyclone-anticyclone asymmetry concerning the height of the thermal and the dynamical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 26–31.
- Wirth, V., 2003: Static stability in the extratropical tropopause region. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1395–1409.
- Wirth, V., J. Egger, 1999: Diagnosing extratropical synoptic-scale stratosphere-troposphere exchange: A case study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 635–655.
- WMO, 1957: Meteorology - a three-dimensional science. *WMO Bull.*, **6**, 134–138.
- Zhou, X. L., M. A. Geller, M. H. Zhang, 2001: Tropical cold point tropopause characteristics derived from ecmwf reanalyses and soundings. *J. Climate*, **14**, 1823–1838.
- Zängl, G. *Die Tropopause in den Polargebieten*. PhD thesis, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 171 pp., 1999.
- Zängl, G., K. P. Hoinka, 2001: The tropopause in the polar regions. *J. Climate*, **14**, 3117–3139.
- Zängl, G., V. Wirth, 2002: Synoptic-scale variability of the polar and subpolar tropopause: Data analysis and idealized pv inversions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 2301–2315.
- Zurita, P., R. S. Lindzen, 2001: The equilibration of short Charney waves: Implications for potential vorticity homogenization in the extratropical troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3443–3462.

Dank

Diese Arbeit profitierte von der Hilfestellung von einer Reihe von Personen. An erster Stelle bedanke ich mich bei meinem Betreuer Andreas Dörnbrack, der mir die nötige Freiheit gab, dieses zunächst beiläufig entstandene Thema bearbeiten zu können und mit mir stets die Begeisterung für dieses und andere spannende Forschungsgebiete teilte. Der Ideenaustausch und die vielen Diskussionen mit ihm waren produktiv. Das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit war sehr wertvoll.

Meinem Erstgutachter Prof. U. Schumann danke ich für die initiale Idee und das stets entgegengebrachte Interesse für den Fortgang dieser Arbeit und die damit verbundenen Diskussionen. Meinem Zweitgutachter Prof. J. Egger danke ich für konstruktive Kritik an einer früheren Version dieser Arbeit, durch die sich die Darstellung verbesserte und der Inhalt konkretisierte.

Die wichtigste Zutat dieser Arbeit – die vertikal hochaufgelösten Radiosondendaten – wurde kostenlos vom DWD Oberschleißheim und vom SPARC Data Centre zur Verfügung gestellt. Dafür und für die Beantwortung wichtiger Fragen danke ich A. Kaestner, G. Limberger und H. Schwemmer vom DWD und Marvin Geller, P. Udelhofen[†] und Ling Wang von der Stony Brook University, New York. Bei anfänglichen Schwierigkeiten mit den Daten vom DWD war die Hilfe von Jana Freund und Winfried Beer wertvoll.

Für die zweimalige Einladung, als Gastwissenschaftler am MMM/NCAR zu arbeiten, bedanke ich mich bei Piotr Smolarkiewicz. Mein Dank gilt ihm, sowie Joan Alexander, Terry Clark, Greg Hakim, Todd Lane, Don Lenschow, Michael Montgomery, Dave Muraki, Laura Pan, Riwal Plougonven, Rich Rotunno, Mel Shapiro und Chris Snyder für die zahlreichen produktiven Diskussionen während meiner Aufenthalte in Boulder.

George Craig danke ich für hilfreiche Ratschläge und Diskussionen in der Endphase dieser Arbeit. Die Diskussionen und der Ideenaustausch mit Volkmar Wirth war eine große Hilfe und mir ein Vergnügen. Auch der Ideenaustausch mit Günther Zängl war hilfreich. Bei Andreas Muschinski bedanke ich mich für die Bemerkungen zur Definition der Tropopausenschärfe.

Für die Bereitstellung der ERA-Daten und des ECMWF-Rechnerzugangs innerhalb des special projects “Climatology of the global tropopause”, sowie viele nützliche Diskussionen zur Tropopause danke ich Klaus-Peter Hoinka. Erfahrene Ratschläge von Hans Volkert haben in vielen Situationen geholfen. Für die hilfreiche Bemerkung zur Definition der Homogenisierung in Abschnitt 4.3 danke ich Thomas Gerz. Bei Rechnerproblemen jeglicher Art war Winfried Beer stets hilfreich. Den Arbeitskollegen am Institut für Physik der Atmosphäre, insbesondere meinem Zimmerkollegen Christain Keil danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Den Mitgliedern der Laufgruppe “Döbi” (Reinhard Blumrich, Andreas Dörnbrack und Katja Friedrich) danke ich für die sportliche Abwechslung.

Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester, die mich während der vielen Ausbildungsjahre immer unterstützt und in schwierigen Phasen aufgemuntert haben. Meiner Freundin danke ich für die viele Geduld, die große Unterstützung und die Aufmunterungen, die mir das Auf und Ab des Promotionsstudiums erleichtert haben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Thomas Birner
geboren am 8. April 1975
in Leipzig
Anschrift Konrad-Adenauer-Allee 61, 86150 Augsburg

Schulausbildung

in Leipzig
Mai 1993 Abitur am Gymnasium Max Klinger Schule

Zivildienst

August 1994 bis Oktober 1995
Arbeiterwohlfahrt Leipzig

Studium

Oktober 1993 bis November 1999
Studium der Physik an der Universität Leipzig
November 1999 Diplom in Physik
Thema der Diplomarbeit:
Rauschinduzierte Phasenübergänge in Systemen harmonisch gekoppelter Stratonovich Modelle.

Promotion

Dezember 1999 bis Oktober 2003 an der
Ludwig-Maximilians-Universität München
seit Dezember 1999 wissenschaftlicher Angestellter am Institut
für Physik der Atmosphäre, DLR-Oberpfaffenhofen