

INAUGURAL-DISSERTATION

am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn
zur Erlangung der Doktorwürde
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Rostock

Lidarmessungen von Temperaturen und Schwerewellen zwischen 1 – 105 km über Kühlungsborn (54° N, 12° O)

von
Monika Rauthe

Abstract: The temperature measurements taken at Kühlungsborn (54° N, 12° E) with two different lidars yield data sets covering the whole altitude range between the troposphere and the lower thermosphere (1–105 km). Measurements from more than 230 nights were collected (2002–2006). Apart from some gaps due to adverse weather conditions in winter, the measurements were well distributed throughout the year. Comprehensive information on the seasonal variation of temperatures and of the gravity wave activity was extracted from this data set. The seasonal variation of lidar temperatures matches other data sets, as well. The largest differences occur in winter because of stratospheric warmings accompanied by mesospheric cooling. The results of a harmonic fit represent the original data very well without greater inhomogeneities. In the analyses of gravity wave activity the dominating vertical wavelengths do not show any seasonal variation. In contrast to this, the temperature fluctuations experience a clear annual cycle with a maximum in winter. The most significant winter-summer difference exists at about 60 km where the temperature fluctuations in winter are more than twice as large as they are in summer. Further investigations have shown that, apart from the different wave filtering by winds, the density and temperature background and the wave damping also play an important role in creating the seasonal variation of gravity wave activity. The superposition of the waves and the significance of background variables were investigated by means of a linear gravity wave simulation. It was found that only few wave modes dominate the wave structures, but these structures are generated by some hundred waves. The importance of the background (density, temperature, wind) concerning the winter-summer ratio of temperature fluctuations and the wave propagation were confirmed by the simulation. Here however, the source plays a minor role for this ratio.

Postal address:
Schloss-Str. 6
18225 Ostseebad Kühlungsborn
Germany

IAP Kühlungsborn
Januar 2008
IAP Nr. 23/2008
ISSN 1615–8083



**Lidarmessungen von Temperaturen und Schwerewellen zwischen
1 – 105 km über Kühlungsborn (54° N, 12° O)**

von
Monika Rauthe

**Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock
angenommen.**

**Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Lübken (Universität Rostock)
PD Dr. M. Bittner (DLR, Oberpfaffenhofen)**

verteidigt am: 18. Januar 2008

Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit mit zwei Lidars durchgeführten Temperaturmessungen in Kühlungsborn (54° N, 12° O) bieten erstmalig einen konsistenten Datensatz von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre (1–105 km). Es wurden insgesamt mehr als 230 Messnächte analysiert (2002–2006), die bis auf einige wetterbedingte Messlücken im Winter das Jahr sehr gut abdecken. Dies ermöglichte die Untersuchung des Jahresgangs der Temperaturen und der Schwerewellenaktivität.

Der Jahresgang der Temperaturen zeigt grundsätzlich eine gute Übereinstimmung mit anderen Datensätzen. Die Abweichungen sind im Winter am größten wegen auftretender stratosphärischer Erwärmungen und damit einhergehenden mesosphärischen Abkühlungen. Die Ergebnisse der harmonischen Analyse spiegeln die Originaldaten ohne größere Inhomogenitäten sehr gut wieder. Bei der Analyse der Schwerewellenaktivität hat sich herausgestellt, dass die dominierenden vertikalen Wellenlängen keine saisonalen Variationen zeigen. Im Gegensatz dazu ist in den Temperaturfluktuationen eine eindeutige jährliche Variation mit Maximum im Winter zu finden. Dieser Jahresgang ist bei etwa 60 km am stärksten und weist im Winter mehr als doppelt so große Temperaturfluktuationen als im Sommer auf. Dabei hat sich herausgestellt, dass neben der unterschiedlichen Windfilterung weitere Aspekte, wie Dichte- und Temperaturhintergrund und die Dämpfung der Wellen eine wichtige Rolle für die Ausprägung der saisonale Variation der Schwerewellenaktivität spielen.

Die Überlagerung der Wellen und der Einfluss der Hintergrundfelder ist mit Hilfe einer linearen Schwerewellensimulation näher untersucht worden. Es wurde gezeigt, dass zwar nur wenige Moden die Wellenstrukturen dominieren, dass aber zur Generierung der beobachteten klaren Strukturen in der Simulation mehrere hundert Wellen notwendig sind. Die Bedeutung der Hintergrundfelder (Dichte, Temperatur und Wind) für das Winter-Sommer-Verhältnis der Temperaturfluktuationen und für die Ausbreitung der Wellen konnte mit der Simulation untermauert werden. Die Quelle spielt hingegen eine untergeordnete Rolle für das Winter-Sommer-Verhältnis der Fluktuationen.

Abstract

The temperature measurements taken at Kühlungsborn (54° N, 12° E) with two different lidars yield data sets covering the whole altitude range between the troposphere and the lower thermosphere (1–105 km). Measurements from more than 230 nights were collected (2002–2006). Apart from some gaps due to adverse weather conditions in winter, the measurements were well distributed throughout the year. Comprehensive information on the seasonal variation of temperatures and of the gravity wave activity was extracted from this data set.

The seasonal variation of lidar temperatures matches other data sets, as well. The largest differences occur in winter because of stratospheric warmings accompanied by mesospheric cooling. The results of a harmonic fit represent the original data very well without greater inhomogeneities. In the analyses of gravity wave activity the dominating vertical wavelengths do not show any seasonal variation. In contrast to this, the temperature fluctuations experience a clear annual cycle with a maximum in winter. The most significant winter-summer difference exists at about 60 km where the temperature fluctuations in winter are more than twice as large as they are in summer. Further investigations have shown that, apart from the different wave filtering by winds, the density and temperature background and the wave damping also play an important role in creating the seasonal variation of gravity wave activity.

The superposition of the waves and the significance of background variables were investigated by means of a linear gravity wave simulation. It was found that only few wave modes dominate the wave structures, but these structures are generated by some hundred waves. The importance of the background (density, temperature, wind) concerning the winter-summer ratio of temperature fluctuations and the wave propagation were confirmed by the simulation. Here however, the source plays a minor role for this ratio.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	2
1.2	Gliederung der Arbeit	4
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Druck, Dichte und Temperatur	5
2.2	Dynamische und andere Grundgleichungen	7
2.3	Schwerewellen	8
2.3.1	Trägheitsschwerewellen	9
2.3.2	Dispersionsrelation	10
2.3.3	Kritische Niveaus, Reflektionsniveaus und Brechung	11
2.3.4	Energie von Schwerewellen	12
2.4	Residuelle Zirkulation	13
2.5	Stratosphärische Erwärmungen	15
3	Lidar: Messmethode und Temperaturberechnung	18
3.1	Grundlagen der Lidarmessungen	19
3.1.1	Streuprozesse in der Atmosphäre	19
3.1.2	Lidar-Gleichung	20
3.2	Das RMR-Lidar	21
3.3	Das Kalium-Resonanzlidar	24
3.4	Berechnung der Temperaturprofile	26
3.4.1	Messmethode beim K-Lidar	26
3.4.2	Messmethoden beim RMR-Lidar	27
4	Jahresgang der mittleren Temperaturen	32
4.1	Datengrundlage für den Jahresgang	32
4.2	Jahresgang der Temperaturen	33
4.2.1	Monatsmittelwerte der Temperaturen	34
4.2.2	Vergleich mit anderen Datensätzen	35
4.2.3	Harmonische Analyse des Jahresgangs	37
4.3	Besonderheiten der Temperaturen	42
4.3.1	Stratosphärische Erwärmung und mesosphärische Abkühlung	42
4.3.2	Mesopausenhöhe und Winde	44
4.4	Diskussion	45

5	Fallstudien zur Schwerewellenauswertung	50
5.1	Vorstellung der Analysetechniken	50
5.1.1	Temperaturen und ihre Fluktuationen	50
5.1.2	Spektrale Analysen	54
5.2	Messungen in drei aufeinander folgenden Nächten	57
5.2.1	Temperaturfluktuationen	57
5.2.2	Spektrale Analysen	57
5.2.3	Transmissionsrechnung	59
5.3	Winter 2005/2006	60
5.3.1	Die stratosphärische Situation im Winter 2005/2006	61
5.3.2	Ergebnisse der Lidarmessungen	61
5.3.3	Analyse der meteorologischen Situation	64
5.3.4	Zusammenfassung der Ergebnisse und Diskussion	68
6	Winter-Sommer-Vergleich	71
6.1	Variabilität der Temperaturfluktuationen	71
6.1.1	Höhenverlauf der Temperaturfluktuationen	72
6.1.2	Winter-Sommer-Verhältnis der Temperaturfluktuationen	75
6.2	Vertikale Wellenlängen	77
6.2.1	Spektrum der vertikalen Wellenlängen	77
6.2.2	Höhenverteilung der vertikalen Wellenlängen	78
6.3	Weitere Anmerkungen	79
6.4	Diskussion	79
7	Simulation zur Schwerewellenausbreitung	84
7.1	Grundzüge der Schwerewellen-Simulation	84
7.1.1	Quelle	85
7.1.2	Filterung und Brechung	86
7.1.3	Wellenstrukturen	87
7.2	Sensitivitätsstudien	89
7.2.1	Abhängigkeit von den Hintergrundfeldern	89
7.2.2	Abhängigkeit von den Zufallszahlen	91
7.3	Winter-Sommer-Vergleich	91
7.3.1	Verhältnis der Amplituden	91
7.3.2	Unterschiede in der Brechung	93
7.4	Diskussion und Zusammenfassung	94
8	Jahresgang der Schwerewellencharakteristika	96
8.1	Temperaturfluktuationen und potentielle Energie	96
8.2	Einfluss des Windes auf die Temperaturfluktuationen	98
8.3	Vertikale Wellenlängen	100
8.4	Diskussion	102
9	Zusammenfassung und Ausblick	105
9.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	105
9.2	Ausblick	107

Anhang A	109
A.1 Mathematische Ergänzungen zur linearen Schwerewellentheorie	109
A.2 Mathematische Beschreibung der residuellen meridionalen Zirkulation	110
Anhang B	112
B.1 Messstatistik	112
B.2 Mittelwerte	113
B.3 Weitere Analysen zum Jahresgang der Temperatur	118
Anhang C	120
C.1 Beschreibung der Schwerewellen-Simulation	120
C.1.1 Hintergrundfelder	120
C.1.2 Quelle	120
C.1.3 Vorgehensweise bei der Wellenausbreitung	122
C.1.4 Einfluss der Zufallszahlen auf die Temperaturfluktuationen	124
C.2 Studie zur Überlagerung von Wellen	125
Anhang D	127
D.1 Weitere Analysen zum Jahresgang der Schwerewellenaktivität	127
D.1.1 Jahresgang der potentiellen Energie	127
D.1.2 Monatsmittelwerte der Temperaturfluktuationen	127
Literaturverzeichnis	129
Liste der Figuren	139
Liste der Tabellen	142
Liste der Abkürzungen	143
Liste der Symbole	145
Danksagungen	147
Curriculum Vitae	149

Kapitel 1

Einleitung

Die Temperaturstruktur der Erdatmosphäre und ihre Variabilität aufgrund von Wellen sind die Schwerpunkte dieser Arbeit. Die Temperaturverlauf in der Atmosphäre oberhalb von 10 km ist erst seit gut 100 Jahren im Blickpunkt der Forschung. Damals entdeckten Teisserenc de Bort und Aßmann bei Ballonaufstiegen, dass die Temperatur oberhalb von etwa 10 km nicht weiter mit der Höhe abnimmt, sondern sogar wieder ansteigt [Aßmann, 1902; Teisserenc de Bort, 1902]. Die ersten Beobachtungen der Temperaturstruktur oberhalb von etwa 75 km waren erst nach 1960 mit Hilfe von Raketenmessungen möglich [Theon et al., 1966].

Die gängige Benennung der unterschiedlichen Atmosphärenschichten basiert dabei auf dem vertikalen Temperaturgradienten. Es wird, wie in Abbildung 1.1 dargestellt, zwischen Troposphäre (bis etwa 12 km), Stratosphäre (bis etwa 50 km), Mesosphäre (bis etwa 100 km) und Thermosphäre (oberhalb von etwa 100 km) unterschieden. Die Übergänge zwischen den Schichten werden Tropopause, Stratopause und Mesopause genannt. Für die Abbildung 1.1 wurden mittlere Profile aus den Lidarmessungen am Standort Kühlungsborn (54° N , 12° O) berechnet. Dazu wurden für den Sommer 56 Messungen aus den Monaten Juni und Juli und für den Winter 19 Messungen aus den Monaten November, Dezember und Januar gemittelt. Es ist deutlich zu sehen, dass die mittlere Temperaturstruktur im Sommer und Winter unterschiedlich ist.

Die besonders niedrigen Temperaturen an der Mesopause im Sommer entstehen vorwiegend durch die Wirkung brechender Schwerewellen auf die Zirkulation in der Mesosphäre [siehe z.B. Holton, 1992]. Diese sorgen für eine Impulsablagerung in zonaler Richtung. Durch die Corioliskraft ergibt sich eine äquatorwärts gerichtete Meridional Komponente des Windes vom Sommer- zum Winterpol. Aufgrund der Massenerhaltung führt dies zu einem aufwärts

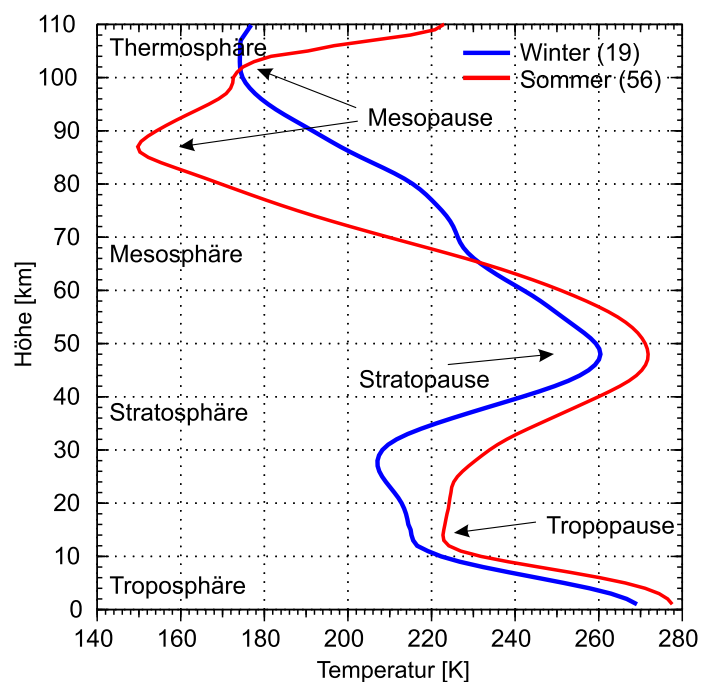


Abbildung 1.1: Mittlere Temperaturprofile für Winter und Sommer aus den Lidarmessungen der Jahre 2002–2006 (November bis Januar bzw. Juni und Juli). Die Anzahl der Messungen ist in Klammern vermerkt.

gerichteten Vertikalwind in der polaren Sommerhemisphäre. Dieser sorgt für eine adiabatische Abkühlung und sehr niedrige Temperaturen an der Mesopause im Sommer, die bis zu 90 K unter den zu erwartenden Strahlungsgleichgewichtstemperaturen liegen. An der Sommermesopause werden so die niedrigsten Temperaturen in der Atmosphäre überhaupt erreicht (unter 120 K in polaren Breiten). Im Winter sorgt der abwärts gerichtete Vertikalwind für eine adiabatische Erwärmung, so dass die Mesopausentemperaturen dann oberhalb der Strahlungsgleichgewichtstemperaturen liegen.

So entstehen sehr große Unterschiede in der Mesopausentemperatur zwischen Sommer und Winter von etwa 60 K in polaren Breiten und immerhin noch mehr als 25 K in mittleren Breiten (vgl. Abb. 1.1). Zusätzlich variiert auch die Höhe der Mesopause mit der Saison, wobei es global nur zwei Niveaus gibt [*She und von Zahn*, 1998]. In Abbildung 1.1 ist zu sehen, dass im Sommerzustand die Mesopause bei etwa 87 km, im Normalzustand im Winter hingegen bei ca. 100 km liegt.

Ein weiterer durch Wellen verursachter Effekt sind Erwärmungen in der Stratopausenregion im Winter. Damit treten auch häufig so genannte mesosphärische Abkühlungen auf. Beide Phänomene haben ihre Ursache in der veränderten Aktivität großskaliger planetarer Wellen und damit einhergehender Veränderung ihrer Ausbreitung. Durch die geänderte Filterung von planetaren Rossby-Wellen verändert sich aufgrund des Impulsübertrags das Windfeld. So ändern sich wiederum die Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen und auch deren Impulsübertrag, was zu den beobachteten Veränderungen in der Temperaturstruktur führt.

1.1 Motivation

Die Eigenschaften der groß- und kleinskaligen Wellen in der Atmosphäre sind bis heute Gegenstand der Forschung [siehe z.B. *Holton und Alexander*, 2000; *Fritts und Alexander*, 2003]. Solche Wellen sind in der Temperatur, aber auch in Wind, Druck und Dichte zu beobachten. Man unterscheidet zwischen akustischen Wellen mit Perioden von einigen Sekunden bis wenigen Minuten, Schwerewellen mit Perioden von einigen Minuten bis Stunden und planetaren Wellen mit Perioden von Tagen. Außerdem verursachen auch Gezeiten Abweichungen vom mittleren Zustand. Sie entstehen durch die über den Tag variierende Einstrahlung der Sonne. Es wird zwischen migrierenden und nicht migrierenden Gezeiten unterschieden. Im Gegensatz zu den migrierenden Gezeiten breiten sich die nicht migrierenden nicht sonnensynchron aus, da ihre Amplitude längenabhängig moduliert wird. Die Ursache hierfür liegt in nicht symmetrisch verteilten Wärmequellen z.B. in der Wasserdampfverteilung in der Troposphäre und in unterschiedlichen Oberflächentemperaturen von Land und Meer. Außerdem entstehen sie auch aus migrierenden Gezeiten, die mit planetaren Wellen wechselwirken. Für alle Wellentypen gilt, dass durch Wechselwirkung zwischen Grundstrom und Wellen ein Austausch von Impuls und Energie stattfindet [siehe zum Überblick *Holton und Alexander*, 2000, und Referenzen darin]. Wie schon oben erläutert, spielen Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre eine wichtige Rolle bei der Ausbildung der Temperaturstruktur.

Schwerewellen können in der Troposphäre durch viele verschiedene Prozesse angeregt werden: Überströmung von orographischen Hindernissen, starke Konvektion (z.B. in Gewittern), vertikale Windscherungen und Annäherungen an das geostrophische Gleichgewicht in Jetregionen. In der Stratosphäre und Mesosphäre sind Rossby-Wellen-Brechung und Welle-Welle-Wechselwirkung eine weitere Quelle [z.B. *Fritts et al.*, 2006, und Referenzen darin]. Wenn die Schwerewellen sich in die höheren Schichten der Atmosphäre ausbreiten, werden Impuls und Energie der Welle dort durch Filterung und Brechung mit der Hintergrundatmo-

sphäre ausgetauscht und so die globale Zirkulation beeinflusst [siehe zum Überblick *Fritts und Alexander*, 2003, und Referenzen darin]. Dabei sorgt die Kopplung der verschiedenen Schichten für Veränderungen der Impulsablagerung und damit der Zirkulation. Zum Beispiel wurde von *Becker und Schmitz* [2003] gezeigt, dass Orographie und die Unterschiede in der Land-See-Erwärmung Effekte auf die durch Schwerewellen getriebene meridionale Zirkulation der Mesosphäre haben. Es wird auch darüber spekuliert, dass Rückkopplungen von der Stratosphäre auf die Troposphäre und das dortige Wettergeschehen existieren [*Baldwin et al.*, 2003; *Christiansen*, 2005]. Insgesamt ist die Kopplung aller Schichten Gegenstand heutiger Forschung [z.B. *Summers*, 1999; *Baldwin und Dunkerton*, 2005; *Baldwin et al.*, 2007].

In der Atmosphäre werden Schwerewellen mit verschiedenen bodengebundenen, in situ- und weltraumgestützten Messmethoden untersucht. Mit Lidars ist es möglich den Höhenbereich von der Troposphäre bis in die Thermosphäre abzudecken [z.B. *Gardner et al.*, 1989; *Wilson et al.*, 1990; *Rauthe et al.*, 2006]. In der Troposphäre und Mesosphäre werden Schwerewellen auch mit Hilfe von Radars beobachtet [z.B. *Fritts und Hoppe*, 1995; *Hoppe und Fritts*, 1995; *Nakamura et al.*, 1996; *Serafimovich et al.*, 2005]. Durch so genannte Airglow-Imager werden in der Mesopausenregion Schwerewellen als Helligkeitsvariationen in der Emission z.B. aus der OH- oder OI-Schicht detektiert [z.B. *Stockwell und Lowe*, 2001; *Suzuki et al.*, 2004]. In ähnlicher Höhe ist dies auch mit Riometern möglich [*Jarvis et al.*, 2003]. Hierbei wird die Änderung der Absorption von kosmischer Radiostrahlung ausgenutzt, die durch Schwankungen in der Luftdichte aufgrund von Wellen auftreten. Mit Radiosonden und Langzeitballonflügen in der Stratosphäre ist die Bestimmung von Schwerewellenparametern durch in situ-Messungen in der Troposphäre und Stratosphäre möglich [z.B. *Allen und Vincent*, 1995; *Hertzog et al.*, 2002]. Mit Raketenmessungen werden hingegen die obere Stratosphäre und Mesosphäre abgedeckt [z.B. *Hirota*, 1984; *Eckermann et al.*, 1995; *Rapp et al.*, 2002]. Flugzeuggetragene Messungen helfen beim Verständnis bestimmter Phänomene, z.B. der Entstehung von Schwerewellen an Gebirgen [z.B. *Jasperson et al.*, 1990; *Doyle et al.*, 2002]. Globale Muster von Schwerewellenparametern sind mit Satellitenmessungen zu erfassen, dafür werden die unterschiedlichsten Messgrößen genutzt: Strahlungsvarianzen, Ozonkonzentrationen, Temperaturen und Szintillationen an Sternen [z.B. *Wu und Waters*, 1996; *Eckermann und Preusse*, 1999; *Wüst und Bittner*, 2006; *Krebsbach und Preusse*, 2007; *Sofieva et al.*, 2007].

Ein weiterer wichtiger Aspekt von Schwerewellen sind deren Senken. Durch dynamische und konvektive Instabilitäten [*Fritts und Alexander*, 2003, und Referenzen darin] kommt es in der mittleren Atmosphäre zur Generierung von Turbulenz und letztendlich für den Übertrag von Energie an den Grundstrom [z.B. *Lübken*, 1997]. Um die Entstehung von Turbulenz im Detail zu untersuchen werden in Simulationen einzelne Wellen studiert [z.B. *Fritts et al.*, 1994; *Achatz*, 2005, 2007].

Daneben hat eine große Zahl von Studien mit globalen Zirkulationsmodellen das Verständnis zu Schwerewellen erweitert, vor allem im Bezug auf deren Spektren, Ausbreitung und Wechselwirkung mit der Atmosphäre und die Quantifizierung des Einflusses der Schwerewellen auf die globale Zirkulation und thermische Struktur [z.B. *Eckermann*, 1992; *Becker et al.*, 2004]. Um die Realitätsnähe der Modellergebnisse zu überprüfen und Parametrisierungen von Schwerewellen in komplexen Klimamodellen weiter zu verbessern, spielen die Beobachtungsergebnisse zu Schwerewellen eine große Rolle. Ein Überblick zu den derzeit verwendeten Parametrisierungen von Schwerewellen in globalen Zirkulationsmodellen findet sich in *Kim et al.* [2003].

Für zukünftige Erweiterungen der Kenntnisse über Schwerewellen sind weitere Beobachtungen mit verbesserten Messmethoden notwendig. Denn zur Zeit gibt es nur wenige

Messungen, die den kompletten Höhenbereich von der Generierung der Schwerewellen in Troposphäre bzw. unteren Stratosphäre bis zu deren Brechung in der Mesosphäre erfassen. Außerdem ist eine hohe Messgenauigkeit der Temperaturen auf wenige Kelvin genau notwendig, um die durch die Schwerewellen verursachten Temperaturvariationen zu erfassen.

Die hier vorgestellten Lidarmessungen zwischen 1 und 105 km werden am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik (IAP) in Kühlungsborn (54° N, 12° O) durchgeführt (Abb. 1.2). Die Messungen an einem Standort in mittleren Breiten stellen damit ein Bindeglied zu Messungen zwischen polaren und tropischen Breiten dar. Konsistente Messungen, die erstmalig von Troposphäre bis in die untere Thermosphäre reichen, liefern einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Kopplung zwischen den Schichten. Mit den gewonnenen Daten ist es möglich, neben der Bestimmung der mittleren Tempera-

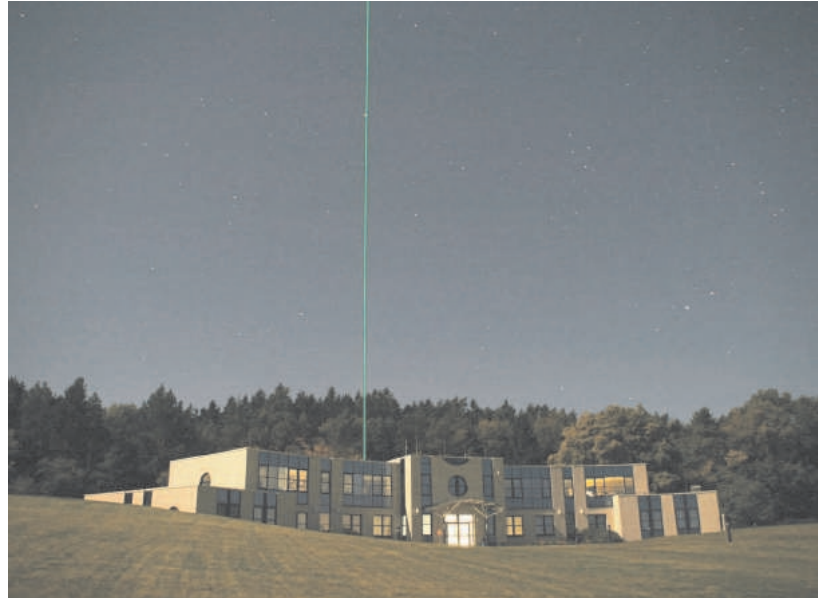


Abbildung 1.2: Blick auf das Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn (54° N, 12° O) bei Nacht. Es ist der Laserstrahl des Rayleigh-Mie-Raman-Lidars zu sehen (Foto: G. Baumgarten).

turen auch die zeitlichen Veränderungen der Temperaturprofile zu untersuchen. Bei einem statistischen Fehler von nur wenigen Kelvin wird eine hohe Messgenauigkeit erreicht. Die beobachteten Wellenstrukturen stehen im Mittelpunkt dieser Arbeit. Die Eigenschaften dieser Wellen werden näher charakterisiert und im Jahresgang dargestellt sowie Ursachen für die saisonale Unterschiede in den Welleneigenschaften näher beleuchtet.

1.2 Gliederung der Arbeit

Die Basis der hier präsentierten Promotionsarbeit bilden Temperaturmessungen mit einer Kombination aus zwei Lidars, die erstmalig den kompletten Höhenbereich von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre abdecken (1–105 km). Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Nach einer kurzen Darstellung der theoretischen Grundlagen wichtiger Prozesse in der Atmosphäre (Kap. 2) wird in Kapitel 3 die Methode der Lidarmessungen über diesen großen Höhenbereich ausführlich erläutert. In Kapitel 4 werden die mittleren Temperaturen im Jahresgang gezeigt. Danach werden in den nächsten vier Kapiteln die Wellenstrukturen näher analysiert. Dazu werden in Kapitel 5 die Analysetechniken vorgestellt und einige Besonderheiten von Einzelmessungen herausgearbeitet. Die Unterschiede in den Wellenstrukturen zwischen Winter und Sommer werden anschließend diskutiert (Kap. 6). Um diese weiter zu analysieren wird in Kapitel 7 eine lineare Schwerewellensimulation benutzt. Den Abschluss der Arbeit bilden Jahresgänge zu verschiedenen Schwerewellenparametern (Kap. 8) und die Zusammenfassung aller Ergebnisse mit einem Ausblick (Kap. 9). Für Abkürzungen und Symbole wird auf die Anhänge ab Seite 143 verwiesen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sind einige theoretische Grundlagen zur Atmosphäre zusammengefasst, die für ihre thermische Struktur und für die Ausbreitung von Wellen wichtig sind. Außerdem werden einige theoretische Grundlagen zu Schwerewellen dargelegt, soweit sie für diese Arbeit und die darin gezeigten Lidarmessungen relevant sind. Weitergehende Ausführungen zu Schwerewellen sind z.B. im Übersichtsartikel von *Fritts und Alexander* [2003] und den Referenzen darin zu finden. Im letzten Teil des Kapitels wird eine kurze Erläuterung zur Physik der residuellen Zirkulation und von stratosphärischen Erwärmungen gegeben. Beide Phänomene finden sich in den Lidarmessungen wieder, die in den darauffolgenden Kapiteln präsentiert werden.

2.1 Druck, Dichte und Temperatur

In den meisten Betrachtungen kann die Atmosphäre als im hydrostatischen Gleichgewicht befindlich angenommen werden. Dies ist so lange der Fall, wie die typische vertikale Skala H kleiner als die horizontale Skala L ist, d.h. $\frac{H}{L} < 1$ [*Pielke*, 1984]. Sonst ist die Anwendung nicht-hydrostatischer Flüssigkeitsdynamik notwendig. Für alle in dieser Arbeit untersuchten Prozesse gilt jedoch die Annahme der Hydrostatik. Zwei der wichtigsten Gleichungen zur Beschreibung der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Höhe z sind damit die hydrostatische Grundgleichung ($dp = -g(z) \cdot \rho(z) \cdot dz$ mit Luftdruck p , Luftdichte ρ und Erdbeschleunigung g) sowie die ideale Gasgleichung ($p(z) = n(z) \cdot k_B \cdot T(z)$ mit Teilchenzahldichte n , Temperatur T und Boltzmann-Konstanten $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K). Nach Kombination der beiden Gleichungen und Integration von einer Starthöhe z_0 unter Einführung der Druckskalenhöhe $H = \frac{k_B T}{g \bar{m}}$ ergibt sich:

$$p(z) = p(z_0) \cdot \exp \left(\int_{z_0}^z \frac{dz}{H(z)} \right), \quad (2.1)$$

wobei $\bar{m}$ das mittlere Molekülgewicht von Luft ist, das in der so genannten Homosphäre (bis etwa 100 km) konstant und hat den Wert 28,97 amu ($1 \text{ amu} = 1,6609 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$). Bei typischen Bedingungen in der mittleren Atmosphäre variiert die Druckskalenhöhe zwischen 5 und 8 km [*Dubin et al.*, 1976]. Ähnlich zur Abnahme des Drucks kann auch gezeigt werden, dass die Dichte exponentiell mit der Höhe abnimmt. Die typische Dichteskalenhöhe H_ρ liegt bei etwa 7 km in der mittleren Atmosphäre. Zum Unterschied zwischen Druck- und Dichteskalenhöhe siehe Gleichung (A.9) in Anhang A.1.

Neben dem Druck und der Dichte ist die Temperatur eine weitere wichtige Größe in der Atmosphäre. Die grundlegende thermische Struktur ist beispielhaft in Abbildung 1.1 in der

Einleitung dargestellt. Diese mittlere Struktur entsteht durch die Kombination von diabatischem Heizen durch Absorption der kurzwelligen solaren Strahlung (UV) und Ausstrahlung auf den längeren Wellenlängen (IR). Dazu kommen noch adiabatische Mischprozesse, Wärmeleitung, chemische Heizraten und turbulente Dissipationsheizraten. Die Konzentrationen der strahlungsaktiven Gase, die zumeist Spurengase sind, variieren mit der Höhe und haben damit einen unterschiedlichen Beitrag zur Strahlungsbilanz. In der Troposphäre und bis in die mittlere Stratosphäre spielt neben der Strahlungsbilanz noch die Konvektion eine entscheidende Rolle. Die Temperatur nimmt zunächst bis in eine Höhe von etwa 10 km um etwa $-6,5$ K/km ab. Diese Temperaturabnahme beinhaltet die Freisetzung latenter Wärme, die bei der Kondensation von Wasser entsteht. Darüber ist die Temperatur bis 20 km etwa konstant. Die in der oberen Stratosphäre mit der Höhe wieder zunehmende Temperatur und das Temperaturmaximum (Stratopause) entstehen aufgrund starker Absorption solarer UV-Strahlung durch Ozon zwischen 20 und 40 km. In der Mesosphäre bleibt netto zwischen Heizen im UV und Kühlung im IR eine Abkühlung in der Sommerhemisphäre bzw. eine Erwärmung in der Winterhemisphäre übrig [z.B. *Berger*, 1994]. Für die Nettobilanz in der Mesopausenregion sind zusätzlich auch chemische Heizraten [z.B. *Sonnemann et al.*, 1997] und turbulente Dissipationsheizraten [z.B. *Lübken*, 1997] wichtig. Der starke Anstieg der Temperatur in der unteren Thermosphäre ist wie in der Stratopausenregion durch Absorption solarer Strahlung durch molekularen Sauerstoff bedingt. Außerdem spielt die reduzierte Wärmeleitung eine große Rolle.

Bewegen sich Luftpakete in der Atmosphäre, so folgen sie in guter Näherung (ohne die Einbeziehung von Niederschlag) adiabatischen Zustandsänderungen. Um solche adiabatischen Bewegungen zu beschreiben wird häufig die potentielle Temperatur Θ benutzt. Sie ist definiert als

$$\Theta(z) = T(z) \cdot \left[\frac{p(z_0)}{p(z)} \right]^{1-\frac{1}{\gamma}} \quad (2.2)$$

mit dem Adiabatenindex $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, wobei c_p bzw. c_v die spezifische Wärme bei konstantem Druck bzw. Volumen ist. Die potentielle Temperatur stellt damit die Temperatur dar, die ein Luftpaket annimmt, wenn es adiabatisch auf den Bezugsdruck $p(z_0)$ gebracht wird. Bei einer adiabatischen Bewegung der Luftpakete ändert sich also die potentielle Temperatur nicht.

Auftriebsoszillationen können in der Atmosphäre stattfinden, wenn der existierende Temperaturgradient größer ist als der adiabatische, also größer als $-6,5$ K/km bei Anwesenheit von Wasserdampf bzw. $-9,8$ K/km in trockener Umgebung. Wie in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt, bewegt sich ein Luftpaket, das einmal ausgelenkt wurde, nach oben (unten) und besitzt so eine größere (kleinere) Dichte als die Umgebung. Daher muss es sich in Richtung der Ausgangshöhe zurückbewegen. Dies führt zu einer Oszillation um die Ausgangshöhe mit der so genannten Brunt-Väisälä-Frequenz N , die folgendermaßen definiert ist:

$$N^2 = \frac{g}{\Theta} \frac{d\Theta}{dz} = \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} - \frac{g^2}{c_s^2}, \quad (2.3)$$

wobei $c_s = \sqrt{\gamma RT}$ die Schallgeschwindigkeit ist. In der Atmosphäre liegt die Brunt-Väisälä-Periode $T_{BV} = \frac{2\pi}{N}$ einer solchen Oszillation zwischen etwa 180 und 360 s, abhängig von der vorherrschenden Temperatur und ihrem Gradienten. Die Brunt-Väisälä-Frequenz dient oft zur Charakterisierung der statischen Stabilität in der Atmosphäre. Ist N^2 größer als Null, dann gilt die Atmosphäre als stabil und die oben beschriebene Oszillation ist möglich. Ein negativer Wert von N^2 bedeutet, dass der Temperaturgradient kleiner als der adiabatische

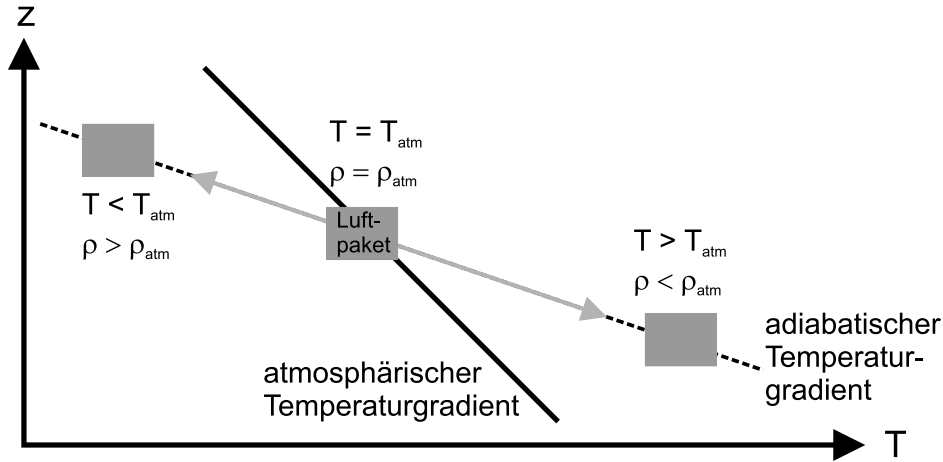


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung zur Auftriebsoszillation in der Atmosphäre, die mit der Brunt-Väisälä-Frequenz stattfindet

ist. Damit oszilliert das Luftpaket nicht mehr, sondern steigt bzw. fällt ungehindert und die Atmosphäre ist somit instabil. Es kommt zu Turbulenz, die dafür sorgt, dass die Luftpakete sehr schnell wieder in einen stabilen überführt werden.

Im Gegensatz zur Stratosphäre, in der der Temperaturgradient positiv ist und damit statische Instabilitäten seltener auftreten, treten diese Instabilitäten in der Troposphäre und Mesosphäre mit grundsätzlichen negativem Temperaturgradient häufiger auf. Hier können kalte Phasen durchlaufender Wellen einfacher lokal Instabilitäten verursachen als bei einem positiven Temperaturgradienten wie in der Stratosphäre.

2.2 Dynamische und andere Grundgleichungen

Die Bewegungsgleichung für Flüssigkeiten und Gase setzt sich aus einer Reihe von Kräften zusammen, die auf die Luftpakete einwirken. Für sich bewegende Luft über einer rotierenden Erde gelten die Navier-Stokes-Gleichungen in Abhängigkeit von der Zeit t und dem Ortsvektor $\vec{x}$ [vgl. Kap. 2 in *Holton*, 1992]:

$$\frac{D\vec{u}(\vec{x}, t)}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} p(\vec{x}, t) + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{u}(\vec{x}, t) + \vec{F}_r(\vec{x}, t) + \vec{X}(\vec{x}, t), \quad (2.4)$$

wobei die totale Änderung des Windes $\frac{D\vec{u}(\vec{x}, t)}{Dt} = \frac{\partial \vec{u}(\vec{x}, t)}{\partial t} + \vec{u}(\vec{x}, t) \cdot \vec{\nabla} \vec{u}(\vec{x}, t)$ sich aus der aus der intrinsischen Änderung und der Advektion zusammen setzt. Dabei beschreibt die partielle Ableitung ($\frac{\partial \vec{u}(\vec{x}, t)}{\partial t}$) die Eulerscher Sichtweise, d.h. man schaut von einer festen Position das sich bewegende Luftpaket an. Radars und Lidars messen typischerweise „Eulersch“. Alle Terme auf der rechten Seite der Gleichung (2.4) beschreiben die Kräfte, die auf das Teilchen einwirken:

$-\frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} p(\vec{x}, t)$ ist die Druckgradientenkraft, die sich aus räumlichen Unterschieden im Druck ergibt. In der Atmosphäre bewegen sich Luftpakete damit von Orten höheren Luftdrucks zu solchen mit niedrigerem.

$\vec{g}$ ist die Erdbeschleunigung. Unter der Annahme einer Erde als Kugel, in der die Masse gleichmäßig verteilt ist, wirkt sie nur in vertikaler Richtung. Diese Annahme gilt im Weiteren.

$-2\vec{\Omega} \times \vec{u}(\vec{x}, t)$ ist die Corioliskraft. Sie ist eine Scheinkraft, die durch die Rotation der Erde mit der Frequenz $\vec{\Omega}$ verursacht wird. Dabei sind Luftpakete auf Grund der Kugelform der Erde in verschiedenen Breiten unterschiedlich schnell. Dadurch werden Luftpakete in der Nordhemisphäre, die sich nach Norden (Süden) bewegen, nach Osten (Westen) abgelenkt. Auf der Südhemisphäre ist es genau umgekehrt.

$\vec{F}_r(\vec{x}, t)$ ist die Reibungskraft, die aus der Wechselwirkung der Atmosphäre mit der Erdoberfläche aufgrund von Orographie und der unterschiedlichen Beschaffenheit der Erdoberfläche entsteht. Sie ist damit nur in der Grenzschicht bis max. 1 km Höhe wichtig und wird im Folgenden vernachlässigt. Dazu kommt noch die viskose Reibung durch Geschwindigkeitsgradienten.

$\vec{X}(\vec{x}, t)$ ist ein Term, der den Einfluss von brechenden Wellen verschiedenster Größenordnungen auf die Dynamik darstellt. Dies ist insbesondere in der mittleren Atmosphäre wichtig, weil brechende Wellen viel Energie und Impuls deponieren, und dadurch einen starken Einfluss auf die Zirkulation haben (s. a. Abschnitt 2.4).

Zwei weitere Gleichungen sind zur Beschreibung der Atmosphäre notwendig: Zum einen ist dies die Kontinuitätsgleichung, die die Änderung der Luftdichte mit der Divergenz oder Konvergenz des Windfelds koppelt:

$$\frac{D\rho(\vec{x}, t)}{Dt} + \rho(\vec{x}, t) \vec{\nabla} \cdot \vec{u}(\vec{x}, t) = 0. \quad (2.5)$$

Zum anderen ist noch eine Energiegleichung notwendig, die die unterschiedlichen Variablen für Zustandsänderungen von Luft miteinander verknüpft. Dabei wird von ausschließlich adiabatischen Prozessen ausgegangen, d.h. $\frac{D\Theta}{Dt} = 0$. Kombiniert man nun die ideale Gasgleichung (siehe Beginn des Kapitels) mit der Definition der potentiellen Temperatur (Gl. 2.2) so ergibt sich diese Form der Energiegleichung:

$$\frac{Dp(\vec{x}, t)}{Dt} - \frac{\gamma p(\vec{x}, t)}{\rho(\vec{x}, t)} \cdot \frac{D\rho(\vec{x}, t)}{Dt} = 0. \quad (2.6)$$

Die drei Navier-Stokes Gleichungen (2.4), die Kontinuitätsgleichung (2.5) und die Energiegleichung (2.6) sind ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem. Mit diesem werden unter Vernachlässigung der Reibung ($\vec{F}_r(\vec{x}, t)$) und des Einflusses der brechenden Wellen ($\vec{X}(\vec{x}, t)$) adiabatische Prozesse in der Atmosphäre konsistent beschrieben. Dieses ist analytisch nicht lösbar und muss je nach spezieller Fragestellung vereinfacht werden. Im Folgenden werden die Näherungen und die daraus resultierende Lösung für Schwerewellen kurz vorgestellt, da diese Art von Wellen für die später beschriebenen Lidarmessungen am wichtigsten sind.

2.3 Schwerewellen

In der Erdatmosphäre gibt es eine große Anzahl von Wellenarten (von den Schallwellen bis hin zu den planetaren Wellen), die einen sehr großen horizontalen Skalenbereich von wenigen Zentimetern und einigen Metern bis hin zu einigen 1000 Kilometern Wellenlängen (maximal etwa 10.000 km) umfassen. Im Spektrum der horizontalen Wellenlängen sind dazwischen

die Schwerewellen zu finden, deren Rückstellkraft der Auftrieb ist, deshalb werden sie im Englischen auch oft „buoyancy waves“ genannt.

Bei den Schwerewellen unterscheidet man zwischen den Oberflächenwellen (z.B. auf Seen und Ozeanen) und den internen Wellen (innerhalb von Flüssigkeiten oder Gasen). Letztere treten in Seen [z.B. *Wiegand und Carmack*, 1986], in Ozeanen [z.B. *Nash und Moum*, 2005], in der Sonne [z.B. *Charbonnel und Talon*, 2005] und auch in der Erdatmosphäre [z.B. *Fritts und Alexander*, 2003, und Referenzen darin] auf. Interne Schwerewellen in der Atmosphäre haben typische horizontale Wellenlängen von einigen 100 bis ein paar 1000 km und vertikale Wellenlängen von einigen Kilometern. Bei großen Wellenlängen ($\lambda_h > 1000$ km) ist die Corioliskraft bei der Beschreibung der Wellen nicht mehr vernachlässigbar. Diese Klasse von Schwerewellen werden Trägheitsschwerewellen genannt [vgl. Abschnitt 4.6 in *Andrews et al.*, 1987]. Sie sind Schwerpunkt dieser Arbeit und werden im Folgenden anhand der Grundgleichungen näher charakterisiert. Sofern nicht ausdrücklich darauf hingewiesen wird, sind im Weiteren mit Schwerewellen immer Trägheitsschwerewellen gemeint.

Da Schwerewellen eine wichtige Rolle in der großskaligen Zirkulation spielen (vgl. Abschnitt 2.4), ist es notwendig, sie auch in Klimamodellen zu berücksichtigen [z.B. *Fritts und Alexander*, 2003; *Kim et al.*, 2003, und Referenzen darin]. Verschiedene Parametrisierungen werden dazu genutzt [z.B. *Lindzen*, 1984; *Warner und McIntyre*, 2001], aber auch die explizite Berechnung der Schwerewellen wird immer häufiger eingesetzt [*Becker und Fritts*, 2006; *Takahashi et al.*, 2006]. Es gibt zudem Ansätze sie durch Datenassimilation ins Modell einzutragen [*Berger*, 2007]. Das Studium von Schwerewellen begann schon vor mehr als 50 Jahren [z.B. *Scorer*, 1949]. Seit den sechziger Jahren des letzten Jahrhunderts gibt es die Vermutung, dass Schwerewellen in die obere Atmosphäre propagieren [z.B. *Hines*, 1960]. Der heutige Stand bei der Modellierung und der Beobachtung von Schwerewellen wurde von *Fritts und Alexander* [2003] in einem Übersichtsartikel zusammengefasst.

2.3.1 Trägheitsschwerewellen

Zur Ableitung der Trägheitsschwerewellen werden die fünf in Abschnitt 2.2 vorgestellten Grundgleichungen benutzt. In den Navier-Stokes-Gleichungen (2.4) werden der Reibungsterm, der Term zum Einfluss des Wellenbrechens und der damit verbundene Impulsübertrag vernachlässigt. So erhält man folgendes Gleichungssystem in Eulerscher Form mit der Aufteilung von $\vec{u}$ in seine Komponenten (u, v, w):

$$\frac{Du}{Dt} - fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (\text{zonale Komponente}) \quad (2.7)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (\text{meridionale Komponente}) \quad (2.8)$$

$$\frac{Dw}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0 \quad (\text{vertikale Komponente}) \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{kompresible Kontinuitätsgl.}) \quad (2.10)$$

$$\gamma p \frac{D\rho}{Dt} - \rho \frac{Dp}{Dt} = 0 \quad (\text{adiabatische Energiegl.}) \quad (2.11)$$

mit dem Coriolisparameter $f = 2\Omega \sin(\phi)$, der bei einer gegebenen Breite ϕ und der Erdrotationsfrequenz Ω als konstant angenommen werden kann. Durch die Advektionsterme bleibt das Gleichungssystem ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem, welches analytisch nicht

lösbar ist. Durch Linearisierung und einige weitere Annahmen kann eine Dispersionsrelation berechnet werden (vgl. Anhang A.1), die im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

2.3.2 Dispersionsrelation

Die Dispersionsrelation der Schwerewellen stellt sich wie folgt dar:

$$m^2 = \frac{N^2 - \hat{\omega}^2}{\hat{\omega}^2 - f^2}(k^2 + l^2) - \frac{1}{4H_\rho^2} \quad (2.12)$$

$$\text{oder} \quad \hat{\omega}^2 = \frac{m^2 f^2 + (k^2 + l^2)N^2 + \frac{f^2}{4H_\rho^2}}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H_\rho^2}}. \quad (2.13)$$

mit der zonalen, meridionalen und vertikalen Wellenzahl k , l , m und der intrinsischen Frequenz $\hat{\omega} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{u}$. Die Relationen entstehen aus Gleichung (A.16) in Anhang A.1 unter dem Ausschluss von Schallwellen. Dies entspricht der Annahme kleiner Mach-Zahlen in einer nicht kompressiblen Atmosphäre. Da $m^2 > 0$ sein muss und m einen endlichen Wert annehmen muss, ergibt sich aus Gleichung (2.12) für die intrinsische Frequenz $\hat{\omega}$ der folgende Wertebereich zwischen dem Coriolisparameter f und der Brunt-Väisälä-Frequenz N :

$$f < \hat{\omega} < N. \quad (2.14)$$

Unter der intrinsischen Frequenz $\hat{\omega}$ versteht man die Frequenz der Welle im einem sich mit der Welle mitbewegenden Bezugssystem. Im Gegensatz dazu ist ω die Frequenz, die ein bodengebundener Beobachter als Schwingungsfrequenz sieht. Diese wird also z.B. mit einem Lidarsystem gemessen. Nur falls sich das Trägersystem der Welle, z.B. die Atmosphäre, in Ruhe befindet, gilt $\hat{\omega} = \omega$.

Für typische Werte von N in der mittleren Atmosphäre und f bei 54° N sind Perioden zwischen 5 min und etwa 15 h zu erwarten. Bei Schwerewellen mit mittlerer Frequenz $N \ll \hat{\omega} \ll f$ vereinfacht sich die Dispersionsrelation (2.12) zu

$$m^2 = \frac{N^2(k^2 + l^2)}{\hat{\omega}^2}. \quad (2.15)$$

Allgemein gilt: Wenn z.B. m^2 negativ wird, wird m imaginär, d.h. die Wellen werden vertikal gedämpft. Diese Wellen werden externe Wellen genannt [siehe Kap. 14 in *Salby*, 1996]. Weitere Grenzfälle der Dispersionsrelation (2.12) werden im nächsten Abschnitt 2.3.3 erläutert.

Eine besondere Eigenschaft von Schwerewellen betrifft die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeit. Die Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit der Linien gleicher Phase ist gegeben als $\vec{c}_\phi = (\frac{\omega}{k}, \frac{\omega}{l}, \frac{\omega}{m})$. Die vertikale Phasengeschwindigkeit $c_{\phi,z} = \frac{\omega}{m}$ hat damit das selbe Vorzeichen wie die vertikale Wellenzahl m . Hingegen wird Energie und Impuls mit der Gruppengeschwindigkeit $\vec{c}_g = (\frac{\partial \omega}{\partial k}, \frac{\partial \omega}{\partial l}, \frac{\partial \omega}{\partial m})$ transportiert. Da der vertikale Wind im Vergleich zu typischen vertikalen Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten vernachlässigbar ist, gilt für die vertikale Gruppengeschwindigkeit im Folgenden die Gleichheit von intrinsischen und nicht intrinsischen Werten ($c_{g,z} \approx \hat{c}_{g,z}$). Mit Gleichung (2.13) lässt sich die vertikale Gruppengeschwindigkeit berechnen:

$$c_{g,z} = -\frac{m(\hat{\omega}^2 - f^2)}{\hat{\omega}(k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H_\rho^2})}. \quad (2.16)$$

Damit hat sie entgegengesetztes Vorzeichen zur vertikalen Wellenzahl. Bei einer Schwerewelle bewegen sich z.B. die Linien gleicher Phase abwärts ($c_{\phi,z} < 0$) wird also Energie und Impuls aufwärts transportiert wird ($c_{g,z} > 0$). Dies ist ein großer Unterschied zu den meisten anderen Wellen, deren Phasen- und Gruppengeschwindigkeit in die selbe Richtung zeigen.

2.3.3 Kritische Niveaus, Reflektionsniveaus und Brechung

Aus der Dispersionsrelation (2.13) ergeben sich zwei Kriterien, die aussagen, wann eine ungestörte Ausbreitung der Schwerewellen nicht mehr möglich ist. Wenn die intrinsische Frequenz $\hat{\omega}$ den Coriolisparameter f erreicht, dann geht die vertikale Wellenlänge λ_z gegen Null ($m \rightarrow \infty$). Dies definiert ein so genanntes kritisches Niveau, in dem die Schwerewelle absorbiert wird. Im Fall der vereinfachten Dispersionsrelation (Gl. 2.15) ist $m \rightarrow \infty$ gleich bedeutend mit $\hat{\omega} \rightarrow 0$. Unter Vernachlässigung der Meridional Komponente führt dies dazu, dass die Schwerewelle absorbiert wird, wenn die Phasengeschwindigkeit der Welle und der Wind gleich groß werden ($|u - c_x| \rightarrow 0$). Die Ausbildung von kritischen Niveaus hängt vom Hintergrundwindfeld ab (siehe Gl. A.8). Eine Abschätzung in der WKB-Theorie zeigt, dass im Fall von ($m \rightarrow \infty$) der Abfall $c_{g,z}$ so steil ist, dass die Welle das kritische Niveau in endlicher Zeit nicht erreicht. Eine vollständige lineare Betrachtungsweise (d.h. ohne WKB-Approximation) zeigt, dass Wellen durchaus in der Lage sind, sich unter bestimmten atmosphärischen Umständen über ein kritisches Niveau hinaus zu bewegen. Dabei werden sie aber sehr stark gedämpft [z.B. *Booker und Bretherton*, 1967].

Der zweite Grenzfall in Gleichung (2.13) ist durch $m \rightarrow 0$ gegeben, d.h. $\lambda_z \rightarrow \infty$. Ist $m = 0$ erfüllt, so wird diese Höhe Reflektionsniveau genannt. Dabei finden die Veränderungen der Ausbreitungsbedingungen für die Welle auf einer wesentlich kleineren Skala statt als die vertikale Wellenlänge. Hier zeigt eine Abschätzung in der WKB-Theorie, dass bei Annäherung an das Reflektionsniveau $c_{g,z}$ das Vorzeichen ändert und somit die Welle sich nicht über ein solches Niveau hinaus ausbreiten kann. Bei weiteren Untersuchungen stellt sich heraus, dass die Welle so gut wie ungedämpft reflektiert wird [Kap. 14 in *Salby*, 1996]. Existieren zwei solche Reflektionsniveaus in unterschiedlichen Höhen so kann eine Welle dazwischen gefangen genommen werden [z.B. *Isler et al.*, 1997]. Diese geführten Wellen (engl. „ducted waves“) können sich über sehr weite Strecken ungehindert ausbreiten. Reflektionsniveaus entstehen einerseits aufgrund von Änderungen in der Brunt-Väisälä-Frequenz N und damit im Temperaturgradienten ($N^2 \rightarrow 0$). Andererseits kann aber genauso auch der Wind durch die Dopplerverschiebung zur Ausbildung solcher Niveaus führen [z.B. *Nappo*, 2002].

Neben diesen zwei Grenzfällen in der Dispersionsrelation von Schwerewellen können diese die Hintergrundfelder von Temperatur und Wind auch selbst so stören, dass die Wellen sich nicht mehr ungehindert ausbreiten können. So werden zum einen statische Instabilitäten ($N^2 < 0$) verursacht. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, sind Oszillationen bei $N^2 < 0$ nicht mehr länger möglich und die sich nach oben ausbreitende Schwerewelle bricht.

Wellen können auch aufgrund zu großer Windscherung brechen, selbst wenn die Atmosphäre statisch stabil ist ($N^2 > 0$). Hier spricht man von dynamischen Instabilitäten oder Scherungsinstabilitäten [Miles, 1961; Howard, 1961]. Sie treten auf, wenn die Richardson-Zahl Ri folgendes Kriterium erfüllt:

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} < \frac{1}{4}. \quad (2.17)$$

Einen Überblick dazu findet sich in *Fritts und Rastogi* [1985]. Darin wird gezeigt, dass die Zahl $\frac{1}{4}$ einen mittleren Wert darstellt. Abhängig von den horizontalen Wellenlängen und dem

Hintergrundwind können Wellen auch schon bei größeren Richardson-Zahlen brechen oder auch erst bei kleineren. Dies wurde auch von *Achatz* [2005, 2007] in linearen Instabilitätsrechnungen und direkten numerischen Simulationen gezeigt. Im Folgenden wird der Wert von $1/4$ zur Untersuchung von Trägheitsschwerewellen angenommen, da sich das Kriterium im Mittel für die hier beschriebene Art von Wellen aufgrund von deren Wellenparametern als akzeptabel herausgestellt hat.

Eine einfache Vorstellung zum Brechen von Wellen ist, dass die Welle oberhalb des Brechungsniveaus gesättigt ist [*Lindzen*, 1981]. Dann breitet sich die Welle nicht mehr ungestört aus, d.h. die Amplitude der Welle wächst nicht mehr wie im ungestörten Fall üblich exponentiell mit der Höhe, sie kann sogar abnehmen. Dabei gibt es zwei unterschiedliche Vorstellungen, was oberhalb des Brechungsniveaus mit der Amplitude passiert [z.B. *Franke und Collins*, 2003]. Im einen Fall wird davon ausgegangen, dass die Dämpfung der Amplitude so stark ist, dass die Welle effektiv verschwindet. Im anderen Fall wird die Amplitude nur so stark gedämpft, dass die Welle das Instabilitätskriterium gerade nicht mehr erfüllt. Darüber kann die Amplitude wieder ungestört wachsen oder wird wieder gebrochen.

Die beim Brechen von Schwerewellen frei werdende Energie und auch der Impuls werden in kleinere Skalen transferiert und verursachen so Turbulenz [z.B. *Hodges*, 1967; *Zink und Vincent*, 2004]. Zum Schluss führt der Impuls- und Energiedeposition sowie Reibungswärme zur Veränderung der Hintergrundfelder der Atmosphäre. Dieser Antrieb kann Amplituden von bis zu $100 \text{ m}/(\text{s} \cdot \text{d})$ und $8 \text{ K}/\text{d}$ erreichen [z.B. *Andrews et al.*, 1987]. Die verschiedenen Wege von Welleneinflüssen auf die mittlere Atmosphäre wurden von *Fritts et al.* [2006] zusammengefasst.

2.3.4 Energie von Schwerewellen

Ist die Amplitude der Wellen ($\tilde{u}$, $\tilde{v}$, $\tilde{w}$, $\tilde{T}$) in Wind und Temperatur bekannt, so kann die kinetische bzw. potentielle Energie pro Masse ($E_{kin,M}$ und $E_{pot,M}$) der Welle bestimmt werden und damit deren totale Energie $E_{tot,M}$ [vgl. Übersichtsartikel *Fritts und Alexander*, 2003]:

$$E_{kin,M} = \frac{1}{2} (\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2) \quad (2.18)$$

$$E_{pot,M} = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}} \right)^2 \approx \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\tilde{T}}{\bar{T}} \right)^2 \quad (2.19)$$

$$E_{tot,M} = E_{kin,M} + E_{pot,M}. \quad (2.20)$$

In Messungen kann die Amplitude einer einzelnen Welle im Allgemeinen nicht bestimmt werden, da die Superposition von vielen Einzelwellen beobachtet wird, d.h. es werden mittlere Amplituden (z.B. $\bar{\tilde{T}}$) zur Berechnung der Gleichungen (2.18) und (2.19) benutzt. Dabei beinhalten die Amplituden nur die Wellen, die durch die jeweilige Messung zeitlich auflösbar sind. Mit dem Lidar ist nur die potentielle Energie bestimmbar, nicht aber die kinetische Energie, da nur die Temperaturfluktuationen gemessen werden. Dabei ist zu beachten, dass die potentielle Energie, die auch GWPED (**G**ravity **W**ave **P**otential **E**nergy **D**ensity) genannt wird, alleine keine gute Approximation für die Gesamtenergie der Welle ist, da sie nur die Gesamtenergie bei gestörter Ausbreitung der Welle eine Erhaltungsgröße ist. Manchmal wird anstelle von $E_{pot,M}$ auch die potentielle Energie pro Volumen ($E_{pot,V}$) angegeben. Das entspricht einer Multiplikation von $E_{pot,M}$ mit der Dichte. Diese wird normalerweise aus Referenzatmosphären wie CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] oder NRLMSISE-00 [*Picone et al.*, 2002] entnommen. Diese Größe hat den Vorteil, dass ihr Wert bei ungestörter Ausbreitung

einer Einzelwelle mit der Höhe konstant bleibt. $E_{pot,M}$ wird aber wesentlich häufiger genutzt und bietet so eine gute Möglichkeit zum Vergleich mit anderen Messungen.

Eine Erhaltungsgröße der Schwerewellen ist nach der linearen Schwerewellentheorie bei kleinen Wellenamplituden die totale Wellenenergie dividiert durch die intrinsische Frequenz, die auch Wellenaktionsdichte genannt wird ($A = \frac{E_{tot,M}}{\hat{\omega}}$) [Bretherton, 1966]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla(\vec{c}_g A) = 0. \quad (2.21)$$

Da die Dichte in der Atmosphäre mit der Höhe exponentiell abnimmt, wächst die Amplitude $\tilde{A}$ einer sich nach oben ausbreitenden ungedämpften Welle wegen der Energieerhaltung wie folgt:

$$\tilde{A} \propto A_0 \frac{\bar{T}}{g} \frac{N^2}{\hat{\omega} m^{\frac{1}{2}}} \exp\left(\frac{z}{2H_\rho}\right) \approx A_0 \frac{\bar{T}}{g} \frac{N^{\frac{3}{2}}}{c_{phi}^{\frac{1}{2}}(k^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(\frac{z}{2H_\rho}\right), \quad (2.22)$$

wobei A_0 die Wellamplitude in Quellhöhe ist. Die WKB-Approximation (**W**entzel-**K**ramers-**B**rillouin) liefert den Term vor dem Exponentialterm und zeigt die Abhängigkeit vom Hintergrundzustand [siehe Fritts, 1984, und Referenzen darin]. Die Näherung in Gleichung (2.22) gilt nur für Schwerewellen mit $N \ll \hat{\omega} \ll f$, also mittlere Frequenzen, bei denen die vereinfachte Dispersionsrelation (Gl. 2.15) gilt.

2.4 Residuelle Zirkulation

Nach den zuvor dargestellten Gleichungen zu den Schwerewellen wird in diesem Abschnitt die Wirkung der Schwerewellen auf die Zirkulation dargestellt. Die allgemeine Zirkulation (vgl. Abb. 2.2) ergibt sich aus einem sehr komplexen Zusammenspiel verschiedener interner und externer Antriebsfaktoren, die den Wind und damit das Zirkulationssystem beeinflussen. In diesem Abschnitt wird nun erklärt, wie das Paradoxon der kalten Sommermesopause in mittleren und polaren Breiten entsteht. Diese ungewöhnlichen Temperaturen sind auch im

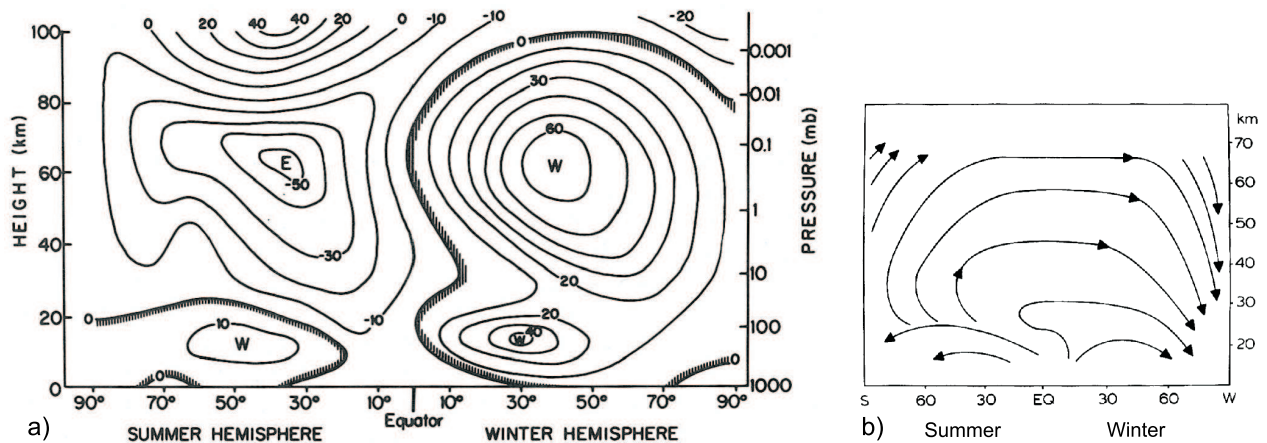


Abbildung 2.2: Darstellungen beim Solstitium mit Sommer rechts vom Äquator: a) mittlerer Zonalwind und b) Stromlinien der diabatischen meridionalen Zirkulation. Bitte unterschiedliche Höhenachsen beachten [Andrews et al., 1987, Abb. 1.4 und 7.2].

Jahresgang der Temperaturen in dieser Arbeit wiederzufinden (vgl. Kap. 4). Dabei weicht die Mesopausentemperatur bis zu 90 K von der erwarteten Strahlungsgleichgewichtstemperatur ab [z.B. *Geller*, 1983]. In der Abbildung 2.2 sind der mittlere Zonalwind zum Solstitium und die mittlere diabatische Zirkulation dargestellt.

Die Zirkulation ist hauptsächlich durch die unterschiedliche Absorption solarer Strahlung zwischen Winter- und Sommerpol geprägt. Im Sommer ist es in der oberen Stratosphäre und unteren Mesosphäre am Sommerpol wärmer als am Winterpol, da die Sonneneinstrahlung pro Tag länger ist. Durch das deshalb mit der Höhe zunehmende meridionale Druckgefälle ergibt sich über die thermische Windrelation ein im Sommer mit der Höhe zunehmender Ostwindjet [*Holton*, 1992]. Im Winter bildet sich hingegen ein mit der Höhe zunehmender Westwindjet aus. Es entsteht ein zonal symmetrisches Windfeld.

Eine zusätzliche Kraft in der Zirkulation wird durch brechende Schwerewellen bereitgestellt. Der damit verbundene Impulsfluss induziert eine meridionale Zirkulation, die auch residuelle meridionale Zirkulation genannt wird. Eine mathematische Beschreibung der residuellen Zirkulation findet sich in Anhang A.2. Im Sommer sorgt in der oberen Stratosphäre und unteren Mesosphäre der starke Ostwind dafür, dass alle westwärts laufenden Wellen an kritischen Niveaus gefiltert werden (vgl. Windprofil in Abb. 2.3). Die ostwärts laufenden Wellen können sich ungestört ausbreiten, bis sie in der oberen Mesosphäre aufgrund dort auftretender statischer und dynamischer Instabilitäten brechen. Diese brechenden Schwerewellen bremsen durch den Impulsübertrag den Ostwindjet im Sommer ab. Diese Änderung im Zonalwind bringt durch die Corioliskraft einen äquatorwärts gerichteten Fluss mit sich. Durch diese zusätzlichen meridionalen Flüsse werden nach der Kontinuitätsgleichung (siehe Gl. 2.10) vertikale Ausgleichsflüsse notwendig. Das heißt über dem Sommer-Pol findet deshalb eine aufwärts gerichtete Bewegung statt, die dort eine Abkühlung zur Folge hat (vgl. Abb. 2.2b). Dabei entsprechen 100 mm/s Vertikalwind einer Abkühlung von -100 K/d [z.B. *Garcia und Solomon*, 1985]. Im Winter werden dagegen die ostwärts laufenden Wellen in der Stratosphäre gefiltert und die westwärts laufenden kommen bis in die Mesosphäre (vgl. Abb. 2.3). In der Winterhemisphäre findet somit eine Erwärmung statt. Diese diabatische Zirkulation mit ihren meridionalen und vertikalen Flüssen (vgl. Abb. 2.2b) sorgt für die kalte Sommermesopause mit den großen Abweichungen von den Strahlungsgleichgewichtstemperaturen in polaren Gebieten, die bis in mittlere Breiten reichen.

Wie schon oben angedeutet, würde der mesosphärische Jet ohne zusätzliche Kräfte mit der Höhe immer stärker und bis in die Thermosphäre reichen, was aber, wie in Abbildung 2.2a zu sehen, in der realen Atmosphäre nicht der Fall ist. Die durch die diabatische Zirkulation stattfindende Veränderung des meridionalen Temperaturgradienten führt über die thermische Windgleichung zu der beobachteten Abbremsung des Ostwindjets in der oberen Mesosphäre in der Sommerhemisphäre und eine Windumkehr in der Mesopausenregion (vgl.

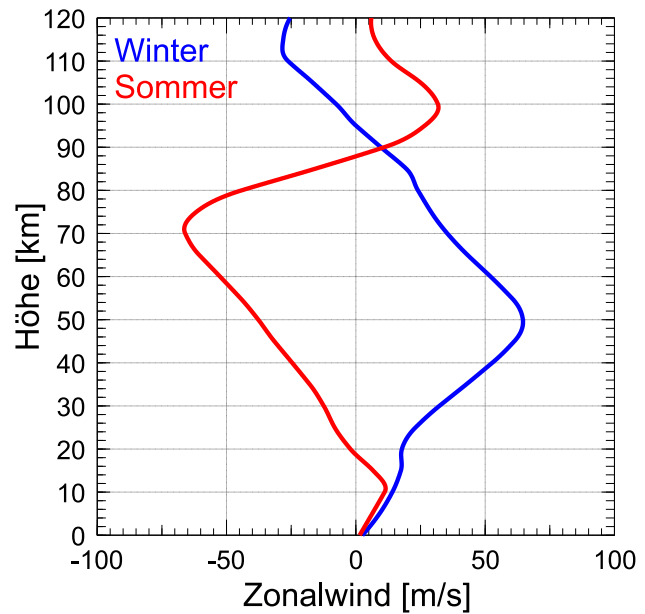


Abbildung 2.3: Zonalwind im Winter (blaue Linie) und Sommer (rote Linie) für 54° N aus der Referenzatmosphäre CIRA-86

Abb. 2.2a). Im Winter wird bei umgekehrten Vorzeichen der Westwindjet in der Mesosphäre abgebremst. Auf diese Weise werden auf beiden Hemisphäre die mesosphärischen Jets geschlossen.

Die gerade beschriebene meridionale Zirkulation wurde durch den Vergleich von berechneten Strahlungsgleichgewichtstemperaturen und beobachteten Mesopausentemperaturen im Sommer von *Murgatroyd und Goody* [1958] schon vermutet. Außerdem sind die beobachteten starken Meridionalwinde in der Sommermesopausenregion ohne die Schwerewellenbrechung und die damit induzierten Kräfte nicht erklärbar [siehe z.B. *Nastrom et al.*, 1982, und Referenzen darin]. Eine gute Beschreibung zur meridionalen Zirkulation und dem dazu benötigten Schwerewellen-Impulsfluss ist bei *Geller* [1983] zu finden.

2.5 Stratosphärische Erwärmungen

Neben der kalten Sommermesopause wurde im Temperaturjahresgang der im weiteren betrachteten Lidardaten noch eine Besonderheit beobachtet. Die Stratopause im Winter ist im Vergleich zu Referenzatmosphären in den Messungen auffällig warm (vgl. Kap. 4). Diese hohen Temperaturen sind mit so genannten „Sudden Stratospheric Warmings“ (SSWs), die im Deutschen auch „stratosphärische Erwärmungen“ heißen, in Verbindung zu bringen. Sie wurden Mitte des letzten Jahrhunderts durch *Scherhag* [1952] in Radiosondenaufstiegen über Berlin entdeckt. Dabei steigen die Stratopausentemperaturen innerhalb weniger Tage um mehr als 50 K an. Inzwischen haben weitere Beobachtungen gezeigt, dass SSWs nur im Winter auftreten und mit der großen Erwärmung in der Stratopausenhöhe (sogar bis zu 70 K) häufig auch eine Abkühlung in der Mesosphäre einhergeht [z.B. *Labitzke*, 1972b; *Siskind et al.*, 2005]. Die Lage des Warmluftgebiets und die Stärke der Erwärmung sind sehr unterschiedlich. Typischerweise dauert ein solches Ereignis etwa zwei Wochen.

SSWs werden nach Definition der WMO (**W**orld **M**eteorological **O**rganisation) in zwei Kategorien unterschieden: „minor“ und „major“. Bei letzterer gibt es eine Umkehrung der zonal gemittelten Temperaturdifferenz in 10 hPa zwischen dem Pol und 60° Breite, d.h. im Gegensatz zum Normalfall ist die Temperatur am Pol größer als in mittleren Breiten (vgl. Abb. 2.4). Zusätzlich wechselt der zonal gemittelte Zonalwind in 10 hPa sein Vorzeichen, was eine Folge der Verschiebung oder des Zusammenbruchs des Polarwirbels ist. Im Jahr 2002 wurde erstmals eine SSW auf der Südhemisphäre beobachtet [z.B. *Coy et al.*, 2005; *Krüger et al.*, 2005], zuvor waren SSW nur auf der Nordhemisphäre beobachtet worden. Eine geringe stratosphärische Erwärmung („minor warming“) ist nur durch die Umkehrung der Temperaturdifferenz charakterisiert. Es gibt also keine Windumkehr statt. Findet eine Erwärmung zum Ende des Winters statt, so dass sich danach der Polarwirbel nicht mehr reetabliert, so spricht man von einem „Final Warming“ Ereignis. Zusätzlich gibt es noch so genannte „Canadian Warmings“, die vor allem zu Beginn des Winters auftreten. Dabei intensiviert sich das stratosphärische Aleutenhoch und verlagert sich polwärts. Dadurch wird die zonal gemittelte Temperaturdifferenz kurzzeitig positiv, ein Zusammenbruch des Polarwirbels findet aber nicht statt.

Mit dem Lidar ist es nicht möglich diese Kriterien zu bestimmen, da Informationen über die Temperatur und auch den Wind an mehr als einem Punkt notwendig sind. Da die SSWs aber eine wesentliche Rolle in den gemessenen Temperaturprofilen und in der Schwerewellenausbreitung spielen, ist es wichtig zu wissen, wann sie auftreten. Dieses Auftreten ist nur mit Datensätzen zu untersuchen, die die komplette Hemisphäre umfassen, wie z.B. die ECMWF-Daten (**E**uropean **C**entre for **M**edium-Range **W**eather **F**orecasts) oder ande-

re Analysen stratosphärischer Daten [vgl. z.B. Pawson und Naujokat, 1999; Manney et al., 2005].

In Abbildung 2.4 sind sowohl die zonal gemittelte Temperaturdifferenz als auch der zonal gemittelte Zonalwind für den Winter 2005/2006 aus ECMWF-Daten dargestellt. Im November und Dezember sind keinerlei stratosphärische Erwärmungen zu sehen. Vom 4.1. bis 19.1. ist ein so genanntes „minor warming“ Ereignis zu sehen. Es gab nur eine kurzen Unterbrechung am 7.1. als die Temperaturdifferenz zwischen 90°N und 60°N in 10 hPa kurzzeitig wieder negativ war. Erst ab dem 21.1. ist dann sowohl die Temperaturdifferenz als auch der mittlere Zonalwind umgedreht, so dass bis zum 7.2. von einem „major warming“ Ereignis gesprochen werden kann. Dieser Winter hat sich als ungewöhnlich herausgestellt [s.a. Manney et al., 2007; Siskind et al., 2007]. Er wird in Abschnitt 5.3 noch genauer behandelt. Er gilt in den letzten 15 Jahren als einer der kältesten Winter in der Stratosphäre bis Anfang Januar und danach als einer der wärmsten [WMO, 2006]. Die Länge der starken Erwärmung ist mit gut 14 Tagen durchaus typisch, hingegen ist die Umkehrung im mittleren Zonalwind von Mitte Januar bis Mitte Februar mit 4 Wochen extrem lang. In den Jahren davor (2002–2005) gab es bis auf 2003/2004 immer wieder 14-Tage-Perioden mit „minor“ and „major“ Erwärmungen (nicht gezeigt). In 2003/2004 gab es nur am Ende des Winters beim endgültigen Zusammenbruch des Polarwirbels eine kurze Zeit mit Erwärmungen in der Stratosphäre.

Bevor der Verlauf der stratosphärischen Erwärmungen beschrieben wird, sind noch einige Bemerkungen zu ungestörten Winterbedingungen zu machen: Die Stratosphäre ist im Winter in mittleren und hohen Breiten vom Polarwirbel dominiert. Dabei herrschen in der Stratosphäre und Mesosphäre starke Westwinde (siehe Abb. 2.2a). In der Troposphäre werden planetare Rossby-Wellen an orographischen Hindernissen, geographisch unterschiedlich verteilten Wärmequellen und baroklinen Instabilitäten ausgelöst. Rossby-Wellen entstehen aus dem Zusammenspiel von breitenabhängigem Coriolisparameter und potentieller Vorticity. Planetare Wellen oszillieren meridional und bewegen sich immer relativ zum zonalen Fluss westwärts. Im Winter gibt es im Vergleich zum Sommer stärkere Windsysteme und mehr transiente Wettersysteme in der Troposphäre und damit verbunden eine größere und auch stärkere planetare Wellenaktivität. Da die Orographie in der Nordhemisphäre im Vergleich zur Südhemisphäre ausgeprägter ist, ist auf der Nordhemisphäre die planetare Wellenaktivität stärker. Deshalb sind die nun beschriebenen stratosphärischen Erwärmungen fast ausschließlich auf der Nordhemisphäre zu finden.

Das heutige Verständnis zur Entwicklung dieser Erwärmungen, die z.B. von Labitzke [1972a] ausführlich beschrieben wurden, beruht auf einer Arbeit von Matsuno [1971]. Die

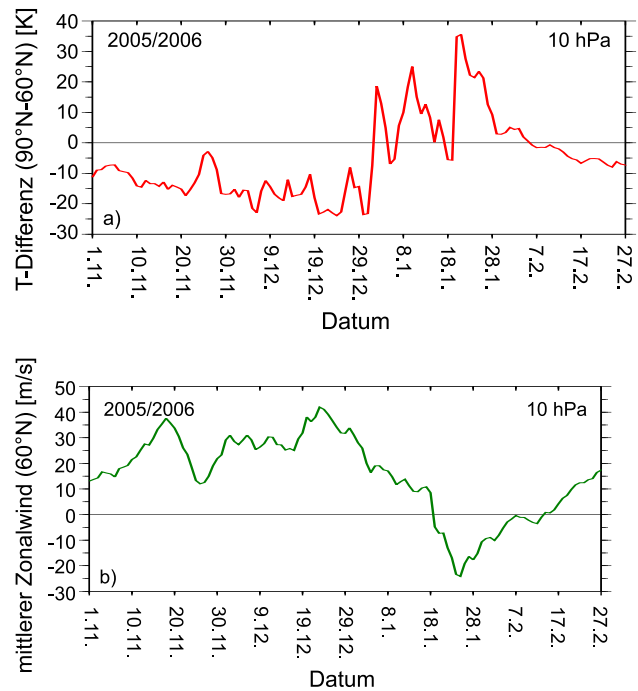


Abbildung 2.4: Parameter zur Charakterisierung von stratosphärischen Erwärmungen aus ECMWF-Daten für den Winter 2005/2006 (Nov – Feb): a) Mittlere zonale Temperaturdifferenz zwischen 90°N und 60°N in 10 hPa. b) Mittlerer Zonalwind bei 60°N in 10 hPa.

nun folgende Beschreibung basiert auf *Holton* [1992]. Allgemein gilt, dass an der Mesopause der Zonalwind einen Nulldurchgang hat, an dem die quasi-stationären planetaren Wellen (d.h. zonalen Wellenzahl eins und zwei) gefiltert werden [*Charney und Drazin*, 1961]. Falls die Amplituden dieser planetaren Wellen besonders groß sind, findet ein verstärkter Impuls- und Energieübertrag auf den Grundstrom statt. Der Impulsfluss ist westwärts gerichtet und bremst somit den in die entgegengesetzte Richtung laufenden mittleren Zonalwind ab. Dabei entsteht eine meridionalen Zirkulationszelle mit aufsteigender Luft zwischen 40° und 60° , polwärtsgerichtetem Fluss in der Brechungshöhe, absinkender Luft an den Polen und äquatorwärts gerichtetem Fluss unterhalb des Filterungsniveaus. So resultiert dort in Richtung Pol eine adiabatische Erwärmung und eine entsprechende adiabatische Abkühlung in Richtung des Äquators in der Stratosphäre [*Matsuno*, 1971]. Solch eine Abkühlung wird in niedrigen Breiten auch beobachtet [*Fritz und Soules*, 1970]. Die Änderung der Temperatur in meridionaler Richtung führt über die thermische Windrelation nach und nach zur Abbremsung des zonalen Windes, so dass die Nullwindlinie und somit auch die Erwärmung in der Stratopausenregion mit der Zeit absinkt. Ist die Abbremsung stark genug, verschiebt sich und/oder zerbricht der Polarwirbel, was zu einer starken stratosphärischen Erwärmung (major SSW) und der dazu gehörenden Windumkehr führt. Die Abschwächung des Windes oder gar die Windumkehr in der polaren Winterstratosphäre ändern die Filterungsbedingungen für Schwerewellen, die nun nicht mehr länger bis in die Mesosphäre propagieren können. Da diese Wellen die residuelle meridionale Zirkulation antreiben, wird diese in der Mesosphäre schwächer und damit auch die adiabatische Erwärmung in der oberen Mesosphäre, was netto zu einer Abkühlung der Atmosphäre führt aufgrund der im Winter vorherrschenden Infrarotabstrahlung [*Holton*, 1983]. Deshalb findet gleichzeitig mit der Erwärmung in der Stratopausenregion eine Abkühlung in der mittleren Mesosphäre statt [*Quiroz*, 1969; *Labitzke*, 1972b; *Cho et al.*, 2004]. In einigen Fällen findet sich darüber in der Mesopausenregion und unteren Thermosphäre wieder eine Erwärmung und damit eine positive Korrelation zur warmen Stratopause [*Siskind et al.*, 2005]. Auch in Modellstudien wurden diese Korrelationen zwischen warmen Stratopausenregionen und verschiedenen Teilen der Mesosphäre bestätigt [z.B. *Holton*, 1983; *Miyoshi*, 2003].

Kapitel 3

Lidar: Messmethode und Temperaturberechnung

Lidar steht für **L**ight **D**etection **A**nd **R**anging und beschreibt damit das Messprinzip des Instruments. Es ist eine Fernerkundungstechnik, die u.a. zur Messung von atmosphärischen Parametern wie z.B. Temperatur, Wind und Zusammensetzung der Atmosphäre genutzt wird. Eine Prinzip-Skizze findet sich in Abbildung 3.1. Das Lidar besteht aus einem Laser als Sendeeinheit, dessen Lichtpulse über Spiegel in die Atmosphäre abgestrahlt werden. Im Gegensatz zu Radars, die mit Wellenlängen im cm-Bereich arbeiten, benutzen Lidars Licht mit Wellenlängen im ultravioletten (UV), sichtbaren (VIS) und infraroten (IR) Spektralbereich. Dieses ausgesendete Licht wird an Molekülen, Atomen und Aerosolen in der Luft gestreut. Dabei spielen unterschiedliche Streumechanismen eine Rolle: Resonanz-, Rayleigh-, Cabannes-, Aerosol/Mie-, Rotations-Raman- und Vibrations-Raman-Streuung (Details vgl. Abschnitt 3.1.1). Das in die Aussenderichtung zurückgestreute Licht wird im Empfangszweig des Lidars mit Hilfe von Teleskopen aufgefangen und in Glasfasern zu den Detektoren geführt. Dort wird das Licht ggf. nach Wellenlängen getrennt und die Photonen mit Photomultipliern bzw. Photodioden gezählt. In der Zähl Elektronik wird neben der Intensität der

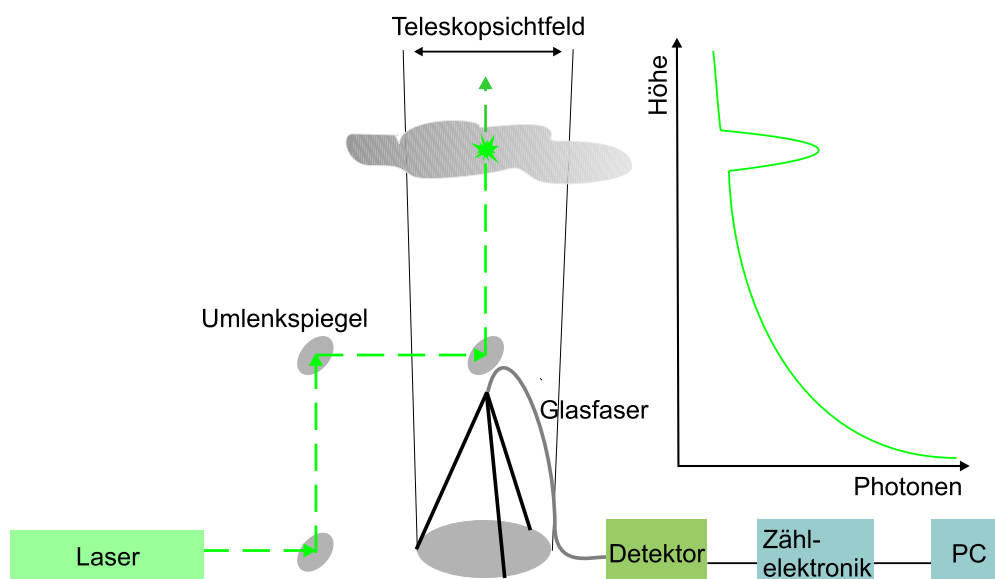


Abbildung 3.1: Vereinfachte Darstellung des Lidar-Prinzips mit Aussende-, Empfangs- und Auswerteeinheit, sowie einem schematischen Rohdatenprofil

zurückgestreuten Strahlung auch die Zeit gemessen, die seit der Aussendung des Laserpulses vergangen ist. Aus dieser Laufzeit lässt sich die Höhe der Streuer in der Atmosphäre bestimmen und damit ein Höhenprofil der zurückgestreuten Photonen erstellen (vgl. Abb. 3.1). Diese Daten werden mit Hilfe eines Computers gespeichert. Alle weitere Datenverarbeitung erfolgt im Regelfall offline.

Die Details der in der Arbeit benutzten Lidar-Systeme am IAP in Kühlungsborn und die Berechnung der von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre reichenden Temperaturprofile werden in den Abschnitten 3.2, 3.3 und 3.4 näher erläutert. Zuerst werden aber noch einige allgemeine Bemerkungen zu wichtigen Streuprozessen und zur allgemeinen Lidar-Gleichung gemacht.

3.1 Grundlagen der Lidarmessungen

Wie schon erwähnt, entsteht das Signal eines Lidar-Instruments durch die Rückwärtsstreuung des ausgesendeten Lichts (Streuwinkel 180°). Man unterscheidet verschiedene Streuprozesse. Diese sind abhängig von der Größe des Streuers (Atom, Molekül, Cluster oder Eisteilchen) und ob das Licht mit derselben Wellenlänge zurückgestreut wird, wie es ausgesendet wurde. Im folgenden Abschnitt wird eine Übersicht zu den im Weiteren wichtigen Streuprozessen gegeben.

3.1.1 Streuprozesse in der Atmosphäre

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen elastischen und inelastischen Streuprozessen. Bei elastischer Streuung wie Resonanz-, Cabannes/Rayleigh- und Aerosol/Mie-Streuung ist die ausgesendete Wellenlänge die selbe wie die zurückgestreute. Bei inelastischer Streuung wie Rotations-Raman- und Vibrations-Raman-Streuung ist die zurückgestreute gegenüber der ausgesandten Wellenlänge verschoben. Folgende Streuprozesse finden in der Atmosphäre statt:

- **Resonanz:** Bei resonanter Streuung wird das Elektron vom Grundzustand durch das einfallende Photon auf ein reelles Niveau angeregt und relaxiert wieder in den Grundzustand zurück. Der Wirkungsquerschnitt ist je nach angeregtem Molekül bzw. Atom bis zu 15 Größenordnung größer als bei Cabannes-Streuung (näheres siehe unten).
- **Rayleigh:** Nach *Young* [1981] setzt sich die Rayleigh-Streuung aus der Summe der Streuung an den Cabannes-Linie sowie den Rotations-Raman-Linien zusammen (näheres siehe unten). Der Wirkungsquerschnitt σ der Rayleigh-Streuung ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge. Er ist schwach winkelabhängig mit Maxima in der Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Wie in der Literatur oft üblich wird im Folgenden bei der Rayleigh-Streuung nur die Cabannes-Streuung berücksichtigt.
- **Cabannes:** Bei der Cabannes-Streuung wird ein Elektron des Streuzentrums (Atom oder Molekül) durch das einfallende Photon auf ein höherliegendes, virtuelles Energieniveau angehoben. Nach kurzer Zeit relaxiert es in den Grundzustand zurück unter Aussendung eines Photons der gleichen Wellenlänge wie das vorher absorbierte. Dieser Streuprozess hat einen hohen Wirkungsquerschnitt und macht den größten Teil bei der Rayleigh-Streuung aus. Der Rückstreuquerschnitt liegt bei atmosphärischen Bedingungen und der typischen Laserwellenlänge von 532 nm bei etwa $4 \cdot 10^{-31} \text{ m}^2/\text{sr}$.

- **Aerosol (Mie):** Von Aerosol-Streuung spricht man, wenn die Streuung an flüssigen oder festen Teilchen der Atmosphäre stattfindet. Die Größe dieser Aerosole liegt zwischen dem Bereich der Laserwellenlänge und $100\ \mu\text{m}$. Bei der Aerosolstreuung ändert sich die Wellenlänge nicht. Streuquerschnitt und Winkelverteilung der Streuung sind stark abhängig von den Teilchenformen und -größen [Mishchenko et al., 1999]. Bei Teilchen im Nanometerbereich wird der Streuprozess immer ähnlicher zur Rayleigh-Streuung. Ein Spezialfall der Aerosol-Streuung an sphärischen Teilchen wird Mie-Streuung genannt [Mie, 1908].
- **Rotations-Raman:** Im Gegensatz zur Cabannes-Streuung relaxiert das Elektron bei der Rotations-Raman-Streuung nicht in den Zustand zurück, aus dem es angehoben wurde, sondern in einen Zustand mit einer anderen Rotations-Quantenzahl. Es wird zwischen Stokes- und Anti-Stokes-Linien unterschieden. Bei Ersteren liegt der neue Zustand energetisch höher als der frühere und somit ist die Wellenlänge des wieder ausgesendeten Photons größer als die des vorher eingefallenen. Bei Letzteren ist der alte Energiezustand höher und damit die Wellenlänge des wieder ausgesendeten Photons kleiner als die des zuvor eingefallenen. Die Wellenlängenverschiebung liegt in der Atmosphäre (bei O_2 - und N_2 -Molekülen) mit typischen Lidar-Wellenlängen im Bereich von wenigen Nanometern. Der Wirkungsquerschnitt ist um einen Faktor 10^{-4} kleiner als jener der Cabannes-Streuung.
- **Vibrations-Raman:** Bei der Vibrations-Raman-Streuung unterscheiden sich die Energie des einfallenden und abgestrahlten Photons um ein Vibrationsquant. Die Wellenlängenverschiebung ist abhängig von der einfallenden Wellenlänge und dem streuenden Molekül. Unter Atmosphärenbedingungen beträgt die Verschiebung etwa 30 bis 100 nm bei O_2 - und N_2 -Molekülen. Der Rückstreuquerschnitt ist etwa einen Faktor 10^{-3} kleiner als bei der Streuung an den Cabannes-Linien und somit etwas größer als bei der Rotations-Raman-Streuung.

Alle diese Streumechanismen können bei Lidar-Messungen ausgenutzt werden und müssen in der im Folgenden näher erläuterten Lidar-Gleichung berücksichtigt werden. Für die Lidarmessungen in dieser Arbeit sind alle beschriebenen Streuprozesse wichtig.

3.1.2 Lidar-Gleichung

Um das Signal eines Lidar-Instruments auswerten zu können, muss man verschiedene gerätespezifische Parameter (wie z.B. die Teleskopdurchmesser und Detektoreffizienz) und atmosphärische Größen (wie Transmission und Rückstreuquerschnitte) berücksichtigen. Im Allgemeinen kann die Intensität des zurückgestreuten Signals ($I(\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow, z)$) durch die Lidargleichung beschrieben werden:

$$I(\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow, z) = C(\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow, z) \cdot \frac{\beta(\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow, z)}{z^2} \cdot \mathcal{T}^\uparrow(\lambda^\uparrow, z) \cdot \mathcal{T}^\downarrow(\lambda^\downarrow, z) + I_{\text{Untergrund}}. \quad (3.1)$$

Dabei haben die unterschiedlichen Terme die nachfolgende physikalische Bedeutung:

$I(\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow, z)$ Durch das Lidar-System detektiertes Signal, das abhängig von der emittierten Wellenlänge $\lambda^\uparrow$, der empfangenen Wellenlänge $\lambda^\downarrow$ und der Höhe z ($\hat{=}$ Laufzeit) ist.

$C(\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow, z)$	Systemkonstante, die die Leistung des emittierenden Lasers, die effektive Teleskopfläche, die Transmission des Empfangssystems und die Detektoreffizienz beinhaltet. Eine Höhenabhängigkeit dieser Konstante kann durch schlechten Überlapp zwischen ausgesendetem Laserstrahl und Teleskop-Gesichtsfeld ($\text{FOV} \hat{=}$ field of view) oder durch nicht-lineares Verhalten der Detektoren entstehen. Es ist für die Auswertung der Profile notwendig, diese Höhenabhängigkeit zu verhindern.
$\beta(\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow, z)$	Der totale Volumen-Rückstreukoeffizient ergibt sich aus der Summe der einzelnen Rückstreukoeffizienten der unterschiedlichen Streuprozesse (Rayleigh-, Vibrations-Raman-, Rotations-Raman-, Aerosol- und Resonanz-Streuung, vgl. Abschnitt 3.1.1).
$1/z^2$	Geometrischer Faktor, der sich aus der Tatsache ergibt, dass das Teleskop des Lidar-Instruments nur einen kleinen Teil des gestreuten Lichts auffangen kann. Daher nimmt der Raumwinkel, den die Teleskopfläche abdeckt, mit dem Quadrat der Höhe ab.
$\mathcal{T}^\uparrow(\lambda^\uparrow, z)$	Transmission der Atmosphäre zwischen Aussendespiegel und Streuhöhe auf der vom Laser emittierten Wellenlänge.
$\mathcal{T}^\downarrow(\lambda^\downarrow, z)$	Transmission der Atmosphäre zwischen der Streuhöhe und dem Teleskop auf der Wellenlänge, die vom Empfangssystem detektiert wird. Im Fall von Rayleigh-, Resonanz- und Mie-Streuung ist sie mit $\mathcal{T}^\uparrow$ identisch. Nur bei Raman-Streuung ist die emittierte und die zurückgestreute Wellenlänge unterschiedlich, und damit die Transmission für den Hin- und Rückweg des Lichts separat für beide Wellenlängen zu betrachten.
$I_{\text{Untergrund}}$	Untergrund, der sich aus dem atmosphärischen Untergrund (wie Mond- oder Sonnenlicht) und dem elektronischen Untergrund (wie Dunkelzählrate und Nachleuchten des Detektors) zusammensetzt.

3.2 Das RMR-Lidar

Das Rayleigh-Mie-Raman-Lidar (kurz: RMR-Lidar) wurde seit 1996 in Kühlungsborn am IAP entwickelt. Zuerst standen Aerosol-Messungen in der Troposphäre sowie Mehrfarbennmessungen von NLC (Noctilucent Clouds $\hat{=}$ Leuchtende Nachtwolken) im Vordergrund [z.B. *Alpers et al.*, 1999, 2001; *Eixmann et al.*, 2002]. Seit 2002 ist außerdem möglich Temperaturen zwischen 1 und 90 km zu bestimmen [*Alpers et al.*, 2004]. Diese Sondierungen werden seit April 2003 routinemäßig in klaren Nächten durchgeführt. Im Sommer werden auch weiterhin NLC gemessen [vgl. *Gerding et al.*, 2006, 2007a, b]. Im nun folgenden Abschnitt werden die technischen Komponenten des RMR-Lidars beschrieben, die für die Temperaturmessungen relevant sind.

Die Lichtquelle ist ein Nd:YAG-Laser, in dem drei Wellenlängen generiert und mit 500 mJ, 400 mJ und 200 mJ bei 1064 nm, 532 nm bzw. 355 nm ausgesendet werden. Dabei ist die Infrarot-Wellenlänge (1064 nm) die Grundwellenlänge aus der über nichtlineare Optik die frequenzverdoppelten bzw. frequenzverdreifachten harmonischen Wellenlängen (532 und 355 nm) erzeugt werden (für weitere Details zum Nd:YAG-Laser siehe *Holste* [2007]). Für die Temperaturmessungen werden nur diese zweite und dritte harmonische Wellenlänge benutzt. Die Laserpulse werden mit einer Länge von etwa 12 ns (entspricht gut 3 m) bei 30 Hz

Tabelle 3.1: Übersicht über die Eigenschaften des RMR- und des K-Lidars

	RMR-Lidar	K-Lidar
Laser-Medium	Nd:YAG	Alexandrit
Wellenlängen [nm]	1064/532/355	770
Pulsenergien [mJ]	500/400/200	120
Pulslänge [ns]	12	250
Repetitionsrate [Hz]	30	35
Laserstrahldivergenz [μ rad]	200	300
Anzahl der Teleskope	6	1
Durchmesser der Teleskope [cm]	50	76
Brennweite der Teleskope [m]	1,2	3,3
Teleskop-Gesichtsfeld [μ rad]	500 – 800	180
detektierte Wellenlängen für T-Messung [nm]	608/532/530/529/355	770
Höhenbereich der T-Messung [km]	1 – 90	85 – 105

Repetitionsrate erzeugt. Dabei liegt nach einer 10fachen Aufweitung des Strahls auf ca. 10 cm Durchmesser die Divergenz bei etwa 200 μ rad. Die Eigenschaften des RMR-Lidars sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst und die entsprechenden Parameter des Kalium-Resonanz-Lidars (kurz: K-Lidar) aufgeführt, das in Abschnitt 3.3 näher beschrieben wird.

Eine Besonderheit des RMR-Lidars ist die Verwendung von 6 Teleskopen zum Auffangen des zurückgestreuten Lichts (s. Abb. 3.2). Um möglichst gut mit dem Laserstrahl im Gesichtsfeld des Vielspiegel-Systems zu bleiben, wird der Laserstrahl über dem Zentralspiegel der Kombination aus 5 Teleskopen ausgesendet. Dies ist vor allem für Messungen in der Troposphäre wichtig. Die Teleskope haben alle einen Durchmesser von 50 cm und eine Brennweite von 1,2 m. Letztere ist relativ kurz und bringt die notwendige Tiefenschärfe, um gleichzeitig in Troposphäre und Mesosphäre messen zu können. Die Menge an Teleskopen erlaubt es, den großen Höhenbereich abzudecken. So lässt sich der Höhenbereich aufspalten, indem man einzelne Teleskope für die unteren Höhen benutzt und für die oberste mehrere kombiniert.

Das aufgefangene Licht wird in einem fünffach Glasfaser-Bündel und zwei weiteren einzelnen Glasfasern in die optische Bank geleitet. Dabei ist das Gesichtsfeld je nach Glasfaser etwa 500 bis 800 μ rad groß. In Abbildung 3.3 ist im linken Teil eine Übersicht über die optische Bank des RMR-Lidars zu sehen. Dabei sind die nicht für die Temperaturmessungen relevanten Kanäle nur angedeutet und werden auch im Weiteren nicht näher erläutert. Der

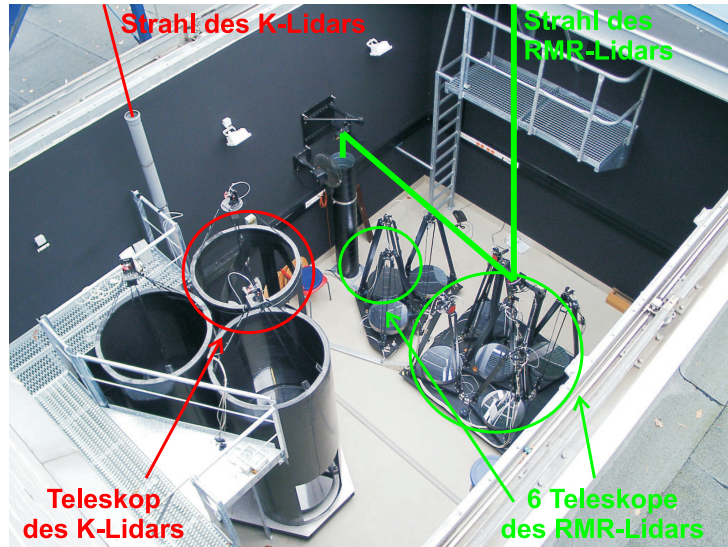


Abbildung 3.2: Blick in die Teleskophalle mit dem Vielspiegel-System des RMR-Lidars und drei etwas größeren Einzelteleskopen, von denen eines vom K-Lidar benutzt wird

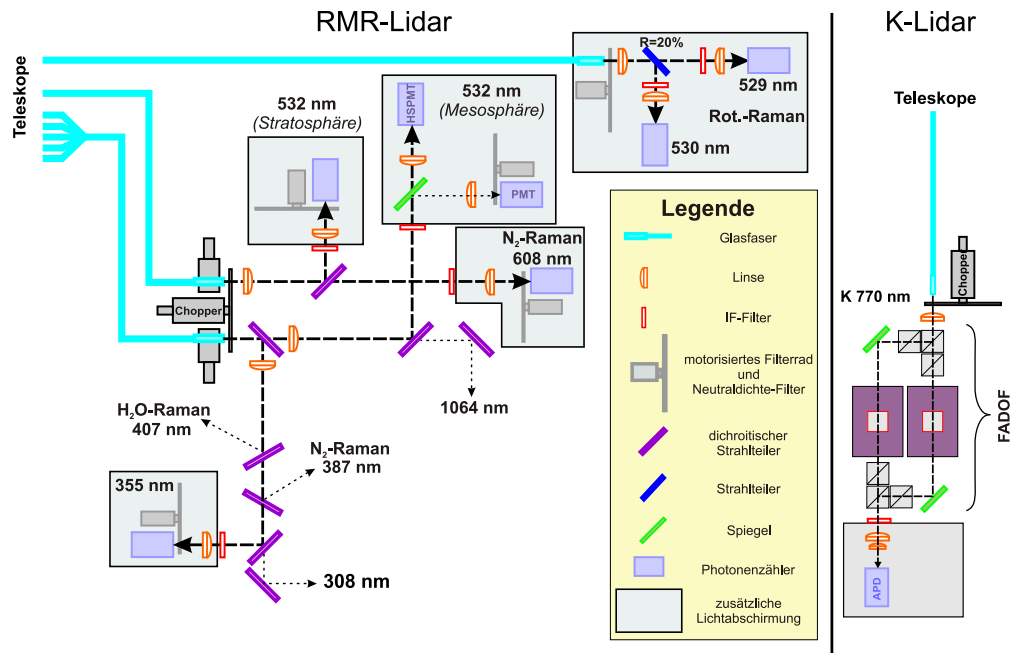


Abbildung 3.3: Schematische Zeichnung der optischen Bank von RMR- und K-Lidar, Stand Januar 2006. Beim RMR-Lidar sind die für die Temperaturen nicht notwendigen Kanäle nur angedeutet. Einzelteile der optischen Bank siehe Legende, weitere Details siehe Text.

Chopper ist ein sich drehendes Flügelrad, auf das die Laserpulse zeitlich abgestimmt werden, so dass die Kanäle in bestimmten Höhenbereichen vor dem Licht aus den Glasfasern geblockt werden. Im oberen Teil der Abbildung 3.3 ist eine Glasfaser zu sehen, die am Chopper vorbeigeführt wird. Das durch einen Graufilter abgeschwächte Licht wird zur Messung des Lichts der Rotations-Raman-Rückstreuung in der Troposphäre (1 bis 22 km) genutzt. Dazu wird das Licht nach einem 80/20 Strahlteiler durch zwei schmalbandige Interferenzfilter auf zwei Photomultiplier geleitet. Die Interferenzfilter haben eine Zentralwellenlänge von 529,08 bzw. 530,38 nm und eine Halbwertsbreite von 0,51 bzw. 0,47 nm. Diese Aufteilung per Strahlteiler auf zwei Photomultiplier ist erst seit Februar 2004 im Rahmen dieser Arbeit verwirklicht. Zuvor wurden die beiden Kanäle abwechselnd mit einem Photomultiplier gemessen. Dies war nachteilig bei variabler Transmission in der Atmosphäre z.B. bei durchziehenden dünnen Cirren. Mit der gleichzeitigen Messung beider Kanäle ist der Einfluss variabler Transmission vernachlässigbar. Die zweite Einzelglasfaser geht über eine Seite des Choppers, der das Signal unterhalb von ca. 16 km blockt. Über einen dichroitischen Strahlteiler wird das Licht mit Wellenlängen zwischen 430 und 550 nm unter 45° ausgespiegelt. Dieses wird für den 532 nm-Kanal in der Stratosphäre (20–50 km) genutzt. Auch hier wird per Interferenzfilter nur das Licht der gewünschten Wellenlänge auf einen Photomultiplier geleitet. Im zweiten Kanal wird das Signal der Vibrations-Raman-Streuung an Stickstoff bei 608 nm aufgefangen. Das Licht von vier weiteren Teleskopen wird mit dem Glasfaser-Bündel aufgefangen und kommt auf der anderen Seite des Choppers an, so dass hier das Signal erst ab ca. 35 km Höhe auf die danach folgenden Detektoren trifft. Auch hier wird durch einen Strahlteiler das Licht von der der UV-Wellenlängen von dem der VIS- und IR-Wellenlänge getrennt und dann mit verschiedenen Detektoren gemessen. Im Zusammenhang mit der Temperaturberechnung sind zwei Kanäle relevant. Zum einen gibt es einen Kanal für 532 nm in der Mesosphäre. Um das Signal noch in möglichst großen Höhen (etwa 90 km) detektieren zu können, wird hier ein spezieller „High-Sensitive“-Photomultiplier mit besonders hoher Quanteneffizienz benutzt. Zum anderen wird die Messung des Signals bei 355 nm mit Hilfe

eines Photomultipliers vorgenommen.

Von den Photomultipliern werden die elektrischen Signale an die Zähler weitergegeben und den entsprechenden Höhenkanälen à 200 m über die Laufzeit zugeordnet. Dabei ist empfindliche Einzelphotonenzählung in den Nachweiszweigen notwendig, da nur ein sehr kleiner Bruchteil, etwa 0,01%, des ausgesendeten Laserlichts in der mittleren Atmosphäre ($z \approx 30 - 100$ km) gestreut wird. Davon wird wiederum nur ein winziger Bruchteil wirklich genau in Rückwärtsrichtung zurückgestreut und detektiert. Pro Puls werden folglich von den ausgesendeten 10^{18} Photonen nur etwa 10^{14} in der mittleren Atmosphäre gestreut und davon werden von dem hier beschriebenen RMR-Lidar nur etwa $5 \cdot 10^3$ bei der Wellenlänge 532 nm wieder in Stratosphäre und Mesosphäre detektiert (vgl. Abb. 3.4). Nach jedem Laserpuls werden die Daten an den Messrechner weitergegeben. Im Rechner wird das Signal aufintegriert und nach 4000 Laserpulsen (etwa 2 min) als Rohdatenprofil gespeichert. Die Rückstreupprofile der sechs verschiedenen Kanäle sind in Abbildung 3.4 zu sehen. Die zwei Chopperkanten bei etwa 16 und 35 km sind gut zu erkennen, genauso wie das aufgrund der exponentiell abnehmenden Luftdichte mit der Höhe abnehmende Signal. Das K-Lidar-Signal wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

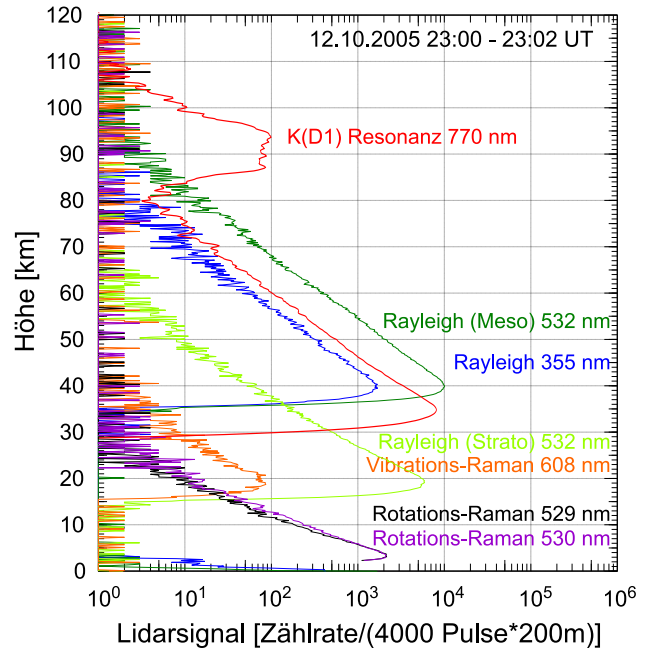


Abbildung 3.4: Die sieben Rohdatenprofile von K- und RMR-Lidar, die zur Temperaturberechnung notwendig sind, integriert über 4000 Laserpulse mit 200 m Höhenintervallen am 12.10.2005

3.3 Das Kalium-Resonanzlidar

Das hier in der Arbeit verwendete Kalium-Resonanzlidar (K-Lidar) wurde am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik entwickelt und etabliert [von Zahn und Höffner, 1996]. Die Messmethode beruht auf der Existenz von freien Metallatomen in der Mesopausenregion, die mit einem Lidar zu Resonanz angeregt werden [z.B. Megie et al., 1978]. Die Entwicklungsarbeit und die ersten erfolgreichen Messungen wurden an einem mobilen Instrument

durchgeführt. Danach wurde ein zweites, fast baugleiches Instrument stationär in Kühlungsborn aufgebaut, mit dem seit 1999 Routinemessungen gemacht werden. Diese Messungen erfolgten zuerst nur bei Nacht, seit 2002 nach der Entwicklung eines Tageslichtfilters auch

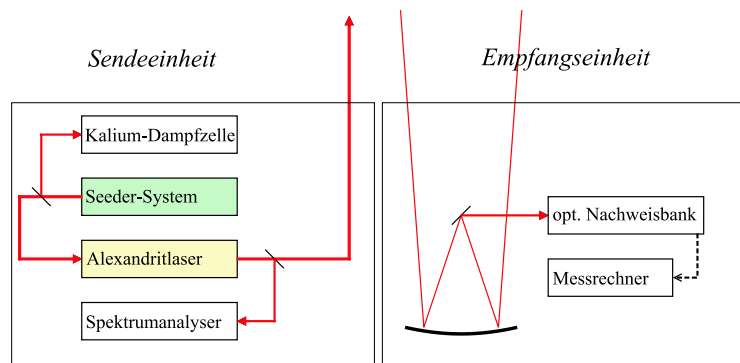


Abbildung 3.5: Schematische Zeichnung des K-Lidars mit Sende- und Empfangseinheit, weitere Details siehe Text

bei Tag [Fricke-Begemann *et al.*, 2002; Höffner und Fricke-Begemann, 2005]. Im Folgenden werden fast ausschließlich die Nachtmessungen benutzt, da mit dem RMR-Lidar noch keine Tageslichtfähigkeit erreicht wurde. Mit der Beschränkung auf die Nachtmessungen erhält man durchgehende Profile vom Troposphäre bis in die untere Thermosphäre.

In diesem Abschnitt wird nun einen kurzen Überblick über die Technik des K-Lidars gegeben. Weitere Details sind in den Arbeiten von von Zahn und Höffner [1996], Fricke-Begemann und Höffner [2005] und den Referenzen darin zu finden. Die wesentlichen Bestandteile des K-Lidars sind in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Es sind einige Zusatzbestandteile nötig, die in der allgemeinen Abbildung 3.1 fehlen.

Der Alexandrit-Ringlaser wurde hausintern speziell für die Anwendung von Temperaturmessungen in der Atmosphäre weiterentwickelt [vgl. Fricke-Begemann, 2004]. Es handelt sich um einen zwischen 700 und 820 nm durchstimmbaren Festkörperlaser mit dem Lasermedium Alexandrit. Durch die Einkopplung des Seeder-Lasers wird die Wellenlänge vorgegeben, die bei etwa 770 nm liegt. Diese Wellenlänge entspricht der K(D1)-Resonanzlinie. Nachdem der Laserpuls den Ringlaser verlassen hat, durchläuft er zur Verringerung der Divergenz ein Aufweitungsteleskop. Danach wird der gepulste Laserstrahl mit einer Divergenz von 300 μ rad senkrecht in die Atmosphäre geleitet. Dabei wurde diese Laserstrahldivergenz so eingestellt, dass keine Sättigungseffekte im K-Signal auftreten. Der Laser besitzt eine Repetitionsrate von 35 Hz, eine Pulsenergie von 120 mJ und eine Pulslänge von 250 ns [Fricke-Begemann, 2004]. Ein Vergleich zwischen den Parametern des K-Lidars und des RMR-Lidars ist in Tabelle 3.1 zu finden.

Das aus der Atmosphäre zurückgestreute Licht wird beim stationären K-Lidar von einem Teleskop mit 76 cm Durchmesser und einer Brennweite von 3,3 m (siehe Abb. 3.2) aufgefangen und in eine Glasfaser fokussiert. Diese ist so gewählt, dass man ein möglichst kleines Gesichtsfeld von ca. 180 μ rad hat, um den Untergrund soweit wie möglich für Tagmessungen zu reduzieren. Dies hat zur Konsequenz, dass das Teleskop-Gesichtsfeld kleiner gewählt werden musste als die Laserstrahldivergenz [Details in Fricke-Begemann, 2004], was eine besondere Herausforderung an die Genauigkeit der Justage und die Strahlstabilität stellt.

Mit der Glasfaser wird das Licht in die optische Nachweisbank geleitet (vgl. rechter Teil der Abb. 3.3). Nach dem Chopper, der das Licht unterhalb von etwa 30 km blockt, um den empfindlichen Detektor zu schützen, wird das Licht mit einer Linse parallelisiert. Anschließend durchläuft das Licht den Tageslichtfilter, der aus zwei FADOF-Zellen (**F**araday **A**nomalous **D**ispersion **O**ptical **F**ilter) besteht. Diese Art der Tageslichtunterdrückung bei Lidarmessungen wurde zuerst für Natrium entwickelt [Chen *et al.*, 1993]. Der hier benutzte Filter für Kalium hat einschließlich aller verwendeten Optiken eine Transmission von ca. 75 %. Dabei ist die Filtertransmission über den Bereich des Resonanzsignals nur schwach wellenlängenabhängig. Die effektive Transmission für Resonanz-Streuung ändert sich weniger als 0,5%, was nach Höffner und Fricke-Begemann [2005] einen Fehler in der Temperaturberechnung von weniger als 0,5 K verursacht. Wesentlich entscheidender ist der Einfluss der Filtertransmission auf das Rayleigh-Signal, das zur Normierung bei der Bestimmung des Rückstreukoeffizienten benötigt wird [Fricke-Begemann, 2004]. Dabei können, wenn dieser Effekt nicht berücksichtigt wird, unakzeptable, systematische Fehler von bis zu 10 K in den berechneten Temperaturen auftreten [Höffner und Fricke-Begemann, 2005]. Weil das Rayleighsignal diese Wellenlängenabhängigkeit zeigt, was nur schwer komplett zu korrigieren ist, wird die Zählrate auf die Anzahl der Laserpulse normiert. Da die Laserenergie bei den Pulsen annähernd konstant ist und die Transmission der Atmosphäre nur sehr gering wellenlängenabhängig ist (unter 1 % nach Höffner und Fricke-Begemann [2005]), ist auch diese Art der Normierung möglich. Bevor das Licht nun auf eine Avalanche Photodiode (APD)

fokussiert wird, wird per Interferenzfilter das gesamte Spektrum jenseits von ± 500 pm der Resonanzwellenlänge herausgefiltert, um den Untergrund im Signal weiter zu reduzieren.

Nach der Umwandlung der Photonen in ein elektrisches Signal wird wie beim RMR-Lidar über die Laufzeit eine Zuordnung in Höhenkanäle von 200 m vorgenommen. In Abbildung 3.4 ist ein Rohdatensignal nach 2 min Integrationszeit zu sehen (rote Kurve). Unterhalb von 30 km wird das Signal durch den Chopper geblockt. Darüber sieht man das Rayleigh-Signal des K-Lidars bei 770 nm bis etwa 80 km und zwischen ca. 80 bis 105 km das Resonanzsignal der Kaliumatome.

3.4 Berechnung der Temperaturprofile

Wie in Abbildung 3.4 im vorherigen Abschnitt gezeigt benötigen wir verschiedene Rückstreuprofile, um die in der weiteren Arbeit genutzten Temperaturprofile von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre zu berechnen. Zuerst wird nun die beim K-Lidar benutzte Methode erläutert ($\sim 85 - 105$ km) und im Anschluss die Methoden, die beim RMR-Lidar verwendet werden ($1 - 90$ km).

3.4.1 Messmethode beim K-Lidar

Grundlage der Messung von Temperaturen mit dem K-Lidar ist die thermische Dopplerverbreiterung der Kalium-D₁-Resonanzlinie. Mit einem durchstimmbaren, schmalbandigen Laser ist es möglich, Temperaturen in der Kaliumschicht in der Mesopausenregion zu bestimmen.

Bei Gasen unter niedrigem Druck ($p < 1$ hPa) ist die thermische Dopplerverbreiterung die dominierende Ursache für die beobachtete Linienbreite und die Kurve entspricht einer Gaußkurve. Für die Anzahl der Metallatome n mit der Resonanzfrequenz ν_0 bei thermischem Gleichgewicht (Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung) ergibt sich in Abhängigkeit von der Frequenz ν dann die Gleichung

$$n(\nu)d\nu = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\rho d\nu}{\delta\nu_D} \exp\left(-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_0}{\delta\nu_D}\right)^2\right) \quad (3.2)$$

mit der Halbwertsbreite

$$\delta\nu_D = \sqrt{8\ln 2 \frac{k_B T}{mc^2}} \nu_0, \quad (3.3)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante ($k_B = 1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K), T die Temperatur der Atome und damit der Atmosphäre, m die Atommasse und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Aus Gleichung (3.3) ergibt sich, dass die Dopplerbreite proportional zu $\sqrt{T}$ ist. Dies wird bei der Bestimmung der Temperaturen ausgenutzt.

Für die Kalium-D₁-Resonanzlinie ist die mittlere Lebensdauer 26 ns und damit die natürliche Linienbreite 6 MHz. Die beobachtete Linienbreite ist durch die thermische Bewegung der Atome in der Atmosphäre deutlich größer (etwa 1 GHz). Bei genauerer Betrachtung muss die natürliche Linienbreite und auch die Laserlinienbreite berücksichtigt werden, welche beide im Idealfall Lorenzprofile sind. So ergibt sich insgesamt ein Voigtprofil für den Rückstreuquerschnitt [vgl. *Fricke-Begemann*, 2004].

Außerdem müssen bei der Berechnung der Temperatur die einzelnen Isotope von Kalium berücksichtigt werden (Details siehe *von Zahn und Höffner* [1996]; *Fricke-Begemann*

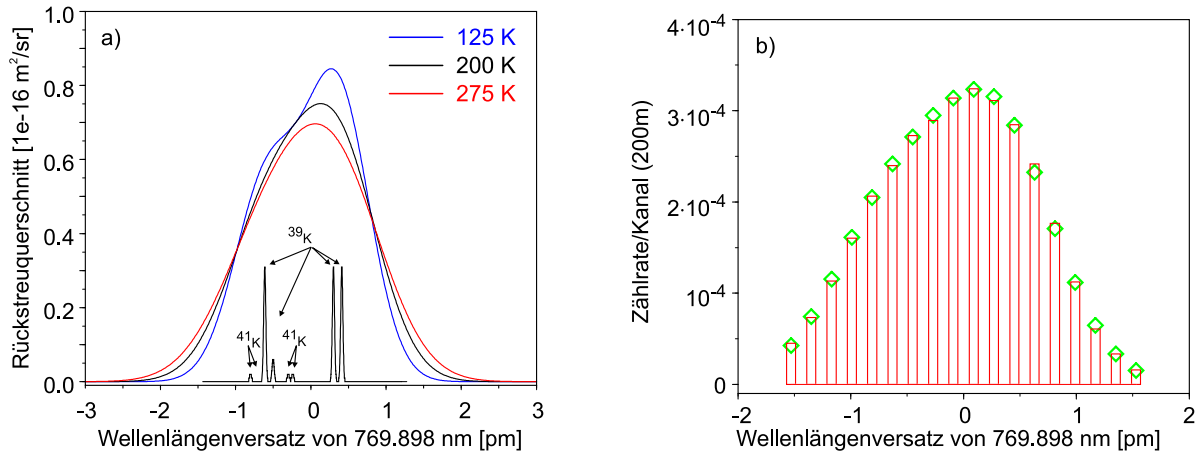


Abbildung 3.6: Doppler-verbreiterte Resonanzkurve: a) Effektiver Rückstreuquerschnitt des K(D1)-Resonanzübergangs für drei typische Temperaturen (125, 200 und 275 K). Die individuellen Hyperfeinstrukturlinien sind mit einer Bandbreite von 20 MHz dargestellt. Ein Wellenlängenversatz von 2 pm entspricht etwa 1 GHz. Die Darstellung ist aus von Zahn und Höffner [1996] entnommen. b) Beispiel einer gemessenen Zählrate (rote Balken), eingeteilt in 18 Wellenlängenkanäle zu je 0,18 pm, und die daran angepasste Resonanzkurve (grüne Quadrate).

[2004]). In Abbildung 3.6a sind diese Isotope angedeutet. Der effektive Rückstreuquerschnitt ist dann eine Superposition der Doppler-verbreiterten, einzelnen Isotop-Linien und liegt im Maximum bei etwa $8 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{sr}$. In Abbildung 3.6a ist der effektive Rückstreuquerschnitt mit der natürlichen Linienbreite und Laserlinienform gefaltet. Da auch noch weitere Instrumenteneffekte, wie z.B. Abtastung berücksichtigt werden müssen, ist die eigentliche Kurve zur Temperaturberechnung numerisch berechnet. Die Abhängigkeit der Linienform von der Temperatur ist durch die drei Kurven bei unterschiedlichen Temperaturen angedeutet.

Die Wellenlänge des K-Lidars wird bei der Messung sinusförmig über den zentralen Teil der Resonanzkurve durchgestimmt und jeweils einem von 18 Wellenlängenkanälen zugeordnet. Aus den Zählraten an diesen Stützstellen wird dann die Kurve bestimmt. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.6b dargestellt. Der gemessene Volumen-Rückstreukoeffizient ist durch drei Atmosphärenparameter bestimmt. Die Amplitude ist proportional zur Kaliumdichte. Der vertikale Wind verursacht eine Verschiebung in der zentralen Wellenlänge und die Temperatur verändert die Form und Breite der Kurve. Die Zählraten werden typischerweise über eine Stunde und über ein Höhenintervall von 2 km integriert (siehe Abb. 3.7a). Dabei wird das Originalsignal wegen des Untergrunds und der Totzeit des Detektors korrigiert. Man versteht unter Totzeit die Zeit, die der Detektor nach Nachweis eines Photon braucht bis er das nächste Photon nachweisen kann. Die Temperaturprofile werden anschließend jede Viertelstunde mit einer Integrationszeit von einer Stunde und mit einer Höhenauflösung von 1 km berechnet, wie in Abbildung 3.7b zu sehen ist. Der systematische Fehler der Temperaturberechnung wird in von Zahn und Höffner [1996] auf etwa 3 K geschätzt. Dabei spielen vor allem die ungenauen Kenntnisse über die atomphysikalischen Konstanten und die Laserbandbreite eine Rolle. Der statistische Fehler, der in Abbildung 3.7b dargestellt ist, wird durch die Photonen-zählrate bestimmt. Dabei ist der entscheidende Faktor das Verhältnis zwischen Zählrate aus der Kaliumschicht und Untergrund. Da der Untergrund höhenunabhängig ist, steigt der Fehler an den Rändern der Kaliumschicht aufgrund der geringeren Dichte stark an. Für die Auswertung werden nur Temperaturen mit einem Fehler von weniger als 10 K zugelassen. Abhängig von der Ausdehnung und Stärke der Kaliumschicht können damit Temperaturen zwischen maximal 80 und 110 km berechnet werden.

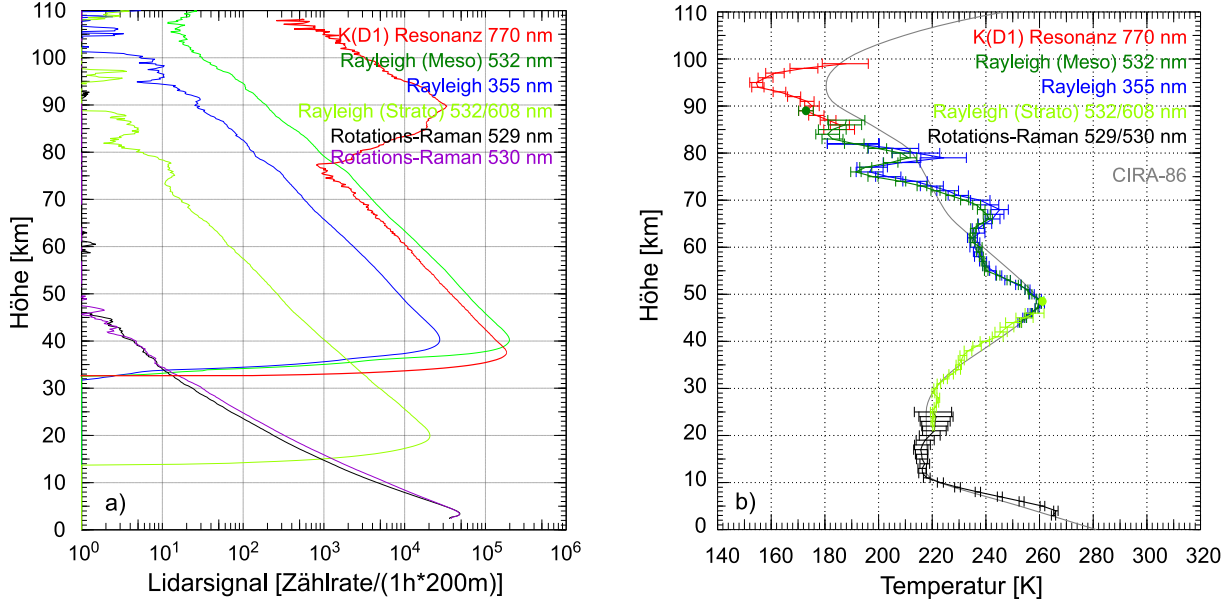


Abbildung 3.7: Beispiel für Temperaturmessungen mit der Kombination aus K- und RMR-Lidar in Kühlungsborn am 12. Oktober 2005, 22:15–23:15 UT. a) Korrigiertes Rückstreusignal der verschiedenen Kanäle. b) Resultierendes Temperaturprofil mit statistischem Fehler von 1–105 km. Korrekturen und eingesetzter Glättungsfilter siehe Text.

3.4.2 Messmethoden beim RMR-Lidar

Beim RMR-Lidar werden zwei verschiedene Methoden zur Berechnung der Temperaturen zwischen 1 und 90 km benutzt. Im Folgenden werden diese beiden Methoden zur Berechnung der Temperaturen aus der Rayleigh- und der Rotations-Raman-Rückstreuung erläutert und die Verbindung mit den K-Lidar-Daten dargestellt. Die Rohdaten (vgl. Abb. 3.4) sind vor der Integration zu korrigieren [Alpers *et al.*, 1999, 2004]: Zunächst werden der Untergrund abgezogen und der geometrische Faktor berücksichtigt. Ersteres ist sehr gut aus der Messung bestimmbar, letzteres ergibt sich direkt aus dem Abstand zum Streuvolumen. In der Stratosphäre muss die Absorption des Laserlichts durch Ozon einbezogen werden. Diese wird mit Hilfe eines Ozon-Absorptionsmodells berechnet und hat auf die berechneten Temperaturen von bis zu 3 K Einfluss im Maximum der Ozonschicht. Auch die zu berücksichtigenden Totzeiten der verschiedenen Detektoren sind von den Herstellern gut spezifiziert. Beim Rayleigh-Signal muss die Berechnung der Temperaturen die Rayleighextinktion einschließen. Diese hat einen Einfluss auf die Temperaturen von ca. 1 K in 20–30 km und nimmt darüber ab.

Temperaturmessung mit der Rayleigh-Rückstreuung

Bei der Berechnung der Temperaturen aus dem Signal der Rayleigh-Rückstreuung wird ausgenutzt, dass die Rückstreuung proportional zur Dichte in der Atmosphäre ist [Kent und Wright, 1970; Hauchecorne und Chanin, 1980]. Bei Kombination der idealen Gasgleichung und der integralen Form der hydrostatischen Grundgleichung

$$p = -M \int_z^\infty g(z') \cdot n(z') dz' = k_B \cdot n(z) \cdot T(z) \quad (3.4)$$

ist es möglich, aus dieser Rückstreuung Temperaturen zu berechnen. Durch stückweise Integration dieser Gleichung ergibt sich:

$$T(z) = \frac{n(z)}{n(z_{top})}T(z_{top}) - \frac{M}{k_B} \int_{z_{top}}^z g(z) \frac{n(z')}{n(z_{top})} dz'. \quad (3.5)$$

Unter Annahme von Aerosolfreiheit wird $\frac{n(z)}{n(z_{top})}$ durch die Lidarmessungen geliefert. Bei einer Integration von oben (z_{top}) nach unten lassen sich die Temperaturen in der Mesosphäre und Stratosphäre berechnen. Nur die Temperatur an der Oberkante, $T(z_{top})$, wird noch benötigt.

Im Gegensatz zu den meisten anderen Rayleigh-Lidars, die klimatologische Werte als Starttemperaturen benutzen [siehe z.B. *Wilson et al.*, 1991a; *Blum et al.*, 2004], kann bei den hier vorgestellten Messungen auf die K-Lidar-Temperaturen zurückgegriffen werden, die zeitgleich und am selben Ort gemessen werden. Das hat den Vorteil, dass die sonst üblichen großen Fehler (bis zu etwa 30 K) an der Oberkante des Integrationsbereichs nicht vorhanden sind. In Abbildung 3.8 ist für ein Profil der Unterschied zwischen einer Integration mit einem klimatologischen Mittel (hier repräsentiert durch CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990], graue Kurve) und der am selben Ort gemessenen K-Lidar-Temperatur (rote Kurve) gezeigt. Dabei wurde für die Starttemperatur aus CIRA-86 in 90 km Höhe ein Fehler von 30 K angenommen, während für das K-Lidar der tatsächliche statistische Fehler herangezogen wird (hier etwa 2 K in einer Höhe von 88 km). Der statistische Fehler für die aus der Rayleigh-Rückstreuung berechneten Temperaturen setzt sich aus dem statistischen Fehler in der Höhe und dem Fehler der Temperatur in der das dann nur im Falle der Starttemperatur vom K-Fehler. Wie gut zu sehen ist, sind ungefähr 20 und grüne Kurve in Abb. 3.8) innerhalb des Starttemperatur des K-Lidars (grüne Balken in Abb. 3.8) unterhalb des Startwertes nicht glaubwürdig, da sie mit 20 K Fehler behaftet sind. Da in dieser Arbeit es wichtig ist, dass keine künstlich erzeugten Artefakte als Starttemperaturen entstehen. Diese würden sonst zu großen Wellenamplituden führen. Fallstudien haben gezeigt, dass Unterschiede bis zu 8 K möglich sind. Im weiteren Verlauf der Bestimmung von Perioden und vertikalen Wellenlängen

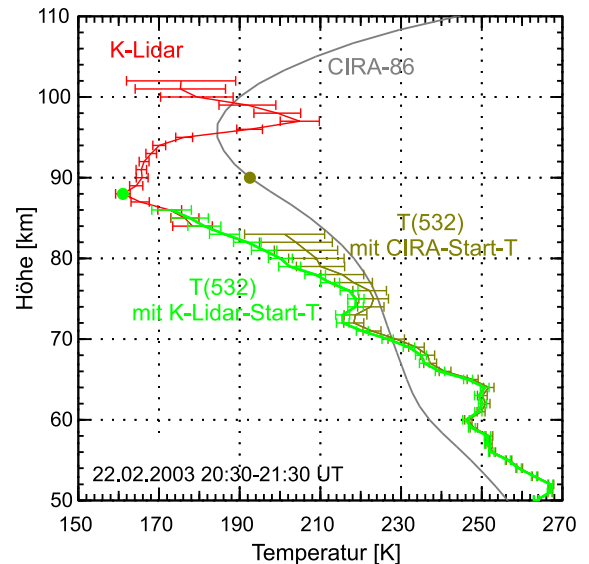


Abbildung 3.8: Vergleich der Temperaturberechnung aus der Rayleigh-Rückstreuung mit der Starttemperatur aus dem klimatologischen Mittel CIRA-86 (olivgrüne Kurve) und aus den K-Lidar-Temperaturen (grüne Kurve). Die Profile von CIRA-86 und K-Lidar sind grau bzw. rot dargestellt.

Wie schon im Abschnitt 3.2 erwähnt, werden beim hier verwendeten RMR-Lidar sowohl die Rayleigh-Signale bei 355 nm als auch bei 532 nm zwischen etwa 45 und 90 km genutzt (Mesosphären-Kanal). Die Wellenlänge 355 nm dient als Kontrolle der Temperaturberechnung aus der mit mehr Energie ausgesendeten Wellenlänge von 532 nm. Um den großen Dynamik-Bereich des Signals abzufangen, gibt es noch einen weiteren Kanal bei 532 nm für

das Signal aus der Stratosphäre (> 20 km).

Bei diesem Kanal für die Stratosphäre ist die für die Temperaturberechnung aus dem Rayleigh-Signal notwendige Aerosolfreiheit in der unteren und mittleren Stratosphäre (~ 20 – 32 km) nicht mehr gegeben [s.a. *Gross et al.*, 1997]. Da das Signal der Rotations-Raman-Kanäle zu schwach ist, muss das Rayleigh-Signal korrigiert werden. Bis Februar 2004 wurde diese Korrektur der Rückstreuprofile empirisch durch den Vergleich mit Radiosonden berechnet. Dabei wurde im Mittel ein Rückstreuverhältnis R von 1,06 unterhalb von 28 km angenommen, das bis 33 km auf 1,00 abnimmt (< 28 km: 1,06; 28–29 km: 1,05; 29–30 km: 1,04; 30–31 km: 1,03; 31–32 km: 1,02; > 32 km: 1,0) [vgl. *Alpers et al.*, 2004]. Diese Korrektur verändert die Temperatur bis zu 10 K in 28 km Höhe. Da diese Methode mit großen Unsicherheiten behaftet ist, wurde ab Februar 2004 mit dem in dieser Arbeit vorgenommenen Umbau der optischen Nachweisbank eine direkte Messung eines aerosolfreien Signals (also ohne zusätzliche Mie-Streuung) erreicht [*Gerding et al.*, 2006]. Dies erfolgt nämlich durch die Messung der Vibrations-Raman-Streuung bei 608 nm zwischen 20 und 40 km. Das Rückstreuverhältnis der Aerosole $R = (P_{mol} + P_{aer})/P_{mol}$ (mit P_{mol} und P_{aer} als Molekül- bzw. Aerosol-Signalstärke) kann aus der Kombination von elastischer Rückstreuung bei 532 nm und der inelastischen N_2 -Vibrations-Raman-Rückstreuung bei 608 nm ermittelt werden. Das elastische Signal ist hingegen die Summe aus Molekül- und Aerosol-Signal. Das N_2 -Vibrations-Raman-Signal ist proportional zum Molekül-Signal, wenn die Extinktionsunterschiede bei Aerosol zwischen 532 nm und 608 nm vernachlässigbar sind, wovon oberhalb von 20 km ausgegangen werden kann. So lässt sich im Nachtmittel aus elastischem und inelastischem Signal das Rückstreuverhältnis R berechnen und damit die einzelnen Rückstreuprofile bei 532 nm korrigieren. Für Korrekturen auf Basis von Einzelprofilen ist das Signal bei 608 nm zu gering. Es ist aber davon auszugehen, dass die Aerosolkonzentrationen in der unteren und mittleren Stratosphäre wesentlich weniger in einer Messnacht variieren als in der Troposphäre. Für die Korrektur wird das Signal im Nachtmittel bei 608 nm auf 532 nm in einer Ansatzhöhe von 34 km normiert und darunter dieses normierte Signal genutzt. Aus dem Unterschied zwischen dem Signal bei 532 nm und dem aus 608/532 nm lässt sich das Rückstreuverhältnis berechnen, das dann im weiteren zur Korrektur der Einzelprofile bei 532 nm benutzt wird. In jedem Fall ist diese Korrektur eine wesentliche Verbesserung zur früheren Methode mit einem in jeder Höhe konstanten, empirischen Rückstreuverhältnis für alle Nächte. Es werden durchschnittlich Rückstreuverhältnisse von 1,12 bei 22 km bis 1,0 bei 30 km erreicht. Dabei sind saisonale Veränderungen bis zu 0,05 bei 28 km zu beobachten, was mit anderen Messungen übereinstimmt [siehe z.B. *Vaughan und Wareing*, 2004]. In Abbildung 3.9 ist für eine Messung der Unterschied zwischen korrigiertem und unkorrigiertem Temperaturprofil zu sehen (rote und grüne Kurve). Bei der Ansatzhöhe von 34 km entstehen unterhalb von etwa 28 km größere Unterschiede zwischen den unkorrigierten und korrigierten Daten. In der unteren Stratosphäre tritt in diesem Fall eine Differenz von bis zu 8 K auf.

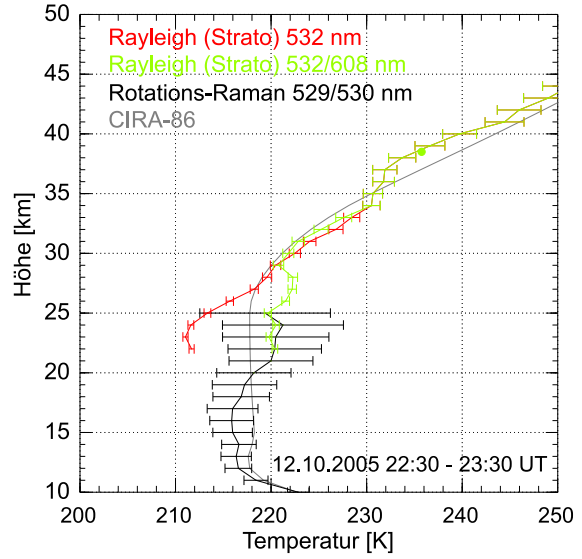


Abbildung 3.9: Berechnung der Rayleigh-Temperaturen zwischen 22 und 38 km ohne und mit Aerosolkorrektur durch das Vibrations-Raman-Signale, das an den Stickstoffmolekülen bei 608 nm entsteht. Zusätzlich sind die unten anschließenden Rotations-Raman-Temperaturen dargestellt.

Temperaturmessung mit der Rotations-Raman-Rückstreuung

In der Troposphäre ist die Variabilität der Aerosolkonzentrationen vor allem durch Wasser in allen drei Phasen wesentlich größer als in der Stratosphäre. Außerdem ist eine starke Wellenlängenabhängigkeit der Aerosolstreuung vorhanden. Deshalb funktioniert die oben beschriebene Aerosolkorrektur des Rayleigh-Signals nicht und es ist eine andere Methode zur Messung der Temperaturen notwendig. Hier wird die Rotations-Raman-Streuung an Stickstoff und Sauerstoff in zwei nahe beieinander liegenden Wellenlängenbereichen ausgewertet ($529,08 \pm 0,51$ nm und $530,38 \pm 0,47$ nm) [Nedeljkovic *et al.*, 1993]. Die Transmission des gesamten Detektors wurde mit einem hochauflösenden Spektrometer im relevanten Wellenlängenbereich ausgemessen. In Figur 3.10a sind die gemessenen Transmissionskurven für die beiden Interferenzfilter und die berechneten Rotations-Raman-Spektren zu sehen. Die zur Berechnung des Spektrums notwendigen physikalischen Konstanten wurden aus Butcher *et al.* [1971], Arshinov *et al.* [1983] und Vaughan *et al.* [1993] entnommen. Das Rückstreuverhältnis der beiden Kanäle ist ungefähr proportional zur Temperatur, wenn man die spezielle Konfiguration des benutzten RMR-Lidars einbezieht (Photomultiplier, Filter etc.). Die Kalibration ist in Abbildung 3.10b zu sehen. Als Kontrolle wurden gelegentlich Radiosonden während der Messung vor Ort gestartet, um z.B. Alterungseffekte der Detektoren und Interferenzfilter zu erfassen [vgl. Alpers *et al.*, 2004]. So lassen sich aus den Rotations-Raman-Rückstreuprofilen Temperaturen zwischen 1 und etwa 20 km berechnen.

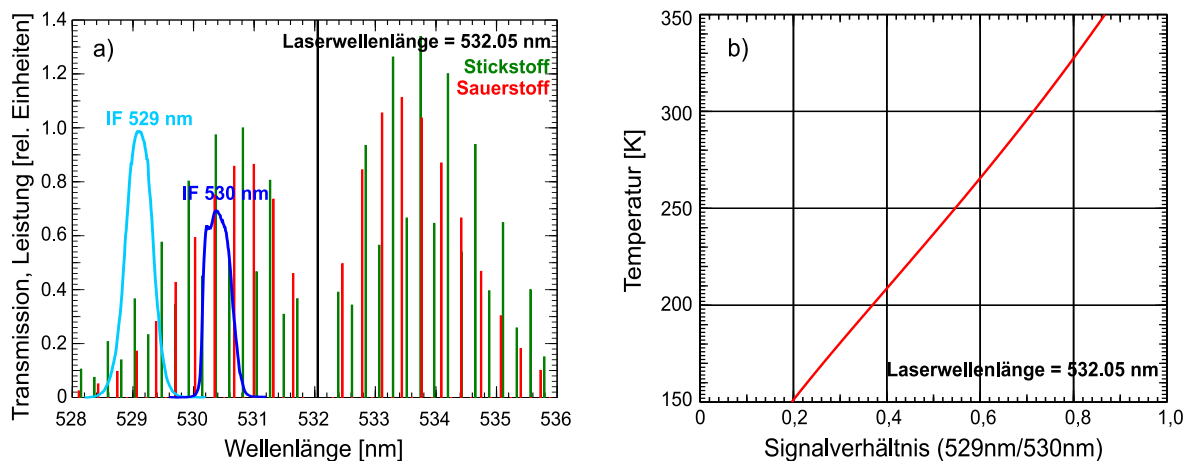


Abbildung 3.10: a) Leistungsspektrum der berechneten Rotations-Raman-Linien für die zentrale Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers am IAP (532,05 nm, schwarze Linie) und gemessene Transmissionskurven der benutzten Interferenzfilter (hell- und dunkelblaue Kurven). Die Leistung ist normiert auf die stärkste Linie. Die Transmissionskurven sind normiert auf den größten Wert des 529 nm-Interferenzfilters. Die Darstellung ist angelehnt an eine Abbildung aus Alpers *et al.* [2004]. b) Kalibrationskurve von Signalverhältnis (529/530 nm) zu Temperatur für das hier verwendete RMR-Lidar.

Wie in diesem Abschnitt gezeigt wurde, lassen sich durch die Kombination dreier verschiedener Messmethoden mit zwei Lidars Temperaturen zwischen etwa 1 – 105 km zeitaufgelöst bestimmen. In Abbildung 3.7 sind für eine Messung im Oktober 2005 die korrigierten und über eine Stunde integrierten Rohdatenprofile und das daraus resultierende kombinierte Temperaturprofil dargestellt. Dieses Profil hat 1 km Höhenauflösung und einen höhenabhängigen Glättungsfilter mit einer Breite von 0,6 km bei 40 km bzw. 3 km bei 80 km. So ist es möglich, ein gutes Verhältnis zwischen statistischem Fehler und Temperaturfluktuationen zu erreichen, was für die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Wellenanalysen über den kompletten Höhenbereich notwendig ist.

Kapitel 4

Jahresgang der mittleren Temperaturen

Nach der Beschreibung der Messmethoden und deren Kombination zu Temperaturprofilen von der Troposphäre bis in die Thermosphäre werden in diesem Kapitel die Datenbasis für die weiteren Analysen und der Jahresgang der mittleren Temperaturen beschrieben. Die Darstellung des Jahresgangs kombiniert aus Daten zweier Lidars erfolgt in dieser Arbeit zum ersten Mal. Der Jahresgang der K-Lidar-Messungen allein (1997–1999 und 2003–2005) am Standort Kühlungsborn wurde schon in den Arbeiten von *Fricke-Begemann* [2004] und *Lautenbach* [2007] beschrieben. Neben der Beschreibung der gemessenen Daten werden in den darauf folgenden Abschnitten Vergleiche mit den Referenzatmosphären CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] und NRLMSISE-00 [*Picone et al.*, 2002] gezeigt. Außerdem wird in der Troposphäre und Stratosphäre mit Daten vom ECMWF verglichen. Um einen möglichst repräsentativen Jahresgang zu erhalten, wird der Datensatz harmonisch auf die Anteile jährlicher, halbjährlicher und vierteljährlicher Variation analysiert. Zum Schluss des Kapitels werden zwei hervorstechende Phänomene aus dem Jahresgang beschrieben. Zum einen werden die „Stratospheric Warmings“ (stratosphärische Erwärmungen) und die damit einhergehenden „Mesospheric Coolings“ (mesosphärische Abkühlungen) detaillierter beleuchtet. Zum anderen wird die Zwei-Niveau-Mesopause gezeigt [*She und von Zahn*, 1998] und mit den Änderungen im mittleren Zonalwind verglichen. In Anhang B.1 und B.2 sind alle Datentabellen zur Messstatistik und zu den Mittelwerten der Temperatur zu finden.

4.1 Datengrundlage für den Jahresgang

Die Messungen der von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre durchgehenden Temperaturprofile sind seit Juni 2002 in Kühlungsborn möglich. Nach einem zunächst sporadischen Einsatz wird die Kombination aus K-Lidar und RMR-Lidar seit April 2003 routinemäßig in jeder klaren Nacht betrieben. Dabei wurde in 282 Nächte gemessen, was mehr als 2200 Messstunden entspricht. (Details zu der Anzahl der Messungen siehe Tabelle B.1). Die Sondierungen wurden als wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit mit Unterstützung anderer Mitarbeiter des IAP durchgeführt. In der Abbildung 4.1 sind alle Messungen seit 2002 bis einschließlich Oktober 2006 als Jahresgang gezeigt, dabei erschließt sich die Anzahl der Messungen in einer Nacht aus dem Histogramm am unteren Rand der Grafik. Alle Daten, die nach dem 31.10.2006 noch gemessen wurden, konnten in dieser Arbeit nicht mehr berücksichtigt werden. Bei den gezeigten Temperaturprofilen handelt es sich um den Mit-

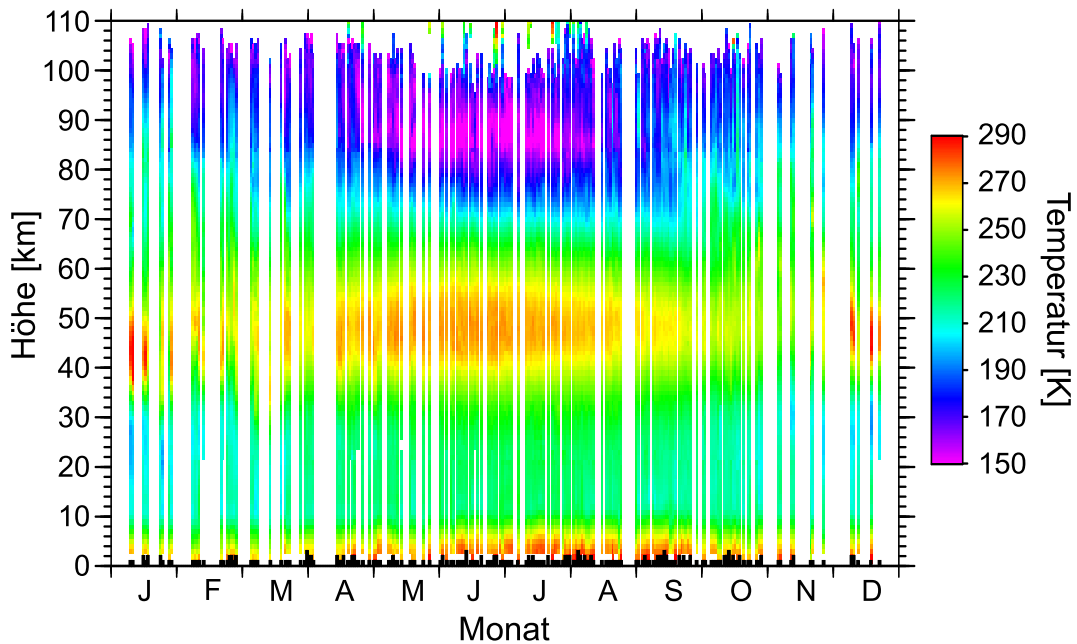


Abbildung 4.1: Jahresgang aller gemessenen Temperaturprofile von 3 h und länger von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre. Das schwarze Histogramm zeigt die Anzahl der Messungen, dabei entspricht ein Kilometer auf der Höhenachse einer Messung.

telwert aus allen 1-Stunden-Einzelprofilen einer Nacht. Wurde in einer Nacht mehrmals in den verschiedenen Jahren gemessen, ist ein Mittelwert aller Messungen abgebildet. Es sind nur die Messungen berücksichtigt, bei denen beide Lidars in Betrieb waren und die eine Messdauer von 3 h und mehr umfassen. Insgesamt sind so 236 Messnächte in die Berechnung von Abbildung 4.1 eingeflossen. Eine genaue Aufschlüsselung der Nächte auf Monate und Jahre findet sich in Tabelle B.2. Dort ist zu sehen, dass der Großteil der Messungen in den Jahren 2004 und 2005 stattgefunden hat mit mehr als 60 Messungen pro Jahr. Wie auch aus Abbildung 4.1 ersichtlich wird, sind die Monate April bis Oktober sehr gut abgedeckt. In den übrigen Monaten gibt es aufgrund unbeständiger Witterung mehrere Messlücken von jeweils etwa 2 Wochen. Auf Besonderheiten beim gezeigten Jahresgang wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

4.2 Jahresgang der Temperaturen

Um einen annähernd repräsentativen Temperaturmittelwert zu bekommen und um die Wellenparameter in der später gezeigten Schwerewellenauswertung adäquat bestimmen zu können, ist eine Mindestmessdauer von 3 Stunden erforderlich. Zur Füllung der Lücken im Jahresgang wurden die Daten über ± 15 Tagen und ± 2 km mit einem Hanning-Filter geglättet. Die Abbildung und auch alle weiteren Analysen dieses Kapitels sind auf Daten unterhalb von 105 km beschränkt, da darüber die Datenlage unzureichend ist. Denn mit dem K-Lidar sind nur in Einzelfällen Messungen auf Basis von 1-Stunden-Profilen oberhalb von 105 km möglich (Abb. 4.1). In diesem Jahresgang (vgl. Abb. 4.1 und 4.2) fallen zwei Dinge auf: 1) Die sehr kalte (< 150 K) und niedrige Mesopause im Sommer ist klar zu erkennen. Die höhere Wintermesopause ist am oberen Rand der K-Lidar-Messung nur zu erahnen. 2) Im Winter wurden häufig hohe Stratopausentemperaturen von mehr als 280 K (klimatologisches Mittel etwa 250 K) gemessen.

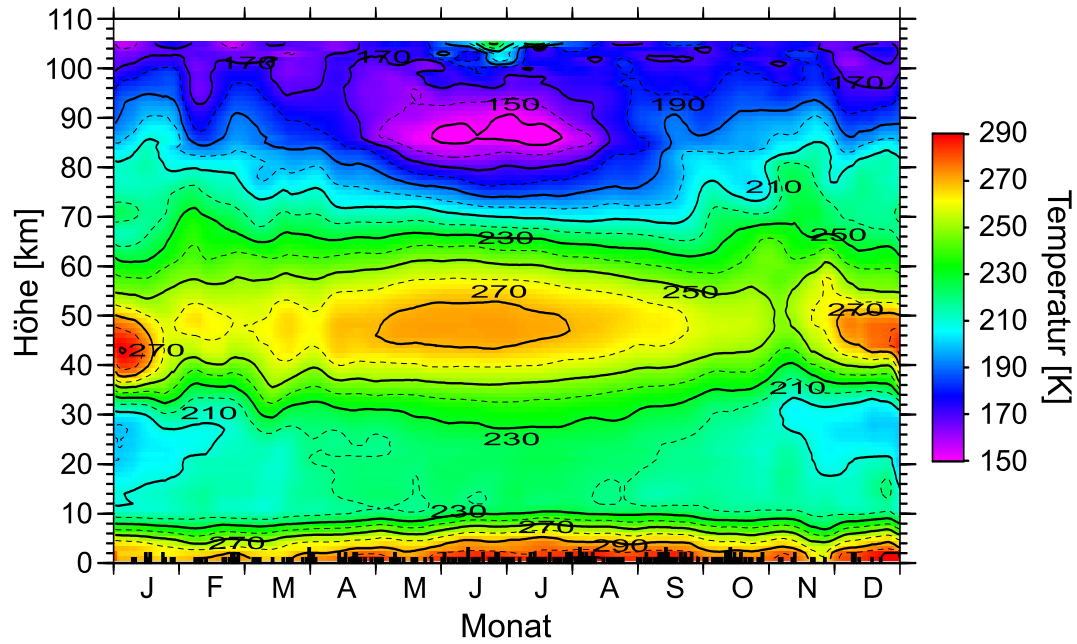


Abbildung 4.2: Jahresgang aller Temperaturprofile von 3 h und länger von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre mit einer Glättung mit Hanning-Filter von ± 15 Tagen und ± 2 km. Das schwarze Histogramm zeigt die Anzahl der Messungen.

4.2.1 Monatsmittelwerte der Temperaturen

Um über den Verlauf der mittleren Temperaturen während des Jahres einen besseren Überblick zu bekommen, wurden Monatsmittel aller Messungen gebildet (Abb. 4.3). Diese Werte befinden sich auch im Anhang B.2 in der Tabelle B.3. Die in der Abbildung gezeigten Standardabweichung geben einen Eindruck von der Variabilität der Messungen. Da die Variabilität bei der geringen Anzahl von Messungen auch von deren Anzahl abhängt, sind diese

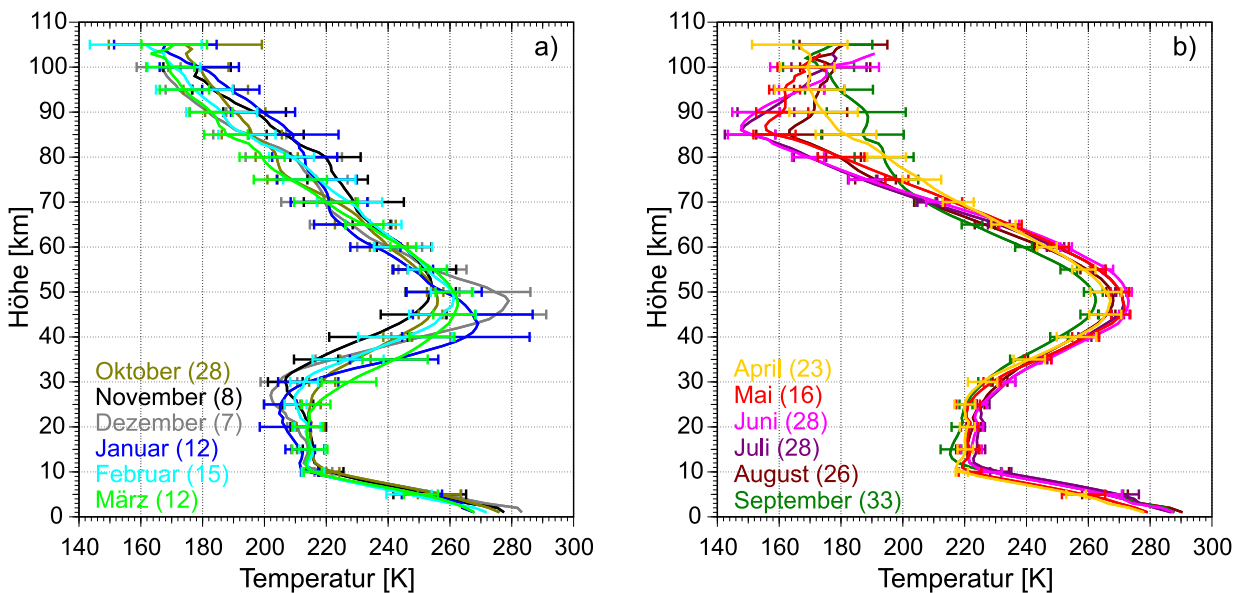


Abbildung 4.3: Monatsmittelwerte der Temperaturen aller Lidarmessungen mit einer Mindestdauer von 3 h für a) Oktober bis März und b) April bis September. In den Klammern ist die Anzahl der Messungen pro Monat vermerkt.

in Klammern vermerkt. In Abbildung 4.3a sind dabei die Monate Oktober bis März dargestellt. Hier ist die Variabilität der Messungen relativ hoch, vor allem im Dezember und Januar. Dies ist auf Lageänderungen des Polarwirbels aufgrund planetarer Wellen zurückzuführen. Teilweise führen sie in einer einzelnen Nacht zu Stratopausentemperaturen von über 300 K im Nachtmittel. Darüber deutet sich die hohe Wintermesopause bei etwa 100 km Höhe mit Temperaturen von etwa 170 K an [Lautenbach, 2007], die aber nicht in jedem Fall vom K-Lidar bei der hier gewählten Datenauswertung erfasst wird. Hingegen sieht man in Abbildung 4.3b in den Monaten Mai bis August die niedrige (ca. 86 km) und teilweise sehr kalte Sommermesopause deutlich. Dabei werden im Juni bzw. Juli Temperaturmittelwerte von knapp 148 K in 87 bzw. 86 km erreicht [Lautenbach, 2007]. Im April und September zeigt sich hingegen schon der Übergang vom bzw. zum Winterzustand in der Mesopausenregion, verbunden mit einer hohen Variabilität der Temperaturen. Diese ist ansonsten vor allem oberhalb von 15 km zwischen April und September wesentlich geringer als in den übrigen Monaten des Jahres trotz der wesentlich höheren Anzahl an Messungen. Das zeigt die hohe Variabilität der Atmosphäre im Winter auf langen Zeitskalen, die auch für die im Weiteren betrachtete kürzerperiodischen Schwerewellen noch eine wichtige Rolle spielen wird (siehe Kap. 5, 6 und 8).

4.2.2 Vergleich mit anderen Datensätzen

In diesem Abschnitt wird der Lidar-Datensatz mit zwei bekannten Referenzatmosphären (CIRA-86 und NRLMSISE-00) und im unteren Bereich (1–65 km) mit ECMWF-Daten verglichen. Dabei bieten die ECMWF-Daten eine gute Wiedergabe der Unterschiede von Jahr zu Jahr. Für den Vergleich wurde immer die Differenz der Lidardaten zum anderen anderen Datensatz des passenden Tages des Jahres gebildet. Bei einer anschließenden Glättung mit Hanning-Filter über ± 15 Tage und ± 2 km wurden Messlücken geschlossen, um einen besseren Eindruck von den Unterschieden zwischen den Datensätzen und den Lidarmessungen zu gewinnen.

In Abbildung 4.4 werden die Unterschiede zu den Referenzatmosphären CIRA-86 [Fleming et al., 1990] und NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002] dargestellt. In Abbildung 4.4a ist zu sehen, dass CIRA-86 in der Troposphäre bis zu 9 K kälter erscheint. Die geringsten Abweichungen zwischen beiden Datensätzen sind in der Stratosphäre im Sommer zu finden. Die CIRA-86-Referenzatmosphäre zeigt eine weniger kalte Sommermesopause als die Messungen (bis zu 9 K wärmer). Darüber erfolgt der Übergang in die Thermosphäre langsamer als in den Messungen, d.h. in CIRA-86 ist der positive Temperaturgradient oberhalb der Mesopause etwas schwächer als in den Messungen. Oberhalb von 100 km sind die Temperaturen in den Messungen dann wiederum mehr als 15 K kälter, d.h. in der Thermosphäre aus CIRA-86 ist es wesentlich wärmer als in bei den Messungen. Die Übergänge im Frühjahr von der warmen und hohen Wintermesopause zur niedrigen und kalten Sommermesopause und umgekehrt im Herbst finden in den Messungen schneller als in CIRA-86 statt.

Im Gegensatz zu den gerade beschriebenen systematischen Unterschieden entstehen die nun dargestellten vor allem aufgrund von Inhomogenitäten im Lidardatensatz durch die begrenzte Anzahl an Messungen innerhalb weniger Jahre. Im Winter fällt auf, dass die Stratopausentemperaturen im klimatologischen Mittel um mehr als 15 K geringer sind als in den Messungen. Diese Messungen fanden im Winter häufig während stratosphärischer Erwärmungen und den damit verbundenen hohen Stratopausentemperaturen statt. Die darüber häufig entstehenden mesosphärischen Abkühlungen sind in CIRA-86 ebenfalls nicht zu sehen. In diesem Höhenbereich zwischen 70 und 90 km sind bis zu 15 K wärmere Tempe-

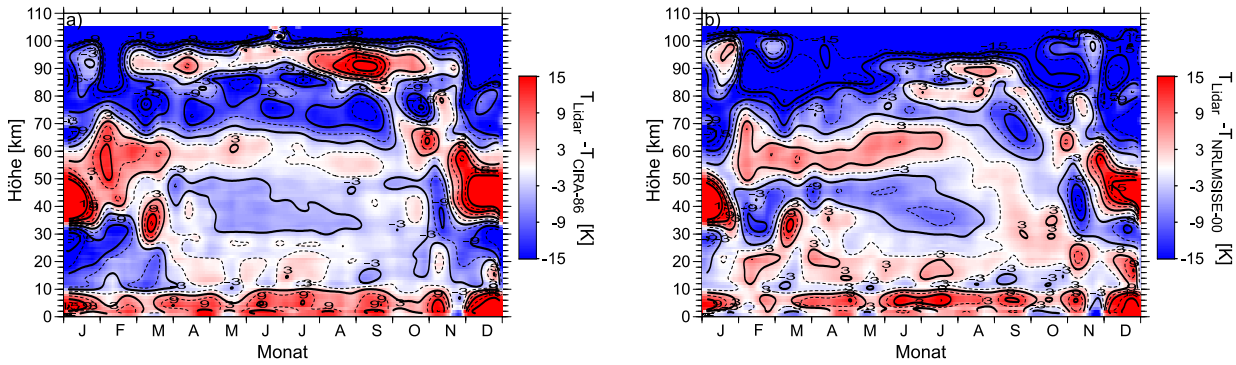


Abbildung 4.4: Unterschiede der Lidarmessungen zu a) CIRA-86 und b) NRLMSISE-00 zwischen 1 und 105 km mit einer Glättung (Hanning-Filter) von ± 15 Tagen und ± 2 km

raturen (Dezember bis März) zu finden. Im März sind auffällig hohe Temperaturen in den Lidardaten zwischen 30 und 40 km zu finden. Dieses Muster kommt vor allem aufgrund einer Messung Mitte März 2005 zustande, während der eine ungewöhnlich niedrige Stratopause (ca. 35 km) beobachtet wurde. Da dies eine Einzelmessung über etwa 5 Stunden ist, ist nicht zu erwarten, dass dieses Muster in einer Referenzatmosphäre zu finden ist.

Die meisten dieser gerade beschriebenen Unterschiede sind auch im Vergleich der Lidarmessungen zu NRLMSISE-00 zu finden. Im Gegensatz zu CIRA-86 scheint aber die kalte Mesopause im Sommer vor allem im Juli besser wiedergegeben zu sein. Auch die Übergänge zwischen Winter und Sommer und umgekehrt sind ähnlicher zu den Messungen als bei CIRA-86. In der unteren Thermosphäre im Sommer und in der Mesopausenregion im Winter ist es fast immer viel zu warm im Vergleich zur Messung (bis zu 15 K). In der Troposphäre sind die Abweichungen etwas geringer als bei CIRA-86. NRLMSISE-00 zeigt somit etwas geringere Unterschiede zu den Lidarmessungen als CIRA-86 und ist vor allem besser in der Lage die Mesopausenregion im Sommer zu beschreiben.

Die Lidardaten sind in der Troposphäre und Stratosphäre auch mit den ECMWF-Daten vergleichbar. Da die nur etwa 4 Jahre umfassenden Lidardaten keinen im klimatologischen Sinne repräsentativen Datensatz bilden, bietet dieser Vergleich die Möglichkeit systematische Fehler in den Messungen zu finden. Es werden die ECMWF-Daten von Juni 2002 bis Oktober 2006 um 0 UT benutzt, was dem Zeitraum der Lidarmessungen entspricht. Die Unterschiede zu den Lidarmessungen finden sich in Abbildung 4.5, dabei wurde die selbe Höhenachse wie zuvor gewählt. So ist eine direkte Vergleich-

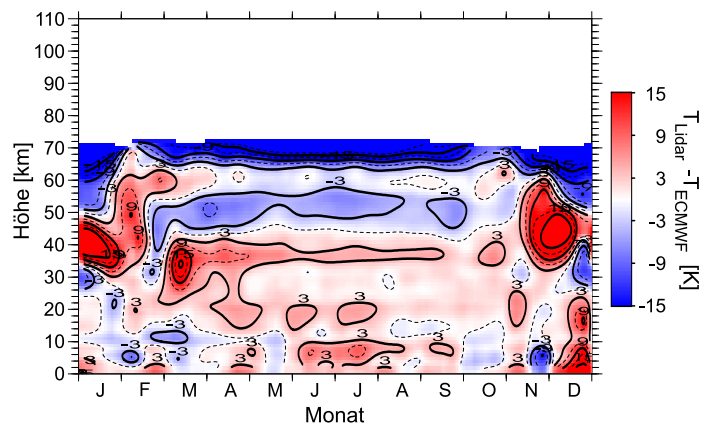


Abbildung 4.5: Unterschiede der Lidarmessungen zu den ECMWF-Daten für Juni 2002–Oktober 2006 (Glättung mit Hanning-Filter von ± 15 Tagen und ± 2 km)

barkeit mit den vorherigen Abbildungen gewährleistet. Der Vergleich mit den Lidarmessungen basiert auf einem Vergleich der mittleren Einzelprofilen zwischen Juni 2002 und Oktober 2006, die dann von den entsprechenden Einzelprofile der Lidarmessungen abgezogen wurden. Das entspricht also einem Vergleich der mittleren Zustände und nicht einem eins zu eins Vergleich.

Die größten Unterschiede zeigen sich an der winterlichen Stratopause. Zwar sind in der Stratopause bei den ECMWF-Daten zumindest teilweise die warmen Winterzustände vorhanden, aber bei der Betrachtung aller ECMWF-Daten zwischen Juni 2002 und Oktober 2006 ist die Stratopausentemperatur 10–15 K niedriger als in den Lidardaten. Dies deutet darauf hin, dass im Winter ungewöhnlich häufig bei gestörten stratosphärischen Bedingungen gemessen wurde. Beim Vergleich der einzelnen Nächte stellt sich zusätzlich heraus, dass die Erwärmungen an der Stratopause im ECMWF teilweise geringer ausfallen und im Auftrittszeitpunkt nicht genau mit den Lidarmessungen übereinstimmen (Details siehe Anhang B.3). Insgesamt zeigt der Vergleich, dass die stratosphärischen Erwärmungen im mittleren Zustand dieser vier Jahre vorhanden sind, wenn auch nicht so ausgeprägt wie in den Lidardaten. In Abbildung 4.5 sind ansonsten großen Unterschiede im März zwischen 30 und 40 km zu sehen, da hier das ECMWF im Mittel über 4 Jahre die schon oben erwähnte sehr niedrige Höhe der Stratopause nicht erfasst. Im direkten Vergleich zeigt sich, dass ECMWF eine ähnliche Stratopausentemperatur zeigt, auch wenn die Höhe der Stratopause um ein paar Kilometer verschoben ist. Die im Sommer über einen großen Zeitraum in den Lidardaten vorherrschenden höheren Temperaturen zwischen 32 und 38 km und niedrigeren Temperaturen zwischen 50–58 km könnten auf Probleme in den Messungen oder in den ECMWF-Daten hindeuten. Letzteres ist schwer zu klären, deshalb wurden die Messungen näher untersucht (vgl. Anhang B.3). Es hat sich ergeben, dass keine systematischen Probleme in den Messungen vorliegen.

Insgesamt sind Abweichungen der ECMWF-Daten zu den Lidarmessungen mit $\pm 3-6$ K mit Ausnahme der Stratopausenregion im Winter etwas kleiner als bei den Referenzatmosphären. Dies ist auch zu erwarten, da die ECMWF-Daten mehr von der durch die Einzelmessungen erfassten natürlichen Variabilität wiedergeben können. Unter Einbeziehung der in Anhang B.3 gezeigten Ergebnisse lässt sich zusammenfassend sagen, dass spezielle Situation an einem bestimmten Ort in den ECMWF-Daten nur teilweise erfasst werden. Dies liegt wahrscheinlich an der begrenzten horizontalen und vertikalen Auflösung.

4.2.3 Harmonische Analyse des Jahresgangs

Es hat sich im vorherigen Kapitel herausgestellt, dass einige spezielle Muster im Jahresgang (z.B. stratosphärische Erwärmungen) auch bei Mittelung über etwa 4 Jahre hervorstechen und diesen dominieren. Da die Anzahl der Messungen begrenzt ist, muss für die Erstellung eines im klimatologischen Sinne repräsentativeren Jahresgangs eine andere Methode herangezogen werden: Es wird eine harmonische Analyse mit jährlicher, halbjährlicher und vierteljährlicher Variation über alle Messungen länger als 3 Stunden (236 Nächte) durchgeführt. Die Wahl dieser Analyse beruht auf der Vorstellung, dass diese Art der untersuchten Variationen aufgrund physikalischer Prozesse existieren. Zum Beispiel folgt die Variation der solaren Einstrahlung in Troposphäre und Stratosphäre einem Jahresgang. Ein Halbjahresgang ist z.B. in der Mesosphäre vorhanden durch die Kombination dynamischer Ursachen aufgrund brechender Schwerewellen und solarer Einstrahlung. Die vierteljährliche Variation wurde noch hinzugenommen, um die verbleibende Variation näher zu analysieren. Folgende Formel ist Grundlage der Berechnung:

$$T(z, t) = A_0 + A_1 \cdot \cos(\omega_1 \cdot (t + \varphi_1)) + A_2 \cdot \cos(\omega_2 \cdot (t + \varphi_2)) + A_3 \cdot \cos(\omega_3 \cdot (t + \varphi_3)) \quad (4.1)$$

mit $A_0(z)$ als mittlere Temperatur der Höhe, t Zeit in Tagen, $A_i(z)$ bzw. $\varphi_i(z)$, als Amplituden bzw. Phasen der jährlichen ($i=1$), halbjährlichen ($i=2$) und vierteljährlichen ($i=3$)

Anteile. Außerdem ist $\omega_i = \frac{2\pi}{P_i}$ die Frequenz, wobei P_i die vorgegebene Periode in Tagen bei jährlicher ($i=1$), halbjährlicher ($i=2$) und vierteljährlicher ($i=3$) Variation ist. In den einzelnen Höhen gibt es keine unterschiedliche Wichtung der Einzelmessungen. Doch um die unterschiedlichen statistischen Unsicherheiten in den verschiedenen Messhöhen zu berücksichtigen, wurde zur Fehlerfortpflanzung der mittlere statistische Fehler in jeder Höhe verwendet. Die durch Fehlerfortpflanzung ermittelten Fehler in Amplitude und Phase geben dann ein Mass für deren Unsicherheit. Durch den Fit ist es möglich den mittleren Jahresgang ohne impulsartige Ereignisse wie stratosphärische Erwärmungen herauszuarbeiten.

Das Ergebnis der harmonischen Analyse mit jährlicher, halbjährlicher und vierteljährlicher Variation findet sich in Abbildung 4.6. Es fällt als erstes ins Auge, dass die warme Stratopause im Winter das Bild nicht mehr so dominiert wie noch im geglätteten Jahresgang (Abb. 4.2). Dies ist aufgrund der Konstruktion der Analyse auch zu erwarten. Außerdem ist sowohl im Bereich der Stratopause, aber noch viel stärker im Bereich der Mesopause eine Asymmetrie mit der Höhe im Frühjahr und Herbst zu sehen. Das bedeutet, dass die Übergänge sowohl in der Mesopausen- als auch in der Stratopausenregion vom Winter zum Sommer bzw. umgekehrt von oben nach unten erfolgen.

In Abbildung 4.7 sind die zugehörigen Amplituden und Phasen in Abhängigkeit von der Höhe, der für die harmonische Analyse verwendeten Cosinusfunktionen dargestellt (vgl. Gl. 4.1). Zusammen mit dem Mittelwert sind die Parameter auch in der Tabelle B.4 in Anhang B.2 aufgeführt und machen es möglich, den in Abbildung 4.6 dargestellten Jahresgang zu berechnen. Dabei versteht man hier unter der dargestellten Phase die Lage des Maximum der jeweiligen Variation, d.h. $\cos(\omega(t + \varphi)) = 1$. Amplitude und Phase lassen Rückschlüsse auf die dominierenden Prozesse zu, die den Jahresgang bestimmen.

In der Troposphäre und unteren Stratosphäre (bis etwa 30 km) fast ausschließlich die jährliche Variation mit 5 bis 13 K Amplitude dominiert (siehe Abb. 4.7a). Dies ist auf die Jahreszeiten in der Troposphäre aufgrund der unterschiedlichen Sonneneinstrahlung zurückzuführen. Das Maximum der Amplitude liegt dabei in der Troposphäre Ende Juli und die der

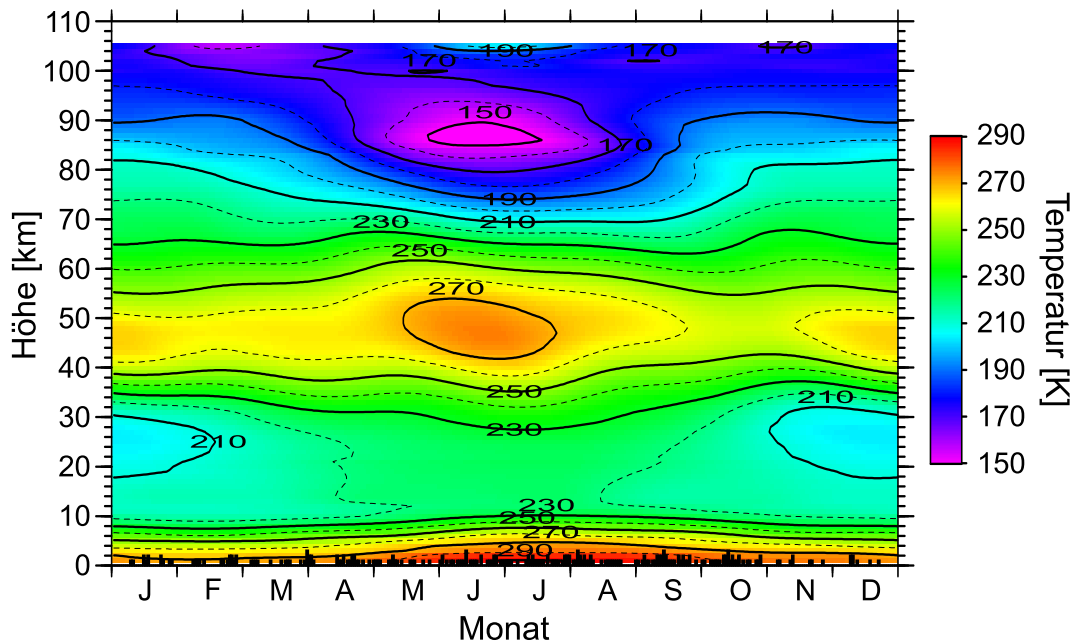


Abbildung 4.6: Ergebnis der harmonischen Analyse des Jahresgangs mit jährlicher, halbjährlicher und vierteljährlicher Variation. Das Histogramm stellt die in die Analyse eingegangene Anzahl an Messungen dar.

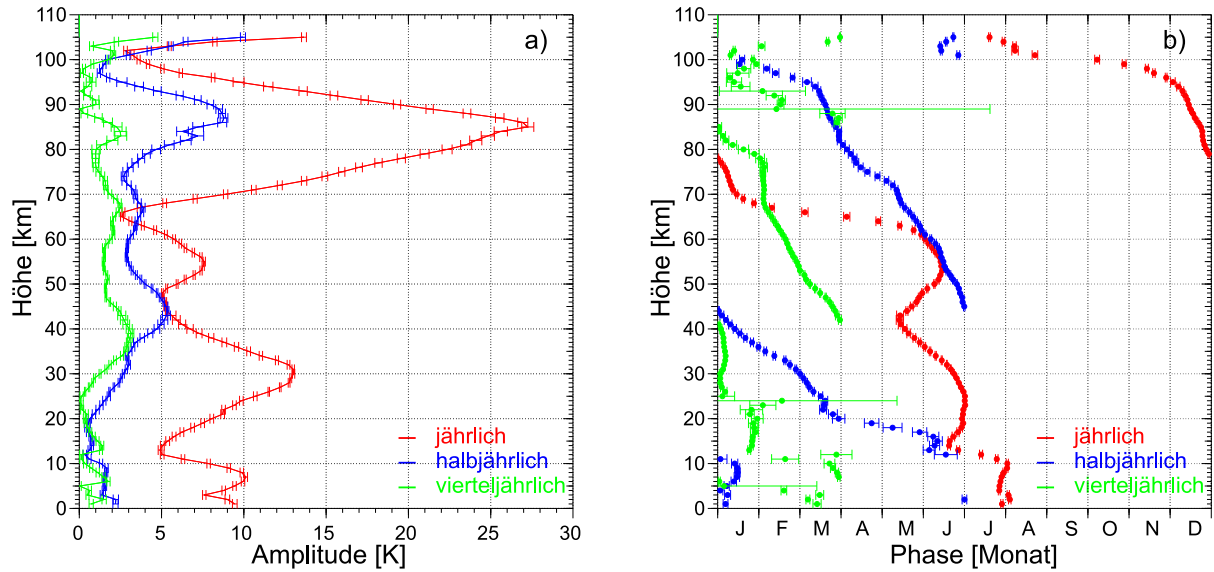


Abbildung 4.7: a) Amplituden und b) Phasen der harmonischen Analyse des Jahresgangs mit jährliche, halbjährliche und vierteljährliche Variation. Es ist zu beachten, dass die Phasen das jeweilige Maximum der Variation darstellen.

unteren Stratosphäre etwas früher Ende Juni (siehe Phase in Abb. 4.7b). Dies hängt möglicherweise damit zusammen, dass in der Troposphäre auch die direkte Erwärmung durch den Erdboden eine Rolle spielt. Da die Erde zur Erwärmung länger braucht als die Atmosphäre ist das Sommermaximum in der Troposphäre etwa einen Monat später. Oberhalb von 30 km wird der Jahresgang langsam zunehmend von den dominierenden Prozessen in der Stratopausenhöhe (40–50 km) geprägt. Neben dem durch die Sonneneinstrahlung verursachten Sommermaximum in der jährlichen Variation ist die halbjährliche Variation fast genauso stark in der Amplitude (etwa 5 K). Diese halbjährliche Variation prägt das zweite Maximum der Temperatur im Dezember/Januar aus und ist bedingt durch die veränderte planetare Wellenaktivität bei verschobenem Polarwirbel mit einhergehenden stratosphärischen Erwärmungen. Dieses Signal der halbjährlichen Variation mit sehr warmen Stratopausentemperaturen im Winter ist bis in etwa 60 km zu sehen. Dabei zeigt sich, dass im Vergleich zu den geglätteten Daten (vgl. Abb. 4.2), die mit der harmonischen Analyse berechneten Daten, die stratosphärischen Erwärmungen stark, da sie impulsartig auftreten. Darüber sind die Amplituden der jährlichen, halbjährlichen und vierteljährlichen Variation zwischen 60 und 70 km sehr klein (mit 2–4 K). Dort zeigt die Temperatur die kleinsten Variationen über das Jahr. In diesem Bereich findet innerhalb weniger Kilometer auch ein schneller Phasenübergang der jährlichen Variation vom Sommermaximum in der Stratopausenregion hin zum Wintermaximum in der Mesopausenregion statt. Zwischen 70 und 95 km ist die jährliche Variation mit mehr als 25 K maximal dominierend. Die halbjährliche Variation hat noch eine Amplitude von 5–8 K zwischen 80 und 93 km. Hierbei liegt deren maximale Amplitude Ende April und Oktober bzw. die minimale Ende Januar und Juli. Dieses zweite, wesentlich weniger ausgeprägte Minimum im Winter ist wohl durch die geringere Sonneneinstrahlung verursacht. Im Gegensatz dazu entsteht das Sommerminimum aufgrund dynamischer Ursachen (vgl. Abschnitt 2.4). Insgesamt ist die vierteljährliche Variation in der Amplitude sehr klein (< 3 K) und spielt also eine sehr untergeordnete Rolle (siehe Abb. 4.7a).

Auffallend im Phasenbild (Abb. 4.7b) ist zwischen 45 und 85 km eine sehr ähnliche Phasengeschwindigkeit für den halbjährlichen sowie den vierteljährlichen Anteil von etwa

$-0,5$ km/d, d.h. das Maximum der halbjährlichen und vierteljährlichen Variation verschiebt sich im Jahr nach hinten mit abnehmender Höhe. Der halbjährliche Anteil hat jedoch eine wesentlich größere Amplitude als der vierteljährliche und sorgt für die Asymmetrie in der Ausprägung des Winter-Sommer-Übergangs und zurück, die damit in niedrigeren Höhen immer später stattfinden. Dies gilt sowohl in der sommerlichen Mesopausenregion als auch in der sommerlichen Stratopausenregion. Dieses Bild wird zwischen 70 und 90 km durch eine ähnlich Phasengeschwindigkeit (etwa $-0,5$ km/d) der jährlichen Variation noch deutlicher ausgeprägt. Die ähnlichen Phasengeschwindigkeiten für halbjährliche und jährliche Variation könnte ein Anzeichen dafür sein, dass der selbe Mechanismus beide Variationen verursacht. In der Mesopausenregion ist es wohl das schon oben erwähnte Brechen der Schwerewellen. Denn die kalten Mesopausentemperaturen um 87 km Höhe im Sommer werden in der harmonischen Analyse durch die Kombination der jährlichen und halbjährlichen Variation reproduziert. Dabei ist die halbjährliche Variation ein Zeichen der schnellen Umstellung von Winter zu Sommer.

Ein Vergleich des Jahresgangs aus der harmonischen Analyse mit den Originaldaten (Abb. 4.8) zeigt nur im Winter oberhalb von 40 km größere Abweichungen. Die dort auftretenden stratosphärischen Erwärmungen und mesosphärischen Abkühlungen sind auf die veränderte planetare Wellenaktivität zurückzuführen. Diese werden in der harmonischen Analyse unterdrückt. Im Sommer sind im gesamten Höhenbereich Temperaturunterschiede von 5 K und weniger zu finden. Der Temperaturverlauf über ein Jahr nach harmonischer Analyse gibt also die wichtigsten Strukturen aus den gemessenen Daten

wieder ohne Inhomogenitäten zu betonen. Die Vorgänge in der Atmosphäre sind also stark von dieser Art Variationen, wie z.B. die Änderung des Sonnenstandes im Jahr, geprägt.

Ein detaillierterer Blick auf einzelnen Höhen erfolgt in Abbildung 4.9. Es wurden die gezeigten Höhen so ausgesucht, dass der komplette Messbereich abgedeckt und besonders interessante Höhen berücksichtigt werden. Für alle Abbildungen gilt, dass neben den Originaldaten (schwarze Punkte) und den mit ± 15 Tagen und ± 2 km geglätteten Lidarmessungen (blaue Punkte) auch das Ergebnis der harmonischen Analyse in der jeweiligen Höhe (rote Linie) dargestellt ist. In fast allen Höhen ist zu sehen, dass durch hohe Variabilität der Temperaturen vor allem im Winter (vgl. auch Abb. 4.3) bei ungleichmäßiger Datenabdeckung die geglätteten Daten noch sehr viele kurzzeitige Schwankungen aufweisen. In den Ergebnissen der harmonischen Analyse hingegen sind nur die großen Strukturen repräsentiert. In der Troposphäre (5 km) genauso wie in der mittleren Stratosphäre (25 km) ist der Jahresgang wie schon gesagt eindeutig durch die solare Einstrahlung geprägt (Abb. 4.9a und 4.9b). Jedoch ist die Variabilität zwischen den Messungen in der Troposphäre aufgrund der durchziehenden Hoch- und Tiefdruckgebiete und damit verbundenen lokalen Wettereinflüsse auf die Temperatur viel größer. Etwas oberhalb der Stratopause in 55 km sieht man die im Winter im Gegensatz zum Sommer große Variabilität (Abb. 4.9c). Hier spielen die zuvor erwähnte planetare Wellenaktivität und die damit verbundene Verschiebung des Polarwirbels

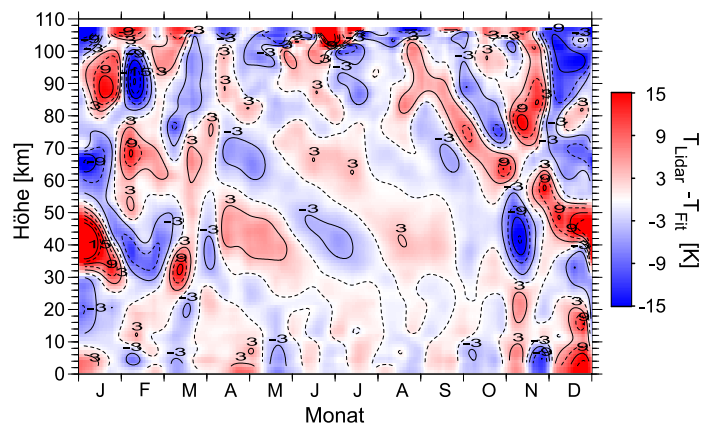


Abbildung 4.8: Differenz der Lidarmessungen zur harmonischen Analyse des Jahresgangs mit jährlicher, halbjährlicher und vierteljährlicher Variation (Glättung mit Hanning-Filter von ± 15 Tagen und ± 2 km)

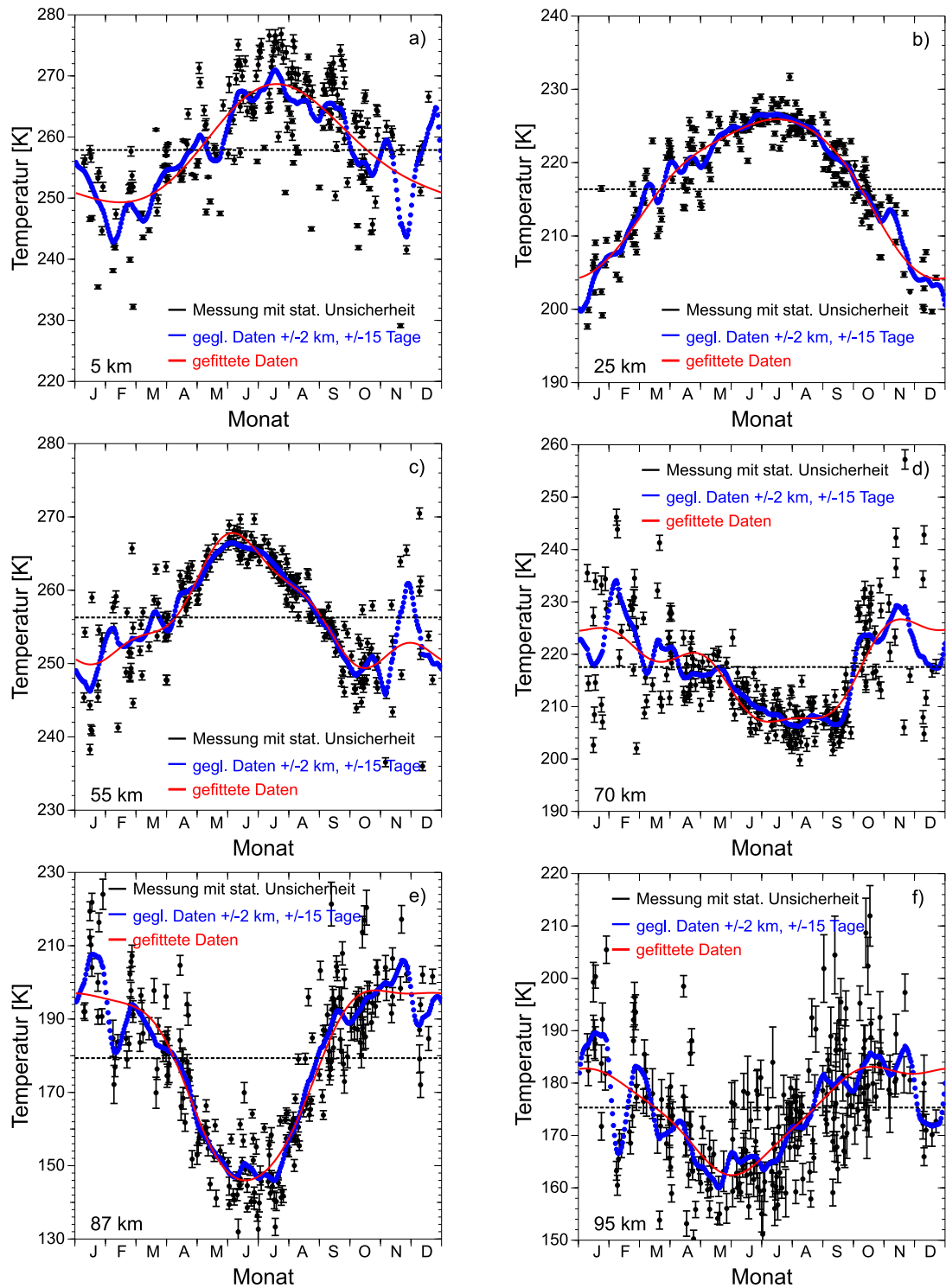


Abbildung 4.9: Temperaturjahresgänge in einzelnen Höhen: a) 5 km, b) 25 km, c) 55 km, d) 70 km, e) 87 km und f) 95 km. Die schwarzen Punkte mit den Fehlerbalken sind die Einzelmessungen mit ihrer jeweiligen statistischen Unsicherheit. Die blauen Punkte sind die mit ± 15 Tagen und ± 2 km geglätteten Originaldaten. Die rote Linie entspricht dem Ergebnis des Temperaturverlaufs nach harmonischer Analyse. Die gestrichelte Linie ist der Mittelwert der Temperaturen in der jeweiligen Höhe. Es ist zu beachten, dass die y-Achse unterschiedliche Temperaturbereiche umfasst.

die entscheidende Rolle. Der darüber folgende Übergang von einem Jahresgang mit Maximum im Sommer in der Troposphäre und Stratosphäre zum Maximum im Winter in der Mesosphäre hat sich in 70 km schon vollzogen (Abb. 4.9d). Die mit den stratosphärischen Erwärmungen verbundenen mesosphärischen Abkühlungen sind hier Ursache für die im Winter stark erhöhte Variabilität. Der Übergang zum Sommer findet langsamer als der zum Winter statt (in der Stratopausenregion umgekehrt). In 87 km ist die Variabilität im Sommer und Winter ähnlich (Abb. 4.9e). Diese Höhe wurde ausgewählt, da sie die Sommermesopause umfasst und damit die niedrigsten Temperaturen im ganzen Höhenbereich zu allen Jahreszeiten. Dabei werden Mitte Juni bei der harmonischen Analyse ca. 145 K erreicht. Einzelne Nachtmittel-Temperaturen liegen sogar unter 140 K. Es sind die relativ schnellen Temperaturänderungen im Frühjahr und im Herbst zu sehen, die sich im Ergebnis der harmonischen Analyse vor allem in der halbjährlichen Variation ausprägen. In 95 km Höhe (Abb. 4.9f) ist die eben beschriebene „Badewannenstruktur“ nur noch schwach zu sehen, ähnlich wie in 70 km. Es findet wie in der unteren Mesosphäre wieder die Umkehr der Phasen des Jahresgangs statt. Die Unsicherheit der Einzelmessungen nimmt zu, da sich diese Höhe oberhalb des Maximums der Kaliumschicht befindet.

Insgesamt konnte in diesem Teilkapitel gezeigt werden, dass die Methode der harmonischen Analyse des Jahresgangs eine gute Möglichkeit ist, einen mittleren Jahresgang ohne Einfluss impulsartiger Ereignisse wie stratosphärischer Erwärmungen zu bestimmen und damit mit einem begrenzten Datensatz einen repräsentativen Jahresgang zu erstellen.

4.3 Besonderheiten der Temperaturen

Zwei Besonderheiten aus dem Jahresgang der mit dem Lidar gemessenen Temperaturen werden im Folgenden noch etwas genauer herausgegriffen. Im ersten Teil geht es um die stratosphärischen Erwärmungen und damit einhergehenden mesosphärischen Abkühlungen. Im zweiten Teil geht es um die Zwei-Niveau-Mesopause [She und von Zahn, 1998] und deren Zusammenhang mit der Umstellung des Zonalwindes.

4.3.1 Stratosphärische Erwärmung und mesosphärische Abkühlung

Wie schon im geglätteten Jahresgang zu sehen (vgl. Abb. 4.2) wurden viele Messungen im Winter (November – Januar) bei sehr warmen Stratopausen durchgeführt. Dies entspricht nicht unbedingt klimatologischen Bedingungen, wie man beim Vergleich mit anderen Datensätzen in Abschnitt 4.2.2 sehen konnte. Die harmonische Analyse des Jahresgangs unterdrückt absichtlich diese hohen Temperaturen in der winterlichen Stratopause zum großen Teil (siehe Abb. 4.6).

Dies ist auch sehr gut beim Vergleich zwischen Stratopausentemperaturen aus den Einzelmessungen und aus den gefitteten Daten zwischen Oktober und März für alle Jahre zu sehen (siehe Abb. 4.10). Im Dezember und Januar sind die größten Unterschiede zwischen beiden Datensätzen zu erkennen. In diesem Abschnitt wird nun untersucht inwieweit die mit den sehr hohen Temperaturen in der Stratopause gekoppelten mesosphärischen Abkühlungen auch in unseren Messungen auftreten (vgl. theoretische Grundlagen in Abschnitt 2.5). Um dies beurteilen zu können ist es notwendig „ungestörte“ Bedingungen im Winter zu definieren. Mit ungestörten Bedingungen ist gemeint, dass in einem Temperaturprofil keine starke Erwärmung in der Stratopausenregion vorliegt.

Da es aufgrund der geringen Datenabdeckung im Winter nicht möglich ist, in den Originaldaten die gestörten Daten eindeutig zu identifizieren, wird auf die Ergebnisse der harmonischen Analyse des Jahresgangs zurückgegriffen. Denn dieser repräsentiert, wie im Abschnitt zuvor gezeigt, den klimatologischen Mittelwert besser als der Jahresgang aus geglätteten Einzelmessungen. Als gestörte Bedingungen werden die Profile definiert, in denen die Temperatur in der Stratopausenhöhe in den Originaldaten mehr als 15 K oberhalb der Ergebnisse der harmonischen Analyse liegen. Dabei wurde die Schwelle so gewählt, dass die sonstige natürliche Variabilität nicht mit einfließt (vgl. Streuung der Originaldaten in Abb. 4.10). So bleiben bei insgesamt 42 Messungen zwischen November und Februar 13 Profile mit erhöhten Stratopausentemperaturen übrig. Dieses Kriterium ist sehr streng, sorgt aber dafür, dass die ausgewählten Profile auf jeden Fall eine starke Erwärmung an der Stratopause zeigen. Geringere Erwärmungen an der Stratopause bleiben somit unberücksichtigt. Da es sich hier aber um lokale Messungen handelt, ist auch klar, dass die am Ort gemessene stratosphärische Erwärmung nicht unbedingt eine SSW im Sinne der globalen Definition darstellt (vgl. Abschnitt 2.5).

Der Unterschied zwischen Originaldaten und gefitteten Daten zwischen 30 und 100 km ist für diese „gestörten“ Profile in Abbildung 4.11a zu sehen. Die Erwärmung in etwa 40 km Höhe beträgt 15 K im Mittel aus 13 Profilen. Die maximale Abweichung im Einzelprofil liegt bei mehr als 40 K. Trotz vieler kleinskaliger Wellen ist zu erkennen, dass oberhalb von 60 km alle Profile eine Abkühlung von 5–20 K (im Mittel etwa 10 K bei 70 km) in der Mesosphäre zeigen. Oberhalb von 75 km gibt es bei 4 von 13 Profilen eine deutliche Umkehr zur Erwärmung. Aufgrund der unterschiedlichen Stratopausenhöhen in den Einzelprofilen ist

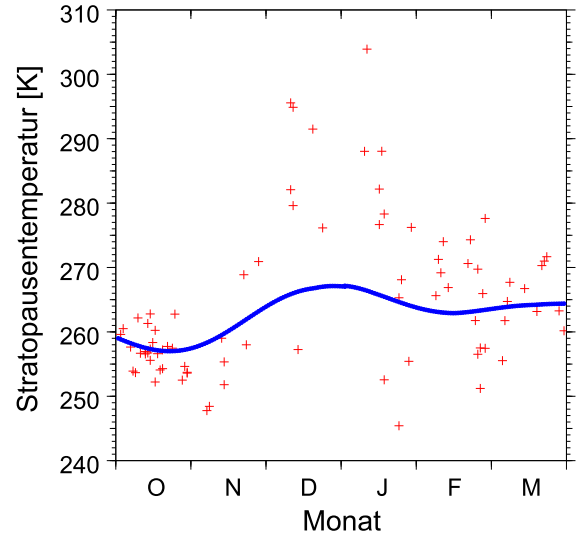


Abbildung 4.10: Stratopausentemperaturen in den Originaldaten (rot) und gefitteten Daten (blau) zwischen Oktober und März

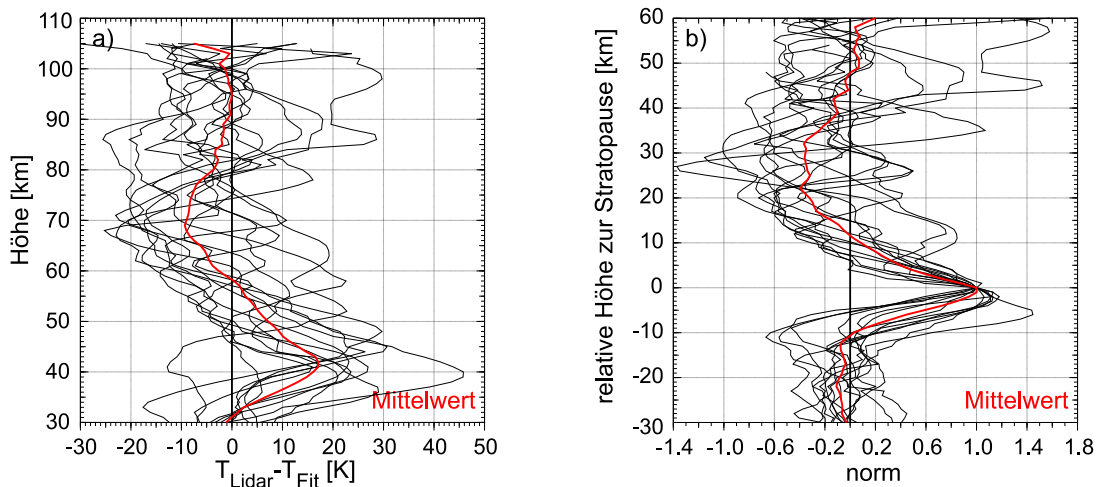


Abbildung 4.11: 13 Profile zwischen 30 und 100 km mit Erwärmungen in der Stratopausenregion: a) Unterschiede zwischen Originaldaten und gefitteten Daten. b) Darstellung mit der Normierung aus Gleichung (4.2). Die roten Linien stellen die Mittelwerte dar.

es sehr schwierig die Relation zwischen der Stärke der Erwärmung in der Stratopause, der Abkühlung in der unteren Mesosphäre und der darüber wieder folgenden Erwärmung in der oberen Mesosphäre zu beurteilen. Deshalb wurden in Abbildung 4.11b alle Profile relativ zur Stratopausenhöhe dargestellt und mit der Temperaturdifferenz zwischen Originaldaten und gefitteten Daten in der Stratopausenhöhe normiert, wie in der folgenden Gleichung beschrieben:

$$norm(z' = z - z_{Stratopause}) = \frac{T_{SSW}(z) - T_{fit}(z)}{T_{SSW}(z_{Stratopause}) - T_{fit}(z_{Stratopause})}. \quad (4.2)$$

Es ist aber zu beachten, dass durch die Normierung unterschiedliche Höhen auch unterschiedlicher Luftdichte vermischt werden und dadurch kein Rückschluss auf die absoluten Wärmeflüsse möglich sind. Doch es zeigt sich, dass die Erwärmung in der Stratopausenregion auf ± 10 km um die Stratopause beschränkt ist. Die mesosphärische Abkühlung beginnt 10 bis 20 km oberhalb der Stratopause. Dabei entspricht die Abkühlung im Mittel gut 30% der entsprechenden Erwärmung in der Stratopause. In einigen Fällen ist die Abkühlung sogar so stark oder stärker als die Erwärmung ($norm \leq -1$). Die in manchen Fällen darüber stattfindende Erwärmung in der oberen Mesosphäre (mehr als 30 km oberhalb der Stratopause) beträgt 50 bis 100% der Erwärmung in der Stratopause, im Mittel ist sie aber so gut wie nicht sichtbar.

4.3.2 Mesopausenhöhe und Winde

Die zweite Auffälligkeit im Jahresgang, die sich zur näheren Untersuchung anbietet, ist die Zwei-Niveau-Mesopause. Diese tritt nicht nur an einer einzelnen Station auf, sondern hat sich als globales Muster herausgestellt [She und von Zahn, 1998]. Wie schon in den theoretischen Grundlagen (Abschnitt 2.4) beschrieben entsteht die kalte Sommermesopause aufgrund der Impulsablagerung der brechenden Schwerewellen und der damit entstehenden meridionalen Zirkulation, die das Aufsteigen der Luft über den sommerlichen polaren Breiten mit sich bringt. Somit ist das Entstehen dieser niedrigen Temperaturen im Sommer dynamisch bedingt und ist in jedem Jahr in ihrer Ausprägung z.B. bzgl. Zeitpunkt und Schnelligkeit der Umstellung etwas unterschiedlich. Deshalb werden für die folgende Analyse zur Mesopausenhöhe die Jahre einzeln betrachtet.

In Abbildung 4.12 sind die Daten für die Jahre 2004 und 2005 zu sehen. Dies sind die beiden Jahre mit den meisten Messungen, die auch die Übergänge zwischen Winter und Sommer und umgekehrt am besten abdecken. Die Mesopausenhöhe wurde als Höhe der niedrigsten Temperatur zwischen 80 km und dem oberen Ende des Nachtmittel-Profils bestimmt. Keine Mesopausenhöhe konnte bestimmt werden, wenn diese niedrigste Temperatur in der obersten Höhe des Temperaturprofils liegt, was vor allem im Winter vorkommt. Die Bestimmung der Mesopause ist schwierig sobald das Profil von zu starken Wellen geprägt ist. Da aber die Nachtmittelprofile relativ zu den 1 h-Profilen sehr glatt und so die Mesopause gut definiert. Im Winter ist die Mesopause bei etwa 100 km, im Sommer hingegen bei etwa 87 km. Letzteres war ja auch schon in den Monatsmitteln zu erkennen (vgl. Abb. 4.3). Es ist in beiden vorgestellten Jahren gut zu erkennen, dass die Übergänge zwischen beiden Mesopausenzuständen sowohl von Jahr zu Jahr als auch in einem Jahr im Frühjahr und im Herbst sehr unterschiedlich sind, d.h. wann der Übergang stattfindet und wie schnell er stattfindet. In den Abbildungen ist gleichzeitig der Zonalwind bei 60 km aus ECMWF-Daten dargestellt. Die ECMWF-Daten dieser Höhe liegen am oberen Rand des benutzten Modells, da aber nur der grundlegende Charakter der Daten interpretiert wird und nicht die Einzelwerte, sind sie für

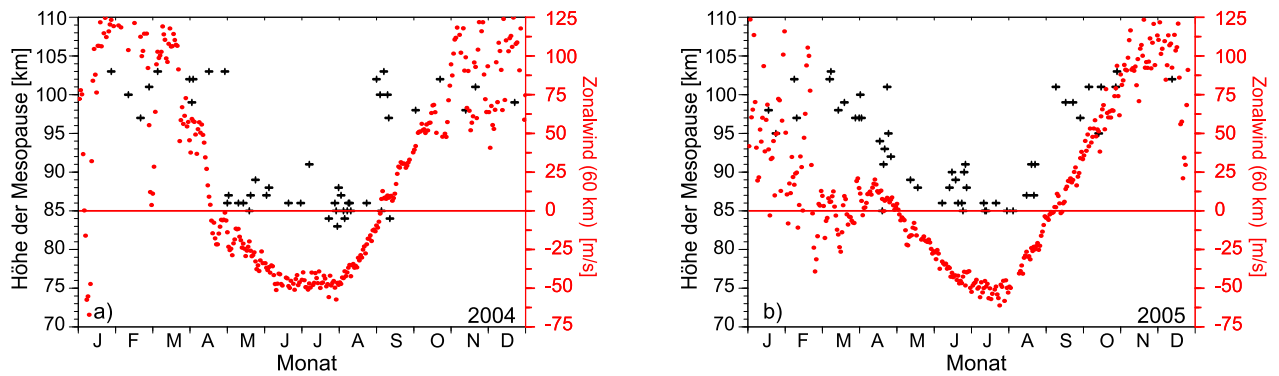


Abbildung 4.12: Mit dem Lidar bestimmte Mesopausenhöhe (schwarze Kreuze) und Zonalwind in der Höhe 60 km aus den ECMWF-Daten (rote Punkte) a) für 2004 und b) für 2005

die folgende Analyse gut brauchbar. Die Nullwindlinie im Zonalwind stimmt in beiden Jahre gut mit der Umstellung der Mesopausenhöhe überein. Diese Übereinstimmung der beiden Parameter wurde auch von *Berger* [2007] in einem globalen Zirkulationsmodell gefunden, das speziell für die mittlere Atmosphäre entwickelt wurde. Bei der Betrachtung der Modellergebnisse zeigt sich auch, dass die Nullwindlinie mehr oder weniger in der Mesosphäre zur gleichen Zeit im Jahr stattfindet. Bei den Beobachtungen ist zu erkennen, dass die Umstellung von Winter zu Sommer und umgekehrt erst im Zonalwind durch eine Abschwächung beginnt. Dies gilt natürlich nicht allein lokal sondern über einen größeren Bereich, da der zugrunde liegende Mechanismus (vgl. Abschnitt 2.4) ein globaler ist. Erst nachdem die Nullwindlinie überschritten wird, ändert sich also die Mesopausenhöhe und damit die Temperaturstruktur. So ist der in Abschnitt 2.4 dargestellten Mechanismus der veränderten Wellenfilterung im Sommer und damit verbundenen Änderung in der residuellen Zirkulation, die zu einer adiabatischen Abkühlung in der sommerlichen Mesopausenregion polarer und mittlere Breiten führt in der lokalen Wirkung zu sehen.

Betrachtet man nun die Jahre getrennt, so ist klar zu sehen, dass im Jahr 2004 die Umstellung im Wind sowohl im Frühjahr als auch im Herbst sehr schnell von statten ging, d.h. innerhalb weniger Wochen. Im Gegensatz dazu wurde im Frühjahr 2005 über mehr als 2 Monate ein ungewöhnlich schwacher Zonalwind beobachtet. Die Umstellung in der Mesopausenhöhe erfolgt zeitgleich mit dem Ende der Schwachwindperiode und damit etwa einen halben Monat später als im Jahr 2004. Hingegen ist die Umstellung im Herbst sehr ähnlich zum Vorjahr. Wenn auch die dynamische Umstellung im Wind nicht immer genau gleich und zum selben Zeitpunkt abläuft, so korreliert die Umstellung in der Temperatur jedes Jahr gut mit der Nullwindlinie im Zonalwind.

4.4 Diskussion

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse der Lidar-Messungen bei Nacht von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre dargestellt. Diese Messungen erfolgten zum größten Teil im Rahmen dieser Arbeit. Insgesamt kamen dabei mehr als 2000 Messstunden zusammen. Die Einmaligkeit dieser Messungen liegt in der Kombination von K- und RMR-Lidar, was die Abdeckung dieses großen Höhenbereichs erlaubt. Weltweit gibt es eine Reihe von Lidarinstrumenten, aber diese Kombination wird nur in Kühlungsborn betrieben [*Alpers et al.*, 2004]. Da nur sehr wenige andere einzelne Messungen [*Dao et al.*, 1995; *Sica et al.*, 2000] einen ähnlich großen Höhenbereich abdecken wie der hier behandelte, sind mit diesen

Datensätzen keine Vergleiche auf Basis des Jahresgangs möglich. In der weiteren Diskussion erfolgen Vergleiche mit anderen Lidarmessungen, die nur Teile des hier vorgestellten Höhenbereichs umfassen. Im wesentlichen werden Ergebnisse aus mittleren Breiten herangezogen. Dabei sind vor allem die Ergebnisse der zwei Rayleigh-Lidars in Frankreich an den Observatorien Haute-Provence (44° N , 6° O) und Biscarosse (44° N , 1° W) mit ihren langen Zeitreihen interessant [z.B. *Hauchecorne et al.*, 1991], wie auch die Metallresonanz-Lidars in den USA aus Urbana, Illinois (40° N , 88° W) und aus Fort Collins, Colorado (41° N , 105° W) [Yu und She, 1995; States und Gardner, 2000].

Beim Vergleich mit anderen Lidarmessungen gilt zu bedenken, dass die Messungen über Kühlungsborn ausschließlich bei Nacht stattfinden. Wie von States und Gardner [2000] beschrieben, verhindert dies die Entfernung von allen Gezeiten-Anteilen aus den mittleren Temperaturprofilen. Damit ist z.B. die Bestimmung der Mesopausentemperatur problematisch. Deshalb wird angestrebt, neben dem schon tageslichtfähigen K-Lidar auch die Tageslichtfähigkeit für das RMR-Lidar zu erreichen [Holste, 2007]. Für die weitere Wellenanalyse bedeutet es, dass die Variabilität ausschließlich auf kürzeren Zeitskalen bestimmbar ist.

Die Ergebnisse der harmonischen Analyse des Jahresgangs lassen sich gut mit anderen Lidarstationen in mittleren Breiten vergleichen. Dabei wird auf einen Vergleich der Absoluttemperaturen verzichtet, da diese sich sehr stark mit Breite ändern und die zum Vergleich zur Verfügung stehenden Messungen 10° und mehr südlicher liegen. In der Mesopausenregion stellt sich im Vergleich mit den Messungen aus den USA heraus, dass die Ergebnisse für die jährliche Variation sehr gut übereinstimmen [Yu und She, 1995; She und von Zahn, 1998; States und Gardner, 2000]. Alle Datensätze zeigen den innerhalb weniger Kilometer ablaufenden Phasensprung mit der maximalen Amplitude im Sommer in 105 km zum Winter in 85 km und den Höhen darunter. Letzteres zeigt sich in einem sehr stark ausgeprägten Sommerminimum in der Temperatur um 85 km. Die Amplitude des jährlichen Anteils nimmt mit der Breite wie erwartet zu [vgl. She und von Zahn, 1998]. In der halbjährlichen Variation ist die Übereinstimmung nicht ganz so gut. In den anderen Datensätzen ist die Amplitude der halbjährlichen Variation zwischen 85 und 105 km wesentlich geringer und die Phasenlage vor allem zwischen 90–100 km um einige Monate verschoben. Da die halbjährliche Variation, wie in Abschnitt 4.2.3 gezeigt, vor allem die Ausprägung des Sommerminimums in der Temperatur bestimmt, sind Unterschiede nicht weiter verwunderlich, da hier die mehr als 10° südlichere Lage der Stationen in den USA erhebliche Unterschiede in der Mesopausenstruktur zur Folge haben [She und von Zahn, 1998].

Für Höhen unterhalb von 85 km ist die Übereinstimmung mit den Ergebnissen für die französischen Lidarstationen für jährliche und halbjährliche Variation sehr gut [Hauchecorne et al., 1991]. Dabei zeigen sich minimale Variationen in der Temperatur zwischen 60 und 70 km, wo wiederum der Phasensprung der jährlichen Variation von einem Sommerminimum in der sommerlichen Mesopausenregion zu einem Sommermaximum in der Stratopausenregion stattfindet. In der Stratopausenregion zeigt sich in den Daten der französischen Station kein ausgeprägtes zweites Maximum im Winter, was darauf hindeutet, dass dort der Einfluss stratosphärischer Erwärmungen eine kleinere Rolle spielt. Dies ist auf den geringeren Einfluss des Polarwirbels durch die südlichere Lage dieser Lidarstationen zurück zu führen. Unterhalb von 30 km gibt es keine Vergleichsmöglichkeiten, da Rotations-Raman-Messungen in Frankreich nicht routinemäßig vorgenommen werden und nicht veröffentlicht sind. Es ist darauf hinzuweisen, dass die Rayleigh-Messungen am oberen Rand sehr unsicher sind, da der Einfluss der Starttemperatur auf die Temperatur-Bestimmung auf jeden Fall erst unterhalb von 75 km vernachlässigt werden kann.

Weitere Temperaturdatensätze werden durch Satelliten- und Radiosonden-Messungen ge-

wonnen. Letztere sind auf die Troposphäre und Stratosphäre beschränkt und erlauben nur eine begrenzte Zeitabdeckung. Der direkte Vergleich der Einzelmessungen mit lokal vor Ort gestarteten Radiosonden und den Radiosonden des Deutschen Wetterdiensts gestartet von Schleswig und Greifswald diente zur Überprüfung der aus den Lidardaten gewonnenen Temperaturen ([vgl. *Alpers et al.*, 2004]). Dies wurde hier nicht im Detail gezeigt, ergab aber insgesamt gute Übereinstimmung, wie sich auch in den Vergleichen mit ECMWF-Daten zeigt. Da der Schwerpunkt der Arbeit nicht auf der Troposphäre und unteren Stratosphäre liegt, wurde kein Vergleich auf Basis des Jahresgangs vorgenommen. Ein Vergleich mit den Daten aus der Lindenberger Säule [z.B. *Neisser et al.*, 2002] wäre aber durchaus noch lohnenswert.

Im Gegensatz zu den lokalen Messungen der Radiosonden bieten Satelliten eine globale Abdeckung jedoch mit einer wesentlich schlechteren Höhenauflösung ($\Delta z > 2$ km) und einer ungenaueren Temperaturbestimmung vor allem im Bereich der Mesopausenregion ($\Delta T > 5$ K). Durch die seltenen Überflüge an bestimmten Orten, d.h. die schlechte Lokalzeitabdeckung, ist der direkte Vergleich mit einer Punktmessung wie den Lidarmessungen auf Einzelfälle beschränkt. Es muss eine gute zeitliche und räumliche Nähe zwischen Lidarmessung und Satellitenmessung erreicht werden, da sonst die natürliche Variabilität durch planetare Wellen, Gezeiten und Schwerewellen den Vergleich verfälscht. Doch hat sich auch herausgestellt, dass die Berechnung der Temperaturen aus Satellitendaten in der Mesopausenregion aufgrund von non-LTE-Effekten (**non-Local Thermodynamic Equilibrium**) sehr kompliziert ist. Im Folgenden werden für TIMED/SABER (**T**hermosphere **I**onosphere **M**esosphere **E**nergetics and **D**ynamics/**S**ounding of the **A**tmosphere using **B**roadband **E**mission **R**adiometry) und für ACE-FTS (**A**tmospheric **C**hemistry **E**xperiment-**F**ourier **T**ransform **S**pectrometer) einige ausgewählte Vergleiche gezeigt. Bei TIMED/SABER werden die Temperaturen aus Limb-Messungen der CO_2 -Emissionen bei Wellenlängen von $15 \mu\text{m}$ berechnet [*Mertens et al.*, 2001]. Die Höhenauflösung der Temperaturprofile liegt bei ca. 2 km. Bei ACE/FTS werden zur Berechnung der Temperaturen Sonnen-Okkultationsmessungen benutzt, indem die Absorption bei den Wellenlängen von $2,2$ bis $13,3 \mu\text{m}$ untersucht wird [*Boone et al.*, 2005]. Mit dieser Methode wird dabei eine Höhenauflösung der Temperaturprofile von 3–4 km erreicht.

In Abbildung 4.13 sind für den 2. Juli 2004 Lidar- und TIMED/SABER-Temperaturen dargestellt [*persönliche Mitteilung, Feofilov und Gerding*, 2007]. Um diese Uhrzeit war eine NLC im Lidar-Signal zu beobachten. Dies hat zur Konsequenz, dass die Rayleigh-Rückstreuung linear interpoliert werden muss, bevor die Temperaturen berechnet werden können. Details zu diesem Interpolationsverfahren finden sich in *Gerding et al.* [2007a]. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Temperaturen von TIMED/SABER bis 75 km gut mit den Lidarmessungen übereinstimmen. Darüber zeigt sich das schon aus früheren Vergleichen bekannte Problem, dass in den

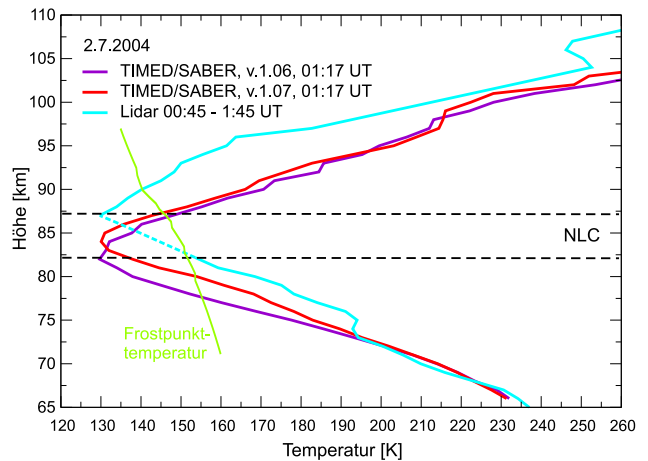


Abbildung 4.13: Vergleich zwischen Lidar- und TIMED/SABER-Temperaturen am 2. Juli 2004. Die Messung von TIMED/SABER fand etwa 150 km nordöstlich von der Lidarstation entfernt statt. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien stellt den Höhenbereich einer NLC dar, in diesem sind die Lidartemperaturen interpoliert (gestrichelter Teil der Kurve). Es werden zwei verschiedene Datenversionen von TIMED/SABER gezeigt. Die grüne Linie stellt die Frostpunktemperatur dar. Weitere Details siehe Text.

TIMED/SABER-Daten die Mesopause um 2 bis 3 km zu niedrig ist [vgl. *Kutepov et al.*, 2006; *Xu et al.*, 2006]. Dies führt insgesamt im Vergleich zum Lidar zu niedrigeren Temperaturen bei TIMED/SABER unterhalb der Mesopause und höheren Temperaturen oberhalb. Die Anwesenheit der NLC ist jedoch neben den vom Lidar gemessenen Temperaturen ein weiteres Indiz dafür, dass die mit dem Lidar gemessenen und im Vergleich zum Satelliten höheren Temperaturen vor allem unterhalb der NLC korrekt sein müssen. Dies wird zusätzlich von der Frostpunkttemperatur (grüne Linie) untermauert. Wären die TIMED/SABER-Temperaturen korrekt, so müsste sich die NLC bis hinunter in eine Höhe von etwa 80 km oder sogar noch darunter erstrecken, was aber nicht der Fall ist. Denn dort sind die TIMED/SABER-Temperaturen noch niedrig genug für die Existenz von Eisteilchen. Die Temperaturen der neuere Datenversion 1.07 von TIMED/SABER (rote Linie), die die non-LTE-Effekte des Vibrations-Vibrations-Austausches für die ν_2 Quanten der CO_2 -Isotope einbeziehen [Kutepov et al., 2006], stellen zwar eine Verbesserung dar, sind aber immer noch unterhalb der NLC zu niedrig. Allgemein ist die Mesopausenhöhe in den Daten v.1.07 immer noch um 1 bis 2 km zu niedrig [Kutepov et al., 2006].

Es gibt auch die ersten Vergleiche mit dem Satelliteninstrument ACE-FTS [Sica et al., 2007]. In Abbildung 4.14a ist ein Vergleich einer Einzelmessung zwischen Lidar und ACE-FTS (v3.0) dargestellt. Abbildung 4.14b zeigt die Differenz von insgesamt 7 Lidarmessungen und ACE-Profilen mit einer räumlichen Distanz von maximal 500 km und einem zeitlichen Abstand von maximal 2,5 h. Dabei sind die in der Einzelmessung zu findenden Übereinstimmungen und Unterschiede charakteristisch für alle Vergleiche. Eine gute Übereinstimmung vom ACE-FTS-Temperaturen mit den Lidarmessungen ist bis etwa 80 km Höhe zu finden. Die Abweichungen bis zu dieser Höhe sind nicht systematisch und kleiner als 5 K. Diese Unterschiede sind akzeptabel, vor allem wenn man bedenkt, dass die Messungen bis zu 500 km entfernt sind, die Profile horizontal gemittelt werden und einen durchschnittlichen Zeitversatz von etwas weniger als 2 h haben. Der Zeitversatz kommt dadurch zustande, dass die Satellitenmessungen als Sonnen-Okkultationsmessungen während der Dämmerung stattfinden müssen, die Lidarmessungen hingegen die Dunkelheit brauchen. Oberhalb von

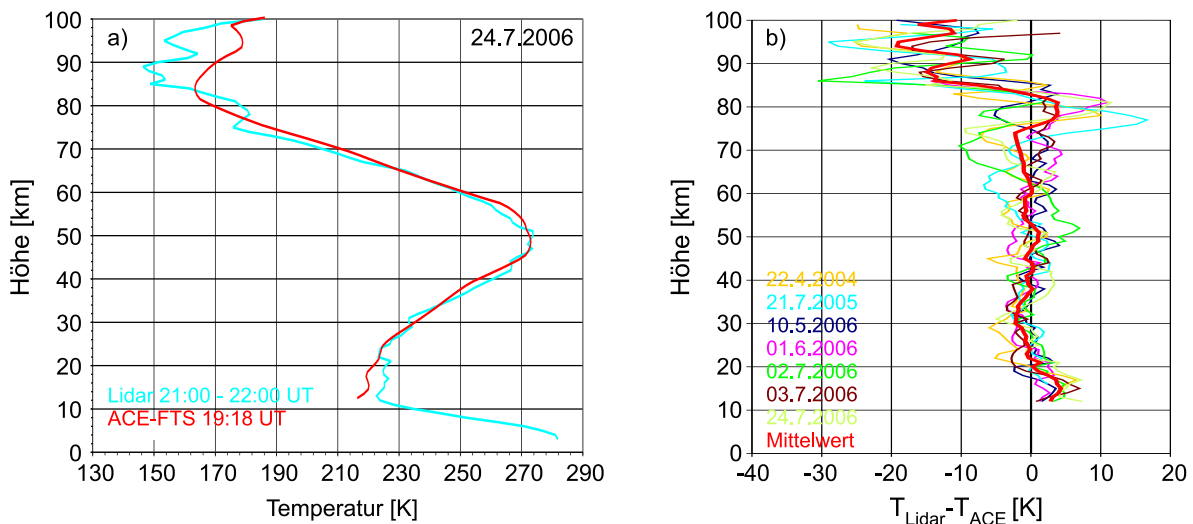


Abbildung 4.14: Vergleich zwischen Lidar- und ACE-FTS-Temperaturen a) für ein Einzelprofil am 24. Juli 2006 (Entfernung von Lidarstation und Satellit: ~ 100 km) und b) Unterschiede für sieben Messungen aus den Jahren 2004–2006. Die mittleren Unterschiede aller Vergleiche sind als rote Linie dargestellt.

85 km sind die ACE-FTS-Temperaturen jedoch im Mittel 10 K zu hoch. Ähnlich wie bei TIMED/SABER sind auch bei ACE-FTS Probleme bei der Temperaturbestimmung in der Mesopausenregion vorhanden. Als Ursachen werden Probleme in der Bestimmung des CO_2 -Mischungsverhältnisses und der exakten geometrischen Höhe vermutet [Sica *et al.*, 2007].

Auf einen Vergleich der Temperatur-Klimatologien für diese Satellitenmessungen ist hier verzichtet worden. Zum einen sind für TIMED/SABER nur die älteren und damit schlechteren Daten v.1.06 komplett verfügbar. Zum anderen liegen bis jetzt für ACE/FTS keine Klimatologien vor. Neben diesen beiden Instrumenten gibt es noch einige weitere satellitengetragene Temperatur-Messgeräte wie z.B. AMSU-A, MLS und CHAMP/RO, deren einzelne Behandlung den Rahmen dieser Arbeit übersteigen würde.

Zur Besonderheit der Erwärmung in der Stratopausenregion und der dazu gehörigen mesosphärischen Abkühlungen gibt es eine Studie mit TIMED/SABER-Daten von Siskind *et al.* [2005]. Diese konnte mit den hier vorgestellten lokalen Messungen soweit bestätigt werden, dass sich eine Antikorrelationen zwischen warmer Stratopause und kühlerer unterer Mesosphäre findet (max. Antikorrelation in 70 km Höhe). Dabei zeigen die hier vorgestellten Lidarmessungen, dass die Abkühlung etwa 30% der Erwärmung erreicht, aber im Einzelfall auch die durch den Satelliten gemessenen 80% durchaus erreicht werden. Die leicht positive Korrelation zwischen Stratopause und oberer Mesosphäre konnte nur für wenige Ereignisse (4 von 13) gezeigt werden und ist im Mittel oberhalb von 85 km nicht zu sehen.

Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Lidarmessungen aus ALOMAR (**A**rctic **L**idar **O**bservatory for **M**iddle **A**tmosphere **R**esearch, 69° N), wobei über Kühlungsborn die Stärke der Erwärmungen in der Stratopausenregion und der mesosphärischen Abkühlungen im Mittel etwa 50% schwächer sind [Schöch, 2007]. Dies ist durch die wesentlich nördlichere Lage von ALOMAR bedingt und der damit verbundenen zentraleren Lage zum Polarwirbel und den somit wesentlich stärker ausgeprägten stratosphärischen Erwärmungen. Durch den größeren Höhenbereich in Kühlungsborn kann die von Schöch [2007] vermutete Aussage bestätigt werden, dass die Erwärmung in der oberen Mesosphäre nur in seltenen Fällen zu sehen ist. Beide Studien [Siskind *et al.*, 2005; Schöch, 2007] und die Ergebnisse dieser Arbeit machen deutlich, dass es sehr schwierig ist von einer in Airglow-Messungen beobachteten mesosphärischen Abkühlung Rückschlüsse auf die Erwärmung in der Stratopausenregion zu ziehen [z.B. Walterscheid *et al.*, 2000]. In anderen Airglow-Messungen konnte diese Korrelation zwischen den Temperaturen der Stratopausenregion bei stratosphärischen Erwärmungen und denen in Höhe der OH-Schicht (~ 89 km) nicht gezeigt werden [Sigernes *et al.*, 2003; Cho *et al.*, 2004]. Dies kann damit zusammenhängen, dass die Höhe der Airglow-Messungen oberhalb der maximalen Antikorrelation liegt. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Korrelationsgrad sehr stark vom Einzelfall abhängig ist, da die stratosphärischen Erwärmungen im zeitlichen Verlauf und in der Höhenstruktur sehr unterschiedlich sind.

Insgesamt lässt sich unter Berücksichtigung der Tatsache, dass es sich um lokale Messungen handelt und auch nur die stärksten stratosphärischen Erwärmungen in der Analyse berücksichtigt wurden, schlussfolgern, dass eine starke Erwärmung an der Stratopause immer mit einer mesosphärischen Abkühlung verbunden ist. Dies bedeutet für den Mechanismus der Entstehung der SSW, dass nur eine Theorie wie die von Matsuno [1971], die die mesosphärischen Abkühlungen als Teil der SSW einschließt, mit den Beobachtungen vereinbar ist. Abschließend lässt sich sagen, dass die hier vorgestellte Studie lokal gemessener stratosphärischer Erwärmungen den großen Vorteil eines Lidar-Datensatzes von der Troposphäre bis in die Thermosphäre demonstriert. Sie bieten noch ein großes Potential für weitere Studien, z.B. zur Variabilität der Temperatur wie in den folgenden Kapiteln dargestellt.

Kapitel 5

Fallstudien zur Schwerewellenauswertung

Nach der Präsentation der mittleren Temperatur im vorangegangenen Kapitel geht es in diesem Kapitel um die Variabilität der Temperatur in einer Nacht aufgrund von Wellen. Wie schon erläutert sind diese Wellen, seien es nun planetare Wellen, Gezeiten oder Schwerewellen, wichtig für viele Prozesse in der Atmosphäre. Im ersten Teil des Kapitels werden anhand eines Einzelfalls die Analysetechniken vorgestellt. Im zweiten Teil wird anhand dreier aufeinander folgender Messungen die Unterschiedlichkeit der Wellenstrukturen diskutiert. Im dritten Teil wird der Winter 2005/2006 näher analysiert, der aufgrund einer stratosphärischen Erwärmung und der damit verbundenen besonderen dynamischen Situationen in der Stratosphäre Studien zur Schwerewellenausbreitung ermöglicht.

5.1 Vorstellung der Analysetechniken

Anhand der Messung in der Nacht vom 12. auf den 13. November 2003, die auch schon in der Veröffentlichung von *Rauthe et al.* [2006] dargestellt wurde, werden nun die auch im weiteren benutzten Analysetechniken dargestellt und deren Einschränkungen diskutiert. Zur Vereinfachung wurden im Folgenden die Messnächte nur mit dem Datum der zweiten Nachthälfte bezeichnet, hier also mit dem 13.11.2003.

5.1.1 Temperaturen und ihre Fluktuationen

Nach den im Kapitel 4 beschriebenen Nachtmitteln der Temperatur kommt es bei der Untersuchung von Wellen auf die zeitliche Veränderung der Temperaturen während einer Nacht an. In Abbildung 5.1a ist der Zeitverlauf der Absoluttemperaturen am 13.11.2003 in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt. Die Temperaturen wurden, wie sonst auch standardmäßig, mit einer Integrationszeit von einer Stunde und einer Viertelstunde Verschiebung berechnet. Die Temperaturen am 13.11.2003 zeigen in der Troposphäre und Stratosphäre nur kleine Veränderungen im Laufe der Nacht. In der Mesosphäre sind hingegen einzelne Wellenstrukturen zu erkennen, z.B. ein Warmluftbereich mit abwärts gerichteter Phasengeschwindigkeit zwischen 80 und 65 km von Beginn der Messung bis etwa 3:00 UT. In der oberen Mesosphäre sind noch weitere Wellenstrukturen zu sehen. Um diese Strukturen besser erkennen zu können, wird im ersten Schritt das Nachtmittelprofil abgezogen. So ergeben sich in Abbildung 5.1b dargestellten Temperaturabweichungen. Damit sind auch Wellenstrukturen

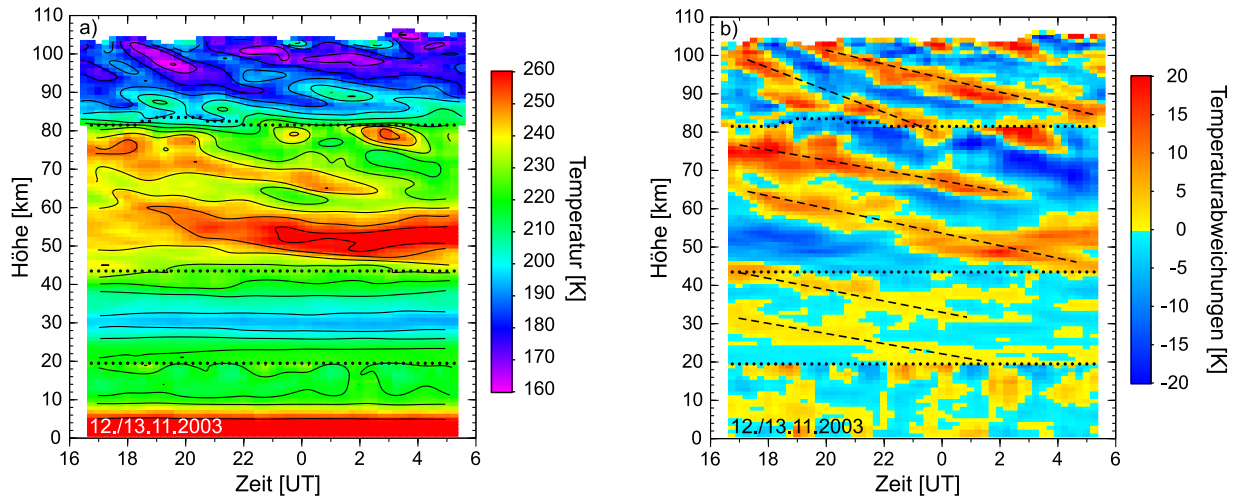


Abbildung 5.1: Zeitverlauf der Messung am 12./13. November 2003: a) Absoluttemperaturen und b) Temperaturabweichungen vom Nachtmittelprofil. Die gepunkteten Linien stellen die Übergänge zwischen den verschiedenen Messmethoden dar. In den Temperaturabweichungen sind zusätzlich noch die vertikalen Phasengeschwindigkeiten mit gestrichelten Linien angedeutet.

mit wesentlich kleineren Amplituden von wenigen Kelvin sichtbar, die in der Stratosphäre typisch sind.

Bei der Bestimmung der Abweichungen für Zeitreihen mit begrenzter Dauer ergibt sich die Frage, was genau der Hintergrund und was die durch Wellen verursachten Variationen sind. Neben der hier gewählten Benutzung des Nachtmittelprofils als Hintergrund gibt es auch die Möglichkeit diesen Hintergrund durch stückweise Anpassung von Polynomen [z.B. *Hirota*, 1984] oder angepasste Splines [z.B. *Blum et al.*, 2003] zu bestimmen. Ein Vergleich verschiedener Alternativen zur Mittelwertbestimmung ist am Beispiel relativer Dichteprofile durch *Mitchell et al.* [1990] veröffentlicht worden. Die hier gewählte Methode des Nachtmittelabzugs bietet den Vorteil, dass zu jeder Zeit die spektralen Eigenschaften der Abweichungen genau bekannt sind. Dies bedeutet, dass die Messdauer die Begrenzung vorgibt, alle Wellen mit längeren Perioden tragen zum Hintergrund bei und sind in spektralen Analysen nicht aufzulösen. Diese Informationen sind wichtig beim Vergleich von verschiedenen Messungen. Es ist also eindeutig, dass bei reinen Nachtmessungen (3–14 h) alle Temperaturänderungen aufgrund von planetaren Wellen wie z.B. der 2- oder 5-Tage-Welle und aufgrund von ganz- und halbtägigen Gezeiten nicht erfasst werden. Benutzt man hingegen Alternativmethoden wie eine stückweise Anpassung eines Polynoms oder angepasste Splines, so ist es sehr schwierig zu kontrollieren, welche Teile des Spektrums im Hintergrund verbleiben und welche nicht. So ist z.B. nicht klar, ob die volle Amplitude der Wellen mit Perioden kleiner als die Messzeit erfasst wird. Außerdem haben die frei wählbaren Parameter, wie z.B. der Grad des gewählten Polynoms oder die Anzahl der festgelegten Punkte im Spline auf die Bestimmung von Hintergrund und Welle einen erheblichen Einfluss.

In den Temperaturabweichungen vom Nachtmittel am 13.11.2003 sind klare, kohärente Wellenstrukturen zu sehen (Abb. 5.1b). Dies ist auch in den übrigen Messungen durchaus typisch, aber in der Klarheit von Nacht zu Nacht doch unterschiedlich (vgl. Abschnitt 5.2). Als gestrichelte Linien sind die vertikalen Phasengeschwindigkeiten ($c_{\phi,z}$) eingezeichnet. Sie liegen in diesem Fall zwischen $-0,25$ und $-0,75$ m/s und zeigen in der Mesosphäre größere Absolutwerte als in der Stratosphäre. Dabei ist darauf hinzuweisen, dass die Phasengeschwindigkeiten und auch die später noch diskutierten Perioden relativ zu unserer Station gemes-

sen werden und aufgrund der Dopplerverschiebung von den intrinsischen Werten abweichen können.

Eine weitere Auffälligkeit in Abbildung 5.1b ist der Anstieg der Amplitude mit der Höhe. Dabei werden in der Mesosphäre Temperaturvariationen von mehr als ± 20 K erreicht. Um diesen Aspekt besser zu beleuchten, ist die Darstellung der Abweichungen als Einzelprofile (ΔT) wie in Abbildung 5.2 vorteilhaft. Als mittlere Temperaturfluktuation der Nacht ist das Mittel der Absolutwerte der Abweichungen ($|\overline{\Delta T}|$) als blaue Linie dargestellt. Um ein Maß für die Güte der Messung zu haben, ist als rote Linie auch die mittlere statistische Unsicherheit eingezeichnet. Typischerweise liegt die Unsicherheit zwischen 1,5–2,5 K. In die Datenauswertung fließen nur Temperaturen mit einer statistischen Unsicherheit von weniger als 10 K ein. Aufgrund des um $\sim 10^4$ kleineren Rückstreusignals bei der Rotations-Raman-Streuung im Vergleich zum elastischen Rayleighsignal sind die Fehler der Rotations-Raman-Temperaturen grundsätzlich größer als die der Rayleigh-Temperaturen. Noch dazu kommt, dass durch die Abnahme des Signals mit $1/z^2$ die statistischen Unsicherheiten in der Messung zwischen 10 und 20 km rapide ansteigt und sie damit größer als die in diesen Höhen beobachtete Temperaturabweichung ($|\overline{\Delta T}|$) wird. Oberhalb von etwa 20 km sind die statistischen Unsicherheiten der Messungen mit Ausnahme des Bereichs 38–45 km, in dem beide etwa gleich groß sind, überall kleiner als die mittleren Temperaturvariationen. In diesen beiden Bereichen ($z < 20$ km und $z = 38–45$ km) ist eine genaue Bestimmung der Amplituden nicht möglich, so dass dieser Bereich bei einer Teil der späteren Analysen ausgeschlossen wird.

Analysiert man den Anstieg der Amplitude genauer, so ist klar zu sehen, dass sie mit wenigen Ausnahmen langsamer ansteigt als bei Abnahme der Luftdichte und gleichzeitiger Erhaltung des Impulsflusses zu erwarten ist (vgl. grüne Linie mit den Fluktuationen). Die Amplitude einer sich vertikal ungestört ausbreitenden und ungesättigten Schwerewelle wächst mit $\sim \exp(z/2H_\rho)$ [Fritts und Alexander, 2003], das heißt z.B. von 0,5 K bei 20 km auf 9 K bzw. 36 K in 60 bzw. 80 km an, wobei $H_\rho = 7$ km die Dichteskalenhöhe ist. Es ist klar, dass dies sehr vereinfachte Annahmen sind, da Änderungen im Temperaturgradienten (Brunt-Väisälä-Frequenz), in den Hintergrundwinden und Sättigungseffekte der Wellen nicht berücksichtigt werden. Neben dem schwächeren Anstieg der Amplituden in den Messdaten ist zu sehen, dass dieser Anstieg der Amplituden mit der Höhe nicht monoton ist, sondern in einigen Höhen starke Einbrüche beobachtet werden. Diese Einbrüche werden im Folgenden als „Knoten“ bezeichnet. In der Messung vom 13.11.2003 sind solche Knoten bei 57, 84 und 93 km zu sehen. Darüber hinaus sind auch vor allem in der Mesosphäre Höhenbereiche mit nahezu konstanten Temperaturfluktuationen zu finden. Dies entspricht dann der Vorstellung

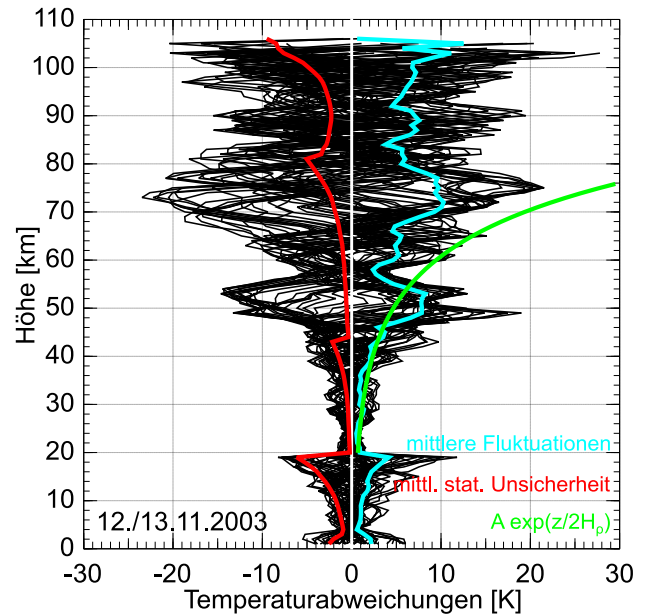


Abbildung 5.2: Profile der Abweichungen vom Nachtmittel am 12./13. November 2003. Die rote Linie stellt die mittlere statistische Unsicherheit der Messung dar. Die hellblaue Linie zeigt die mittleren Temperaturfluktuationen. Mit der grünen Linie ist ein exponentielles Wachstum von $\sim \exp(z/2H_\rho)$ mit $H_\rho = 7$ km eingezeichnet.

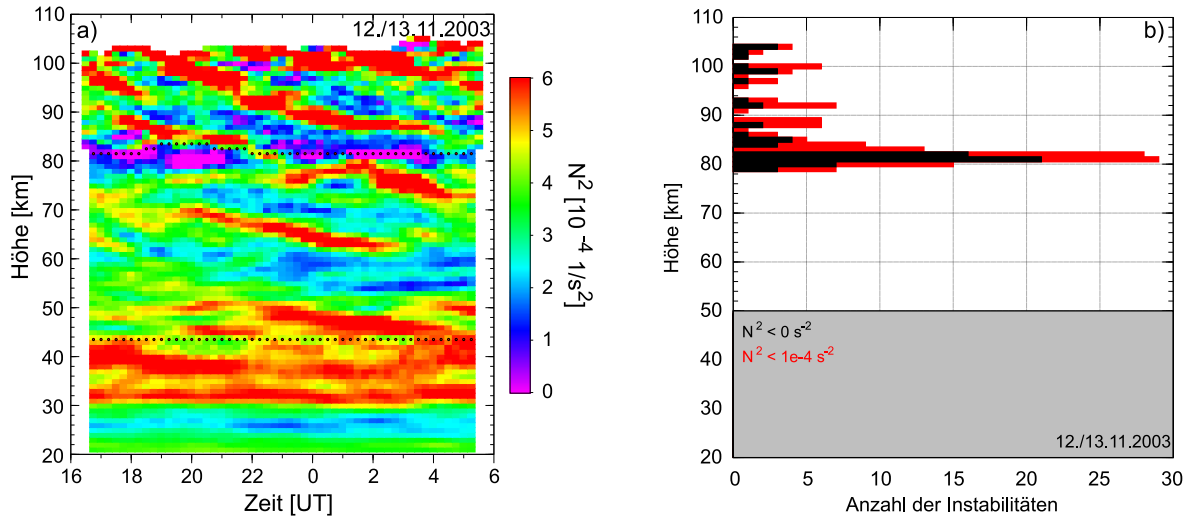


Abbildung 5.3: Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz (N^2) als Maß für die statische Stabilität am 12./13. November 2003 a) Zeitverlauf b) Anzahl der statischen Instabilitäten in den Einzelprofilen am 12./13. November 2003. Es wird unterschieden zwischen Profilen mit $N^2 < 0 \text{ s}^{-2}$ (schwarz) und $N^2 < 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ (rot). Unterhalb von 50 km wurden die Zahlen nicht berechnet.

nach *Lindzen* [1981], dass Wellen gerade so weit brechen, dass sie das Brechkriterium nicht mehr verletzen und darüber mit mehr oder weniger konstanter Amplitude sich nach oben weiter ausbreiten. Ein ähnliches Verhalten der Temperaturfluktuationen mit Knoten und Bereichen mit konstanter Amplitude wurde auch von *Lübken und von Zahn* [1991] in Raketenmessungen in polaren Breiten gezeigt.

Ursache für diese Knoten können starke Filterung von Wellen, sowie konvektive und dynamische Instabilitäten sein. Alle drei Prozesse führen durch eine Reduzierung der Anzahl der Wellen aufgrund von Filterung oder durch eine Reduzierung der Amplituden aufgrund von Brechung zu insgesamt kleineren Fluktuationen in den darüber liegenden Höhen. Eine weitere Ursache liegt möglicherweise in der begrenzten Dauer der Messung, vor allem im Sommer. Bei relativ kurzen Messungen kann es sein, dass nur ein Teil der Welle erfasst wird und so die Amplitude unterschätzt wird.

Konvektive Instabilitäten können direkt mit den Lidarmessungen untersucht werden. Dazu wird das Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz (N^2) nach Gleichung (2.3) berechnet. Das Ergebnis für die Messung vom 13.11.2003 ist in Abbildung 5.3a dargestellt. Die statische Stabilität ist in der Stratosphäre sehr hoch, hingegen gibt es Regionen in der Mesosphäre mit sehr kleinem oder sogar negativem N^2 . Um nun ein Maß für die statische Instabilität über die gesamte Nacht zu bekommen, wird in jeder Höhe die Anzahl der Profile bestimmt für die $N^2 < 0 \text{ s}^{-2}$ bzw. $N^2 < 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ erfüllt ist. Genau genommen repräsentieren kleine positive N^2 schon stabile Bedingungen. Jedoch sind konvektive Instabilitäten nur für wenige Minuten zu erwarten [z.B. *Sica und Thorsley*, 1996; *Sherman und She*, 2006]. Aufgrund der langen Integrationszeit von einer Stunde werden konvektive Instabilitäten eliminiert. Deshalb werden im Folgenden schon kleine positive Werte von N^2 als Indikatoren für statische Instabilitäten angenommen, als Grenze wurde 10^{-4} s^{-2} gewählt.

In Abbildung 5.3b ist für alle Höhen oberhalb von 50 km die Anzahl $N^2 < 0 \text{ s}^{-2}$ bzw. $N^2 < 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ dargestellt. Da eine genaue Amplitudenbestimmung in der Troposphäre nicht möglich ist, wird dieser Höhenbereich im Weiteren nicht betrachtet. Genauso wird die Stratosphäre nicht analysiert, da sie mit ihrem positiven Temperaturgradienten im Allgemeinen

statisch stabil ist. Vergleicht man nun die Höhe der Knoten (siehe Abb. 5.2) mit denen der statischen Instabilitäten, so zeigt sich, dass die beiden oberen Knoten (bei etwa 84 und 93 km) gut mit statischen Instabilitäten zusammen passen. Der Knoten in 57 km ist nicht durch statische Instabilitäten zu erklären, eventuell liegen dynamische Instabilitäten oder Filterung vor. Da die Messung vom 13.11.2003 etwa 13 h lang ist, sollte die Problematik der Messdauer hier keine entscheidende Rolle spielen. Für besonders effektive Filterung lassen sich im Windfeld aus ECMWF-Daten keine Anzeichen finden (nicht dargestellt). Es scheint darauf hinaus zulaufen, dass die Ursache des Knotens in einer dynamischen Instabilität liegt. Insgesamt hat sich bei der Untersuchung der Knoten herausgestellt, dass etwa 50 % davon mit statischen Instabilitäten in Verbindung zu bringen sind.

5.1.2 Spektrale Analysen

Neben den Amplituden sind auch die Perioden und vertikalen Wellenlängen von Interesse. Diese sind durch spektrale Analyse der Temperaturabweichungen zu bestimmen. Dafür ist sowohl die Fourier-Transformation als auch die Wavelet-Analyse geeignet. Für Details zu den Analysemethoden sei auf einschlägige Literatur verwiesen [z.B. *Foufoula-Georgiou und Kumar*, 1994; *von Storch und Zwiers*, 1999]. Die Methode der Wavelet-Analyse hat den Vorteil, dass eine räumliche Information über die Höhe, in der die vertikalen Wellenlängen auftreten, erhalten bleibt und nicht wie bei der Fourier-Transformation verloren geht. Dies gilt auch für die zeitliche Information über das Auftreten der Perioden. Der Nachteil liegt in den sehr großen Randeffekten, d.h. die Ungenauigkeit in der Amplitude und der Lokalisierung nimmt zu den Rändern sehr schnell zu [*Torrence und Compo*, 1998]. Die Fourier-Transformation, wie auch die hier angewendete FFT (**F**ast-**F**ourier-**T**ransformation), gilt dagegen als relativ robuste Methode [*Brigham*, 1995]. Für beide Analysemethoden gilt, dass die vertikale Auflösung der Daten sowie der Höhenbereich der Messung den erfassbaren Wellenlängenbereich beschränkt (Samplingtheorem). Dasselbe gilt auch in Bezug auf die Zeit für die Perioden. Beide Transformationen finden im Frequenzraum statt. Das heißt, dass bei der Rücktransformation die Auflösung der Analysen zu längeren vertikalen Wellenlängen bzw. Perioden hin abnimmt. Zur Wavelet-Analyse sei noch angemerkt, dass Morlet-Wavelets der 5. Ordnung benutzt werden, mit denen Oszillationen gut erfasst werden können. Daher sind diese für geophysikalische Anwendungen gut geeignet [*Foufoula-Georgiou und Kumar*, 1994].

Bei den Perioden ist eine zusätzliche Schwierigkeit, dass der Anstieg der Amplituden mit der Höhe dafür sorgt, dass die Zusammenfassung der Ergebnisse aus verschiedenen Höhen nur sehr eingeschränkt möglich ist. Deshalb werden für das Beispiel vom 13.11.2003 nur einzelne Höhen betrachtet. Für 57 und 89 km (Höhen mit besonders kleiner statistischer Unsicherheit) werden jeweils die Ergebnisse für die FFT und die Wavelet-Analysen gezeigt. Diese Ergebnisse sind charakteristisch für die untere und obere Mesosphäre am 13.11.2003. Bei den FFT-Ergebnissen zeigt sich in Abbildung 5.4 eindeutig in beiden Höhen ein 8-stündiger Anteil als dominierende Periode. Auch in einer 13-stündigen Messung ist diese Periode eine der längsten, die sich auflösen lässt. Darüber hinaus sind in beiden Höhen auch kürzere Perioden zu sehen. Ein weiteres Maximum im Frequenzspektrum liegt jeweils bei ca. 3 Stunden. Die Auflösung der FFT ist sehr grob. Mit der FFT ist der Nachweis von Wellenstrukturen, die nur einen Teil der Nacht existieren, nicht möglich. Dies ist mit der Wavelet-Analyse besser möglich. Wegen der großen Randeffekte sind die Ergebnisse nur für Perioden interpretierbar, die höchstens der halben Messzeit entsprechen (vgl. nicht-schraffierte Fläche in Abb. 5.5). In beiden Höhen ist nur andeutungsweise zu sehen, dass ein mehr als 7-stündiger Anteil vorhanden zu sein scheint. Weiterhin ist es durch die Zeitauflösung der Spektren möglich viele

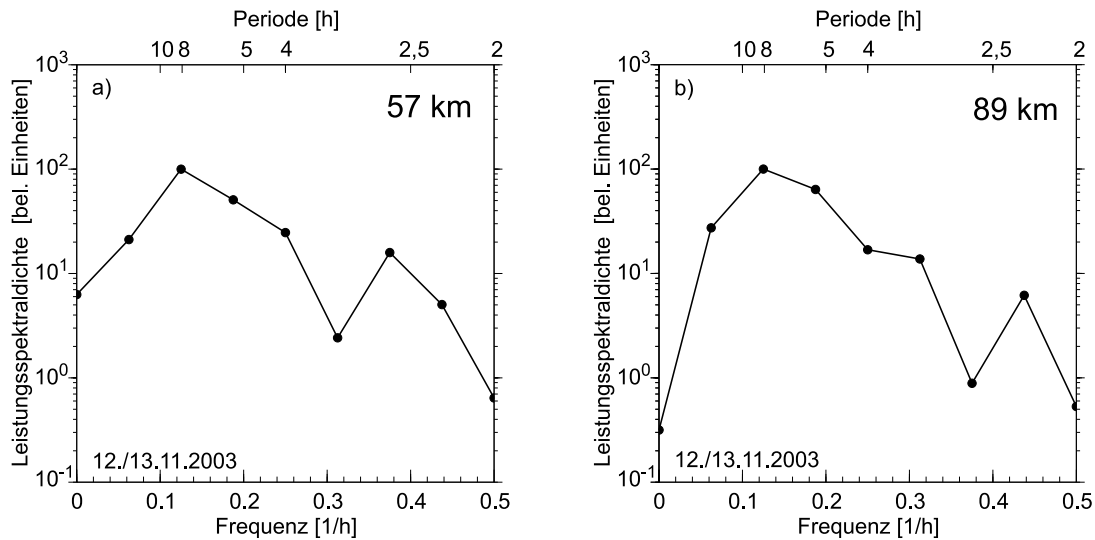


Abbildung 5.4: FFT der Perioden am 12./13. November 2003: a) in 57 km Höhe und b) in 89 km Höhe. Die Leistungsdichte-Spektren sind nach dem Parseval-Theorem normiert.

verschiedene Anteile mit nennenswerten Amplituden von Perioden kleiner als 6 Stunden zu finden: 4 und 2 h bzw. 3 h in 57 bzw. 89 km. In den Abbildungen sind dabei die lokalen Maxima (Kreuze) zu jedem Zeitpunkt so bestimmt, dass zwischen den verschiedenen Perioden die Amplitude um mindestens 10% eingebrochen ist. So werden bis zu drei verschiedene Perioden pro Zeitschritt detektiert. Selbst im Winter bei relativ langen Nachtmessungen ist es nur schwer möglich, die offensichtlich dominierenden Perioden zu bestimmen. Im Sommer sind bei 3–5 h keine Aussagen zu den Perioden möglich. Um insgesamt für Perioden von Schwerewellen und Gezeiten ein aussagekräftiges Bild zu erhalten, sind Messungen von 24 Stunden und mehr notwendig [vgl. *Fricke-Begemann und Höffner, 2005*]. Dafür ist die Tageslichtfähigkeit notwendig, die für das K-Lidar schon existiert und das RMR-Lidar gerade entwickelt wird [*Holste, 2007*].

Da sich die Perioden mit der Zeit ändern, kann davon ausgegangen werden, dass dies bei den vertikalen Wellenlängen mit der Höhe auch der Fall ist. Deshalb wird im Weiteren auf eine Betrachtung der FFT verzichtet und es werden ausschließlich Ergebnisse der Wavelet-Analyse gezeigt. Bei den Spektren der vertikalen Wellenlängen bietet sich zudem

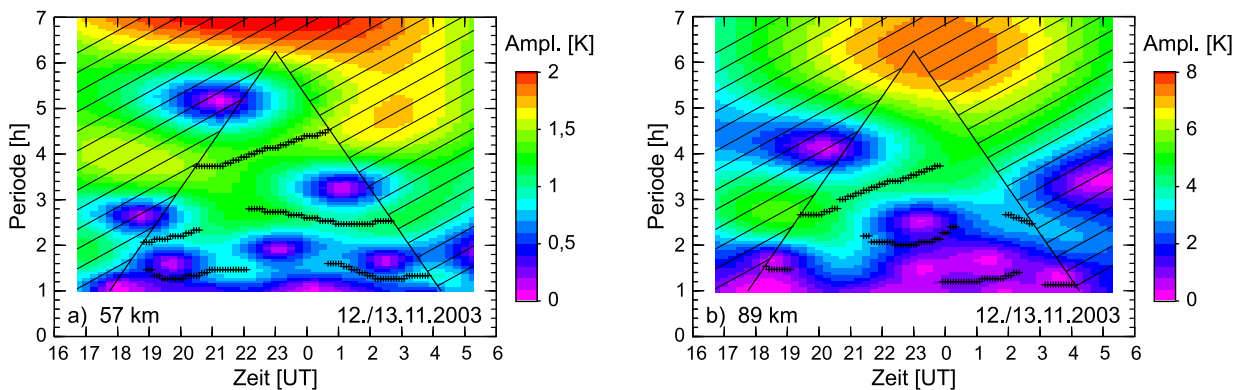


Abbildung 5.5: Wavelet-Analyse der Perioden am 12./13. November 2003: a) in 57 km Höhe und b) in 89 km Höhe. Die Kreuze zeigen die lokalen Maxima in jeder Höhe an. Im schraffierten Bereich ist die Analyse durch Randeffekte beeinflusst. Weitere Details im Text.

an, die Ergebnisse der Einzelprofile über die ganze Nacht zu mitteln (vgl. Abb. 5.6a), um Informationen zusammen zu fassen. Der große abgedeckte Höhenbereich von etwa 100 km erlaubt es, auch vertikale Wellenlängen von mehr als 20 km über einen großen Höhenbereich zu detektieren. Dies ist für Lidars nahezu einmalig und eine große Einschränkung der Ergebnisse bei Messungen mit nur einem Lidar [vgl. *Gardner und Taylor, 1998*]. Die Maxima im Amplitudenspektrum werden wie bei den Perioden bestimmt.

Für den gesamten Höhenbereich sind am 12./13.11.2003 Wellen mit vertikalen Wellenlängen von 11–18 km dominierend. Zwischen 40 und 70 km ist noch eine zweite Mode von etwa 35 km vertreten. Dabei werden die dominierenden vertikalen Wellenlängen mit der Höhe kleiner.

Da diese Maxima im Folgenden noch weiter ausgewertet werden sollen, stellt sich die Frage, wie viel diese dominierenden Wellen zu der Gesamtvarianz beitragen. Dazu ist es notwendig von den bisher gezeigten Amplituden zu Leistungsspektren überzugehen. Um zu klären wie breit ein Maximum einer einzelnen Welle in diesen Spektren erscheint, werden künstlich generierte Einzelwellen betrachtet, deren zeitliche und räumliche Auflösung den Gegebenheiten der Lidarmessungen entsprechen. Um neben der Halbwertsbreite noch mehr Eigenschaften zu untersuchen, wurden die nachfolgenden Berechnungen durchgeführt. Von einer künstlichen Einzelwelle sind die Amplitude und auch die vertikale Wellenlänge genau bekannt, ist die Bestimmung der Halbwertsbreite im Leistungsspektrum möglich. Aus der Berechnung verschiedener Ein-

zelwellen mit unterschiedlichen vertikalen Wellenlängen (λ_z) ergibt sich, dass die Halbwertsbreite in guter Näherung $\pm 0,2 \lambda_z$ entspricht. Dieses Ergebnis bestätigt sich auch bei der Einführung eines exponentiellen Anstiegs der Amplitude. Neben der Halbwertsbreite und dem Einfluss der exponentiell ansteigenden Amplitude mit der Höhe wurde anhand von künstlichen Spektren auch der Einfluss verrauschter Daten studiert. Dabei wurde ein weißes Rauschen angenommen, das typischerweise dem Rauschen in geophysikalischen Daten entspricht [vgl. z.B. *Torrence und Compo, 1998*]. Es hat sich herausgestellt, dass der durch verrauschte Daten entstehende Untergrund in seinem Anteil an der Gesamtvarianz ver-

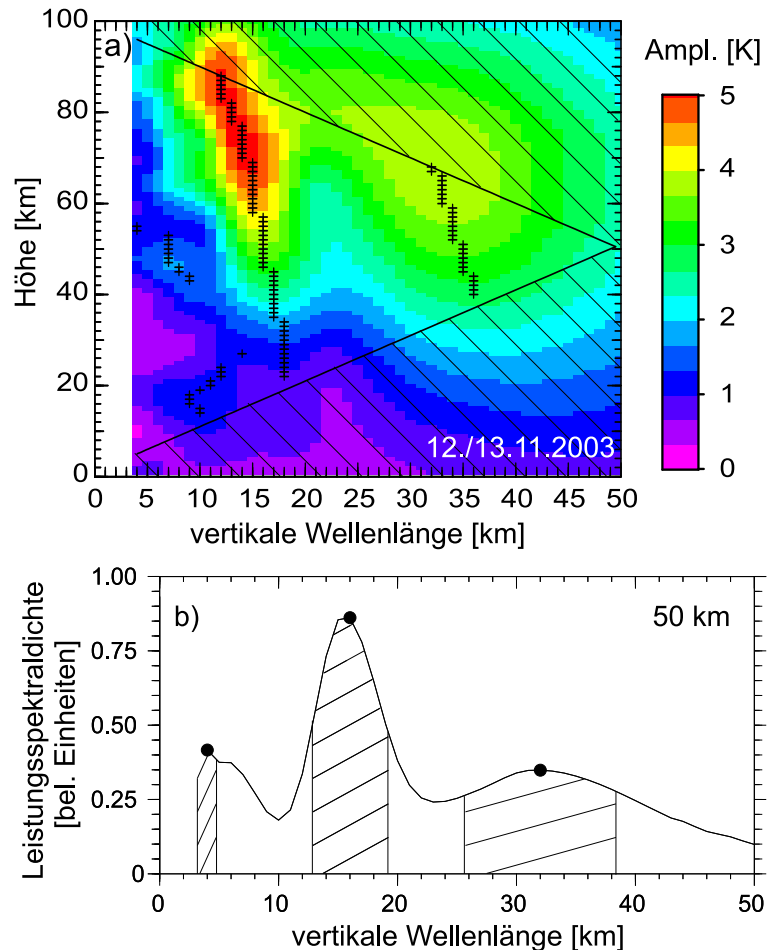


Abbildung 5.6: Ergebnisse der Wavelet-Analyse der vertikalen Wellenlänge am 12./13. November 2003: a) Nachtmittel des Amplitudenspektrums. Die Kreuze zeigen die lokalen Maxima in jeder Höhe an. Im schraffierten Bereich ist die Analyse durch Randeffekte beeinflusst. b) Leistungsspektrum bei 50 km. Die Punkte markieren die lokalen Maxima. Die schraffierte Fläche stellt jeweils den Bereich dar, der zur Berechnung der Varianz des Maximums beiträgt.

nachlässigt werden kann. In Abbildung 5.6b ist das Leistungsspektrum vom 13.11.2003 in 50 km Höhe gezeigt. Der schraffierte Bereich zeigt die Breite der dominierenden Moden im Leistungsspektrum an. Sie erklären etwa 63% der Gesamtvarianz. Im Höhenbereich zwischen 40–60 km erklären im Mittel die jeweils drei stärksten Maxima im allgemeinen zwischen 45 und 65% der gesamten Varianz [Rauthe *et al.*, 2006].

5.2 Messungen in drei aufeinander folgenden Nächten

Um die Unterschiedlichkeit der Wellenstrukturen von Nacht zu Nacht zu demonstrieren, werden in diesem Abschnitt drei aufeinander folgende Messungen im Oktober 2005 beschrieben. Neben den Nachtmessungen von 1–105 km waren auch tagsüber Messungen mit dem K-Lidar zwischen etwa 85 km und 95 km möglich. Dabei musste aufgrund des wesentlich schwächeren Signals die zeitliche Auflösung auf 2 Stunden Integration mit halber Stunde Verschiebung reduziert werden. Sonst ist in der Mittagszeit bei höchstem Sonnenstand und bei Dunst keine Temperaturberechnung möglich.

5.2.1 Temperaturfluktuationen

In Abbildung 5.7 sind die Temperaturabweichungen vom Nachtmittel zwischen dem 5.10. und dem 8.10.2005 dargestellt. Dabei sind die Daten mit der normalen zeitlichen Auflösung von einer Stunde Integration und einer Viertelstunde Verschiebung berechnet. Beim Vergleich der Wellenstrukturen in den drei Nächten fällt auf, dass die letzte Nacht wesentlich unstrukturiertere Temperaturvariationen zeigt als die zwei Nächte davor. Gleichzeitig sind in dieser Nacht auch die Amplituden der Wellen etwa 25% kleiner als die der ersten Nacht. Die Amplituden der mittleren Nacht liegen zwischen denen der beiden anderen Nächte.

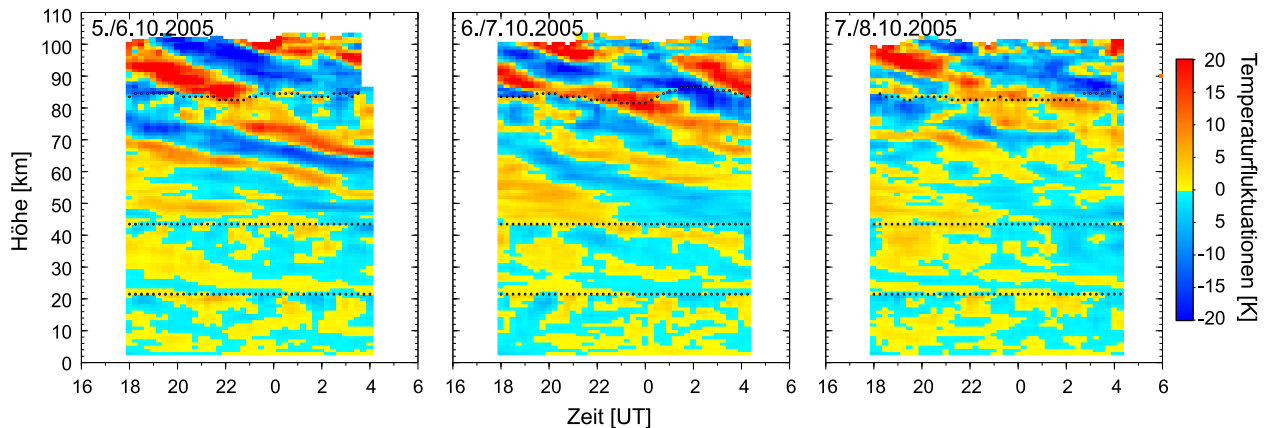


Abbildung 5.7: Temperaturabweichungen von den jeweiligen Nachtmittel-Profilen für drei Messungen vom 5. – 8. Oktober 2006. Tagsüber gibt es nur Messungen des K-Lidars (nicht dargestellt).

5.2.2 Spektrale Analysen

Um diese Unterschiedlichkeit der Wellen besser zu erfassen, wurden spektrale Analysen für vertikale Wellenlängen und Perioden berechnet. Nähere Erläuterungen zur Methodik finden sich in Abschnitt 5.1.2. Die vertikalen Wellenlängen sind als Nachtmittel der Wavelet-Amplituden-Spektren in Abbildung 5.8 gezeigt. Dabei wurden nur Temperaturprofile genutzt, die durchgängig von der Troposphäre bis in 100 km Höhe reichen. Besonders fallen

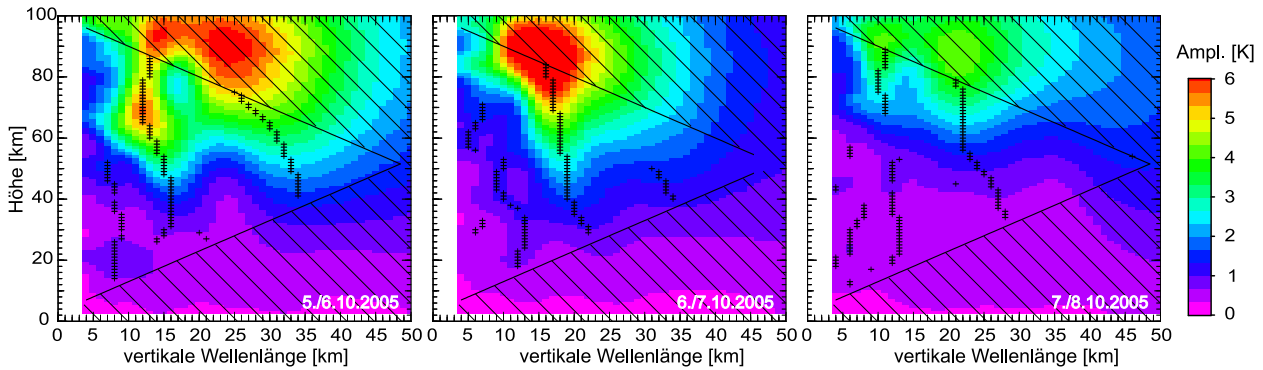


Abbildung 5.8: Nachmitteln der Wavelet-Spektren der vertikalen Wellenlängen vom 5. – 8.10.2006. Die Kreuze zeigen die lokalen Maxima in jeder Höhe an. Im schraffierten Bereich ist die Analyse durch Randeffekte beeinflusst.

die kleinen Amplituden in der letzten Nacht auf. In dieser Nacht sind neben einer dominierenden vertikalen Wellenlänge von etwa 25 km nur Maxima bei vertikalen Wellenlängen kleiner als 13 km zu finden, wobei diese nicht mehr über den kompletten auflösbaren Höhenbereich in Erscheinung treten. Im Gegensatz dazu gibt es in der ersten Nacht zwei dominierende Moden über den kompletten Höhenbereich mit etwa 13 km und 30 km. Außer ein paar sehr schwachen Maxima in 10–50 km ist damit das Spektrum der vertikalen Wellenlängen in der Mesosphäre wesentlich deutlicher durch Maxima geprägt als in der letzten Nacht. In der zweiten Nacht ist neben der dominierenden vertikalen Wellenlänge von etwa 18 km auch noch unterhalb von 50 km Höhe eine sehr lange von etwa 35 km und eine kurze von etwa 10 km zu sehen. In der zweiten Nacht finden sich damit sowohl Strukturen der ersten als auch der letzten Nacht wieder.

Schon in den Analysen zu den vertikalen Wellenlängen zeigt sich die Besonderheit der letzten Nacht. Durch die durchgängigen Messungen mit dem K-Lidar auch bei Tag ist eine zusätzliche Analyse der Perioden möglich. In Abbildung 5.9 ist sowohl die durchgängige Zeitreihe der Temperaturabweichungen in 90 km dargestellt als auch die dazugehörige Wavelet-Analyse der Perioden. Es ist nochmal darauf hinzuweisen, dass im Gegensatz zu den

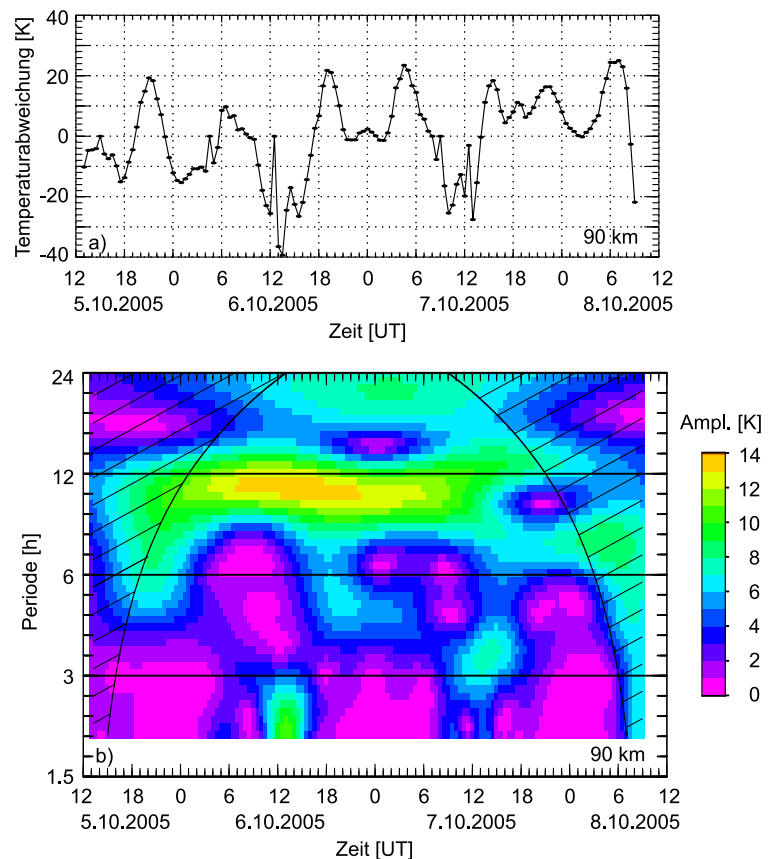


Abbildung 5.9: Messungen des K-Lidars vom 5. – 8.10.2006 in 90 km Höhe mit zwei Stunden Integration und einer halben Stunde Verschiebung. a) Zeitreihe der Temperaturabweichungen vom Mittel, b) Wavelet-Analyse der Perioden. Im schraffierten Bereich ist die Analyse durch Randeffekte beeinflusst. Beachte die nicht-lineare y-Achse in der Abbildung 5.9b.

Nachtmessungen (in Abb. 5.7) die Zeitauflösung von einer auf zwei Stunden reduziert ist, um in der Mittagszeit bei sehr hohem solarem Untergrund eine Temperaturberechnung möglich zu machen. Schon in der Zeitreihe fallen die längerperiodischen, etwa halbtägigen Strukturen auf. Die Wavelet-Analyse ergibt, dass in den ersten zwei Tagen und Nächten eine 12-stündige Variation mit einer Amplitude von 10–14 K klar dominiert. Diese verschwindet in der letzten Nacht. Kleinere Perioden (2–6 h) treten immer wieder auf, doch halten sie sich nicht über mehr als 3 Stunden der Messung. Die Amplituden dieser kurzzeitigen Variationen liegen bei etwa 6 K, können aber auch Maximalwerte von etwa 10 K erreichen. Die Kombination der Ergebnisse der Perioden mit denen der vertikalen Wellenlängen ist schwierig. Doch es ist anzunehmen, dass die vertikalen Wellenlängen von 30–35 km zur 12-stündigen Gezeit gehören [vgl. *Forbes*, 1995], da diese nur in den ersten zwei Nächten auftreten.

Insgesamt lässt sich schlussfolgern, dass bei einem Fehlen der Gezeit die Wellenstrukturen chaotischer erscheinen, wie es sich bei einer anderen längeren Messungen mit dem K-Lidar auch schon angedeutet hat [*Fricke-Begemann und Höffner*, 2005]. Noch dazu ist ein Drittel bis die Hälfte der übliche Variation der Temperaturen durch Gezeiten verursacht. Eine in mittleren Breiten übliche Amplitude bei Messungen von Gezeiten liegt bei 5–10 K [*Shepherd und Fricke-Begemann*, 2004; *Fricke-Begemann und Höffner*, 2005]. Damit sind Gezeiten nicht zu vernachlässigen. Da aber neben der schon erreichten Tageslichtfähigkeit des K-Lidars auch die des RMR-Lidars notwendig ist, um Gezeiten in allen Höhen zu bestimmen, ist eine detaillierte Analyse zu Gezeiten mit dem vorliegenden Datensatz nicht möglich. Jedoch können durch geeignete Methoden wie z.B. zeitliche Beschränkung der Messung bei der Auswertung der Amplituden Schwerewellen isoliert analysiert werden.

5.2.3 Transmissionsrechnung

In diesem Abschnitt wird die Ursache für die reduzierten Amplituden in der dritten Nacht näher zu untersucht. Sie liegt möglicherweise in der Filterung der Wellen. Diese kann mit den ECMWF-Wind-Daten näher untersucht werden. Wie schon in Abschnitt 2.3.3 erläutert, werden Wellen an einem so genannten kritischen Niveau gefiltert, das bei $\lambda_z \rightarrow 0$ erreicht wird. Unter Vernachlässigung des Coriolisparameters ergibt sich mit der vereinfachten Dispersionsrelation (Gl. 2.15):

$$\hat{\omega} = \omega - \vec{k}\vec{u} \rightarrow 0. \quad (5.1)$$

Weiterhin wird angenommen, dass m^2 nicht negativ wird, d.h. die Wellen propagieren nur aufwärts. Die Wellen können sich nur nach oben ausbreiten, wenn

$$\frac{u}{c_x} + \frac{v}{c_y} > 1. \quad (5.2)$$

Ist diese Beziehung zwischen Wind und Phasengeschwindigkeit für eine Welle nicht erfüllt, wird sie gefiltert. Unter Annahme eines Schwerewellenspektrums (Verteilung von c_x und c_y in den Wellen) lässt sich die Transmission durch die Stratosphäre berechnen. Da das Spektrum für den konkreten Fall unbekannt ist, werden isotrop und homogen verteilte Phasengeschwindigkeiten angenommen mit einem maximalen Betrag ($c_h = \sqrt{c_x^2 + c_y^2}$) von 100 m/s. Da zunächst die Transmission in der Stratosphäre von Interesse ist und die genauen Anregungshöhen der einzelnen Schwerewellen in der Troposphäre nicht bekannt sind, wird die Transmission erst oberhalb von 10 km berechnet. Für jede einzelne Welle wird mit Hilfe des ECMWF-Windes die Gleichung (5.2) überprüft. Alle Wellen, die die Bedingung nicht mehr erfüllen, werden aus dem Spektrum entfernt. Die Anzahl der nicht gefilterten Wellen wird in Prozent ausgerechnet.

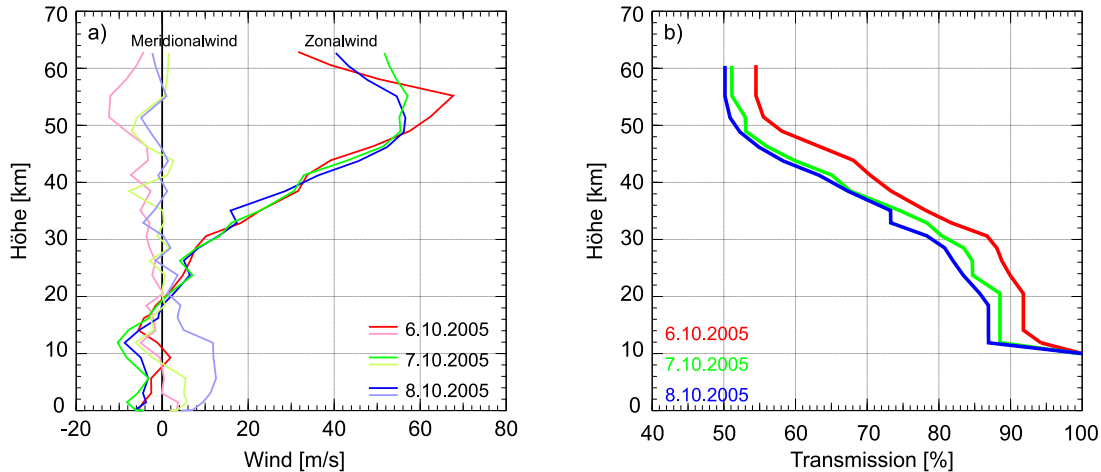


Abbildung 5.10: Darstellung der Wind und Transmissionsverhältnisse in den Nächten vom 5. – 8.10.2006. a) Zonal- und Meridionalwind aus ECMWF-Daten um 0 UT. b) Berechnete Transmission eines gegebenen Wellenspektrums. Weitere Details im Text.

In Abbildung 5.10a sind Zonal- und Meridionalwind aus ECMWF-Daten um 0 UT für alle drei Nächte gezeigt. Der Zonalwind ist für alle Nächte sehr ähnlich. Der Meridionalwind hingegen zeigt in der dritten Nacht bis 20 km Höhe deutliche Unterschiede und erreicht bis zu 10 m/s in der Troposphäre und unteren Stratosphäre. In den anderen beiden Nächten ist der Meridionalwind geringer und hat teilweise sogar die entgegengesetzte Richtung.

Damit ergibt sich eine unterschiedliche Filterung der Wellen. Die Resultate der Transmissionsrechnung für alle drei Nächte sind in Abbildung 5.10b zusammengestellt. Es ist die Abnahme der Transmission über die drei Nächte hinweg in allen Höhen zu sehen. Dabei finden sich von Nacht zu Nacht immer geringere Transmissionswerte. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Abnahme der Amplituden über die drei Nächte hinweg. Diese Ergebnisse der Transmissionsrechnung sind dabei insoweit unabhängig von der Wahl des maximalen Phasengeschwindigkeit, dass die Relationen zwischen den Nächten erhalten bleiben, da die Unterschied zwischen den Nächten vor allem in den Meridionalwinden bei geringen Windgeschwindigkeiten (< 15 m/s) liegen. In Kombination mit den anderen Ergebnissen ist zu vermuten, dass die Filterung der 12-stündigen Gezeit in der letzten Nacht stattfindet. Denn in 90 km ist sie nicht mehr nachzuweisen. Damit sind die Amplituden wesentlich reduziert und die Wellenstrukturen wirken weniger geordnet.

5.3 Winter 2005/2006

Als Letztes wird in diesem Kapitel eine Anwendung der bereits vorgestellten Methoden gezeigt, um die Messungen im Winter 2005/2006 näher zu analysieren. Diese unterscheiden sich bei der Betrachtung der Temperaturprofile und der Schwerewellenaktivität von anderen Messungen. Zum einen gibt es im Januar 2006 im Nachtmittel einen sehr großen Temperaturunterschied zwischen Strato- und Mesopause (bis zu 140 K). Zum anderen gibt es mehrere Messungen im Januar 2006, deren Temperaturfluktuationen eher dem typischen Sommer- als dem Winterzustand ähneln (vgl. Abschnitt 6.1), d.h. vor allem in der unteren Mesosphäre sind die Fluktuationen bis zu einem Drittel kleiner als in den übrigen Messungen im Winter.

5.3.1 Die stratosphärische Situation im Winter 2005/2006

Um zuerst einen Überblick des Winters 2005/2006 zu bekommen, wird in diesem Abschnitt kurz die stratosphärische Situation und Besonderheit dieses Winters in der Arktis beschrieben. Dabei wird im wesentlichen auf einen WMO-Bericht zurückgegriffen [WMO, 2006].

Zu Beginn des Winters 2005/2006 entwickelte sich ein starker und kalter polarer Wirbel in der Arktis. In der zweiten Hälfte des Novembers wurde die weitere Verstärkung des Polarnacht-Jets von einigen Störungen unterbrochen. Ein so genanntes „Canadian Warming“-Ereignis trat um den 25. November auf. Dabei wanderte das verstärkte Aleutenhoch in der Stratosphäre nach Kanada und es gab eine positive Temperaturdifferenz zwischen 90° N und 60° N in 100 hPa.

Bis in die erste Hälfte des Januars wurden in der unteren Stratosphäre so niedrige Temperaturen erreicht, dass PSC-Bildung (**P**olar **S**tratospheric **C**loud) über Salpetersäure-Trihydrat (NAT-Teilchen) möglich war. Teilweise wurden sogar Wassereisbildungstemperaturen erreicht. Ab Mitte Dezember wurde der polare Wirbel immer wieder gestört und dadurch abgeschwächt. In der ersten Januarhälfte setzte sich die Umkehrung des zonalen Windes und damit Ostwind von der oberen in die untere Stratosphäre durch. Wie schon in Abschnitt 2.5 gezeigt, war ab dem 21. Januar das „major warming“-Kriterium erfüllt (siehe Abb. 2.4). Bis zum 1. Februar verschob sich das Zentrum des polaren Wirbels in der unteren Stratosphäre südostwärts nach 60° N, 50° O. Zeitweise gab es ein weiteres Wirbel-Zentrum erst über dem Ochotskischen Meer und später über der Hudson Bay. Die Besonderheit dieser stratosphärischen Erwärmung lag in der Tatsache, dass die Ostwinde etwa vier Wochen in der Stratosphäre vorherrschten (in anderen Jahren normalerweise nur etwa 2 Wochen) und damit eine extrem lange Störung der Zirkulation vorlag. Nach dieser starken Erwärmung reetablierte sich Anfang März ein schwacher polarer Wirbel über der europäischen Arktis. Er blieb aber bis zum Ende des Winters schwach und löste sich gegen Ende April auf.

Insgesamt hat sich herausgestellt, dass der Winter 2005/2006 am Nordpol in 30 hPa im Vergleich zu anderen Wintern im Mittel einer der wärmsten seit 1948 war, obwohl er so kalt begonnen hatte.

5.3.2 Ergebnisse der Lidarmessungen

In diesem Abschnitt werden nun die Lidarmessungen am IAP aus dem Winter 2005/2006 vorgestellt, wobei der Schwerpunkt der Auswertung auf den Messungen im Januar 2006 liegt, weil dieser Monat eine relativ gute Abdeckung mit 8 Messungen mit jeweils mehr als 3 h Dauer aufweist. Im November und Dezember gab es nur 3 Messungen von mehr als 3 h, so dass nur stark eingeschränkte Aussagen gewonnen werden können. Eine Übersicht zu den Messungen im Januar 2006 findet sich in Tabelle 5.1.

Tabelle 5.1: Messzeiten und Messdauer im Januar 2006

Messnacht	Messzeit [UT]	Messdauer [h]
8./9.1.2006	16:07–06:32	14,25
9./10.1.2006	16:13–04:40	12,5
14./15.1.2006	16:05–03:38	11,5
15./16.1.2006	16:07–05:13	13,0
16./17.1.2006	16:14–06:24	14,25
22./23.1.2006	16:14–02:11	10,0
23./24.1.2006	16:26–22:23	5,75
27./28.1.2006	16:45–04:22	11,5

Wie schon oben angedeutet, zeichnet sich der Januar durch eine besondere Temperaturstruktur in Stratosphäre und Mesosphäre aus. In Abbildung 5.11 sind die mittleren

Temperaturprofile dargestellt. Dabei definieren alle Messungen außerhalb des Januars 2006 (19 Nächte) den durchschnittlichen Winterzustand (Einzelprofile in grau und Mittelwert in grün). Weitere Ergebnisse zu Messungen in den übrigen Wintern werden im Kapitel 6 dargestellt. Zusätzlich finden sich in der Abbildung die ersten sechs der acht Messungen im Januar 2006 als Einzelprofile in schwarz und ihr Mittelwert in rot. In blau sind die beiden Messungen Ende Januar dargestellt. Diese wurden nicht zu den übrigen gruppiert, da sie relativ kurz sind (24.1.) bzw. einer ganz anderen Situation in der Stratosphäre entsprechen (28.1.). Es ist anzumerken, dass die Variabilität der mittleren Temperaturprofile im Winter grundsätzlich sehr hoch ist und es insgesamt relativ wenige Messungen gibt. Das hat zur Folge, dass die im Nachfolgenden dargestellten Unterschiede im statistischen Sinne einer Verteilung nicht signifikant sind, d.h. sie unterscheiden sich um weniger als eine Standardabweichung (σ). Da im Folgenden aber nur die Fehler der Mittelwerte von Interesse sind ($= \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ mit N Anzahl der Messungen), ergeben sich folgende signifikante Unterschiede: In der unteren Stratosphäre sind die Temperaturen im Januar 2006 niedriger als im Standardwinter (ca. 10 K in 20 km), was sehr gut in Übereinstimmung mit den Temperaturbeobachtungen in polaren Breiten und mit dem erhöhten Auftreten von PSC im Vergleich zu den Vorjahren ist [WMO, 2006]. Im Gegensatz dazu sind die Stratopausentemperaturen im Durchschnitt sehr hoch. Am 9.1.2006 gab es mit mehr als 300 K im Nachtmittel die wärmste winterliche Stratopause seit Beginn unserer Messungen im Jahr 2002. Außerdem liegt die mittlere Stratopausenhöhe mit etwa 42 km um 6 km tiefer als bei den übrigen Messungen. Dies ist typisch für stratosphärische Erwärmungen genauso wie die Abkühlung in der Mesosphäre (vgl. Abschnitt 2.5 und 4.3.1). Die Abkühlung findet hier zwischen 60 und 80 km statt. Zwischen 80 und 100 km sind die Profile sehr ähnlich und liegen im Mittel aufeinander. Darüber erkennt man für die ersten sechs Messungen im Januar 2006 die um etwa 3 km höher gelegene und im Vergleich zu den übrigen Wintermessungen um etwa 5 K kältere Mesopause. In der Mesopausenregion zeigt sich auch der größte Unterschied zu den zwei letzten Messungen im Januar 2006. Dabei ist die im Mittel höhere Temperatur an der Mesopause am 24.1. möglicherweise ein Artefakt durch die relativ kurze Messung (nur knapp 6 h). Am 28.1. ist sie wohl geophysikalisch bedingt und wird im Folgenden noch diskutiert werden (etwa 200 K an der Mesopause in ca. 100 km).

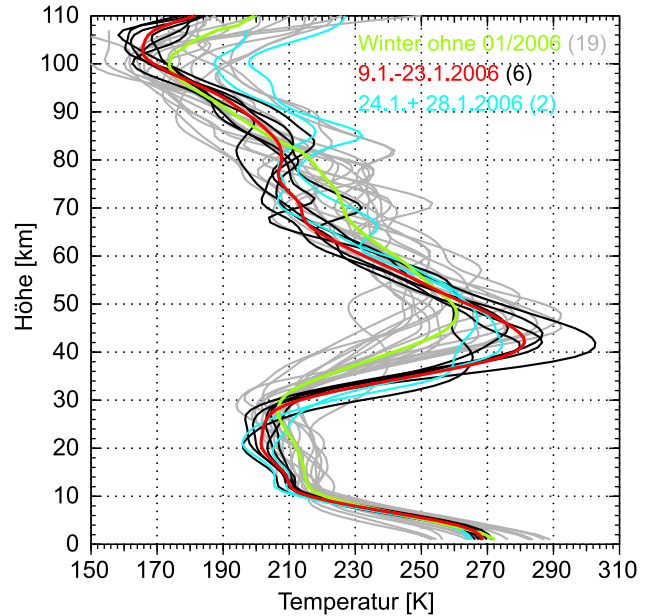


Abbildung 5.11: Vergleich der mittleren Temperaturprofile von Messungen im Januar 2006 mit den übrigen Messungen im Winter. Einzelprofile sind in schwarz (9.1. – 23.1.), hellblau (24.1. und 28.1.) und grau (Messungen im Winter vor 2006) dargestellt. Die Anzahl der Messungen ist in der Legende vermerkt. Zusätzlich sind noch die Mittelwerte der Messungen vom 9.1. – 23.1. (rot) und der in allen anderen Winter (grün) eingezeichnet.

Zusätzlich sind noch die Mittelwerte der Messungen vom 9.1. – 23.1. (rot) und der in allen anderen Winter (grün) eingezeichnet.

Die besondere geophysikalische Situation spiegelt sich nicht nur in den Absoluttemperaturen wieder, sondern auch in den mittleren Temperaturfluktuationen pro Nacht (vgl. blaue Linie in Abb. 5.2). Dabei wurden die Messungen auf maximal 5 h beschränkt und mit einem Hanning-Filter über ± 5 km geglättet. Ersteres gewährleistet die Vergleichbarkeit der

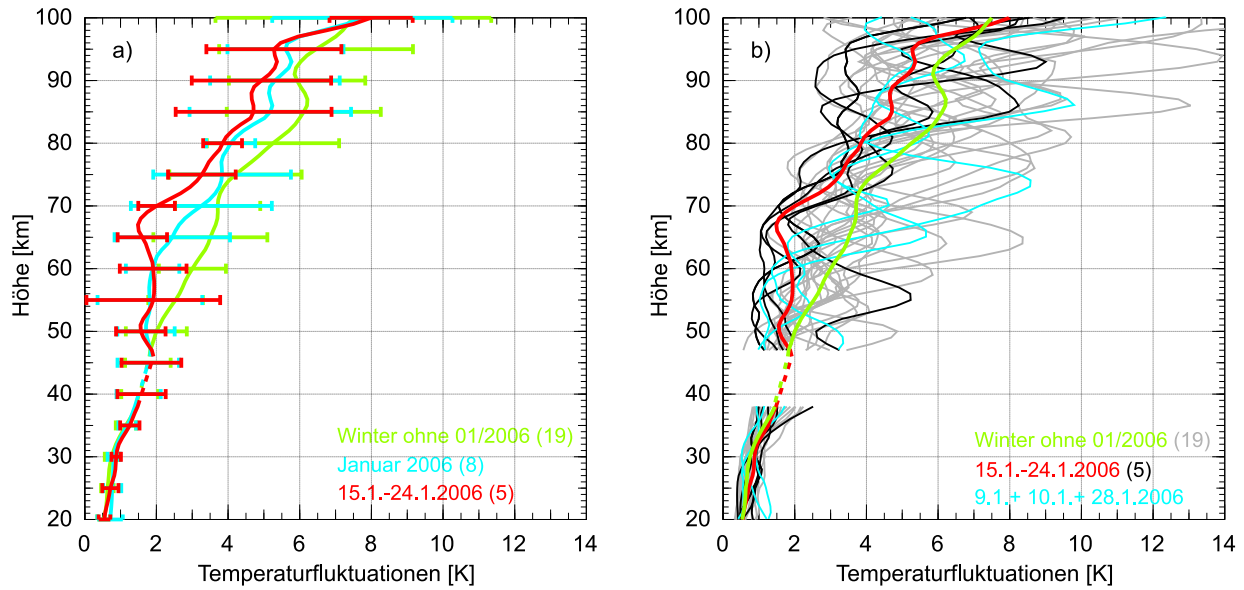


Abbildung 5.12: Temperaturfluktuationen aus 5 h Messungen ermittelt: a) Verschiedene Mittelwerte und Standardabweichungen für unterschiedliche Zeiträume im Winter (vgl. Legende). b) Darstellung der Einzelprofile für einen Teil der Messungen im Januar 2006 (Einzelprofile: schwarz, Mittelwert: rot) und der Messungen in den übrigen Wintern (Einzelprofile: grau, Mittelwert: grün). Die restlichen Messungen im Januar 2006 sind einzeln in hellblau gezeigt. Die Anzahl der jeweiligen Messungen ist in Klammern vermerkt.

unterschiedlich langen Messungen. Letzteres sorgt dafür, dass die wichtigen Strukturen zu betont werden und verhindert damit die zu starke Ausprägung von „Knoten“ im Nachtmittel (weitere Details in Abschnitt 6.1). Um die Temperaturfluktuationen im Januar 2006 detailliert darzulegen, wurden zwei verschiedene Darstellungen gewählt. Zum einen werden die mittleren Fluktuationen aus bestimmten Zeiträumen im Winter berechnet. Diese sind mit den dazugehörigen Standardabweichungen in Abbildung 5.12a gezeigt. Zum anderen werden Einzelmessungen präsentiert, die Besonderheiten im Vergleich zum „Standardwinter“ zeigen (Abb. 5.12b). Mit den mittleren Temperaturfluktuationen aus verschiedenen Zeiträumen im Winter ist sehr gut zu erkennen, dass alle Datensätze bis 50 km gut übereinstimmen. Wie schon bei den Temperaturen sind die darüber auftretenden Unterschiede im statistischen Sinne nicht signifikant. Trotzdem fällt ins Auge, dass im Januar 2006 besonders kleine Temperaturfluktuationen zwischen 50 und 70 km auftreten. Die größten Unterschiede zum „Standardwinter“ sind zu sehen, wenn man sich auf die fünf Messungen zwischen dem 15.1. und dem 24.1. beschränkt. Dies lässt sich auch anhand der Einzelmessungen in Abbildung 5.12b nachvollziehen. Bis auf die Nacht vom 17.1., in der die Temperaturfluktuationen zwischen 50 und 60 km groß sind, zeigen alle Einzelmessungen (schwarze Linien) wesentlich kleinere Werte als das Mittel der übrigen Winter (grüne Linie). Wie später in den Abschnitten 6.1.1 und 8.1 gezeigt wird, haben diese Art von Temperaturfluktuationen mit relativ geringen und gleich bleibenden Werten von 50–80 km große Ähnlichkeiten mit den Profilen der Temperaturfluktuationen im Sommer. Für diese relativ kleinen Temperaturfluktuationen kommen verschiedene Ursachen in Frage: konvektive bzw. dynamische Instabilitäten, unterschiedliche Windfilterung der Wellen oder Unterschiede in der Quelle der Schwerewellen.

Die statischen Instabilitäten lassen sich wie in Abschnitt 5.1.1 gezeigt untersuchen. Dabei sind die Beispiele in Abbildung 5.13 repräsentativ für die Messungen mit den etwas größeren Temperaturfluktuationen am Anfang des Monats (9.1.) und den kleineren Mitte

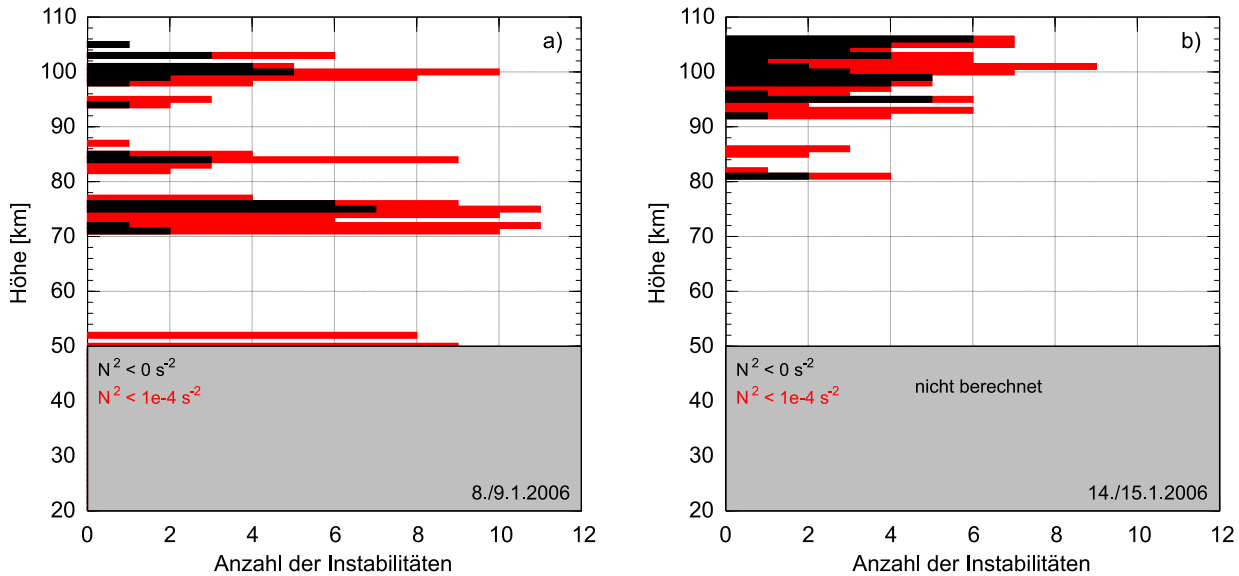


Abbildung 5.13: Anzahl der statischen Instabilitäten in den Einzelprofilen für zwei Messungen: a) 8./9.1.2006 und b) 14./15.1.2006. Es wird unterschieden zwischen Instabilitäten mit $N^2 < 0 \text{ s}^{-2}$ (schwarz) und $N^2 < 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ (rot). Unterhalb von 50 km wurden die Zahlen nicht berechnet.

Januar (15.1.). Zum Beginn des Januars zeigen sich Instabilitäten über einen großen Bereich der Mesosphäre (Beispiel siehe Abb. 5.13a). Vom 15.1.–24.1. hingegen sind diese Instabilitäten fast ausschließlich auf den Bereich oberhalb von 80 km beschränkt (Beispiel siehe Abb. 5.13b). In Einzelfällen (nicht gezeigt) gibt es unterhalb von 60 km schwache Instabilitäten ($N^2 < 10^{-4} \text{ s}^{-2}$). Zwischen 60 und 80 km liegen nicht einmal schwache Instabilitäten vor. Dies entspricht dann wie auch die Fluktuationen eher einer Sommersituation in der Atmosphäre. Damit können statische Instabilitäten als Ursache für die kleinen Amplituden ausgeschlossen werden. Es kann sogar angenommen werden, dass durch die geringen Temperaturfluktuationen die Anzahl der statischen Instabilitäten reduziert wird, da Wellen mit kleinen Amplituden den Hintergrund-Temperaturgradienten nicht so stark beeinflussen und somit dieser nicht mehr überadiabatisch werden kann.

Die anderen oben aufgeführten Ursachen sind mit den Lidardaten allein nicht zu klären. Es ist das Heranziehen weiterer Datensätze notwendig. Zum einen ist der Einfluss des Windes auf die Amplituden zu klären und zum anderen sind auch die lokalen Messungen in einen Zusammenhang mit der großräumigen Zirkulationsänderung (vgl. Abschnitt 5.3.1) zu bringen. Dies erfolgt im nächsten Abschnitt mit Hilfe von ECMWF-Daten. Dabei liegt der Schwerpunkt der Betrachtungen in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre, da diese in den Temperaturfluktuationen die größten Unterschiede zu den übrigen Wintermessungen zeigen.

5.3.3 Analyse der meteorologischen Situation

Wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben, hat sich die Zirkulation in der Stratosphäre im Januar 2006 sehr verändert. In Abbildung 5.14 sind die Karten der potentiellen Vorticity auf der 600 K-Fläche der potentiellen Temperatur für 6 von 8 Messnächten gezeigt. Diese Fläche liegt in etwa 26 km Höhe und damit in der mittleren Stratosphäre. Es wurden ECMWF-Daten benutzt. Der Rand des polaren Wirbels ist als stärkster Gradient in der potentiellen Vorticity definiert [z.B. Karpetchko et al., 1005]. Wie zu sehen ist, ändert sich die Lage des polaren

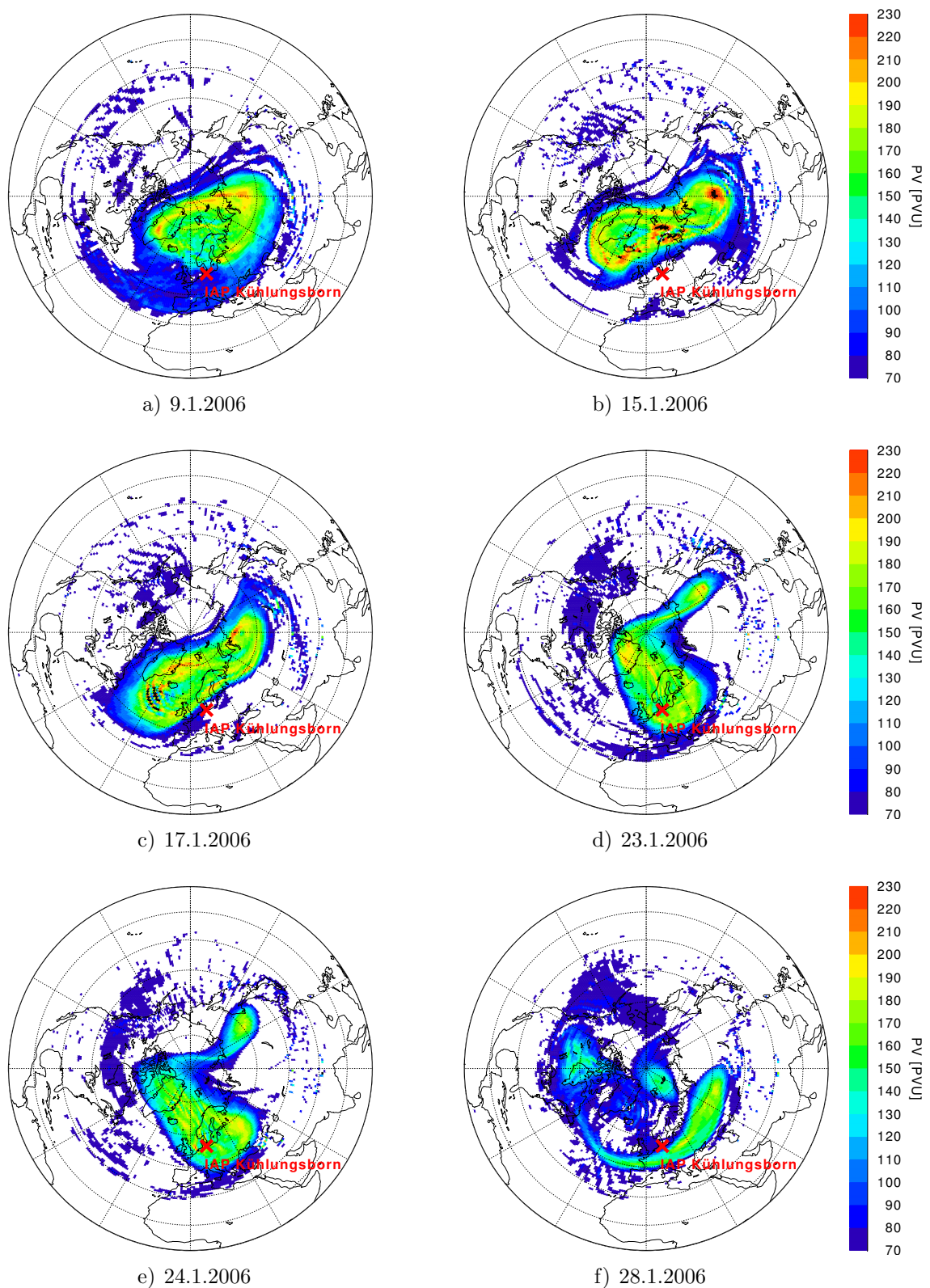


Abbildung 5.14: Potentielle Vorticity [$\text{PVU} = 10^{-6} \text{K m}^2/\text{kg s}$] auf der 600 K Isentropen ($\sim 26 \text{ km}$) aus ECMWF-Daten für 00 UT in den Nächten: a) 9.1., b) 15.1., c) 17.1., d) 23.1., e) 24.1. und f) 28.1.2006. Das rote Kreuz zeigt den Lidarstandort Kühlungsborn.

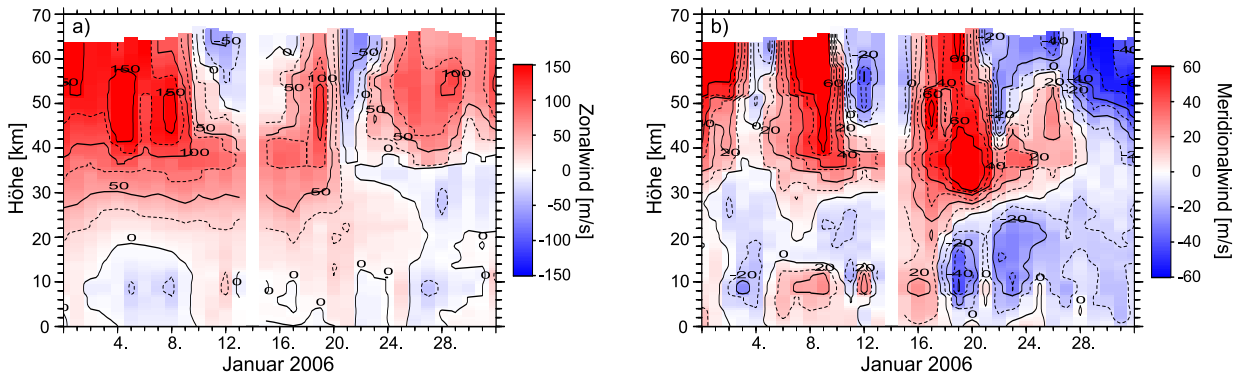


Abbildung 5.15: Wind im Januar 2006 aus operationellen ECMWF-Daten um 00 UT: a) Zonalwind und b) Meridionalwind. Für den 14.1. liegen keine Daten vor.

Wirbels über diesen Monat sehr stark. Zu Beginn des Monats (9.1.) liegt der polare Wirbel leicht Richtung Nordeuropa verschoben, aber Kühlungsborn ist noch eindeutig außerhalb des Wirbels. Bis zum 15.1. hat sich der Wirbel kaum nach Süden ausgebreitet, hat sich aber wesentlich in die Breite ausgedehnt bis in den Nordatlantik. Bis zum 17.1. dringt er auch weiter nach Süden vor. Wie in Abschnitt 5.3.1 erläutert, beginnt am 21.1. eine starke stratosphärische Erwärmung. Am 23.1. wie auch 24.1. ist der Wirbel trotzdem noch vorhanden, ist aber nicht mehr der Breite nach gestreckt, sondern eher von Nordwest nach Südost zwischen Grönland und Nordeuropa. Damit liegt zu diesem Zeitpunkt Kühlungsborn im Wirbel. Am 28.1. ist der Wirbel zerbrochen. Ein Rest liegt über Mitteleuropa und Russland und damit südlich von Kühlungsborn.

Diese sehr unterschiedlichen Lagen des Wirbels spiegeln sich auch in den lokalen Windfeldern über Kühlungsborn wider. Zur Untersuchung des Windes werden die operationellen ECMWF-Daten um 0 UT am nächsten Gitterpunkt zu Kühlungsborn benutzt. Damit kann das Windfeld bis etwa 60 km analysiert werden. Wie in Abbildung 5.15a zu sehen ist der Zonalwind in der Stratosphäre im Januar 2006 hoch variabel. Gibt es Anfang des Monats zwischen 40 und 60 km noch positiven Zonalwind mit mehr als 100 m/s, schwächt er sich ab dem 8.1. stark ab und dreht sich zeitweise sogar in einen Ostwind um (11.1. – 13.1. und 21.1. – 23.1.). Auffällig ist außerdem ein Höhenbereich mit negativem Zonalwind in der Stratosphäre (~ 20 – 35 km) ab dem 23.1. bis zum Ende des Monats. An der Tropopause sind die Unterschiede kleiner, trotzdem kann festgehalten werden, dass der Jet in seiner Stärke unterschiedlich ausgeprägt ist. Auch beim Meridionalwind (Abb. 5.15b) finden sich die größten Unterschiede oberhalb von 30 km, dort gibt es sowohl Zeiten mit stark positiven Meridionalwinden (> 50 m/s) am Anfang und in der Mitte des Monats als auch Zeiten mit negativen Meridionalwinden (< -20 m/s) Mitte und Ende des Monats. Außerdem fallen auch negative Meridionalwinde, also Nordwind, zwischen 10 und 20 km vom 18.1. – 25.1. ins Auge.

Diese sehr unterschiedlichen Windfelder lassen vermuten, dass die Filterung von Wellen sehr unterschiedlich ausfällt. Für alle Messungen im Januar 2006 wurde, wie in Abschnitt 5.2.3 näher erläutert, die Transmission berechnet. Es wird wieder eine Quellenhöhe von 10 km angenommen und ein isotropes Wellenspektrum mit $c_h \leq 100$ m/s. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Dabei wurde die Einteilung in die drei verschiedenen Gruppen anhand der unterschiedlichen Lage des Polarwirbels vorgenommen. Zwischen den drei Gruppen gibt es sehr starke Unterschiede in der Transmission. Am Ende des Monats ist die Filterungswirkung besonders hoch (Abb. 5.16c). Im Gegensatz dazu ist zu Beginn und Mitte Januar 2006 die Transmission vor allem oberhalb von 30 km wesentlich höher (Abb. 5.16a und 5.16b). Dabei werden auch unterschiedliche Teile des Spektrums gefiltert,

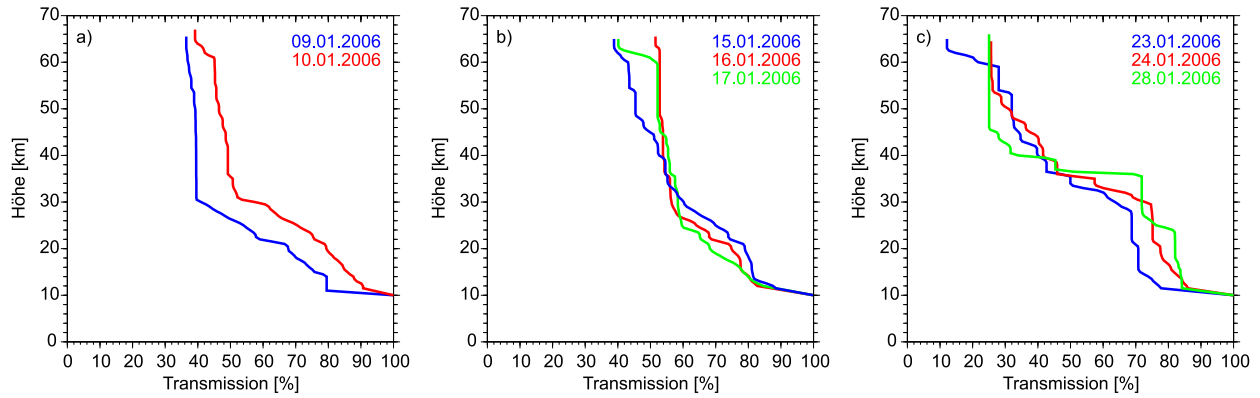


Abbildung 5.16: Berechnete Transmission eines gegebenen Wellenspektrums im realen Windfeld aus ECMWF-Daten in den Messnächten im Januar 2006: a) 9.1. und 10.1., b) 15.1., 16.1. und 17.1., sowie c) 23.1., 24.1. und 28.1. zwischen 10 und 60 km

wie in Abbildung 5.17 zu sehen ist. Die positive x- bzw. y-Richtung der Phasengeschwindigkeit entspricht einer Ausbreitung nach Osten bzw. Norden. Die gezeigten Spektren der bei 50 km übrig gebliebenen Wellen sind für die in Abbildung 5.16 gebildeten Gruppen repräsentativ. Wie schon bei der Transmission sind sich die Spektren Anfang und Mitte Januar relativ ähnlich. Die ostwärts laufenden Wellen, was gleichbedeutend mit positiven c_x ist, werden fast komplett herausgefiltert. Langsam nordwestwärts laufende Wellen werden auch geblockt. Hingegen werden Ende Januar (Abb. 5.17c) alle Wellen mit $c_h < 30$ m/s gefiltert, egal aus welcher Richtung sie kommen. Damit bleiben in 50 km nur etwa 30 % aller Wellen übrig, im Gegensatz zu 40 – 50 % bei den Messungen am Anfang und zur Mitte des Monats. Es ist anzumerken, dass eine Veränderung der maximal zugelassenen Phasengeschwindigkeiten in den Transmissionsrechnungen keine großen Unterschiede in den relativen Ergebnissen bringt, d.h. die Absolutwerte in der Transmission verändern sich zwar, aber die Relationen zwischen den verschiedenen Nächten bleibt erhalten. Kombiniert man die Ergebnisse der Temperaturfluktuationen (vgl. Abb. 5.12b) mit den gerade vorgestellten Transmissionsrechnungen so ergibt sich, dass die großen Fluktuationen und die hohe Transmission Anfang Januar (9.1. – 10.1.) sehr gut zusammenpassen, genauso wie die kleinen Fluktuationen Ende Januar (23.1. – 24.1.). Die Transmissionsrechnungen Mitte Januar (15.1. – 17.1.) und am 28.1. passen hingegen nicht zu den Temperaturfluktuationen, denn im ersten der beiden Zeiträume

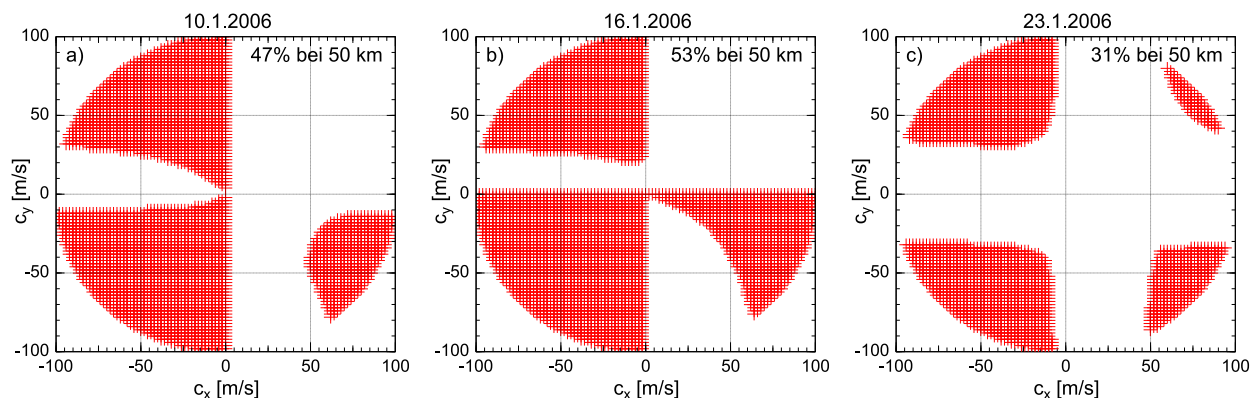


Abbildung 5.17: Drei Beispiele der in 50 km Höhe verbleibenden Wellen aus einer isotropen Quelle bei 10 km im Januar 2006: a) 10.1., b) 16.1. und c) 23.1.

sind die beobachteten Fluktuationen klein und die Transmission hoch. Im zweiten Zeitraum ist es genau umgekehrt.

Da bei der Betrachtung der Transmission die Quelle nicht betrachtet wird, ist sie eine mögliche Ursache für die entstandene Diskrepanz zwischen Fluktuationen und Transmissionen sein. Es ist davon auszugehen, dass bei der Lage von Kühlungsborn an der Ostseeküste Orographie als Quelle von Schwerewellen eine geringere Rolle spielt. Im Winter ist zu vermuten, dass das Windfeld mit seinen Jets, Scherungen und Imbalancen einen wesentlichen Teil der Schwerewellen generiert.

Zu diesem Zweck ist ein Blick auf das horizontale Windfeld in der Troposphäre hilfreich, welches in Abbildung 5.18 im Detail dargestellt ist. Unter der Annahme, dass Wellen mit größeren Amplituden generiert werden, wenn starke Horizontalwinde vorherrschen, ergeben sich folgende Beobachtungen: In der oberen Troposphäre finden sich in den Zeiträumen 5.1.–9.1., 19.1.–20.1. und am 27.1. starke Horizontalwinde (> 35 m/s). Zwischen dem 13.1. und dem 18.1. herrschen hingegen schwache Horizontalwinde vor. Es deutet sich also an, dass Mitte Januar ein schwacher Jet für weniger Schwerewellen sorgt, so dass die Temperaturfluktuationen deshalb klein sind und Ende Januar (28.1.) ein starker Jet zu großen Temperaturfluktuationen führt.

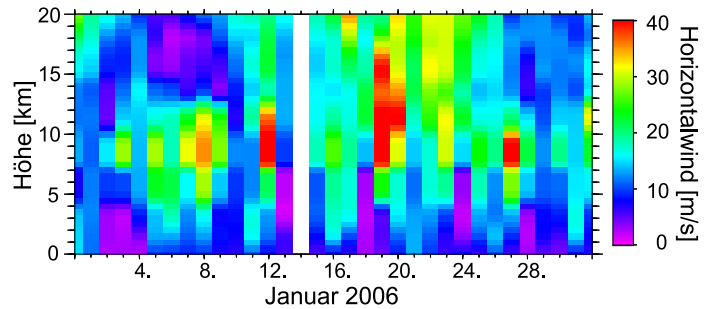


Abbildung 5.18: Horizontalwind in der Troposphäre im Januar 2006 aus ECMWF-Daten genommen

5.3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse und Diskussion

Wie schon in früheren Studien zu stratosphärischen Erwärmungen gezeigt wurde, kann die Auswirkung solcher Ereignisse auf die Temperatur und deren Fluktuationen je nach Lage zum polaren Wirbel sehr unterschiedlich ausfallen. In einer Fallstudie mit Lidardaten bei 80° N von *Whiteway und Carswell* [1994] ist beobachtet worden, dass während einer stratosphärischen Erwärmung eine Abnahme der Schwerewellenaktivität im Höhenbereich 25–55 km zu sehen war. In Studien von *Whiteway et al.* [1997] und *Duck et al.* [2001] wurde eine starke Abhängigkeit der Schwerewellenaktivität von der Lage zum Polarwirbel und dessen Zustand dargelegt. In einer Studie von *Venkat Ratnam et al.* [2004] zeigt sich in Satellitendaten im Gegensatz zur Studie mit den Lidardaten [*Whiteway und Carswell*, 1994] hingegen eine Erhöhung der Schwerewellenaktivität in 20 bis 30 km vor allem am Rand des polaren Wirbels während des „major warming“ Ereignisses im Jahr 2002 auf der Südhemisphäre. Diese widersprüchlichen Ergebnissen hängen möglicherweise mit den in beiden Hemisphären unterschiedlichen Ausprägungen der stratosphärischen Erwärmungen zusammen. *Dowdy et al.* [2007] haben festgestellt, dass der Zonalwind auf der Südhemisphäre während des „major warming“ Ereignisses im Jahr 2002 wesentlich schwächer war. Ein solche Abschwächung des Zonalwindes ist auf der Nordhemisphäre bei ähnlichen Ereignissen nicht festzustellen.

Fasst man nun alle Resultate für den Januar 2006 im Bezug auf die Lidarstation Kühlungsborn in mittleren Breiten zusammen, so ergibt sich folgendes Bild: Es liegt eine ungewöhnliche Temperaturstruktur mit sehr niedrigeren Temperaturen in der unteren Stratosphäre und mit einer starken Erwärmung an der Stratopause vor, die mit etwa 42 km Höhe noch dazu ungewöhnlich niedrig ist (vgl. Zusammenfassung in Tab. 5.2). Diese entsteht durch Veränderungen des Polarwirbels und damit einhergehenden „minor“ und „major warming“-

Ereignissen. Weil diese Ereignisse lokal sehr unterschiedlich ausfallen, führt dies am 9.1. über Kühlungsborn zu einer Nachtmitteltemperatur von mehr als 300 K in 42 km Höhe. Die Antikorrelation in der Temperatur zwischen Stratopause und unterer Stratosphäre wurde auch schon z.B. von *Whiteway und Carswell* [1994] gesehen. Mit den stratosphärischen Erwärmungen gehen auch die bekannten mesosphärischen Abkühlungen zwischen 60 und 80 km einher [Labitzke, 1972b; Holton, 1983; Siskind et al., 2005], die von unseren Daten sehr gut bestätigt werden (vgl. Abb. 5.11). Zusätzlich stellt sich ab Mitte Januar noch eine ungewöhnlich kalte (< 170 K) und überdurchschnittlich hohe Mesopause ein. Das Nachtmittel der Temperatur in 105 km zeigt eine geringere Temperatur als im Mittel der anderen Winter. Dies ist gleichbedeutend mit einer Näherung an Sommerbedingungen. Dies heißt, dass die übliche adiabatische Heizung abgeschwächt ist. Denn die westwärts laufenden Wellen werden gefiltert und die ostwärts laufenden könne sich bis in die Mesosphäre ausbreiten, da die stratosphärische Erwärmung eine Windumkehr mit sich bringt (vgl. auch ECMWF-Winde in Abb. 5.15). Außerdem liegt die Mesopause etwas höher, d.h. es zeigt sich ein besonderer Zustand in der Energiebilanz. Die Absinkbewegung über dem Winterpol ist geringer als üblich. Die dann wieder sehr warme Mesopause Ende Januar (typisch für polare Breiten) hängt wiederum damit zusammen, dass der polare Wirbel in der Zwischenzeit zusammengebrochen ist und seine Reste südlich von Kühlungsborn liegen.

Die geringen Temperaturfluktuationen zwischen 50 und 80 km im Zeitraum 15.–24.1. sind die zweite Besonderheit im Januar 2006 (vgl. Tab. 5.2). Dies entspricht genau den Zeiten, in denen sich die Lidarstation am Rand oder innerhalb des Polarwirbels befunden hat. Davor lag sie eindeutig außerhalb und danach war der Polarwirbel zerbrochen. Anhand der Temperaturen konnten statische Instabilitäten als Ursache ausgeschlossen werden. Es wurde sogar gezeigt, dass die geringen Temperaturfluktuationen dafür sorgen, dass weniger statische Instabilitäten auftreten. Die Ursache ist also im Wind zu suchen. Es wurde bereits die Bedeutung des Windfelds für die mittleren Temperaturen beschrieben. In den Abbildun-

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Ergebnisse im Januar 2006 im Bezug auf die Temperaturen und deren Variabilität. Dabei wurden folgende Abkürzungen verwendet: wS = warme Stratopause (> 280 K), nS = normale Stratopause (< 280 K), kM = kalte Mesopause (< 170 K), wM = warme Mesopause (> 185 K), hM = hohe Mesopausenhöhe (> 103 km), nM = normale Mesopausenhöhe (ca. 100 km), WA = Winteramplituden (ca. 3,5 K in 65 km), SA = Sommeramplituden (ca. 2 K in 65 km), SSA = sehr kleine Sommeramplituden (ca. 1,5 K in 65 km), nT = normale Transmission (ca. 45% in 50 km), gT = große Transmission ($> 50\%$ in 50 km), kT = kleine Transmission ($< 30\%$ in 50 km). Die Angaben zur Quelle beziehen sich auf die Stärke des Horizontalwindes in der Tropopausenhöhe. Die Hauptursache für die beobachteten Temperaturfluktuationen ist fett gedruckt.

Nacht	Wind/ Polarwirbel (Pw)	Strato-/ Mesopause	Am- plitude	Trans- mission	Quelle (Wind)
9. – 10.1.	Zonalwind etwas abgeschwächt Pw nördlich von Kühlungsborn	wS kM+hM	WA	nT	normal
15. – 17.1.	Zonalwind sehr schwach Kühlungsborn am Rand des Pws	wS kM+hM	SA	gT	schwach
23.1.	Zonalwind sehr schwach Kühlungsborn unter dem Pw	nS kM+hM	SSA	kT	normal
24.1.	Zonalwind sehr schwach Kühlungsborn unter dem Pw	nS wM+nM	SSA	kT	normal
28.1.	Zonalwind sehr schwach Pw zerbrochen	nS wM+nM	WA	kT	stark

gen 5.15 ist zu sehen, dass der Wind sich in beiden horizontalen Komponenten im Januar im Laufe der stratosphärischen Erwärmungen stark verändert. Die damit zu erwartende unterschiedliche Transmission wurde schon von *Lindzen* [1981] prognostiziert und von *Holton* [1983] und *Dunkerton und Butchart* [1984] näher theoretisch untersucht.

Bei den hier durchgeführten einfachen Transmissionsrechnungen stellt sich heraus, dass die geringen Transmissionen am 23.1. und 24.1. sehr gut mit den dort auftretenden geringen Fluktuationen zusammenpassen. Genauso wie am 9.1. und 10.1. die hohe Transmission gut mit den beobachteten großen Fluktuationen zusammenpasst. Hingegen lässt sich nicht erklären, warum in der Mitte des Monats die Fluktuationen ähnlich klein sind und sie am 28.1. wieder die normale Stärke im Winter erreichen. Dies ist im Widerspruch zu den Ergebnissen der Transmissionsrechnungen. Diese Diskrepanz kann mehrere Ursachen haben. Zum einen sind die spektrale Eigenschaften und die Stärke der Schwerewellenquelle unbekannt und zum anderen weiß man, dass die Wellen in der oberen Mesosphäre nicht nur das über Kühlungsborn vorherrschende Windfeld „gesehen“ haben, sondern sich schräg bis in die Mesosphäre ausgebreitet haben. Doch weitere Analysen mit einem Windfeld aus einem Umkreis von etwa 500 km zeigen keine großen Unterschiede zu den hier gezeigten Ergebnissen. Weitergehende Aussagen ließen sich nur anhand von Raytracing-Rechnungen erzielen, die aber über den Rahmen dieser Arbeit hinaus gehen. Als Ursache für die kleineren Temperaturfluktuationen bleibt also noch die Quelle. Diese ist anhand der Lidarmessungen nicht zu untersuchen, denn gerade für die Mesosphäre liegt die Anregung wohl mehrere hundert Kilometer entfernt. Damit ist davon auszugehen, dass selbst während die Station innerhalb des polaren Wirbels liegt noch genügend Wellen von außerhalb des Wirbels in der Mesosphäre vorkommen.

Die Gleichheit der Amplituden in den verschiedenen Messungen bis etwa 50 km Höhe (Abb. 5.12a) suggeriert eine ähnliche Quellstärke über den gesamten Januar 2006. Betrachtet man jedoch das Windfeld so fällt auf, dass Mitte Januar (15.1. – 17.1.) schwache Winde in der unteren Troposphäre vorherrschten, während Ende Januar starke Winde beobachtet wurden (28.1.). Dies kann eine mögliche Ursache für unterschiedliche Amplituden oberhalb von 50 km sein. Denn der Wind filtert unterschiedliche Teile des Spektrums (siehe Abb. 5.17). Da das Wachstum der Amplituden dieser verschiedenen Teile des Spektrums unterschiedlich ausfallen kann, scheint die Quelle an diesen Tagen die wichtigere Rolle für die Temperaturfluktuationen zu spielen. Im Gegensatz dazu scheint am 23.1. und 24.1. die Transmission durch die Atmosphäre so gering, dass ein wesentlich kleinerer Teil der Wellen als sonst in die Mesosphäre vordringen kann. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Analysen nochmals im Überblick zusammengestellt. Die als dominierend ausgemachte Ursache für die Stärke der beobachteten Temperaturfluktuationen ist jeweils fett gedruckt.

Wie gerade erläuterte wurde, zeigt sich, dass die SSW im Januar 2006 nicht nur einen großen Einfluss auf die Temperaturen hat (warme Stratopause und Abkühlung in der Mesosphäre), sondern zu geringeren Temperaturfluktuationen, d.h. einer verminderten Schwerewellenaktivität, führt. Dies wurde zum ersten Mal in mittleren Breiten gezeigt und ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen aus polaren Breiten [*Whiteway und Carswell*, 1994]. Bestätigung der Ergebnisse aus dem Januar 2006 finden sich zudem in den Analysen von Radar-daten [*Hoffmann et al.*, 2007]. Dabei hat sich herausgestellt, dass während der SSW im Januar 2006 und der dabei auftretenden mesosphärischen Abkühlung die Schwerewellenaktivität und die turbulente Energiedissipationsrate in der MLT-Region (Mesosphere/Lower Thermosphere) vermindert ist. Nach der stratosphärischen Erwärmung waren aufgrund des Wetters leider keine Lidarmessungen möglich. Studien von *Siskind et al.* [2007] und *Manney et al.* [2007] haben gezeigt, dass die Weiterentwicklung der Temperaturen nach der stratosphärischen Erwärmung Anfang Februar eine ungewöhnlich hohe Stratopause in etwa 75 km nach sich zieht.

Kapitel 6

Vergleich der Schwerewellencharakteristika zwischen Winter und Sommer

Bei der Untersuchung aller Messungen hat sich herausgestellt, dass auffällige Unterschiede zwischen den Schwerewellenamplituden im Winter und im Sommer existieren. Deshalb werden in dem nun folgenden Kapitel die Winter-Sommer-Unterschiede und -Gemeinsamkeiten näher untersucht. Diese Ergebnisse wurden teilweise auch schon in der Veröffentlichung von *Rauthe et al.* [2006] vorgestellt. Die Neuerungen gegenüber dieser Veröffentlichung bestehen zum einen in der deutlichen Erweiterung des betrachteten Datensatzes und zum anderen in einer Ergänzung der Analysen.

Der im Folgenden betrachtete Datensatz umfasst insgesamt 56 Sommernächte aus den Monaten Juni und Juli und 19 Winternächte aus den Monaten November, Dezember und Januar. Dabei wurden alle Messungen bis einschließlich Sommer 2006 mit mehr als 3 Stunden Dauer einbezogen, mit Ausnahme der Messungen im Januar 2006. Diese sind, wie in Abschnitt 5.3 schon dargestellt, nicht repräsentativ. Die Auswahl der Monate erfolgte anhand der Ergebnisse der Temperatur- und Schwerewellenauswertung. Im Sommer hat sich gezeigt, dass nur im Juni und Juli die extrem niedrigen Mesopausentemperaturen herrschen und dass sich in der Temperaturstruktur im Mai und August schon Übergangszustände einstellen (vgl. Abb. 4.3). Die Monate Oktober und Februar sind im Gegensatz zu den Monaten November bis Januar nur zeitweise von typischen Situationen mit ausgeprägtem polaren Wirbel und entsprechend veränderter Ausbreitung von Schwerewellen dominiert. Da dies wieder nicht für den kompletten Monat gilt, werden Oktober und Februar als Übergangsmonate eingestuft (vgl. Abb. D.2). Insgesamt ist die Abdeckung an Messungen witterungsbedingt im Sommer wesentlich besser als im Winter.

6.1 Variabilität der Temperaturfluktuationen

Der auffälligste Unterschied zwischen Winter- und Sommer-Messungen besteht in der Stärke der Temperaturfluktuationen. Da es sich um reine Nachtmessungen handelt, sind im Winter sind die Messungen bis zu 15 Stunden lang, im Sommer sind nur Messungen von 3–5 Stunden Dauer möglich. Aufgrund der Kürze der Messungen im Sommer sind Fluktuationen mit Perioden von mehr als 5 h nicht mehr erfassbar. Deshalb könnten die beobachteten Unterschied allein auf der unterschiedlichen Messdauer beruhen.

Um einen direkten Vergleich der Winter- und Sommer-Temperaturfluktuationen zu ermöglichen, werden die Winterdaten künstlich auf die Sommerlänge reduziert. An einem Beispiel ist dies für Messungen aus 2003 in Tabelle 6.1 gezeigt [vgl. *Rauthe et al.*, 2006]. Es wurde nur je ein 3,5 h langer Ausschnitt aus den beiden Winter-Messungen (12.11. und 13.11.) betrachtet. Es ist klar zu sehen, dass die 3,5 h-Daten geringere Temperaturfluktuationen haben (Werte in Klammern) als die kompletten Messungen. Der Vergleich mit der Sommermessung zeigt dennoch,

dass die Amplituden im Winter bei gleicher Messlänge wie im Sommer trotzdem zwischen 20 und 90 km um das 1,5 bis 2,5fache größer sind. Der Unterschied in den Temperaturfluktuationen ist also zum größten Teil auf geophysikalische Gründe zurückzuführen. Eine detaillierte Analyse erfolgt in Abschnitt 6.1.2.

Für die nun folgenden Analysen wurden alle Datensätze auf einen Ausschnitt von 3–5 h beschränkt, damit die Vergleichbarkeit gegeben ist. Dies hat zur Konsequenz, dass alle länger andauernden Arten von Temperaturfluktuationen im mittleren Profil verbleiben und damit Gezeiten in unserem Vergleich keine Rolle spielen.

Tabelle 6.1: Mittlere Fluktuationen in verschiedenen Höhenbereichen für zwei Beispiele im Winter und eines im Sommer (jeweils 2003). Die Werte in den Klammern sind die entsprechenden Fluktuationen bei einer Auswertung, die auf die Länge der Sommermessung (3,5 h) beschränkt ist. Die Tabelle ist *Rauthe et al.* [2006] entnommen.

Höhe [km]	$\overline{ \Delta T }$ [K]		
	11./12. Nov	12./13. Nov	13./14. Juni
20–30	1.0 (0.7)	0.8 (0.4)	0.3
30–40	1.6 (1.1)	1.3 (0.8)	1.3
40–50	2.8 (2.3)	4.4 (2.3)	1.2
50–60	4.6 (2.3)	5.2 (2.7)	0.8
60–70	4.0 (3.5)	5.9 (4.5)	1.4
70–80	5.3 (4.3)	8.9 (4.1)	3.3
80–90	5.6 (4.1)	6.1 (5.4)	2.5
90–100	7.0 (5.2)	6.2 (5.5)	5.4

6.1.1 Höhenverlauf der Temperaturfluktuationen

In Abbildung 6.1 sind nun für die 19 Winter- und 56 Sommernächte die mittleren Fluktuationen der Einzelnächte dargestellt (vgl. blaue Linie in Abb. 5.2). Neben dem saisonalen Mittel (rote Linie) sind auch die Standardabweichungen (rote Balken) gezeigt. Die Höhenprofile sind mit einem Hanning-Filter von ± 5 km geglättet, um die größeren, allgemeinen Strukturen zu betonen. Außerdem wurde der Höhenbereich unterhalb von 20 km und zwischen 38 und 45 km aus der Analyse ausgeklammert, da hier die statistische Unsicherheit in der Messung in der Größenordnung der beobachteten Fluktuationen liegt und somit eine exakte Bestimmung der Amplituden nicht möglich ist (s.a. Abschnitt 5.1.1). Im Höhenbereich 38–45 km wurden die mittleren Profile und die Standardabweichung für spätere Analysen linear interpoliert. In Abbildung 6.1 zeigt sich, dass die mittleren Temperaturfluktuationen in beiden Jahreszeiten mit der Höhe ansteigen und im Winter generell größer sind als im Sommer. Beispielsweise sind in der Mesosphäre Fluktuationen von 3 bzw. 5 K in 60 bzw. 80 km im Winter zu finden während sie im Sommer nur 1 bzw. 3 K betragen. Im Winter-Sommer-Vergleich fallen zwei Dinge besonders auf: 1) Die Temperaturfluktuationen variieren im Sommer insgesamt weniger von Nacht zu Nacht als im Winter. 2) Oberhalb von 80 km steigen die Amplituden im Sommer stark an, darunter ist der Anstieg insgesamt sehr klein im Vergleich zum Winter. Die Messungen im Winter haben zeigen eine viel höhere Variabilität als die Messungen aus dem Sommer. Diese würde vor allem zwischen 50 und 70 km sogar noch größer sein, würde man den Januar 2006 in die Analyse einbeziehen. Ein Vergleich mit

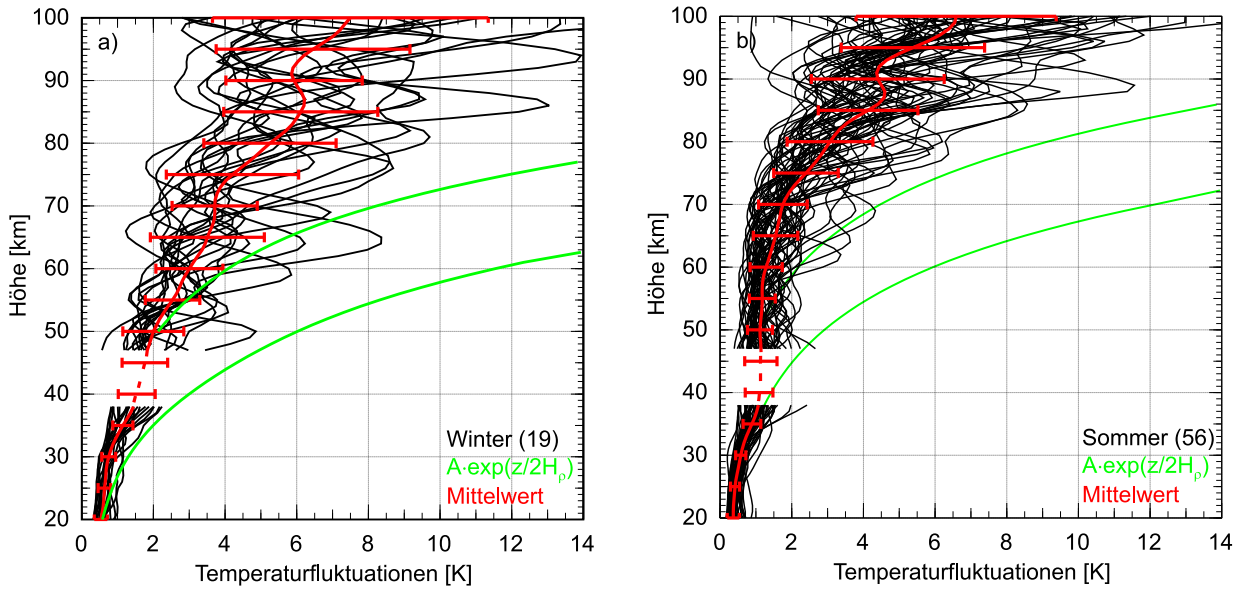


Abbildung 6.1: Mittlere Temperaturfluktuationen aller Messungen a) im Winter (19 Nächte) und b) im Sommer (56 Nächte). Die roten Linien stellen das Mittel aller Nächte dar und die Balken die entsprechenden Standardabweichungen. Die grünen Linien beschreiben ein exponentielles Wachstum mit $\sim \exp(z/2H_\rho)$ bei konstantem $H_\rho=7$ km. Als Anfangsamplitude A wird der Mittelwert der Messung in 20 bzw. 50 km benutzt. Zwischen 38 und 45 km sind die Daten interpoliert (Details siehe Text).

den Werten in Tabelle 6.1 demonstriert, dass die dort ausgewählten Nächte eine typische Schwerewellenaktivität für die jeweilige Saison zeigen.

Die Temperaturfluktuationen steigen in beiden Jahreszeiten mit der Höhe an und erreichen in Einzelfällen etwa 14 K in der Mesopausenregion (vgl. Abb. 6.1). In der Stratosphäre beträgt die Skalenhöhe des Amplitudenwachstums im Sommer und Winter etwa 18–22 km ($=2H_E$), was wesentlich größer ist als bei ungestörter Schwerewellenausbreitung zu erwarten ($2H_\rho=14$ km). Dieses im Vergleich zur ungestörten Ausbreitung geringere Amplitudenwachstum wurde auch in anderen Studien gefunden [s. a. *Smith et al.*, 1987; *Wilson et al.*, 1991b].

Für eine qualitative Erfassung des Verhaltens der Temperaturfluktuationen mit der Höhe wurde eine weitergehende Analyse der Daten aus Abbildung 6.1 vorgenommen. Es werden Höhen mit reduzierter Skalenhöhe identifiziert, d.h. in welchen Höhen das Wachstum nicht dem theoretisch erwarteten entspricht. Dabei wird wie folgt vorgegangen: Jeden Kilometer wird eine Exponentialfunktion $A \cdot \exp(z/2H_\rho)$ berechnet, wobei A die mittlere Fluktuation in dieser Höhe und $H_\rho=7$ km die Dichteskalenhöhe ist. (Es ist anzumerken, dass die wesentlichen Resultate nicht stark von der Wahl von $H_\rho=7 \pm 2$ km abhängen.) Nun wird ausgerechnet, in welcher Höhe diese Exponentialfunktion größere Werte annimmt als die mittlere Fluktuation plus deren Standardabweichung. Dies ist dann eine so genannte Dämpfungsschicht. Es wird davon ausgegangen, dass in dieser Schicht bzw. darunter ein wesentlicher Teil an Wellenenergie dissipiert, also an die Hintergrundatmosphäre abgegeben wird. Das heißt treten gehäuft Dämpfungsschichten in einer Höhe auf, findet in dieser Höhe bzw. darunter Dämpfung von Wellen aufgrund von Filterung und/oder Brechung statt. Die Stärke der Wellendämpfung kann nur indirekt und nicht quantitativ abgeleitet werden. Zählt man nun in jeder Höhe, wie oft solche Dämpfungsschichten vorkommen, so erhält man das in Abbildung 6.2 dargestellte Ergebnis. Im Winter und Sommer findet sich eine große Anzahl von Dämpfungsschichten oberhalb von 45 km. Im Winter zeigt sich oberhalb von 48 km fast kontinuierlich Dämpfung.

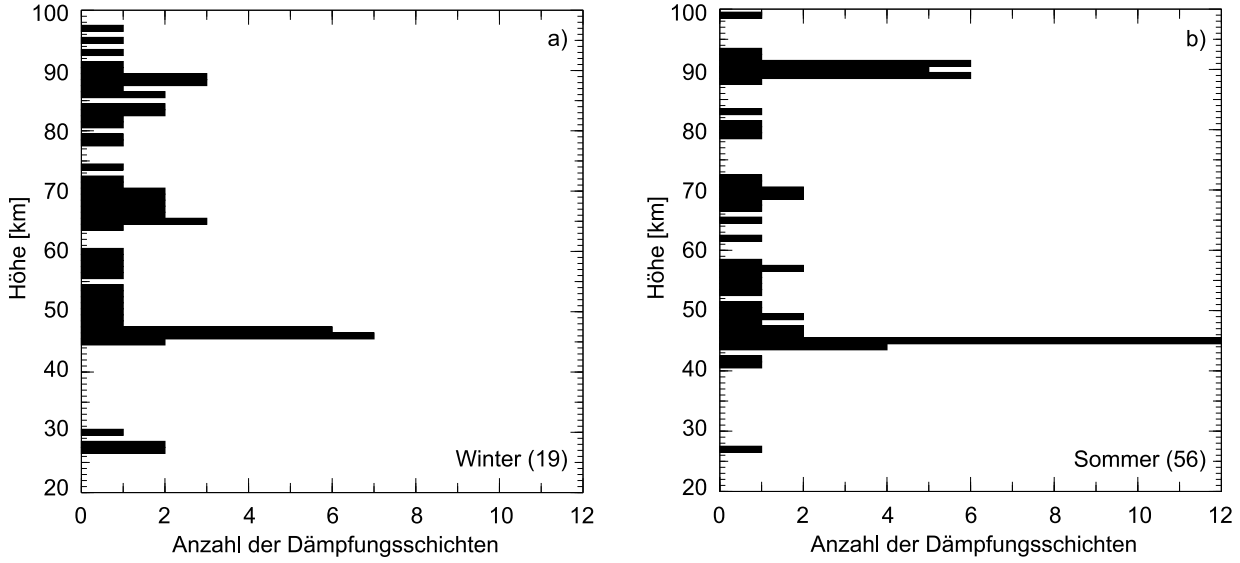


Abbildung 6.2: Höhenverteilung der Dämpfungsschichten bei einer konstanten Exponentialhöhe $H_\rho = 7$ km a) im Winter (19 Nächte) und b) im Sommer (56 Nächte). Weitere Details siehe Text.

Im Gegensatz dazu gibt es im Sommer Regionen (20–40 km und 73–87 km) mit nur geringer Dämpfung, also annähernd ungestörter Wellenausbreitung. In der Sommermesopausenregion treten hingegen vermehrt Brechereignisse auf. Die geringe Anzahl von Brechereignisse unterhalb der Mesopause und die vermehrte im Bereich der Mesopause zeigen sich auch in direkten Messungen von Turbulenz [Lübken, 1997].

Für die vermehrte Anzahl an Dämpfungsschichten in der Stratopausenregion gibt es zwei mögliche Gründe: 1) Die sich ändernde statische Stabilität an der Stratopause bedeutet abnehmenden Werte von N^2 und damit auch ein geringeres Amplitudenwachstum (vgl. Gl. 2.21), was sich in einer erhöhten Anzahl von Dämpfungsschichten widerspiegelt. 2) Aufgrund von Windumkehr und Stratosphären-Jet kommt es zu verstärkter Filterung. Für die Sommermesopause ist die Interpretation eindeutig. Dort befindet sich ein Bereich mit starker Änderung der statischen Stabilität aufgrund des sich drastisch ändernden Temperaturgradienten. In der Theorie erwartet man, dass dort Schwerewellen in die Sättigung kommen, wo sich statische Stabilität drastisch ändert. Das heißt die Wellen werden in diesen Region instabil und neigen so zu vermehrter Brechung. Dies führt damit zur Dissipation von Wellenenergie in diesem Höhenbereich [VanZandt und Fritts, 1989]. Noch dazu findet in ungefähr dieser Höhe eine Windumkehr im Zonalwind statt (vgl. Abb. 2.3), was zu einer verstärkten Filterung von Wellen führt. Im Winter ist eine solche Windumkehr auch vorhanden. Diese ist aber nur andeutungsweise in einer leicht erhöhten Anzahl der Dämpfungsschichten wiederzufinden. Dies hängt möglicherweise mit der höheren Variabilität in der Winteratmosphäre zusammen.

Als Erweiterung der Analyse der Dämpfungsschichten, kann diese auch mit einer variablen Dichteskalenhöhe H_ρ durchgeführt werden, die aus den Messdaten berechnet wird. Mit der Berechnung des Integrals $A \cdot \exp\left(\int_{z_0}^z \frac{dz}{2H_\rho(z)}\right)$ lassen sich dann wieder die einzelnen Exponentialfunktionen bestimmen, aus denen dann wie bei konstanter Skalenhöhe die Dämpfungsschichten berechnet werden. Das Ergebnis für Winter und Sommer ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Die grundlegenden Ergebnisse bleiben erhalten wie z.B. das vermehrte Brechen an der Stratopause in beiden Jahreszeiten. Die Ergebnisse im Sommer in der Mesosphäre sind weniger eindeutig, da schon kleine Schwankungen in H_ρ (aus dem Nachtmittel

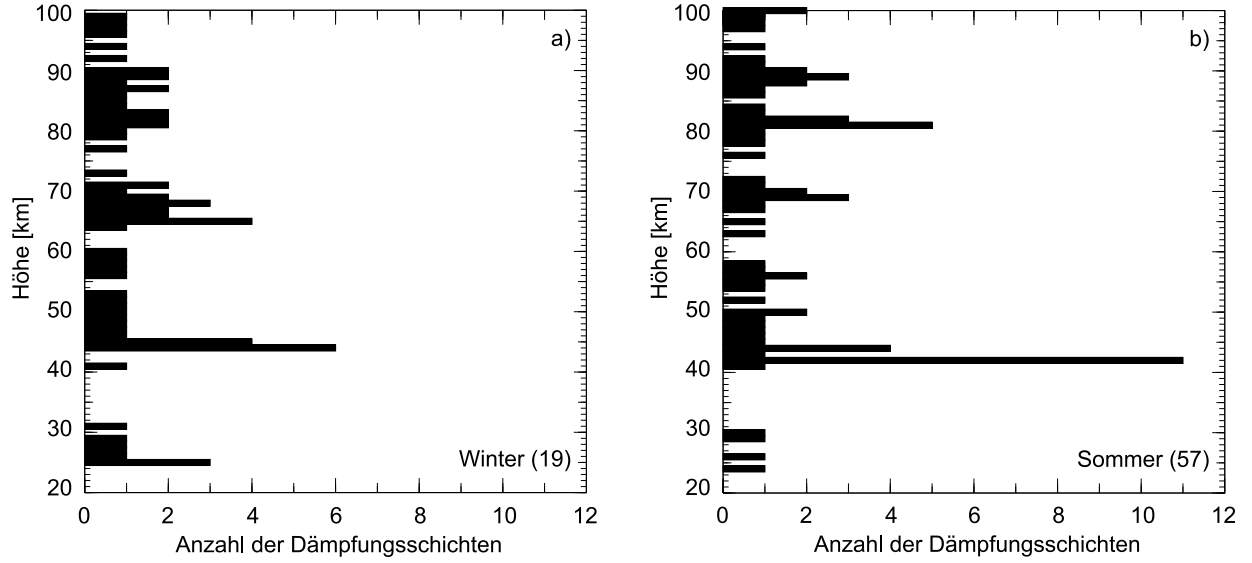


Abbildung 6.3: Höhenverteilung der Dämpfungsschichten mit aus den Daten berechnetem H_ρ , d.h. H_ρ ändert sich mit der Höhe a) im Winter (19 Nächte) und b) im Sommer (56 Nächte). Weitere Details siehe Text.

berechnet) große Auswirkungen auf die Exponentialfunktion haben. Die vermehrte Anzahl an Brechereignissen an der Mesopause im Sommer ist auf zwei Bereiche aufgeteilt (etwas unterhalb und wie zuvor etwas oberhalb der Mesopause), was möglicherweise daran liegt, dass beide oben erwähnten Ursachen eine Rolle spielen und sich nicht exakt in der gleichen Höhe abspielen. Diese Ergebnisse zeigen deutlich, dass bestimmte bevorzugte Regionen der Wellendämpfung bestimmt werden können, aber mit dieser Methode keine quantitativen Aussagen möglich sind. Die Dämpfungsschichten sind im Winter und Sommer unterschiedlich verteilt, wie schon das verschiedene Wachstum der Temperaturfluktuationen mit der Höhe erwarten ließ (vgl. Abb. 6.1).

6.1.2 Winter-Sommer-Verhältnis der Temperaturfluktuationen

Es stellt sich natürlich die Frage, was die oben beschriebenen unterschiedlichen Temperaturfluktuationen im Sommer und Winter hervorruft. In Abbildung 6.4 ist als dicke blaue Linie das Verhältnis der mittleren Temperaturfluktuationen in beiden Jahreszeiten dargestellt. Wie schon zuvor in den Fallbeispielen gezeigt, ist das Winter-Sommer-Verhältnis über den kompletten Höhenbereich (20–100 km) größer als 1 und erreicht maximal Werte von 2,5. Der bei *Rauthe et al.* [2006] noch vorhandene Einbruch des Verhältnisses bei etwa 65 km scheint somit eine Eigenschaft des begrenzten Datensatzes zu sein und hat keine geophysikalischen Gründe. Wie schon durch *Eckermann* [1995] und *Alexander* [1998] gezeigt wurde, sind als Ursachen für die Winter-Sommer-Verhältnisse in der Amplitude neben der sicherlich mit der Jahreszeit unterschiedlichen Filterung der Wellen durch den Wind nach Gleichung (2.22) vor allem das Hintergrundtemperaturprofil sowie die Dichte relevant. Diese können direkt mit den Lidarmessungen untersucht werden, in dem eine vereinfachten Gleichung der ungesättigten, linearen Schwerewellentheorie benutzt wird [vgl. *Eckermann*, 1995]:

$$T'(z) \propto T_o(z) \cdot N(z)^{3/2} \cdot E(z) = T_o(z) \cdot N(z)^{3/2} \cdot \exp\left(\int_{z_0}^z \frac{dz}{2H_\rho(z)}\right). \quad (6.1)$$

Dabei sind $T'(z)$ die Temperaturfluktuationen, T_0 die Hintergrundtemperatur, N die Brunt-Väisälä-Frequenz und $E(z) = \exp\left(\int_{z_0}^z \frac{dz}{2H_\rho(z)}\right)$ der Anstieg der Amplituden aufgrund der abnehmenden Luftdichte. Wie schon bei *Eckermann* [1995] beschrieben vernachlässigt diese Näherung die Windfilterung, die Sättigung von Wellen und mögliche Unterschiede in den Schwerewellenquellen. Letzt genannte Ursache spielt jedoch laut *Eckermann* [1995] und *Alexander* [1998] auch keine entscheidende Rolle für den Winter-Sommer-Unterschied. Die Winter-Sommer-Verhältnisse der Terme aus Gleichung (6.1) sind in Abbildung 6.4 zu sehen, dabei stellen die dünnen Linien die Einzelterme dar und die dicke, rote Linie das theoretisch erwartete Verhältnis von $T'(z)$. Es sei betont, dass zur Berechnung die aktuell gemessenen Temperaturprofile verwendet werden und keine Referenzatmosphären oder empirische Modellen in diese Analyse eingehen, was eine besser mit der realen Atmosphäre übereinstimmende Analyse als bei *Eckermann* [1995] möglich macht.

Insgesamt findet sich eine gute Übereinstimmung zwischen den mit der Gleichung berechneten Winter-Sommer-Verhältnissen der Temperaturfluktuationen und den beobachteten Verhältnissen. Eine exakte Übereinstimmung von Theorie und Messung ist nur noch um 48, 65 und 84 km zu finden. Trotzdem bleibt festzuhalten, dass die generelle Struktur der Winter-Sommer-Verhältnisse durch die Unterschiede im exponentiellen Wachstum und in der Brunt-Väisälä-Frequenz bestimmt werden, die Hintergrundtemperatur an sich spielt eine geringere Rolle. Es wird deutlich, dass die in Gleichung (6.1) gemachten Approximationen nicht adäquat sind und damit das beobachtete Winter-Sommer-Verhältnis nicht exakt widerspiegeln können. Die vollständige Polarisationsrelation hängt z.B. von den Hintergrundfeldern im Wind und deren Filterungswirkung auf Wellen ab. Zudem werden die Wellen in einigen Höhen gedämpft. Wie im Abschnitt zuvor gezeigt, ist dies in den beiden Jahreszeiten durchaus unterschiedlich (siehe Abb. 6.2) und passt gut zu den Unterschieden zwischen beobachtetem und durch die vereinfachte Theorie vorhergesagtem Winter-Sommer-Verhältnis. In der Stratopausenregion (40–60 km) findet im Sommer mehr Filterung und Dämpfung statt als im Winter, was zu einem größeren beobachteten Verhältnis um 55 km führt als theoretisch vorhergesagt. Darüber in der Mesosphäre (70–80 km) findet man in den Dämpfungsschichten genau umgekehrte Verhältnisse vor und führt damit zu einer Überschätzung des theoretischen Verhältnisses im Vergleich zum beobachteten. An der Mesopause findet hingegen im Sommer stark erhöhte Brechung und Filterung statt (siehe Abb. 6.2) und somit ist das theoretisch nach Gleichung (6.1) erwartete Verhältnis viel kleiner als das beobachtete. Hinzu kommt, dass in diesem Höhenbereich die Sättigung von Wellen eine erhebliche Rolle spielt.

Zusammenfassend ergibt sich somit, dass der Winter-Sommer-Unterschied in der wesentlichen Struktur durch den Unterschied in den Hintergrundfeldern von Dichte und Temperatur zu erklären ist. Die Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung sind in guter Über-

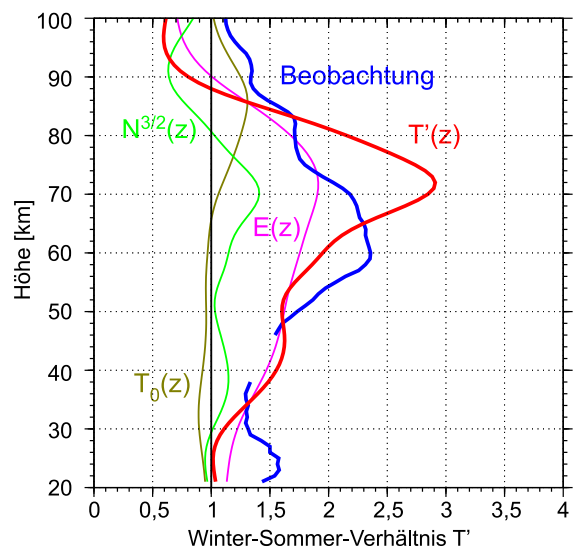


Abbildung 6.4: Verhältnis der mittleren Temperaturfluktuationen von Winter zu Sommer: Die blaue Linie stellt die Beobachtung dar, die rote Linie ($T'(z)$) das Verhältnis, das nach einer vereinfachten Theorie beobachtet wird. Die zu $T'(z)$ beitragenden Faktoren sind mit den dünnen Linien dargestellt. Einzelheiten siehe Text.

einstimmung mit den Ergebnissen der Dämpfungsschichten. Die Quelle scheint wie bei den früheren Studien keine herausragenden Einfluss auf die Winter-Sommer-Unterschiede der Temperaturfluktuationen zu haben [s.a. *Eckermann, 1995; Alexander, 1998*].

6.2 Vertikale Wellenlängen

Neben den gerade behandelten Temperaturfluktuationen ist mit den hier vorgestellten Lidarmessungen die Bestimmung dominierender vertikaler Wellenlängen möglich (Details siehe Kap. 5). Aufgrund des großen Höhenbereichs der Messungen kann der relevante Bereich an vertikalen Wellenlängen ($\lambda_z = 5 - 50$ km) vollständig erfasst werden. In diesem Abschnitt wird zum einen die Verteilung der vertikalen Wellenlängen in einem ausgesuchten Höhenbereich analysiert und zum anderen die Häufigkeit bestimmter vertikaler Wellenlängen mit der Höhe untersucht.

6.2.1 Spektrum der vertikalen Wellenlängen

Für den Winter-Sommer-Vergleich wurde der Höhenbereich 40–60 km ausgewählt, da in diesem die meisten vertikalen Wellenlängen bestimmt werden können. Es werden die mittleren Wavelet-Spektren jeder Nacht benutzt (vgl. Abschnitt 5.1.2). Mit Hilfe dieser mittleren Spektren werden die dominierenden vertikalen Wellenlängen bestimmt. Wie anhand des Fallbeispiels gezeigt, können 45–65% der beobachteten Fluktuationen durch die drei stärksten Moden erklärt werden. Die Verteilung der dominierenden vertikalen Wellenlängen im Höhenbereich 40–60 km ist in Abbildung 6.5 dargestellt, dabei entspricht die Häufigkeit der prozentualen Anteil an der Gesamtzahl der bestimmten dominierende Wellenlängen. Zur besseren Übersicht wurden die vertikalen Wellenlängen in 2 km-Intervallen zusammengefasst. Sowohl im Winter als auch im Sommer ergibt sich ein breites Spektrum von vertikalen Wellenlängen. In beiden Jahreszeiten sind kleinere vertikale Wellenlängen (< 22 km) häufiger vorhanden als

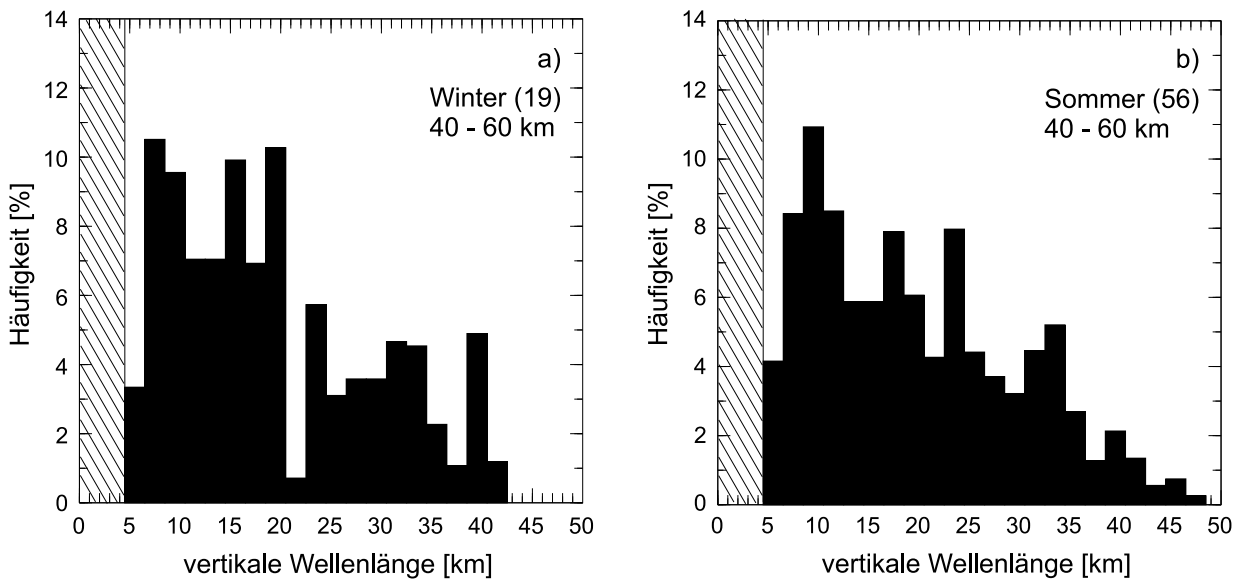


Abbildung 6.5: Verteilung der dominierenden vertikalen Wellenlängen im Höhenbereich 40 bis 60 km a) im Winter (19 Nächte) und b) im Sommer (56 Nächte). Bis zu drei Wellenlängen werden in einer Höhe bestimmt. Der schraffierte Bereich ist durch die Messung nicht vollständig auflösbar.

größere. Diese kürzeren Wellenlängen sind typisch für Trägheitsschwerewellen, die längeren können sowohl Schwerewellen als auch Gezeiten als Ursache haben. Für den migrierenden Anteil der 24-stündigen Gezeit (Welle 1) ist eine typische vertikale Wellenlänge etwa 25 km im Meridionalwind [Grieger, *persönliche Mitteilung*, 2007]. Auffällig ist der Einbruch in der Verteilung bei etwa 22 km im Winter zu sehen. In dieser Jahreszeit ist die Messstatistik immer noch relativ schlecht. Bei der Analyse nur mit einem Teil des Datensatzes [Rauthe *et al.*, 2006] ist dieser Einbruch auch im Sommer vorhanden. Der erweiterte Datensatz zeigt diesen Einbruch im Sommer jedoch nicht mehr. Es ist also anzunehmen, dass die Ursache für den Einbruch eher in der kleinen Anzahl an Messungen liegt als in geophysikalischen Ursachen. Instrumentelle Gründe oder ein Analyse-Effekt können ausgeschlossen werden.

6.2.2 Höhenverteilung der vertikalen Wellenlängen

Neben dem Spektrum der vertikalen Wellenlängen in einem bestimmten Höhenbereich lassen sich auch Höhenverteilungen der vertikalen Wellenlängen bestimmen. Dies ist für die im Spektrum häufiger auftretenden kurzen vertikalen Wellenlängen ($\lambda_z < 20$ km) besonders gut durchführbar, da Randeffekte der Analyseverfahren nur in einem kleinen Höhenbereich auftreten. In Abbildung 6.6 sind für Winter und Sommer die Höhenverteilungen der dominierenden vertikalen Wellenlängen zwischen $\lambda_z = 5$ km und $\lambda_z = 20$ km zu sehen. Es ist also dargestellt, wie häufig diese vertikalen Wellenlängen in jeder Höhe zwischen 0 und 100 km vorkommt. Dabei entspricht die Häufigkeit dem prozentualen Anteil der Gesamtzahl an detektierten dominierenden Wellenlängen. Zur besseren Übersicht wurden 2 km-Höhenintervalle betrachtet. In den schraffierten Bereichen ist eine Interpretation der Ergebnisse nicht möglich, da hier die Anzahl der detektierbaren Wellen durch Randeffekte bei der Wavelet-Analyse reduziert ist. Denn durch die Randeffekte können z.B. bei 19 km und 81 km vertikale Wellenlängen von 20 km nicht sicher bestimmt werden. Nur zwischen 20 und 80 km können alle vertikalen Wellenlängen mit $\lambda_z = 5 - 20$ km aufgelöst werden. Es ist zu sehen, dass die Höhenverteilungen in beiden Jahreszeiten unterschiedlich sind. Auffällig ist ein Bereich in

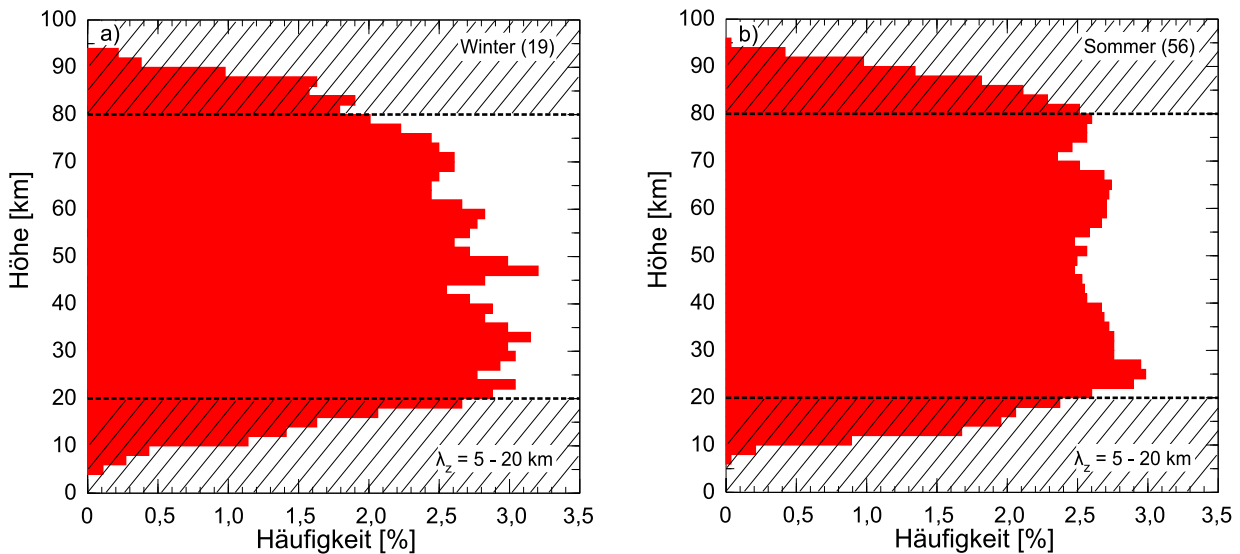


Abbildung 6.6: Höhenverteilung der dominierenden vertikalen Wellenlängen von 5 bis 20 km a) im Winter (19 Nächte) und b) im Sommer (56 Nächte). Die schraffierten Bereiche sind durch Randeffekte beeinflusst.

der Mesosphäre (60–80 km), in der im Sommer eine fast konstante Anzahl von kurzen vertikalen Wellenlängen vorhanden ist, im Winter die Anzahl mit der Höhe deutlich abnimmt. Dies passt gut zu den Ergebnissen der Dämpfungsschichten (vgl. Abb. 6.2), in denen sich gezeigt hat, dass in diesem Höhenbereich im Sommer wesentlich weniger Wellenfilterung und -brechen stattfindet als im Winter. Die starke Dämpfung an der Stratopause sieht man in der Höhenverteilung hingegen nicht. Dies kann daran liegen, dass dort das Brechen der dominierende Prozess ist. Im Gegensatz zur Filterung verschwindet die Wellen also nicht komplett. Das heißt, dass mehr Dämpfungsschichten in der Stratopausenregion auftreten (vgl. Abb. 6.2), aber die Zahl der Wellen mehr oder weniger gleich bleibt, so dass die Höhenverteilung der vertikalen Wellenlängen nicht beeinflusst ist (vgl. Abb. 6.6). Es ist aber auch nicht auszuschließen, dass auch Filterung stattfindet. Möglicherweise spielt sich die Reduzierung in der Anzahl der Wellen bei längeren vertikalen Wellenlänge ab. Dies lässt sich anhand des vorliegenden Datensatzes nicht überprüfen, da der Wellenlängenbereich 20–40 km nur im Höhenbereich 40–60 km vollständig erfasst wird.

6.3 Weitere Anmerkungen

Neben den gerade analysierten vertikalen Wellenlängen und Amplituden gibt es noch weitere Parameter, die direkt aus den Messungen bestimmt werden können: der Betrag der vertikalen Phasengeschwindigkeit und die Periode. Letztere sind im Sommer aufgrund der Kürze der Nachtmessungen (3–5 h) nur in einem kleinen Bereich (max. 1–5 h) bestimmbar. Für einen Winter-Sommer-Vergleich ergeben sich deshalb keine belastbaren Aussagen. Einzelne Berechnungen von Perioden finden sich in Kapitel 5. Die vertikale Phasengeschwindigkeit ($c_{\phi,z}$) liegt zwischen $-0,25$ m/s und $-1,9$ m/s ($= -0.09$ km/h bis -0.68 km/h), wobei es sich hier nicht um die intrinsische Phasengeschwindigkeit handelt. Diese kann von einem bodengebundenen Beobachtung nicht erfasst werden.

Wie sich schon bei den Beispielen in Kapitel 5 gezeigt hat, ist der Betrag dieser Größe ($|c_{\phi,z}|$) in der Mesosphäre immer größer als in der Stratosphäre. Im Winter-Sommer-Vergleich zeigt sich, dass es im Sommer etwas größere $|c_{\phi,z}|$ gibt als im Winter. Dies gilt vor allem in der Mesosphäre [Rauthe et al., 2006]. Beide Beobachtungen lassen sich anhand der statischen Stabilität erklären. Aus der Dispersionsrelation (vgl. Gl. 2.16) lässt sich unter der Annahme einer mit der Höhe konstanten Wellenperiode herleiten [Fritts und Alexander, 2003, siehe Übersichtsartikel zu Schwerewellen von], dass

$$c_{\phi,z} \propto \lambda_z \propto 1/N. \quad (6.2)$$

Da in der Stratosphäre die Brunt-Väisälä-Frequenz N größer ist als in der Mesosphäre, ergeben sich kleineren vertikalen Wellenlängen und Phasengeschwindigkeiten in der Stratosphäre. Im saisonalen Vergleich ist der absolute Temperaturgradient in der Sommermesosphäre größer als im Winter. Dies führt zu kleineren Brunt-Väisälä-Frequenzen und damit größeren Phasengeschwindigkeiten. Auch die Abhängigkeit der vertikalen Wellenlänge von der Höhe findet sich in den Messungen, d.h. die dominierenden vertikale Wellenlängen sind in der Stratosphäre kleiner als in der Mesosphäre ist (vgl. Abb. 8.6b und Details siehe Abschnitt 8.3).

6.4 Diskussion

Ein Vergleich der hier beschriebenen Ergebnisse mit anderen Arbeiten ist nur eingeschränkt möglich, da das beobachtete Spektrum von Wellen sehr stark von der jeweils verwend-

te Messmethoden abhängig ist. Um die Problematik der Vergleichbarkeit zu verdeutlichen, ist für eine Auswahl an Instrumenten die abgedeckten Wertebereiche von Perioden, vertikalen und horizontalen Wellenlängen in Abbildung 6.7 dargestellt. Hierbei sind die angegebenen Werte nur grobe Schätzungen und können durch unterschiedliche Messdauer und den tatsächlich abgedeckten Höhenbereich variieren. Die der Darstellung zugrunde liegenden Werte finden sich auch in Tabelle 6.2, wobei für die meisten Instrumente einer der Parameter über eine einfache Dispersionsrelation abgeschätzt werden musste, alle anderen wurden aus der Literatur entnommen (Details siehe Tab. 6.2). Ein paar Vor- und Nachteile der verschiedenen Methoden sind im Folgenden kurz erläutert: Das Lidar (schwarzer Bereich) hat eine hohe vertikale Auflösung, jedoch ist es durch die notwendige Integration der Rohdaten nicht möglich, Wellenperioden kleiner als eine Stunde aufzulösen. Eine noch etwas bessere Höhenauflösung ist mit Radiosonden zu erreichen (roter Bereich), mit denen aber nur Messungen in der Troposphäre und unteren Stratosphäre möglich sind. Mit dem Airglow-Imager (oranger Bereich) und dem Satelliteninstrument SABER (rosa Bereich) werden durch die wesentlich kürzeren Integrationszeiten zeitliche Auflösungen im Minutenbereich möglich. Die Problematik der Airglow-Imager liegt vor allem darin, dass sie nur in einem Höhenbereich messen und dieser auch noch mit der Jahreszeit und der Breite variiert [vgl. z.B. *Baker und Stair Jr.*, 1988]. Die Unterschiedlichkeit der verschiedenen Satelliteninstrumente ist schon beim Vergleich der Schwerewellenspektren von SABER und CRISTA (**C**ryogenic **I**nfrared **S**pectrometers and **T**elescopes for the **A**tmosphere) zu sehen (vgl. blauen mit rosa Bereich). Aussagen über die Messbereiche zu einer Vielzahl weiterer Satelliteninstrumente finden sich in *Wu et al.* [2006].

Neben der Schwierigkeit beim Vergleich mit anderen Messinstrumenten gibt es außerdem so gut wie keine Lidarmessungen, die einen solch großen Höhenbereich umfassen. Des

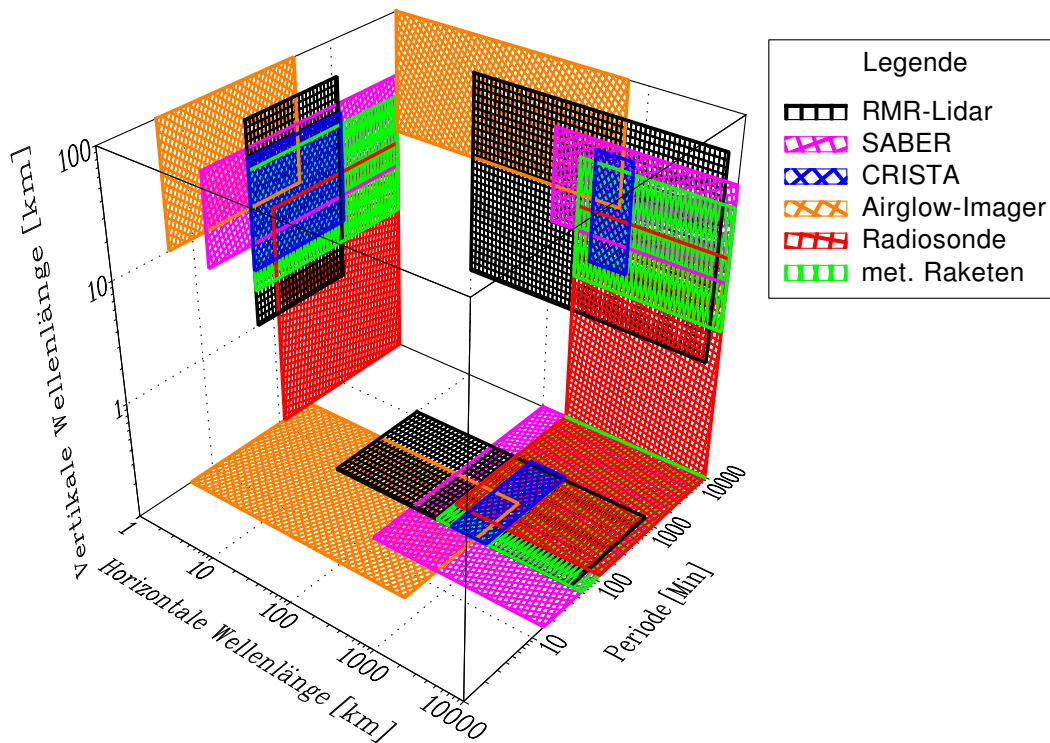


Abbildung 6.7: Schematische Übersicht der durch verschiedene Instrumente abgedeckten Teile des Wellenspektrums in Abhängigkeit von Periode, horizontaler und vertikaler Wellenlänge. Weitere Einzelheiten siehe Legende und Tabelle 6.2.

Tabelle 6.2: Vergleich der verschiedenen Messinstrumente für Schwerewellen. Es sind der abgedeckte Höhenbereich z und abgedeckte Bereich von vertikalen und horizontalen Wellenlängen (λ_z und λ_h), sowie von Perioden (P) aufgeführt. Dabei wurde zur Abschätzung der fehlenden Parameter die folgende Gleichung benutzt: $P = \frac{\lambda_h}{\lambda_z} P_{BV}$, wobei für $P_{BV} = 5$ min angenommen wird. Diese abgeschätzten Werte sind kursiv dargestellt.

Instrument	z [km]	λ_z [km]	λ_h [km]	P [min]	Referenz
Lidar (54° N)	1–105	5–50	10–7.500	60–750	<i>diese Arbeit</i>
SABER	20–100	5–30	>100	>15	<i>Krebsbach und Preusse [2007]</i>
CRISTA	20–80	3–25	300–800	60–1300	<i>Preusse et al. [2000]</i>
Airglow-Imager	83–95	10–100	1–600	5–300	<i>Gardner und Taylor [1998]</i>
Radiosonden	0–30	0,1–8	>200	>120	<i>Vincent und Alexander [2000]</i>
meteorologische Raketen	40–80	2–20	>200	>60	<i>Hirota und Niki [1985] und Alexander [1998]</i>

Weiteren gibt es weltweit nur wenige Lidarstationen und davon liegt wiederum nur ein Teil in mittleren Breiten (s.a Abschnitt 4.4). Für den unteren Bereich stehen für den Vergleich der saisonalen Variation der Schwerewellenaktivität RMR-Lidarmessungen aus Südfrankreich (Haute-Provence, 44° N, 6° O, und Biscarosse, 44° N, 1° W), aus Wales (Aberystwyth, 52° N, 4° O) und aus Kanada (Toronto, 44° N, 80° W) zur Verfügung [Wilson et al., 1991b; Mitchell et al., 1991; Whiteway und Carswell, 1995]. Für die Mesopausenregion werden die Messungen aus den USA (Urbana, 40° N, 88° W) von Gardner und Voelz [1987] mit einem Natrium-Lidar benutzt.

Die hier bestimmten vertikalen Phasengeschwindigkeiten sind mit $-0,25$ m/s bis $-1,9$ m/s ähnlich zu denen anderer Lidarmessungen ($-0,1$ m/s bis -2 m/s) [Gardner und Voelz, 1987; Wilson et al., 1991a]. Außerdem stimmen auch die saisonale und vertikale Abhängigkeit überein. Für die vertikalen Wellenlängen erübrigt sich ein Vergleich, da durch den Messbereich von 1–105 km in Kühlungsborn ein wesentlich größerer Wertebereich von vertikalen Wellenlängen als bei allen anderen Lidars erfasst wird. Es hat sich gezeigt, dass die kürzeren vertikalen Wellenlängen ($\lambda_z < 22$ km) zwar häufiger sind als die längeren, solche längeren vertikalen Wellenlängen aber trotzdem fast in jeder Nacht auftreten.

Die Absolutwerte der Temperaturfluktuationen liegen bei den verschiedenen Lidarmessungen etwa in der gleichen Größenordnung [Gardner und Voelz, 1987; Wilson et al., 1991b]. Einer genaueren Vergleich ist aufgrund der leicht unterschiedlichen Standorte und Auswertemethoden (z.B. Mittelwertbestimmung, Berücksichtigung der Messdauer) nicht sinnvoll. Dies gilt erst recht für die Raketenmessungen und Satellitenmessungen, die durch ihre andere Messmethode oder zeitliche Auflösung unterschiedliche Bereiche des Schwerewellenspektrums erfassen. Bei einem Sommer-Winter-Vergleich der Amplituden sind diese in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre im Winter zwei- bis dreimal größer als im Sommer [Wilson et al., 1991b; Mitchell et al., 1991; Whiteway und Carswell, 1995]. In der oberen Mesosphäre wird der Unterschied kleiner als 1,5 [vgl. Gardner und Voelz, 1987]. Da es sich in diesen Lidarstudien ebenfalls um reine Nachtmessungen handelt, d.h. die Wintermessungen wesentlich länger sind, ist davon auszugehen, dass bei Betrachtung über die gleiche Messdauer die maximalen Winter-Sommer-Unterschiede etwas kleiner werden. Das hier gefundene

maximale Winter-Sommer-Verhältnis von etwa 2,5 ist also in Übereinstimmung mit anderen Messungen. Diese Winter-Sommer-Verhältnisse finden sich auch in Satellitenmessungen und in Raketendaten in mittleren Breiten bestätigt [Hirota, 1984; Eckermann *et al.*, 1995; Tsuda *et al.*, 2000; Preusse *et al.*, 2006].

Eine Bestätigung des Höhenverlaufs der Temperaturfluktuationen findet sich auch in Modellläufen mit dem KMCM (Kühlungsborn Mechanistic general Circulation Model), in denen die mittel- und niederfrequenten Schwerewellen explizit gerechnet werden [Becker und Fritts, 2006]. Die horizontale Auflösung entspricht dabei T120, was etwa 1° auf dem Längskreis entspricht. Vertikal gibt es 190 Schichten vom Boden bis in die untere Thermosphäre (etwa 120 km). In Abbildung 6.8 sind in einem Breiten-Höhen-Schnitt für Januar die Temperaturfluktuationen dargestellt. Dabei sind in Abbildung 6.8a alle Wellen enthalten, d.h. Schwerewellen und planetare Wellen. In Abbildung 6.8b hingegen sind ausschließlich die Temperaturfluktuationen durch Wellen mit $\lambda_h < 1500$ km dargestellt. Dies entspricht also dem Anteil der Schwerewellen an den Fluktuationen [Becker, *persönliche Mitteilung*, 2007]. Durch den Vergleich dieser beiden Abbildungen stellt sich heraus, dass im KMCM etwa ein Drittel der Fluktuationen durch Schwerewellen verursacht wird. Der reine Schwerewellenanteil an den Temperaturfluktuationen im Modell ist sehr ähnlich zu den Messergebnissen (vgl. Abb. 6.1). Außerdem ist gut zu erkennen, dass im Winter der Anstieg viel gleichmäßiger vonstatten geht. Im Sommer bleiben die Fluktuationen hingegen bis etwa 75 km sehr klein (max. 5 K) und steigen erst in die Mesopausenregion massiv an. Dass nur ein Drittel der Temperaturfluktuationen von Schwerewellen verursacht wird, ist verträglich mit den Beobachtung, dass längerperiodische Wellen 20–50% der Amplitude in der Mesopausenregion bestimmen (vgl. Abschnitt 5.2.2). Für weitere Untersuchungen, z.B. zum Einfluss der Quelle, müssten die Auswertemethoden zu der Modell- und Messdaten angeglichen werden.

Die Ursache für dieses Winter-Sommer-Verhältnisse ist vielschichtig. Die grobe Höhenstruktur findet sich bei der Kombination aus Exponentialterm und Brunt-Väisälä-Frequenz wieder (vgl. Gl. 6.1), wie es in Eckermann [1995] für 60 km Höhe auch gezeigt wurde. Bei Alexander [1998] hat sich auch herausgestellt, dass der Exponentialterm das saisonale Verhalten in mittleren und polaren Breiten dominiert und die Winde vor allem zur interannualen Variation beiträgt. Durch die Betrachtung des gesamten Höhenbereichs von 20 bis 100 km

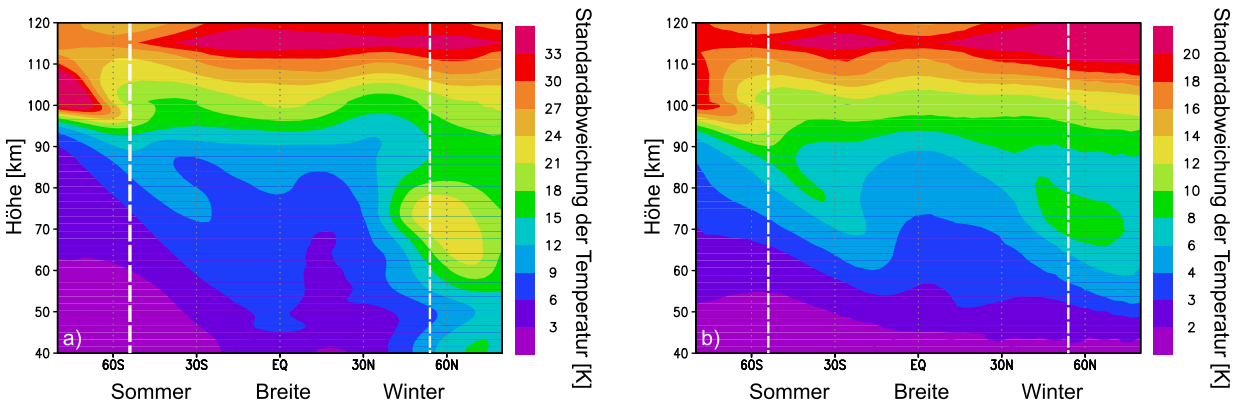


Abbildung 6.8: Breiten-Höhen-Schnitt der Temperaturfluktuationen (hier als Standardabweichung von der Temperatur [K]) im KMCM für Januar a) alle Wellen mit $\lambda_h > 350$ km b) nur Wellen mit $350 \text{ km} < \lambda_h < 1500$ km [Becker, *persönliche Mitteilung*, 2007]. Es sind die unterschiedlichen Farbbalken zu beachten. Die weiß gestrichelten Linien entsprechen der Breite für Kühlungsborn. Weitere Details sind im Text zu finden.

zeigen sich jedoch auch eindeutige Abweichungen von diesen sehr vereinfachten theoretisch zu erwartenden Werten. Auch die ursprünglich sehr gute Übereinstimmung zwischen 60 und 80 km im kleineren Datensatz [Rauhe *et al.*, 2006] ist im erweiterten Datensatz nur um 65 und um 84 km zu finden. Neben dem sehr schwer quantifizierbaren Einfluss der unterschiedlichen Windfilterung auf die saisonal unterschiedlichen Temperaturfluktuationen, ist auch eine offene Frage, ob die Quelle in den Jahreszeiten unterschiedlich ist. Es ist bekannt, dass einige Arten der Schwerwellenerzeugung so gut wie ausschließlich in einer bestimmten Jahreszeit vorkommen, z.B. findet die Bildung von Schwerwellen durch brechende Rossbywellen fast ausschließlich im Winter statt [z.B. Zülicke und Peters, 2006]. Außerdem sorgen die unterschiedlichen Winde im Bereich der Troposphäre und der Stratosphäre in Sommer und Winter (vgl. Abb. 2.3), auch dafür, dass Wellen mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen in beiden Jahreszeiten bevorzugt generiert werden. Um die Frage nach der jahreszeitlichen Abhängigkeit der Schwerwellen-Quelle zu klären, müssten die Quellregionen und damit Quelltypen genauer bestimmt werden. Dies wäre z.B. anhand von Raytracing möglich. Da dies aber ein eigenes sehr komplexes Thema ist, kann es im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter behandelt werden. Ein geringer Einfluss der Quelle auf die beobachteten Winter-Sommer-Unterschiede in den Temperaturfluktuationen ist zu vermuten. Denn von Alexander [1998] wurde gezeigt, dass die Winter-Sommer-Unterschiede auch ohne Variation in der Quelle entstehen.

In diesem Zusammenhang stellt sich auch die Frage, wie repräsentativ unsere auf wolkenfreies Wetter angewiesenen Messungen sind. Es lässt sich spekulieren, dass dadurch keine Messungen von Schwerwellenaktivitäten, die für Schlechtwetterbedingungen wie z.B. durchziehende Frontensysteme typisch sind, stattfinden. Dies erscheint jedoch recht unwahrscheinlich, da Schwerwellen, die in der Stratosphäre und Mesosphäre beobachtet werden, sich seit ihrer Entstehung oft schon einige hundert Kilometer horizontal durch die Atmosphäre bewegt haben. Dies wurde durch verschiedene Raytracing-Studien gezeigt [z.B. Dunkerton und Butchart, 1984; Eckermann, 1992]. Somit ist zu erwarten, dass zumindestens ein Teil mit Frontensystemen gekoppelten Schwerwellenaktivität in unsere Messungen eingeht. Ein potentieller Wettereinfluss ändert die Ergebnisse zu den Winter-Sommer-Unterschieden nicht, da die nicht erfassten Schlechtwetterbedingungen für alle Jahreszeiten gelten. In den Windfeldern von ECMWF ist eine Bevorzugung bestimmter meteorologischer Situationen zudem nicht zu erkennen (vgl. Abb. 8.4).

Wie oben schon diskutiert, hat sich anhand der Beobachtungen herausgestellt, dass die Dichte- und Temperaturhintergrundfelder die jährliche Variation der Temperaturfluktuationen prägen, sie aber nicht vollständig erklären. Zur weiteren Erklärung der Winter-Sommer-Unterschiede sind die beobachtete Filterung und Dämpfung herangezogen worden, die auch jahreszeitliche Unterschiede aufweist (s. Abschnitt 6.1.1 und 6.1.2). Bei der Wellenfilterung sind zudem saisonal unterschiedliche Teile des Wellenspektrums betroffen [Lindzen, 1981]. Grundlage für die Überlegung bildet der Zonalwind (vgl. Abb. 2.3). Die Unterschiede im Wind zwischen Sommer und Winter sind sehr klar zu erkennen. Geht man nun von Wellen mit Phasengeschwindigkeiten zwischen -50 und $+50$ m/s aus, so wird im Winter durch den vorherrschenden positiven Zonalwind alles bis $+50$ m/s in der Stratosphäre gefiltert. Im Sommer dagegen wird neben allen Wellen mit negativen Phasengeschwindigkeiten auch alle mit $0-10$ m/s aufgrund des positiven Zonalwindes in der Troposphäre und unteren Stratosphäre gefiltert. Im Sommer wird also bis 90 km stärker gefiltert als im Winter. Die konkrete Auswirkung auf die Temperaturfluktuationen ist damit aber noch nicht geklärt. Außerdem spielt neben dem Zonal- auch der Meridionalwind eine Rolle bei der Filterung. Diese beiden Aspekte werden im nächsten Kapitel mit Hilfe einer linearen Schwerwellen-Simulation näher beleuchtet.

Kapitel 7

Simulation zur Schwerewellenausbreitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Simulation zur Schwerewellenausbreitung herangezogen, um die beobachteten Wellenstrukturen in den Temperaturmessungen der Lidars besser zu verstehen und durch die detaillierten Kenntnisse über Wellen und Hintergrundfelder die Messungen weitergehend zu interpretieren. Denn wie sich im letzten Kapitel herausgestellt hat, ist die Betrachtung der Temperatur allein nicht ausreichend, um die Ergebnisse zu den Schwerewellen umfassend zu analysieren und zu verstehen. Es wurde eine Simulation zur Überlagerung von Wellen benutzt, die während des EU-Projektes SOBER (**SO**nic **B**o**o**m **E**uropean **R**esearch programme) entwickelt wurde [Berger, *persönliche Mitteilung*, 2007]. In diesem Kapitel werden nun die Simulation und die daraus gewonnen Erkenntnisse vorgestellt.

7.1 Grundzüge der Schwerewellen-Simulation

Die Idee der linearen Schwerewellen-Simulation beruht darauf, eine große Anzahl Wellen zu benutzen. Im Normalfall sind es in dieser Arbeit immer 1000 Wellen, die in einer Quellenhöhe von etwa 14 km eingesetzt werden. Dabei werden die Parameter der Quelle im physikalisch sinnvollen Rahmen möglichst allgemein gewählt. Dazu werden teilweise gleich verteilten Zufallszahlen benutzt. Dann breiten sich diese Wellen in einer Hintergrund-Atmosphäre aus. Dazu wurden klimatologische Felder (p_0 , ρ_0 , u_0 , v_0 , w_0 , T_0) aus dem COMMA/IAP (**C**ologne **M**odel of the **M**iddle **A**tmosphere at the **I**AP) entnommen [Berger und von Zahn, 1999, 2002; von Zahn und Berger, 2003]. Dies hat den Vorteil gegenüber der Kombination verschiedener Datensätze, dass die Hintergrundfelder physikalisch konsistent sind. Alle Wellen, die in einer Höhe zu einem bestimmten Zeitpunkt existieren, werden überlagert. Die daraus resultierenden Temperatur-Fluktuationen sind direkt mit den Lidarmessungen vergleichbar. Eine detailliertere Beschreibung dieser Simulation wird in Anhang C.1 gegeben, dort finden sich die entsprechenden Erläuterungen zur Quelle, zu den benutzten Formeln aus der linearen Schwerewellentheorie und zur Vorgehensweise bei Filterung, Reflektion und Brechung.

Hier werden im Weiteren nur einige wichtige Grundlagen der Simulation erläutert. Dabei wird nur auf die Winter- und die Sommersaison eingegangen, da sich diese bei der Analyse der gemessenen Temperatur-Fluktuationen (vgl. Kap. 6) als besonders interessant herausgestellt haben.

7.1.1 Quelle

Über die Quelle für die Simulation der Schwerewellen finden sich in Anhang C.1.2 genauere Angaben. Hier wird nur auf einiges kurz hingewiesen. Da ein Teil der Parameter über Zufallszahlen bestimmt wird, muss dafür gesorgt werden, dass nur Wellen gewählt werden, die im physikalischen Sinne existieren können, d.h. jede der Wellen verletzt keine der Gleichungen aus der linearen Schwerewellentheorie bei den vorgegebenen Hintergrundfeldern.

Als Beispiel ist in Abbildung 7.1 die Verteilung der Phasengeschwindigkeiten in x- und y-Richtung im Winter und Sommer dargestellt. Dabei beinhalten beide Figuren Information zur Quellenhöhe (14 km) und zu den verbleibenden Wellen in 70 km. Jeder Punkte steht für eine Wellen, die in der Quellenhöhe ausgesucht wurden. Durch die unterschiedlichen Hintergrundfelder im Winter und Sommer sind die Wellen in der Quelle nicht völlig identisch. Vor allem der unterschiedliche Zonalwind, der im Sommer in der Troposphäre/unteren Stratosphäre nur schwach positiv ($u < 10$ m/s) ist im Vergleich zum Winter ($u < 25$ m/s), sind im Sommer Wellen mit kleineren c_x zugelassen als im Winter. Bewegen sich die Wellen nun nach oben, so werden ein Teil gefiltert und ein Teil reflektiert. Alle Wellen, die unterhalb von 70 km bereits reflektiert wurden, sind als rote Punkte dargestellt und alle, die gefiltert wurden, als blaue Punkte. Die in 70 km verbleibenden Wellen sind schwarz gekennzeichnet. Es ist gut zu erkennen, dass Reflektion eine untergeordnete Rolle spielt und die Filterungswirkung der Atmosphäre in beiden Jahreszeiten sehr unterschiedlich ist. Im Winter bleiben fast ausschließlich die westwärts laufenden Wellen übrig, im Sommer sind es eher die ostwärts laufenden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Bestimmung der Amplituden in der Quellenhöhe. Dabei wird, wie in Anhang C.1.2 genauer beschrieben, auf beobachtete Leistungsspektraldichten zurückgegriffen [Allen und Vincent, 1995]. Wie im Anhang in Abbildung C.2 zu sehen ist, folgt der gesättigte Teil des Spektrums in der Simulation dem bekannten m^{-3} -Gesetz während die Steigung im ungesättigten Teil proportional zu m ist. Die Normierung der Amplituden in der Quelle auf eine jahreszeitlich konstante kinetische Energie hat zur

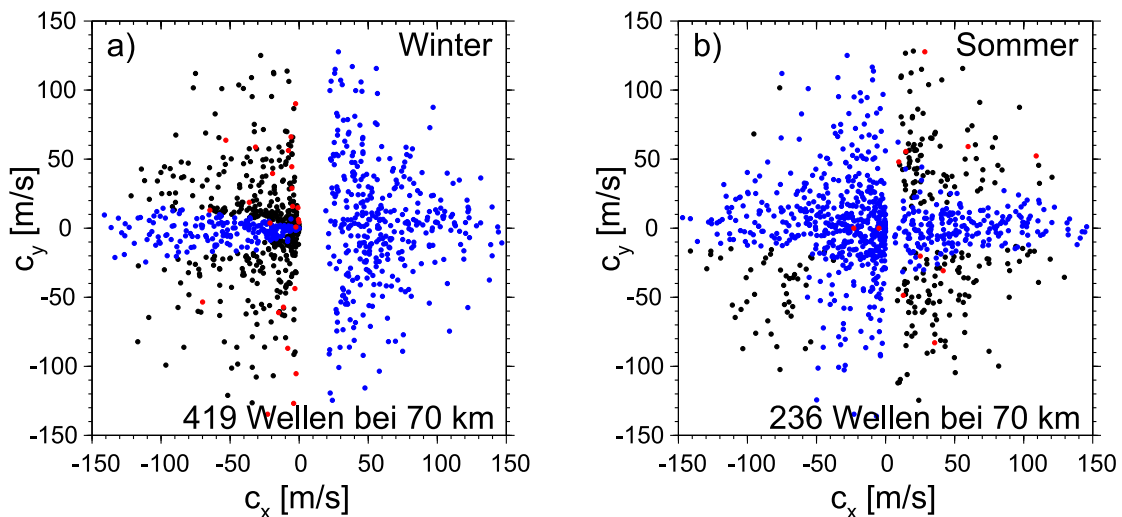


Abbildung 7.1: Verteilung der Phasengeschwindigkeiten in x- und y-Richtung aller 1000 Wellen in der Quellenhöhe bei 14 km (alle Punkte) und in 70 km (nur schwarze Punkte) für a) Winter und b) Sommer. Die mit blauen (roten) Punkten dargestellten Wellen wurden durch Filterung (Reflektion) zwischen 14 und 70 km aus der Simulation entfernt.

Konsequenz, dass sich in Quellenhöhe ein Faktor von 1,5 im Winter-Sommer-Verhältnis der Temperaturfluktuationen aus den Polarisationsrelationen ergibt (vgl. Anhang C.1.3).

Nach der Wahl der Quelle, die genauso wie die Hintergrundfelder konstant über die 24 Stunden der Simulation gehalten wird, breiten sich die Wellen mit der Höhe und der Zeit aus. Dabei müssen zuvor Filterung und Brechen berücksichtigt werden, wie im folgenden Abschnitt näher erläutert wird.

7.1.2 Filterung und Brechung

Nicht alle 1000 Wellen können in allen Höhen im gegebenen Hintergrundfeld existieren. Die Filterungswirkung des Windes führt zu kritischen Niveaus oder Reflektionsniveaus für die Wellen, die eine weitere Ausbreitung der Wellen verbieten (Details siehe Anhang C.1.3). Bei Annäherung an Filterungsniveaus nähert sich die Amplitude der Welle asymptotisch Null an. Da in der Simulation nur aufwärts gerichtete Wellenpfade zugelassen sind, führen auch Reflektionsniveaus zum Verschwinden der Wellen. Wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist, nimmt die Anzahl der Wellen von der Quellenhöhe bis in 85 km von 1000 auf 100 Wellen ab. Im Groben erfolgt dies im Winter und Sommer ähnlich, allerdings existieren im Sommer über einen großen Höhenbereich (40–80 km) etwa 150 Wellen weniger als im Winter. Dass dabei das Spektrum der Wellen in den Jahreszeiten sehr unterschiedlich ist, wurde bereits in Abbildung 7.1 gezeigt. Schon in der Quellenhöhe bei etwa 14 km ist die Verteilung der Phasen in x- und y-Richtung unterschiedlich. Noch auffälliger ist der Unterschied in 70 km Höhe. Durch den starken Westwind im Winter in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre erreichen allein sich westwärts ausbreitende Wellen eine Höhe von 70 km. Im Sommer herrscht hingegen ein nicht ganz so starkes Ostwindregime, weshalb andere Teile des Spektrums gefiltert werden.

Neben der Filterung hat auch das Brechen von Wellen Einfluss auf die Amplitude der Wellen. Dieses Brechen geschieht an konvektiven bzw. dynamischen Instabilitäten (Details siehe Anhang C.1.3). Dabei ist es noch wichtig zu erwähnen, dass Wellen innerhalb des Simulations-Programms sowohl bei der Filterung als auch beim Brechen nach der Größe der vertikalen Wellenlänge sortiert werden. Das heißt, dass Wellen mit kleineren vertikalen Wellenlängen als Hintergrund neben dem ungestörten Hintergrundfeld auch alle Wellen mit größeren vertikalen Wellenlängen „sehen“. Diese Felder werden zur Berechnung von Filterung und Brechung genutzt. Zum Schluss wird auch die Überlagerung aller Wellen auf Instabilitäten überprüft.

Nachdem alle Filterungen und Brechungen in Abhängigkeit von Höhe und Zeit berechnet wurden, können die resultierenden Wellen höhen- und zeitabhängig überlagert werden. Daraus lassen sich dann Wellenstrukturen berechnen, die mit den Lidarbeobachtungen verglichen werden.

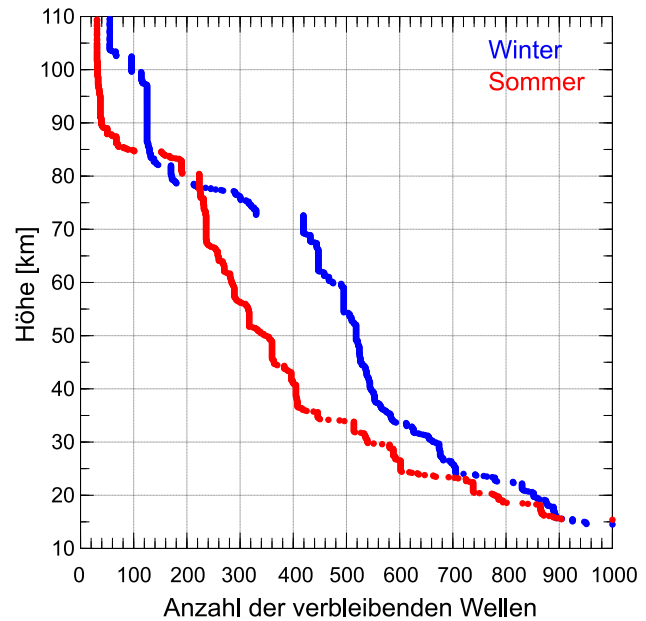


Abbildung 7.2: Höhenprofil der Anzahl der Wellen in der Simulation für Winter (blaue Punkte) bzw. Sommer (rote Punkte).

7.1.3 Wellenstrukturen

Nach Addition von Hintergrundfeld und Wellenstörungen, erhält man die zeitlich variierenden Temperaturprofile. Nach Mittelwertbildung über 24 h wird dieser wie bei den Lidar-Messungen abgezogen, um die Änderungen zu erfassen. Für die simulierten Temperaturfelder lassen sich diese wie die Messungen (siehe Abb. 5.1b und 5.7) in einen Zeit-Höhen-Schnitt darstellen. In Abbildung 7.3 sind für das Winter- und Sommer-Beispiel die Temperaturfluktuationen dargestellt. Dabei wurde die gleiche Zeit- und Höhenauflösung wie beim Lidar verwendet (15 min und 1 km). Auffallend ist, dass klare Wellenstrukturen entstehen, die im Winter eine größere Amplitude als im Sommer haben. Eine ausführliche Diskussion dieser Winter-Sommer-Unterschiede ist in Abschnitt 7.3 zu finden. Die Klarheit der Wellenstrukturen ist überraschend, vor allem wenn man bedenkt, dass bis 80 km mindestens 100 Wellen (bei niedrigeren Höhen auch wesentlich mehr) dieses Bild erzeugen. Um den Effekt der Überlagerung besser verstehen zu können, wurde eine Studie zur Überlagerung von Wellen ohne Einbeziehung geophysikalischer Randbedingungen durchgeführt. Details dazu sind in Anhang C.2 zu finden. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die entstehenden klaren Wellenstrukturen das Resultat der Überlagerung von Sinusfunktionen ist. Daneben beeinflussen die Filterungswirkung der Atmosphäre und die zeitlicher wie auch vertikaler Auflösung der Daten die Art der Eigenschaften der Wellenstruktur.

In der Simulation entstehen die klaren Wellenstrukturen durch eine Überlagerung vieler Wellen. Wenige Wellen in der Quellenhöhe führen in der Simulation zu chaotischem Verhalten in den resultierenden Wellenstrukturen (nicht gezeigt). Spektrale Analysen der Simulationsergebnisse weisen aber nur wenige (2–3) dominierende Moden auf (siehe Abb. 7.4). Wie in den Beobachtungen nehmen die vertikalen Wellenlängen mit der Höhe tendenziell ab (vgl. z.B. Abb. 5.6a). Da die mit dem Lidar beobachteten Wellenstrukturen und spektralen Analysen im Winter und Sommer große Ähnlichkeiten mit den Ergebnissen aus Simulation aufweisen, liegt es nahe, dass auch in den Messungen viele Wellen existieren. Trotzdem sind nur 2–3 dominierende Moden in den spektralen Analysen der Beobachtungen und auch der Simulation zu finden.

Daraus ergibt sich sofort die Frage, ob in der Simulation nur einige wenige Einzelwellen mit großen Amplituden die übrigen Wellen dominieren oder alle Wellen ähnlich große Amplituden haben. Die Amplituden der noch existierenden Einzelwellen in Abhängigkeit von deren vertikalen Wellenlängen sind dazu in Abbildung 7.5 für 40, 65 und 90 km dargestellt. Es ist

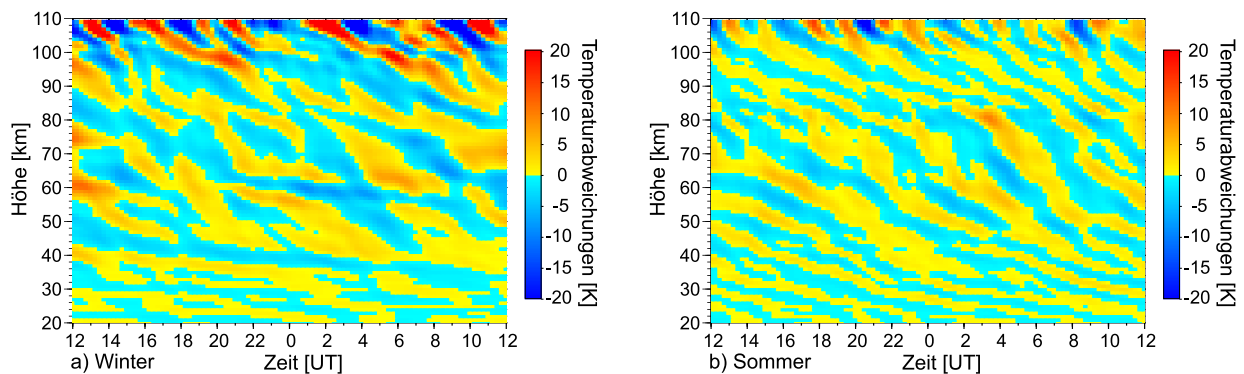


Abbildung 7.3: Zeit-Höhen-Schnitt der Temperaturfluktuationen aus der Simulation für a) Winter und b) Sommer. Die zeitliche und räumliche Auflösung entspricht der Standardauflösung der Lidarmessung (15 min und 1 km).

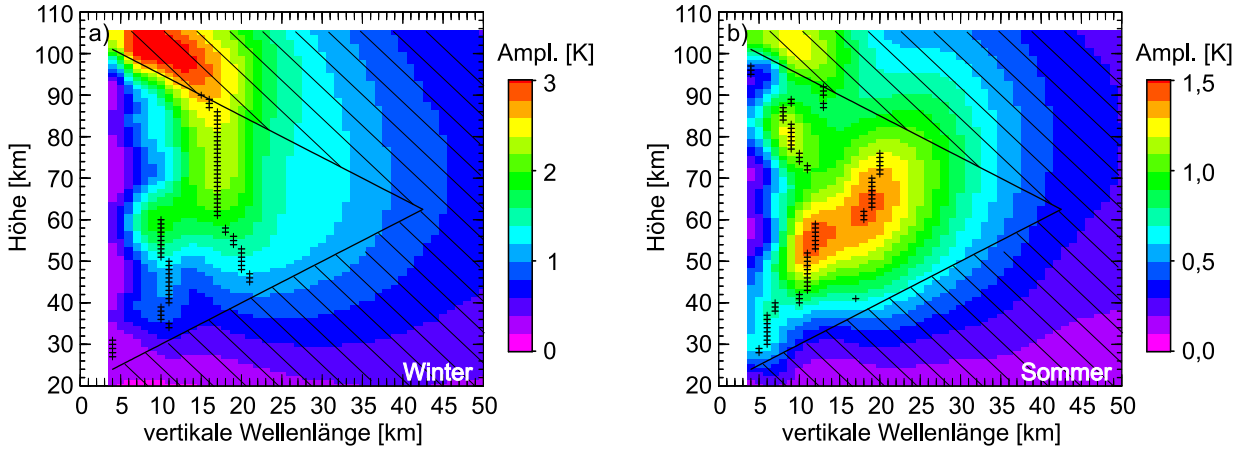


Abbildung 7.4: 24 h-Mittel des Wavelet-Spektrums der vertikalen Wellenlänge für a) Winter und b) Sommer. Die Kreuze zeigen die lokalen Maxima in jeder Höhe an. Im schraffierten Bereich ist die Analyse durch Randeffekte beeinflusst. Es sind die unterschiedlichen Farbbalken zu beachten.

zu erkennen, dass nicht nur einzelne Wellen mit besonders großen Amplituden vorhanden sind, die das Gesamtbild besonders stark prägen. Die klaren Wellenstrukturen sind also ein Resultat der Überlagerung. Außerdem haben die Einzelwellen tendenziell in Höhen oberhalb von 40 km im Sommer kleineren Amplituden als im Winter (vgl. Mittelwerte als gestrichelte Linien). Die Einzelamplituden zeigen somit das gleiche Verhalten wie die Überlagerung aller Wellen. Noch viel mehr fällt in Abbildung 7.5 auf, dass die vertikalen Wellenlängen im Winter größer sind als im Sommer (vgl. Mittelwerte als gestrichelte Linien). Dieses Ergebnis ist in den Beobachtungen so nicht wiederzufinden (vgl. Abschnitt 6.2 und Abschnitt 8.3), ist jedoch nach Gleichung (6.2) theoretisch zu erwarten. Dies kann damit zusammenhängen, dass in den Beobachtungen nicht die Einzelwellen sondern die Überlagerung betrachtet wird oder die Anzahl der Messungen im Winter eventuell einfach noch nicht groß genug ist und somit der Effekt in der natürlichen Variabilität verschwindet. Letzteres scheint wahrscheinlicher, da wie oben erwähnt auch in der Simulation sich in der Überlagerung nur wenige dominierende Moden ergeben, den Winter-Sommer-Unterschied in den vertikalen Wellenlängen zeigen (siehe Abb. 7.4). Das heißt die Wellenlängen der dominierenden Moden sind im Winter größer als im Sommer. Dazu kommt noch, dass die vertikalen Wellenlängen kleiner als 5 km in den

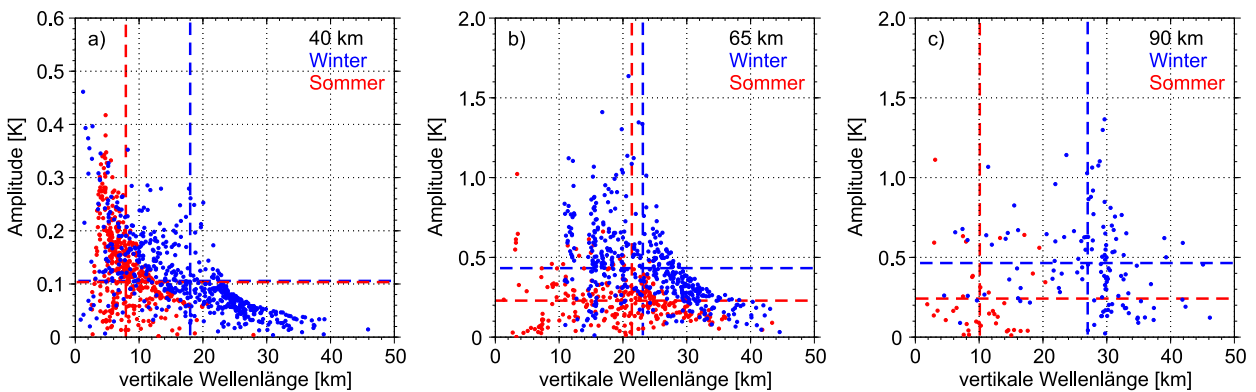


Abbildung 7.5: Verteilung der vertikalen Wellenlängen und Amplituden im Winter (blau) und Sommer (rot) in a) 40 km, b) 65 km und c) 90 km Höhe. Die gestrichelten Linien entsprechen den Mittelwerten.

Messungen derzeit nicht in allen Höhen aufgelöst werden.

Insgesamt lässt sich vermuten, dass auch die mit dem Lidar beobachteten Wellenstrukturen nicht das Resultat einiger dominierender Einzelwellen ist, sondern aus der Überlagerung einer großen Anzahl von Wellen entsteht. Dies bedeutet, dass die Eigenschaften (z.B. Amplitude und vertikale Wellenlänge) der dominierenden Moden nicht unbedingt real existierenden Wellen entsprechen. Sie spiegeln jedoch sehr wohl z.B. das mittlere saisonale Verhalten wieder.

7.2 Sensitivitätsstudien

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten je ein Beispiel für Winter und Sommer gezeigt wurde, wird in den zwei folgenden Unterabschnitten gezeigt, wie empfindlich diese Ergebnisse auf Änderung der Hintergrundfelder und der mittels Zufallszahlen ausgewählten Parameter in der Quelle reagieren. Um die Variabilität der Ergebnisse zu demonstrieren, wurden jeweils für Sommer und Winter 16 verschiedene Hintergrundfelder entlang eines Breitenkreises und 16 Ensembles von Zufallszahlen untersucht. Diese exemplarischen Studien sind wichtig, um die Ergebnisse besser einschätzen zu können und um den späteren Vergleich mit Messungen auf mehrere Simulationen auszudehnen.

7.2.1 Abhängigkeit von den Hintergrundfeldern

Die Variation der Hintergrundfelder erfolgt durch die Benutzung unterschiedlicher geographischer Längen bei jeweils $52,5^\circ$ N entsprechend den 16 Längen in COMMA/IAP (0° O, $22,5^\circ$ O,..., $22,5^\circ$ W). Hierbei entspricht 0° O der Lokalzeit 0 UT. Im Folgenden werden Ergebnisse für alle 16 Längen aus COMMA/IAP gezeigt. Die Hintergrundfelder unterscheiden sich durch verschiedene Gezeitenzustände aufgrund der unterschiedlichen Lokalzeiten. In der Temperatur sind diese Unterschiede nicht sehr groß, d.h. die Standardabweichung beträgt im Sommer maximal 3 K, im Winter bis zu 6 K. Im Wind hingegen sorgen die unterschiedlichen

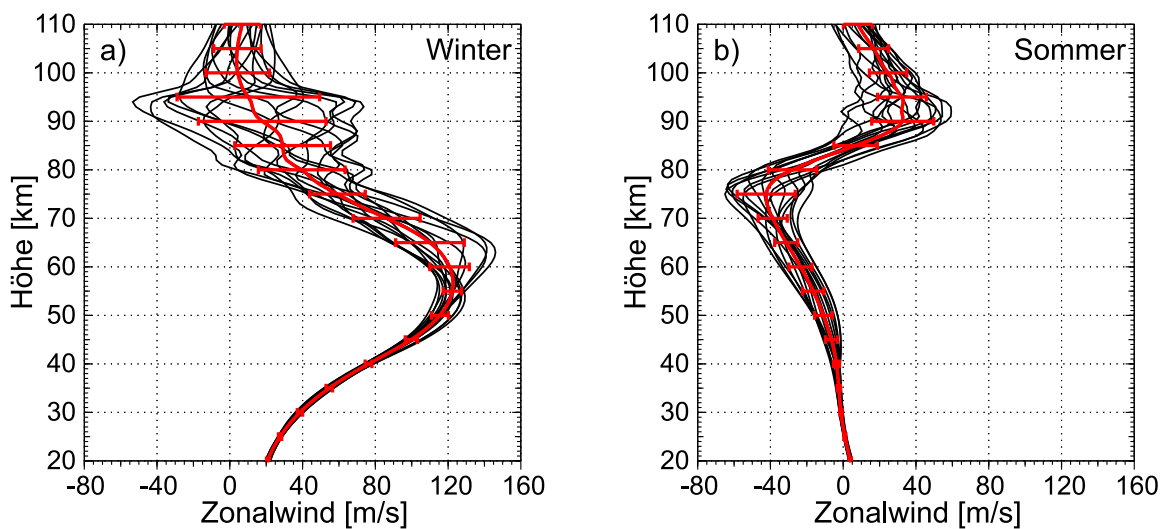


Abbildung 7.6: 16 verschiedene Hintergrundfelder der Simulation im Zonalwind a) für Winter und b) für Sommer. Die rote Linie stellt den Mittelwert aller Läufe dar und die Balken die entsprechenden Standardabweichungen.

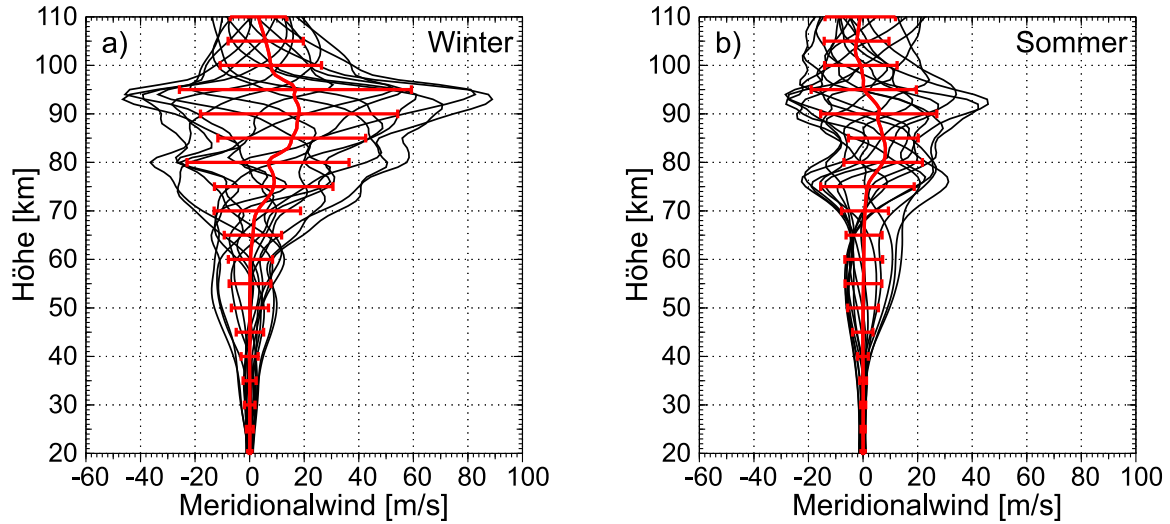


Abbildung 7.7: 16 verschiedene Hintergrundfelder der Simulation im Meridionalwind a) für Winter und b) für Sommer. Die rote Linie stellt den Mittelwert aller Läufe dar und die Balken die entsprechenden Standardabweichungen.

Gezeitenzustände für eine weitaus deutlichere Variation und damit für eine unterschiedliche Filterungswirkung. In Abbildung 7.6 und 7.7 sind für Meridional- und Zonalwind im Winter und Sommer die Hintergrundfelder gezeigt. Die Variabilität in den Gezeiten ist im Winter wesentlich größer als im Sommer und im Meridionalwind größer als im Zonalwind.

Da die Simulation im Weiteren dazu dient die Wellenaktivität näher zu untersuchen, sind in Abbildung 7.8 die resultierenden mittleren Temperaturfluktuationen bei den 16 verschiedenen Hintergrundfeldern dargestellt. Die höhere Variabilität der Winde im Winter spiegelt sich direkt in den Temperaturfluktuationen wieder, vor allem oberhalb von etwa 80 km. Auffällig ist ein Lauf im Winter, bei dem die Amplitude fast bei 0 K liegt. Untersucht man

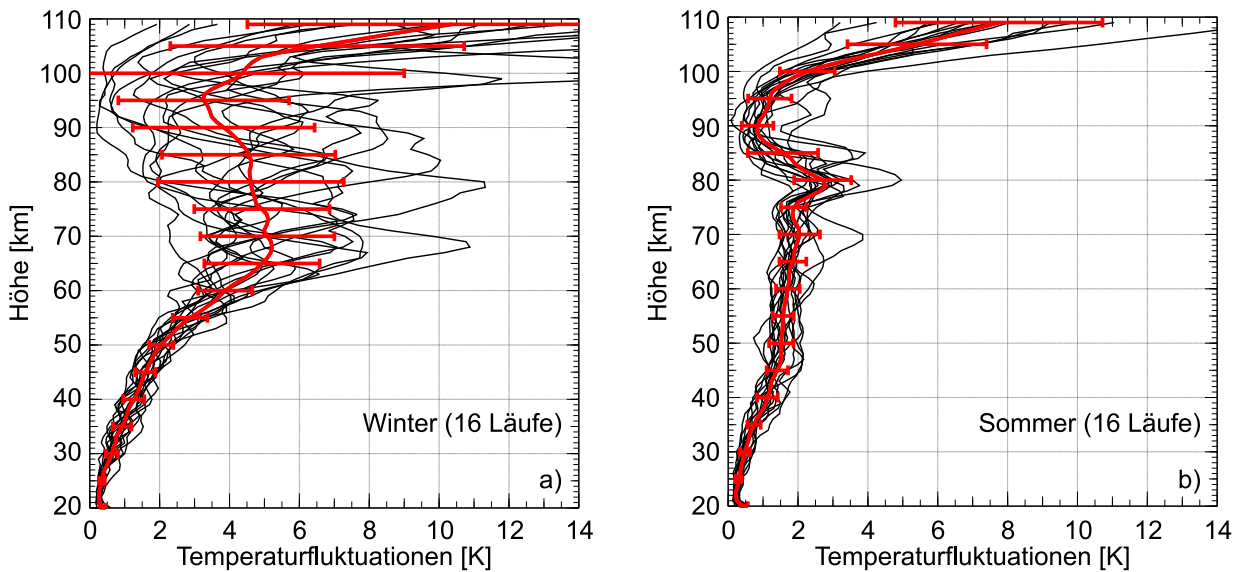


Abbildung 7.8: Mittlere Temperaturfluktuationen in der Simulation bei je 16 unterschiedlichen Hintergrundfeldern im a) Winter und b) Sommer. Die rote Linie stellt den Mittelwert aller Läufe dar und die Balken die entsprechenden Standardabweichungen.

die entsprechenden Windfelder genauer, so ergibt sich, dass diese Realisierung die größte Differenz zwischen positivem und negativem Zonalwind aufweist und oberhalb von 80 km im Meridionalwind große negative Werte erreicht werden (bis -40 m/s). Als direkte Konsequenz ergibt sich, dass die Zahl der Wellen bei etwa 80 km mit weniger als 20 extrem niedrig ist (nicht gezeigt) und folglich die resultierenden Temperaturfluktuationen klein sind. Weiterhin ist auch auffällig, dass die Amplituden im Sommer oberhalb von 80 km in allen Läufen einbrechen. Dies ist mit starker Filterung aufgrund des positiv werdenden Zonalwindes zu erklären (vgl. Abb. 7.6b). Daraus ergibt sich dann auch die sehr kleine Anzahl an Wellen im Sommer oberhalb von 85 km (Abb. 7.2). Außerdem treten in diesen Höhen auch konvektive und dynamische Instabilitäten auf (siehe Abschnitt 7.3.2). Im Winter sind solche Einbrüche der Fluktuationen nur in manchen Realisierungen der Simulation zu finden.

Insgesamt zeigt sich in der Simulation mit den 16 verschiedenen Hintergrundfeldern für Winter und Sommer der starke Einfluss der Hintergrundvariablen, insbesondere des Windes, auf die Temperaturfluktuationen und also auch auf deren Winter-Sommer-Verhältnis. Hierbei ist die Variabilität im Winter oberhalb von 60 km wesentlich stärker als im Sommer.

7.2.2 Abhängigkeit von den Zufallszahlen

Wie nicht anders zu erwarten, spielt die Wahl der gleich verteilten Zufallszahlen keine entscheidende Rolle bei der Ausprägung der Temperaturfluktuationen (Details und Abbildung siehe Anhang C.1.4). Im Gegensatz dazu ist die Anzahl der Wellen von größerer Bedeutung. Eine starke Reduzierung der Wellenzahl in der Quellenhöhe sorgt dafür, dass die Wellenmuster sich auch stark in Abhängigkeit vom jeweiligen Ensemble der Zufallszahlen verändern (nicht gezeigt). Dies hängt damit zusammen, dass man mit z.B. hundert Wellen die vorgegebenen Parameterräume für die Welleneigenschaften nicht mehr komplett ausfüllt und die unterschiedlichen Zufallszahlen so verschiedene Wellenensembles generieren, dass die resultierenden Wellenstrukturen sehr stark variieren.

7.3 Winter-Sommer-Vergleich

Wie sich schon bei den Beobachtungen herausgestellt hat, ist ein auffälliger Unterschied zwischen Winter und Sommer die unterschiedliche Ausprägung der Temperaturfluktuationen. Deren Ursache scheint, wie im Kapitel zuvor an den Beobachtungen gezeigt, nur teilweise an unterschiedlichen Hintergrundzuständen der Temperatur und Dichte zu liegen. Mit der Simulation ist es nun möglich weitere Faktoren, wie den Horizontalwind, genauer zu untersuchen. Zudem sind die einzelnen Wellenparameter genau bekannt. Da sich in den vorangegangenen Abschnitten herausgestellt hat, dass die Variation der Hintergrundfelder einen starken Einfluss auf die Temperaturfluktuationen zeigt, werden im Folgenden immer alle 16 Läufe mit unterschiedlichen Hintergrundfeldern der beiden Jahreszeiten betrachtet.

7.3.1 Verhältnis der Amplituden

Wie schon in Kapitel 6 für die Beobachtungen wird im Folgenden das Winter-Sommer-Verhältnis der Temperaturfluktuationen aus der Simulation (Abb. 7.8) betrachtet. Durch die Benutzung der jeweils 16 verschiedenen Hintergrundfelder sind insgesamt bei der Verhältnisbildung 256 Kombinationen möglich, über die gemittelt wird. Das Ergebnis für die gesamte Simulation ist in der türkisen Linie in Abbildung 7.9 dargestellt. Bis 80 km ist eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen (blaue Linie) zu finden. Darüber sorgt der Einbruch

der Fluktuationen im Sommer in der Simulation für eine zunehmende Differenz zwischen den beiden Kurven (maximales Winter-Sommer-Verhältnis von 6 in 80 km). Dies ist in den Beobachtungen nicht zu finden. Eine mögliche Erklärung könnte sein, dass oberhalb von 75 km die in der Simulation angewendete lineare, ungesättigte Schwerewellentheorie aufgrund von Sättigung der Wellen nicht mehr gültig ist. Ein weiterer Grund für die Unterschiede ist möglicherweise, dass die Generierung von Schwerewellen in der Mesosphäre in der Simulation komplett fehlt. Die ansonsten gute Übereinstimmung von Simulation und Beobachtung unterhalb von 80 km zeigt andererseits auch, dass die Simulation im Großen und Ganzen realistisch und damit ein geeignetes Werkzeug für weitere Untersuchungen ist.

Zuerst wird die gleiche Analyse wie bei den Beobachtungen (Abschnitt 6.1.2) durchgeführt, um Einfluss von Temperatur- und Dichtehintergrundfeld auf die Fluktuationen in der Simulation zu bestimmen. Vergleicht man die drei Terme (Temperatur, Brunt-Väisälä-Frequenz und Exponentialterm), so sind die resultierenden Winter-Sommer-Verhältnisse sehr ähnlich (vgl. Beobachtung: Abb. 6.4 und Simulation: Abb. 7.9). Somit ergibt sich auch für das Gesamtergebnis $T'(z)$ eine gute Übereinstimmung zwischen den Berechnungen aus Beobachtung und aus der Simulation. Das heißt, dass Dichte- und Temperaturhintergrundfelder die grobe Struktur des Winter-Sommer-Verhältnisses widerspiegeln.

Wie schon oben erläutert, lassen sich weitere Terme in der Simulation untersuchen. Zum einen die Anzahl der Wellen und zum anderen auch die Auswirkung der Filterung auf die Wellenparameter. Die saisonal unterschiedliche Filterung schlägt sich schon in der Anzahl der Wellen nieder (Abb. 7.2). Im Sommer gibt es zwischen 25 und 80 km weniger Wellen als im Winter, was gut zu der Vorstellung passt, dass die gesamten Temperaturfluktuationen kleiner werden je weniger Wellen vorhanden sind. Zudem werden bei der Filterung, wie in Abbildung 7.1 zu sehen ist, unterschiedliche Teile des Spektrums gefiltert. Benutzt man nun die mit der WKB-Approximation berechnete Gleichung (2.22) (rechter Teil) für ungedämpfte, lineare Schwerewellen, so beinhaltet dieser gegenüber Gleichung (6.1) noch zusätzlich einen Term mit der intrinsischen Phasengeschwindigkeit $\hat{c}_\phi = \frac{(k^2 + l^2)}{c_\phi}$. Da es sich in der Simulation um eine Überlagerung von vielen Wellen handelt, wird der Mittelwert dieser Phasengeschwindigkeiten eingesetzt:

$$T'_*(z) \propto T'(z) \cdot \frac{1}{n(z)} \sum_{i=1}^{n(z)} \sqrt{\frac{1}{\hat{c}_{\phi,i}(z)}} \quad (7.1)$$

$$\text{mit } T'(z) = T_o(z) \cdot N(z)^{3/2} \cdot \exp\left(\int_{z_0}^z \frac{dz}{2H_\rho(z)}\right) \quad \text{aus Gl. (6.1)}$$

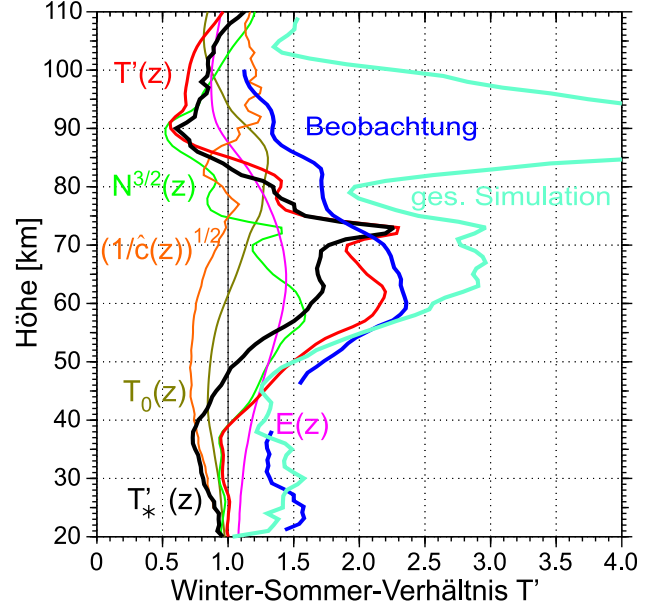


Abbildung 7.9: Verhältnis der mittleren Temperaturfluktuationen von Winter zu Sommer: Die blaue Linie stellt die Beobachtung dar und die türkise die Simulation. Die rote Linie ($T'(z)$) ist das Verhältnis, das nach einer vereinfachten Theorie aus Dichte und Temperatur berechnet wird (vgl. Abschnitt 6.1.2). Die zu $T'(z)$ beitragenden Faktoren sind mit den dünnen Linien dargestellt. Zusätzlich wird noch ein weiterer dynamischer Term berechnet (orange dünne Linie). Der Zusatzterm und $T'(z)$ ergeben $T'_*(z)$ (Gl. 7.1, schwarze Linie). Weitere Einzelheiten im Text.

Somit enthält dieser Zusatzterm den Einfluss des Windes auf die intrinsischen Phasengeschwindigkeiten und damit einen weiteren Aspekt zur Filterung. Dieser Term ist als orange Linie in Abbildung 7.9 dargestellt. Es zeigt sich, dass dieser dynamische Term ein Winter-Sommer-Verhältnis liefert, das über einen großen Bereich kleiner als eins (20–75 km) oder ungefähr eins oberhalb von 75 km ist. Die mit Gleichung (7.1) ermittelten Verhältnisse der Fluktuationen ($T'_*(z)$) als schwarze Linie) sind weiter von der gesamten Simulation und der Beobachtung (blaue und türkise Linie) entfernt als T' aus Gleichung (6.1). Dies deutet darauf hin, dass die Anzahl der Wellen sowie das saisonal unterschiedliche Wellenbrechen eine entscheidende Rolle spielt. Letztere wird im nächsten Abschnitt mit Hilfe der Simulation näher beleuchtet.

7.3.2 Unterschiede in der Brechung

In der Simulation werden konvektive und dynamische Instabilitäten unterschieden. Wie in Anhang C.1.3 erläutert wird eine Welle, wenn sie eines der Kriterien verletzt, so weit gebrochen, d.h. ihre Amplitude reduziert, dass sie dieses gerade nicht mehr erfüllt. Deshalb wird im Folgenden nicht nur die Anzahl der Instabilitäten im Winter und Sommer verglichen, sondern auch die Stärke. Letztere ist natürlich davon abhängig, wie in der Simulation die Brechung durchgeführt wird.

Wie schon bei den Fluktuationen wird wieder über die Ergebnisse aller 16 Hintergrundfelder gemittelt. In Abbildung 7.10 ist die mittlere Anzahl der Instabilitäten pro Zeitschritt in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt. Hier ist jeweils ein Vergleich von konvektiven bzw. dynamischen Instabilitäten im Winter bzw. Sommer zu sehen. Es fällt auf, dass in beiden Jahreszeiten wesentlich mehr konvektive als dynamische Instabilitäten auftreten (etwa dreimal mehr). In der Höhenverteilung zeigen sich starke Unterschiede zwischen Winter und Sommer. Im Winter gibt es ein Maximum der konvektiven Instabilitäten bei ca. 75 km und eines oberhalb von 90 km. Im Sommer gibt es hingegen nur das untere Maximum. Bei den dynamischen Instabilitäten finden sich sehr ähnliche Strukturen wie bei den konvektiven. Das Fehlen des zweiten Maximums im Sommer hängt wohl damit zusammen, dass durch die niedrigere Mesopausenhöhe im Sommer oberhalb von 90 km die statische Stabilität in der

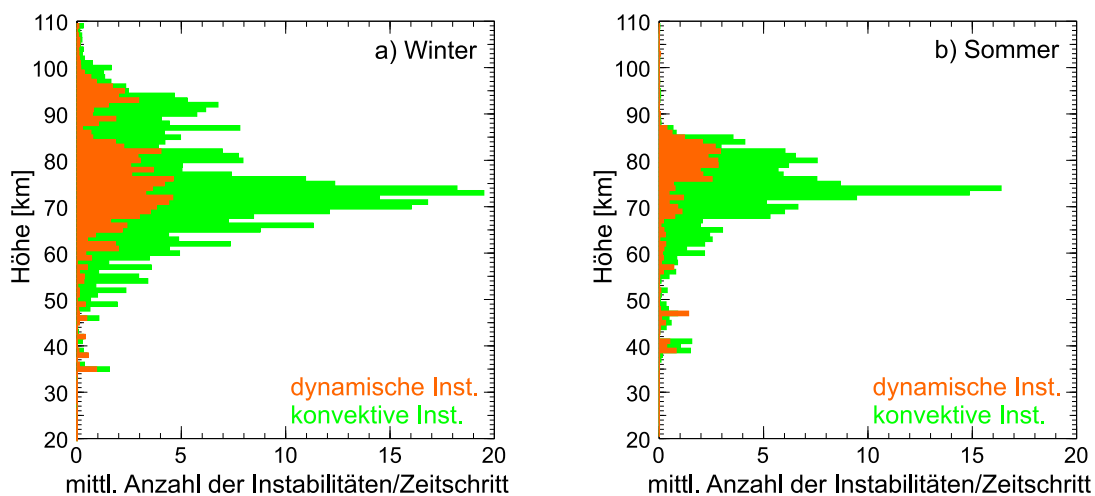


Abbildung 7.10: Mittlere Anzahl der konvektiven und dynamischen Instabilitäten pro Zeitschritt in der Simulation für a) Winter und b) Sommer aus je 16 Läufen mit verschiedenen Hintergrundfeldern

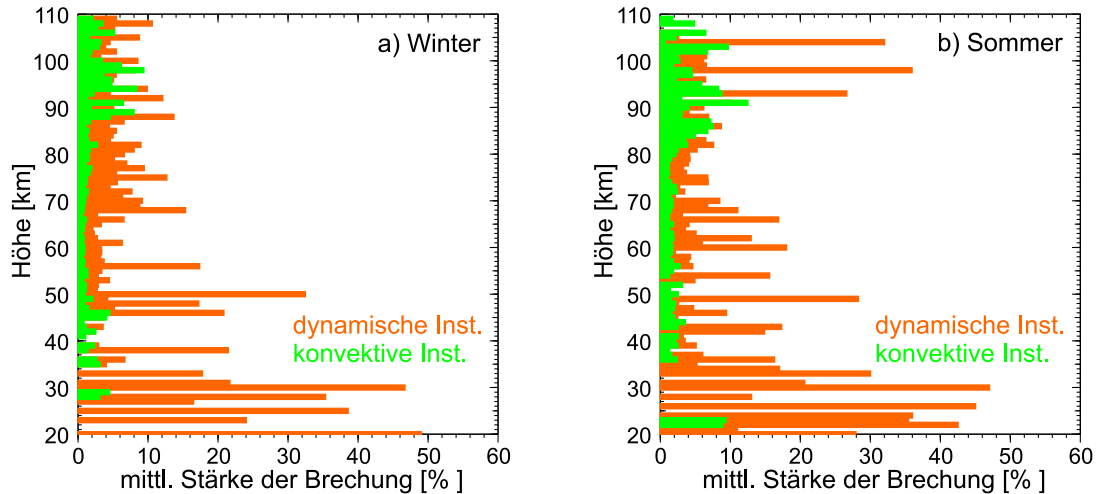


Abbildung 7.11: Mittlere Stärke der Brechung bei konvektiven und dynamischen Instabilitäten für a) Winter und b) Sommer

Thermosphäre so groß ist, dass die Instabilitätskriterien nicht mehr verletzt werden.

Betrachtet man nun die Brechungsstärke für beide Instabilitätstypen, so fällt auf, dass die Stärke der Brechereignisse jahreszeitlich und je nach Instabilitätstyp unterschiedlich ist. In Abbildung 7.11 ist der prozentuale Anteil der dissipierten Amplitude als Mittel über alle Ereignisse dargestellt. Die dynamischen Instabilitäten sind im Mittel zwar seltener, aber ihre Wirkung auf die Amplitude ist wesentlich stärker (10% im Sommer bzw. 9% im Winter im Mittel über den gesamten Höhenbereich und nahezu 50% in Einzelereignissen). Bei konvektiven Instabilitäten werden von der Wellenamplitude etwa 3% im Sommer bzw. 2% im Winter dissipiert. Im Sommer wird also geringfügig stärker gebrochen. Betrachtet man nun die Unterschiede mit der Höhe so fällt auf, dass der Höhenverlauf der konvektiven Instabilitäten in beiden Jahreszeiten ähnlich ist, mit den stärksten Brechereignissen oberhalb von 85 km. Bei den dynamischen Instabilitäten ist das Bild wechselhafter. Unterhalb von 65 km und oberhalb von 90 km sind die Brechereignisse bei dynamischen Instabilitäten im Sommer stärker als im Winter, dazwischen sind sie im Winter stärker. Dies deckt sich auch mit dem resultierenden Winter-Sommer-Verhältnis: Die maximalen Unterschiede werden in 65 km Höhe erreicht, wenn man den oben schon diskutierten problematischen Höhenbereich oberhalb von 80 km ausklammert.

7.4 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass die lineare Schwerewellen-Simulation eine Möglichkeit bietet, um die Beobachtungen besser zu interpretieren. Dabei muss aber immer bedacht werden, dass in der Simulation Annahmen gemacht werden müssen, z.B. über die Quelle oder die Beschreibung des Brechens. Außerdem handelt es sich bei der zugrunde gelegten Theorie um die lineare Theorie für ungesättigte Schwerewellen, was die schon in Kapitel 2 und dem Anhang A.1 vorgestellten Einschränkungen, wie z.B. hydrostatisches Gleichgewicht und Boussinesque-Approximation, mit sich bringt. Alternativ wären für die nähere Charakterisierung der Schwerewellenquelle Raytracing-Rechnungen vorteilhaft [z.B. *Dunkerton und Butchart*, 1984; *Eckermann*, 1992]. Um das Verhalten von Wellen genau zu untersuchen, sind Studien von Einzelwellen notwendig [z.B. *Achatz*, 2005, 2007]. Der Vorteil

der hier angewandten linearen Theorie liegt darin, dass mit geringem Rechenaufwand viele Wellen benutzt und die Wechselwirkungen untereinander betrachtet werden können.

Trotz der gerade erwähnten Einschränkungen sind die resultierenden Wellenstrukturen weitgehend in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen, d.h. die gemachten Annahmen scheinen im Großen und Ganzen realistisch zu sein. Aus der Simulation an sich und aus dieser grundsätzlichen Übereinstimmung zwischen Simulation und Beobachtung lassen sich folgenden Ergebnisse ableiten:

- Die resultierenden Wellenstrukturen in der Simulation wie in der Beobachtung zeigen nur 2–3 dominierende Moden, die aber nicht durch Einzelwellen mit besonders großen Amplituden erzeugt werden, sondern durch die konstruktive bzw. destruktive Überlagerung aller Wellen: Das bedeutet, dass die dominierenden Moden, die auch in den Beobachtungen zu finden sind, keine Eigenschaften einzelner Schwerewellen darstellen. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass sich z.B. die saisonalen Unterschiede in den Eigenschaften der Einzelwellen auch in denen der dominierenden Moden wiederzufinden sind.
- Auch die beobachteten Wellenstrukturen ergeben sich sehr wahrscheinlich aus der Überlagerung einer Vielzahl an Wellen.
- Etwa 100 Wellen in der Quelle ergeben stark vom Zufall abhängige Wellenstrukturen in der Simulation, bei den hier benutzten 1000 Wellen tritt dieses Problem nicht auf.
- Die Veränderung der Hintergrundfelder hat über Filterung und Brechung einen wesentlichen Einfluss auf die Wellenstrukturen, die Veränderung der Zufallszahlen, die die Quelle bestimmen, hingegen nicht.

Ferner hat sich zum einen in der Simulation eindeutig eine jahreszeitliche Abhängigkeit der vertikalen Wellenlängen gezeigt. Obwohl sie auch theoretisch zu erwarten ist, ist sie nicht in den Beobachtungen zu finden. Um zu prüfen, ob diese realistisch ist, wären weitere Beobachtungen vor allem im Winter notwendig sowie eine Auflösung aller vertikalen Wellenlängen kleiner als 5 km. Zum anderen ergab sich für die Temperaturfluktuationen, dass der Einfluss von Temperatur und Dichte ähnlich groß wie bei den Beobachtungen ist. Mit Hilfe der Simulation zeigte sich weiterhin, dass Filterung und Brechen im Winter und Sommer unterschiedlich sind. Dabei gibt es sowohl Prozesse, die ein Winter-Sommer-Verhältnis kleiner als eins als auch größer als eins produzieren. Zu ersteren gehört die Wirkung der Filterung auf die Schwerewellenparameter (Zusatzterm in Gl. 7.1) und die Anzahl der Brechereignisse (Abb. 7.10). Zu letzteren zählt die Anzahl der Wellen (Abb. 7.2) und die Stärke der Brechereignisse (Abb. 7.11). Die unterschiedlichen Effekte von Filterung und Brechung für das Winter-Sommer-Verhältnis der Temperaturfluktuationen sind mit Hilfe der Simulation differenziert gezeigt worden.

Für weitere Simulationen ist die Wahl der Quelle ein offener Punkt. Dazu wären Raytracing-Rechnungen zur genaueren Bestimmung der Quelleneigenschaften notwendig. Zur Zeit induziert die Normierung der Amplituden (Konstanz der kinetischen Wellenenergie) in der Quelle einen Winter-Sommer-Unterschied, der bei einem Faktor 1,5 liegt (Details siehe Anhang C.1.3). Ähnlich wie in der benutzten Schwerewellensimulation wurde in einer Studie von *Alexander* [1998] jedoch gezeigt, dass die Winter-Sommer-Unterschiede in der Amplitude auch ohne Variation in der Quelle entstehen. Daher ist es unwahrscheinlich, dass die Quelle die Hauptursache für die beobachteten bzw. simulierten großen Unterschiede der Temperaturfluktuationen im Winter und Sommer in der Mesosphäre ist.

Kapitel 8

Jahresgang der Schwerewellencharakteristika

Nach den ausführlichen Vergleichen und Analysen der Schwerewellenaktivität im Winter und Sommer in den zwei vorangegangenen Kapiteln erfolgt in diesem eine Betrachtung der Schwerewellenparameter im kompletten Jahr. Dies bedeutet, dass alle 236 Messungen mit einer Mindestdauer von 3 h in die Analysen einfließen. Details zur Verteilung der Messungen über die Monate und auf die verschiedenen Jahre sind in Tabelle B.2 zu finden. Für Winter werden wie zuvor die Monate November, Dezember und Januar benutzt, für Sommer sind es Juni und Juli. Für Frühjahr und Herbst verbleiben somit vier bzw. drei Monate zur Mittelung. Neben den Temperaturfluktuationen und vertikalen Wellenlängen wird die potentielle Energie betrachtet. Außerdem wird die Windfilterung im Verlauf der Jahreszeiten anhand der ECMWF-Daten näher untersucht. Ergänzende Abbildungen finden sich in Anhang D.1.

8.1 Temperaturfluktuationen und potentielle Energie

In diesem Abschnitt werden die Temperaturfluktuationen und die potentielle Energie pro Masse in Abhängigkeit von der Saison und der Höhe dargestellt. Dabei wird der Höhenbereich von 25 bis 100 km betrachtet. Die potentielle Energie, auch Energiedichte genannt, wurde als gebräuchliche zusätzliche Größe gewählt, um weitere Vergleiche mit anderen Lidarmessungen durchführen zu können [z.B. *Wilson et al.*, 1991b].

Die Temperaturfluktuationen sind im Jahresgang in Abbildung 8.1 gezeigt. Dabei wurde für die Berechnung der Fluktuationen wie beim Winter-Sommer-Vergleich eine Beschränkung der Daten auf 3–5 h vorgenommen. Um ein durchgängiges Bild zu erhalten, wurden die 236 Messungen über ± 15 Tage und ± 2 km mit einem Hanning-Filter geglättet. Unterhalb von 35 km und oberhalb von 95 km sind kaum saisonale Unterschiede zu sehen. Im Bereich dazwischen ist der bereits aus Kapitel 6 bekannte Unterschied zwischen Winter und Sommer zu erkennen: Im Winter sind die Werte mehr als doppelt so hoch wie im Sommer. Dagegen sind im Frühjahr und Herbst die Temperaturfluktuationen ähnlich und liegen mit ihren Werten zwischen Winter und Sommer. Für eine bessere Vergleichbarkeit mit anderen Messungen sind im Anhang D.1.1 auch der Jahresgang der potentiellen Energie pro Masse und pro Volumen dargestellt. Sie zeigen ein ähnliches Verhalten im Verlauf des Jahres.

Die Monatsmittelwerte der Temperaturfluktuationen werden ebenfalls im Anhang D.1.2 dargestellt und näher diskutiert. Es hat sich herausgestellt, dass sich ähnlich wie bei den Temperaturen (siehe Abschnitt 4.2.3), im Frühjahr und Herbst die Temperaturfluktuationen

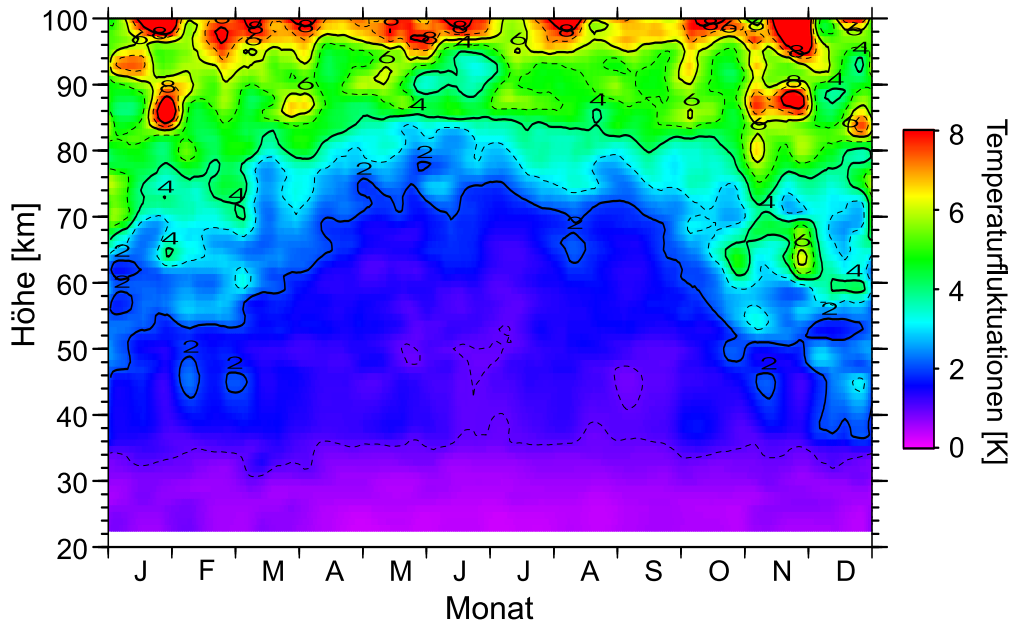


Abbildung 8.1: Jahresgang der Temperaturfluktuationen aller Messungen von 3–5 h zwischen 20 und 100 km mit einer Glättung mit Hanning-Filter von ± 15 Tagen und ± 2 km

erst in der Mesosphäre verändern und erst anschließend in der Stratosphäre.

Neben den Temperaturfluktuationen ist die potentielle Energie pro Masse eine weitere gebräuchliche Größe zur Beschreibung der Schwerwellenaktivität. Sie wird nach Gleichung (2.19) berechnet. Da diese Größe einer sehr hohen Variabilität über die Höhe und mit der Saison unterliegt, werden im Folgenden nur gemittelte Werte benutzt.

In Abbildung 8.2a wurden die Daten jeder Einzelmessung über den Höhenbereich 55–65 km mit einem Hanning-Filter gemittelt (schwarze Punkte). Außerdem sind daraus noch

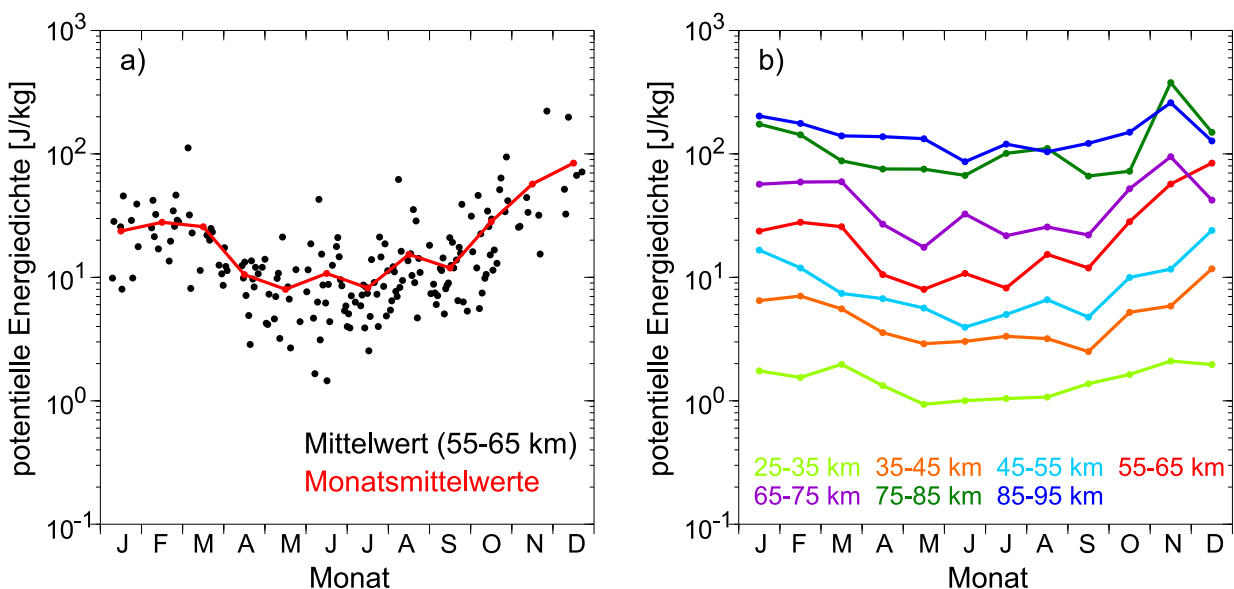


Abbildung 8.2: Potentielle Energien pro Masse gemittelt über 10 km (Hanning-Filter). a) Einzelhöhe zwischen 55–65 km: Die schwarzen Punkte stellen die Ergebnisse der einzelnen Messungen dar. In rot sind die Monatsmittelwerte gezeigt. b) Verschiedene Höhenintervalle als Monatsmittelwerte.

Monatsmittel (rote Punkte und Linien) berechnet. Einzelmessungen zeigen trotz der vertikalen Mittelung noch eine erhebliche Streuung von Messung zu Messung um etwa eine Größenordnung. Es ist aber wie in den Monatsmittelwerten ein Jahresgang mit Maximum im Winter zu erkennen. Dabei sind die potentiellen Energien im Winter rund eine Größenordnung größer als im Sommer.

Betrachtet man nun Ergebnisse für verschiedene Höhenintervalle (Abb. 8.2b) so sieht man den Anstieg der potentiellen Energiedichten. Dies ist aufgrund der mit der Höhe zunehmenden Temperaturfluktuationen auch zu erwarten. Sie wachsen zwischen 30 und 90 km um zwei Größenordnungen an. Die größten saisonalen Unterschiede werden in etwa 60 km Höhe beobachtet, sowohl darüber als auch darunter werden die Unterschiede mehr oder weniger kontinuierlich kleiner. In den Höhen oberhalb von 65 km finden sich Hinweise auf einen halbjährlichen Anteil. Zieht man aber die Variabilität der Einzelwerte (Abb. 8.2a) mit in Betracht, so geht dieser Anteil darin unter.

Um die saisonalen Unterschiede noch weiter herauszuarbeiten, werden mittlere Profile für die verschiedenen Jahreszeiten berechnet (Abb. 8.3). Dabei wurde die potentielle Energie pro Volumen benutzt, die den Vorteil hat, dass sie höhenkonstant ist, wenn sich die Wellen ungedämpft ausbreiten (vgl. Abschnitt 2.3.4). Wie schon bei der Energie pro Masse zeigt sich dass, dass im Winter im ganzen Höhenbereich größere Werte in der potentiellen Energie pro Volumen vorherrschen als im Sommer. Die kleinsten saisonalen Unterschiede finden sich um 35 km und oberhalb von 90 km. Frühjahr und Herbst liegen zwischen diesen beiden Extrema aus Winter und Sommer und sind beide sehr ähnlich. Eine ungedämpfte Ausbreitung der Wellen findet nur im Sommer und Herbst unterhalb von 40 km statt, d.h. die potentielle Energie pro Volumen ist annähernd höhenkonstant. Außerdem zeigt sich im Sommer zwischen 60 und 85 km die schwächste Dämpfung in der Mesosphäre, die sich schon in der Analyse der Temperaturfluktuationen in Abschnitt 6.1.1 gezeigt hat.

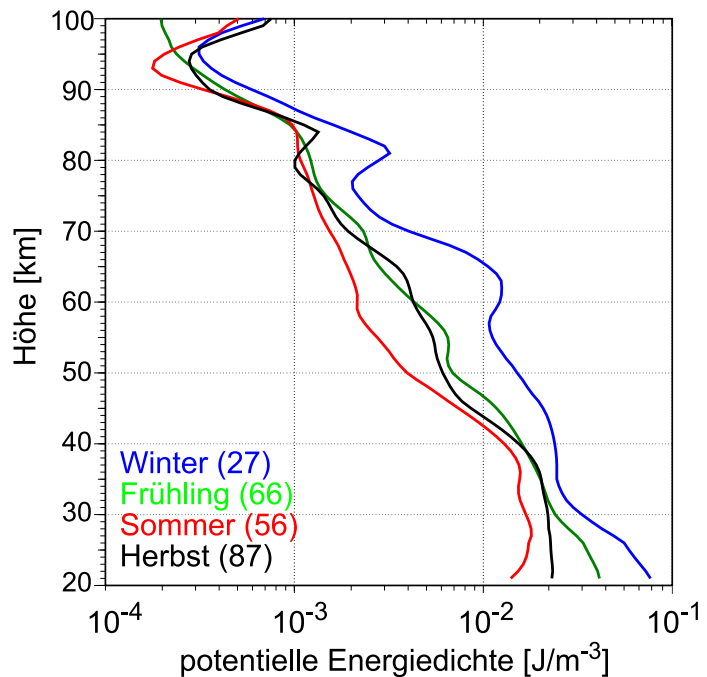


Abbildung 8.3: Potentielle Energien pro Volumen in verschiedenen Jahreszeiten. Dabei wurden die Daten jeweils über ± 5 km geglättet (Hanning-Filter).

8.2 Einfluss des Windes auf die Temperaturfluktuationen

Wie im Kapitel zuvor mit Hilfe der Simulation demonstriert wurde, ist die Filterungswirkung des Windes je nach Jahreszeit sehr unterschiedlich. Um diesen Effekt auf saisonaler Basis weiter zu untersuchen, werden im Folgenden die ECMWF-Winde herangezogen. In Abbildung 8.4 sind Saisonmittel von Zonal- und Meridionalwind dargestellt. Die durchgezogenen Linien sind Mittelwerte aus allen Nächten mit Lidar-Messung. Als gestrichelte Linie

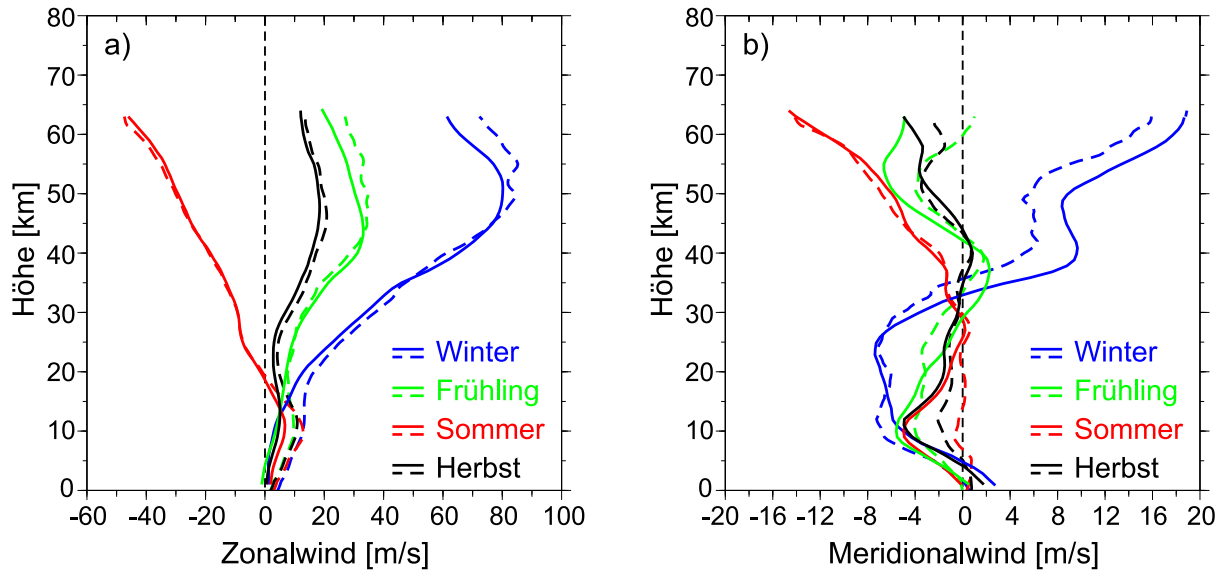


Abbildung 8.4: Saisonale Mittelwerte aus ECMWF-Daten um 0 UT für a) Zonal- und b) Meridionalwind. Die durchgezogenen Linien sind die saisonalen Mittelwerte für alle Profile mit gleichzeitiger Lidarmessung, die gestrichelten Linien die saisonalen Mittelwerte aller Nächte der Jahre 2002 bis 2006.

ist der Mittelwert aller ECMWF-Daten um 0 UT der Jahre 2002 bis 2006 dargestellt. Der Vergleich dieser Daten ermöglicht eine Aussage darüber, ob die Messungen, die ja nur in klaren Nächten stattfinden können, im mittleren Wind repräsentativ sind oder ob vielleicht nur in speziellen Wetterlagen bzw. Windsituationen gemessen wurde. Der Zonalwind in beiden Datensätzen ist sehr ähnlich, der Meridionalwind zeigt etwas größere Unterschiede. Die insgesamt gute Übereinstimmung zwischen dem Mittel aller Nächte und dem aus den Messnächten lässt den Schluss zu, dass der Zonal- und Meridionalwind während der Messungen typisch für den allgemeinen Zustand sind. Jahreszeitlich sind im Zonal- und Meridionalwind die größten Unterschiede zwischen Winter und Sommer zu finden. In den Übergangsjahreszeiten ist Zonalwind um einiges schwächer. Der Meridionalwind ist insgesamt schwächer als der Zonalwind und zeigt zudem die geringsten Werte im Frühjahr und Herbst.

Die jahreszeitlich unterschiedlichen Winde sorgen für unterschiedliche Filterung der Wellen. Für die nun folgende Analyse zum Zusammenhang der Temperaturfluktuationen mit dem Wind wird von der Annahme ausgegangen: Je größer die Differenz zwischen Windmaximum und -minimum in einem Profil ist, desto mehr Wellen werden gefiltert. Dies gilt sowohl für den Zonal- als auch für den Meridionalwind. In Abbildung 8.5 ist nun diese Winddifferenz aus dem Höhenbereich 0–55 km in jeder Messnacht gegen die Temperaturfluktuationen in 55 km aufgetragen. Um einen möglichst großen Höhenbereich mit Filterung darunter abzudecken, wurde eine Höhe in der unteren Mesosphäre ausgewählt. Denn nur bis dorthin gibt es ECMWF-Daten. Die Wahl einer anderen Höhe verändert die im Folgenden beschriebenen Ergebnisse nicht wesentlich. Es ist keine erkennbare Korrelation zwischen der Größe der Winddifferenz und den Temperaturfluktuationen zu sehen. Dies gilt für alle Jahreszeiten und sowohl für Zonal- als auch für Meridionalwind. Es ist sogar auffällig, dass gerade für die größten Temperaturfluktuationen auch im Wind die größten Unterschiede zu finden sind. Die einfache Vorstellung, dass eine sehr große Winddifferenz viel Wellenfilterung verursacht und damit zu kleinen Temperaturfluktuationen führen, nicht haltbar.

Vergleicht man die Jahreszeiten untereinander, so zeigt sich im Sommer die geringste Va-

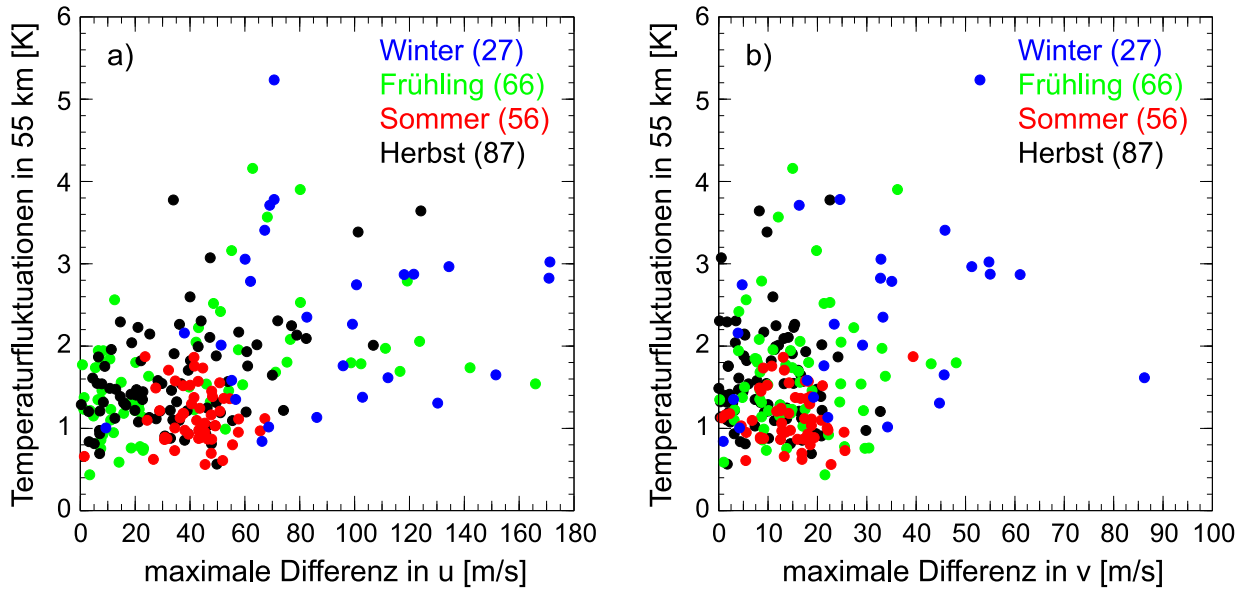


Abbildung 8.5: Zusammenhang zwischen maximaler Differenz der Windstärken und Temperaturfluktuationen in 55 km für a) Zonal- und b) Meridionalwind. Die Winde wurden für 0 UT aus ECMWF genommen. Die Jahreszeiten sind farblich gekennzeichnet.

riation in beiden Größen. Im Winter ist die Variabilität am höchsten, wobei im Zonalwind dies im Frühjahr und Herbst nicht viel geringer ist. Letzteres hängt wohl damit zusammen, dass in diesen Zeiten die Windumstellung stattfindet und somit eine hohe Variabilität des Windes von Messung zu Messung im Wind üblich sind. Noch dazu gibt es in diesen Übergangsjahreszeiten bei den Temperaturfluktuationen sowohl noch typische Sommer- als auch Winterzustände.

Eine ebenfalls fehlende Korrelation ist auch bei der Betrachtung der Transmission (Berechnung vgl. Kap. 5) in Kombination mit den Temperaturfluktuationen zu finden (nicht gezeigt). Die fehlende Korrelation zwischen den Größen kann verschiedene Ursachen haben: Zum einen ist unklar, ob alle Wellen bei ihrer Entstehung die gleiche Amplitude besitzen und ob die Phasengeschwindigkeiten bzw. Ausbreitungsrichtung der Wellen nicht saisonal und auch von Messung zu Messung unterschiedlich sind. Außerdem wird bei der Analyse davon ausgegangen, dass sich das Windfeld weder räumlich noch zeitlich ändert. Wellen in der Stratopausenregionen haben jedoch aufgrund ihrer von der Quelle aus zurückgelegten horizontalen Distanz möglicherweise schon ein ganz anderes Windfeld angetroffen. Außerdem werden Schwerewellen auch oberhalb der typischen Anregungshöhen (Troposphäre/untere Stratosphäre) z.B. beim Brechen von Wellen neu erzeugt.

8.3 Vertikale Wellenlängen

Neben der saisonalen Analyse der Temperaturfluktuationen sind auch die vertikalen Wellenlängen eine wichtige Eigenschaft der Schwerewellen. Durch den großen Höhenbereich, der durch die Messungen abgedeckt wird, ist die Analyse der vertikalen Wellenlängen besonders gut möglich. In Abschnitt 5.1.2 wurden mit Hilfe von Wavelet-Spektren bis zu drei dominierende vertikale Wellenlängen in jeder Höhe ermittelt. In Abbildung 6.5 wurde im Höhenbereich 40–60 km für Winter und Sommer gezeigt, dass kürzere vertikale Wellenlängen (<22 km) häufiger vorhanden sind als längere. Ein ähnliches Bild ergibt sich auch für

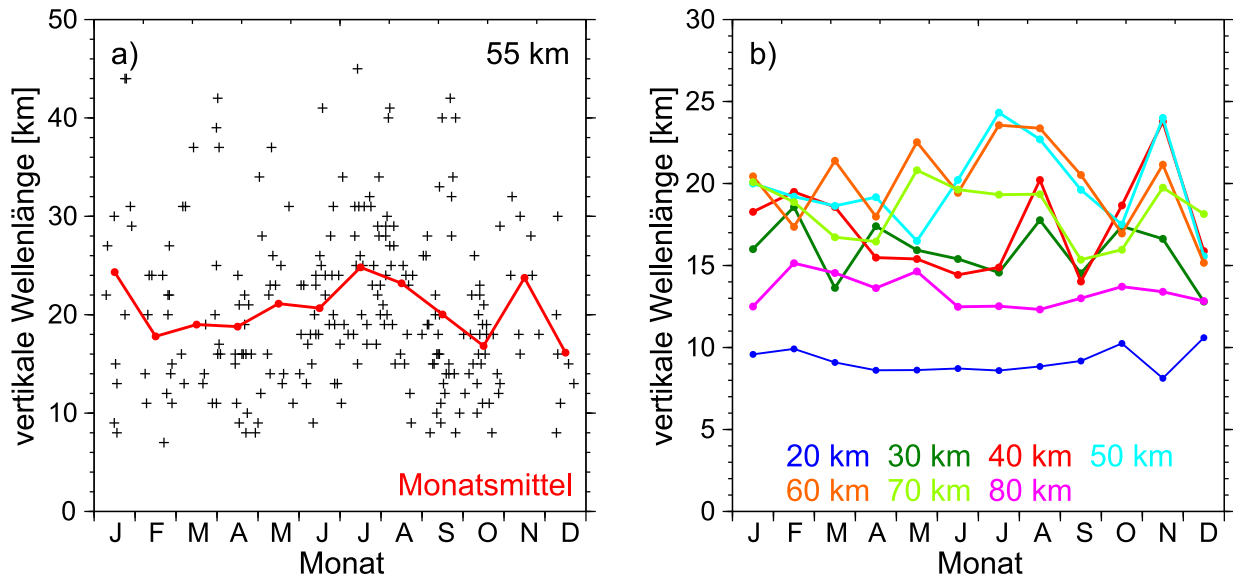


Abbildung 8.6: Dominierende vertikale Wellenlänge: a) Einzelhöhe in 55 km: Die schwarzen Punkte stellen die Ergebnisse der einzelnen Messungen dar. Die Monatsmittelwerte sind in rot gezeigt. b) Verschiedene Höhen zwischen 20 und 80 km dargestellt als Monatsmittelwerte. Bitte die unterschiedliche y-Achse beachten.

Frühjahr und Herbst (nicht gezeigt) Für die weitere Betrachtung der saisonalen Abhängigkeit wird im Folgenden nur die stärkste vertikale Wellenlänge in jeder Höhe betrachtet. In Abbildung 8.6a ist für 55 km die dominierende vertikale Wellenlänge im Verlauf des Jahres dargestellt. In allen Jahreszeiten gibt es Werte zwischen etwa 7 km und 45 km, d.h. praktisch über den komplett möglichen Messbereich. Die mittlere vertikale Wellenlänge liegt bei etwa 20 km. Insgesamt ist keine saisonale Abhängigkeit der vertikalen Wellenlängen zu erkennen (vgl. Monatsmittelwerte in rot), obwohl dies nach Gleichung (6.2) zu erwarten wäre. Es ist zu vermuten, dass aufgrund der relativ schlechten Messstatistik im Winter dieser Effekt im Rahmen der natürlichen Variabilität nicht nachzuweisen ist. Zusätzlich können zur Zeit vertikale Wellenlängen kleiner als 5 km in den Messungen nicht in allen Höhen aufgelöst werden.

Diese fehlende saisonale Abhängigkeit gilt für alle Höhen (Abb. 8.6b). Durch die Randeffekte in der Wavelet-Analyse ergibt sich eine scheinbare Höhenabhängigkeit der Mittelwerte der dominierenden vertikalen Wellenlänge. Die Mittelwerte werden zu den Rändern der Messung hin kleiner. Dies ist jedoch ein analysetechnischer bedingter Effekt, denn je näher man an den oberen bzw. unteren Rand der Messung kommt, desto weniger und desto kürzere Wellenlängen sind überhaupt noch bestimmbar (vgl. Abb. 5.6a). Es sind also nur zwei Höhen direkt miteinander vergleichbar, die gleich weit vom oberen bzw. unteren Rand der Messung weg sind (20 km mit 80 km Höhe, 30 km mit 70 km Höhe und 40 km mit 60 km). Hier zeigt sich, dass in den größeren Höhen die Mittelwerte der vertikalen Wellenlängen so gut wie immer etwas größer sind. Dies ist in guter Übereinstimmung mit Gleichung (6.2), nach der die vertikale Wellenlänge wie auch die Phasengeschwindigkeit in der Mesosphäre grundsätzlich größer sind als in der Stratosphäre aufgrund der geringeren statischen Stabilität. Beide Abhängigkeiten konnten mit den Messungen gezeigt werden (s. a. Abschnitt 6.3).

Die zu der dominierenden vertikalen Wellenlänge in der Wavelet-Analyse ermittelte Amplituden sind als Monatsmittelwerte für verschiedene Höhen in Abbildung 8.7 zu sehen. Sie werden herangezogen, um den Jahresgang zu studieren. Hier ist die auch für die Gesamttemperaturfluktuationen typische Abhängigkeit von der Höhe und der Saison zu erkennen. In 20 km sind die Amplituden sehr klein (ca. 1 K) und zeigen keinen eindeutigen Jahresgang. Insgesamt nehmen die Amplituden mit der Höhe zu und zeigen zwischen 30 und 80 km eindeutig eine jährliche Variation mit maximalen Werten im Winter. Die teilweise etwas kleineren Amplituden im Dezember und Januar im Vergleich zu November und Februar sind wahrscheinlich nicht geophysikalisch bedingt sondern ein Resultat der geringen Anzahl an Messungen (siehe auch Messstatistik in Anhang B.1).

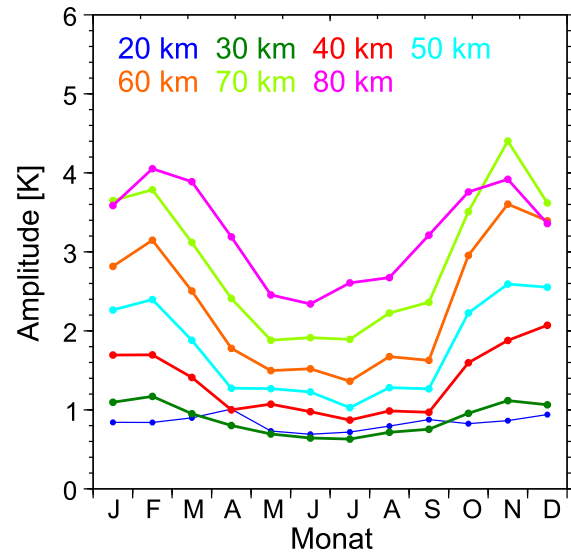


Abbildung 8.7: Amplituden der dominierenden vertikalen Wellenlänge in verschiedenen Höhen als Monatsmittelwerte

8.4 Diskussion

Beim Vergleich der zuvor dargestellten Ergebnisse mit anderen Messungen ergeben sich wie schon in der Diskussion zum Winter-Sommer-Vergleich in Abschnitt 6.4 erläutert einige Probleme. Zum einen ist der Vergleich mit anderen Messmethoden schwierig, da sie unterschiedliche Teile des Schwerewellenspektrums auflösen. Zum anderen gibt es keine Lidarmessungen, die einen so großen Höhenbereich umfassen. Wie schon im Kapitel 6 werden folgende Messungen aus mittleren Breiten zur Diskussion verwendet: die RMR-Lidarmessungen aus Südfrankreich (Haute-Provence, 44° N, 6° O, und Biscarosse, 44° N, 1° W), aus Wales (Aberystwyth, 52° N, 4° O) und aus Kanada (Toronto, 44° N, 80° W) [Wilson et al., 1991b; Mitchell et al., 1991; Whiteway und Carswell, 1995] und für die Mesopausenregion die Natrium-Lidar-Messungen aus den USA (Urbana, 40° N, 88° W) [Gardner und Voelz, 1987]. Dort gab es auch ein einige RMR-Messungen [Gardner et al., 1989]. Außerdem werden Satelliten- und Raketenmessungen diskutiert.

Für die vertikalen Wellenlängen gibt es nur Messungen, die Ausschnitte aus dem hier analysierten Spektrum beinhalten. Aus diesem Grund wird auf einen Vergleich der Absolutwerte verzichtet. In den Lidarmessungen von Gardner und Voelz [1987] und Gardner et al. [1989] wurde auch wie in den hier vorgestellten Daten keine saisonale Abhängigkeit gefunden. Aus den Daten des zweiten Flugs von CRISTA (August 1997) ergab sich hingegen, dass die dominierende vertikale Wellenlänge in 25 km Höhe bei Winterbedingungen (Südhemisphäre) mit 14 km um etwa 2 km größer als bei Sommerbedingungen (Nordhemisphäre) ist [Ern et al., 2004]. Dies ist aber nicht grundsätzlich ein Widerspruch, da die Unterschiede nicht ausschließlich als saisonal zu interpretieren sind. Hier ist davon auszugehen, dass durchaus verschiedene Quellen von Schwerewellen in Nord- und Südhemisphäre eine Rolle spielen können.

Da sich grundsätzlich für die Temperaturfluktuationen und die daraus berechnete potentielle Energie große Ähnlichkeiten im Jahresgang ergeben haben, werden sie im Folgenden

gemeinsam als Schwerewellenaktivität diskutiert. Bevor der Jahresgang der Schwerewellenaktivität mit anderen Messungen verglichen wird, werden kurz noch zwei in letzter Zeit diskutierte Aspekte beleuchtet: 1) das Konzept der Turbopause [Offermann *et al.*, 2006b] und 2) die Korrelation zwischen NLC und Schwerewellenaktivität [z.B. Gerding *et al.*, 2007a].

Für die Änderung der Temperaturfluktuationen wurde von Offermann *et al.* [2006b] das Konzept der Wellen-Turbopause eingeführt. Diese Wellen-Turbopause ist dabei die Höhe, in der die Temperaturfluktuationen mehr oder weniger schlagartig von einem langsamen Anstieg unterhalb dieser Höhe in einen starken Anstieg darüber übergehen. Anhand von Satelliten-Daten von SABER und CRISTA wurde eine starke saisonale und von der Breite abhängige Variation dieser Höhe gefunden (85–105 km bei etwa 54° N). Da die hier gezeigten Lidardaten bis 105 km reichen ermöglichen sie zumindest teilweise eine Überprüfung des Konzepts. In den Monatsmitteln und den Einzelmessungen der Temperaturfluktuationen ist zwischen April und September ein solcher Übergang zu finden (Abb. D.2b und 6.1b). Dieser stimmt wie auch bei Offermann *et al.* [2006b] in diesen Monaten in mittleren Breiten gut mit der Mesopausenhöhe (etwa 87 km) überein. Deshalb stellt sich die Frage, ob die starke Änderung der Temperaturfluktuationen nicht aufgrund der in der Thermosphäre vorherrschenden hohen statischen Stabilität und dem damit verbundenen ungestörten exponentiellen Wachstum der Fluktuationen zustande kommt. In den übrigen Monaten (Oktober–März) ist eine Art Turbopause in den Lidardaten nicht zu erkennen. Dies kann im Winter (November–Januar) daran liegen, dass sie am oberen Ende des Messbereichs erscheinen sollte (ca. 105 km). In den Monaten Februar, März und Oktober sollte die Turbopause nach Offermann *et al.* [2006b] am niedrigsten von allen Monaten liegen (bei etwa 85 km). Dies ist in den hier beschriebenen Daten nicht zu sehen. Das Turbopausen-Konzept scheint sich also in den Lidardaten nicht wiederzufinden.

Für die Sommermessungen wurde die Schwerewellenaktivität noch getrennt zwischen Nächten mit und ohne NLC betrachtet. Dabei konnten keine wesentlichen Unterschiede (20–100 km) zwischen den beiden Klassen von Nächten festgestellt werden [Gerding *et al.*, 2007a]. Dies ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Schöch [2007]. Über der Station ALOMAR (69° N) konnte dabei kein Zusammenhang zwischen der Helligkeit von NLC und der Schwerewellenaktivität in der Stratosphäre ermittelt werden, wie dies für Grönland von z.B. Gerrard *et al.* [2004] gezeigt wurde.

Insgesamt ist die Schwerewellenaktivität in mittleren Breiten zwischen 20 und 100 km, wie schon in Kapitel 6 herausgearbeitet, durch eine jährliche Variation mit Maximum im Winter geprägt. Dies findet sich sowohl in anderen Lidarmessungen als auch bei Radiosonden-, Raketen- und Satellitenmessungen grundsätzlich bestätigt. Dabei zeigt sich, dass in der Mesopausenregion die Unterschiede kleiner werden [Gardner und Voelz, 1987]. Zwischen 30 und 60 km zeigen alle RMR-Lidarmessungen eine jährliche Variation mit Maximum im Winter [Gardner *et al.*, 1989; Wilson *et al.*, 1991b; Mitchell *et al.*, 1991; Whiteway und Carswell, 1995]. In Frankreich deutet sich zwischen 60 und 90 km zusätzlich eine halbjährliche Komponente in der Schwerewellenaktivität an. So entsteht ein zweites Maximum im Sommer, dessen Ursache unklar bleibt. Die Unterschiede zwischen Winter und Sommer bis zu einem Faktor 2–3 und der Übergangscharakter im Frühjahr und Herbst in Höhen zwischen 40 und 60 km sind auch in Satellitenmessungen [z.B. Wu und Waters, 1996; Ern *et al.*, 2004] und Raketenmessungen [z.B. Hirota, 1984; Eckermann *et al.*, 1995] zu sehen. Eine Analyse der SABER-Daten zeigt jedoch auch einen Halbjahresgang [Krebsbach und Preusse, 2007]. Bei 54° N ist die Interpretation der Satellitendaten problematisch, da SABER alle zwei Monate die Blickrichtung ändert und diese Breite nur bei Blickrichtung nach Norden erfasst wird. In der unteren Stratosphäre und Troposphäre ist eine sich mit abnehmender Höhe

abschwächende jährliche Variation bei immer kleineren Amplituden in der Schwerewellenaktivität in Satelliten- und Radiosondenmessungen zu finden [Allen und Vincent, 1995; Tsuda *et al.*, 2000; Wang, 2003]. Für die Mesopausenregion zeigt sich in OH-Temperaturen ähnlich wie bei manchen Satellitendaten eine eindeutige halbjährliche Variation [z.B. Offermann *et al.*, 2006a]. Die Veränderung der OH-Schicht über das Jahr, sowie deren Ausdehnung über die Höhe bringen keine völlig übereinstimmenden Temperaturen aus der OH-Schicht und aus den Lidarmessungen [vgl. She und Lowe, 1998]. Dies ist eine mögliche Ursache für die unterschiedlichen Ergebnisse in der Schwerewellenaktivität.

Als Grund für den beobachteten Jahresgang wird in sehr vielen Diskussionen die unterschiedliche Windstärke und damit verbundene Filterung angegeben [z.B. Wilson *et al.*, 1991b; Whiteway und Carswell, 1995]. Denn schon Lindzen [1981] hat mit einfachen Überlegungen gezeigt, dass die Windfilterung im Winter und im Sommer sehr unterschiedlich ist (s.a. Abschnitt 6.4). Doch ein direkter Zusammenhang zwischen der Stärke der Schwerewellenaktivität in den Lidardaten und dem Wind konnte in dieser Arbeit nicht nachgewiesen werden. Ebenso brachten einfache Transmissionsrechnungen (nicht gezeigt) wie auch bei Schöch [2007] keine klaren Zusammenhänge zwischen den beobachteten saisonalen Unterschieden in der Schwerewellenaktivität und der Transmission der Wellen. Hier ergibt sich insgesamt die Problematik, dass sich die Wellen in nicht unerheblichen Maß auch horizontal ausbreiten und somit die in der Stratosphäre über der Lidarstation beobachteten Fluktuationen nicht das lokal vorherrschende Windfeld in Troposphäre angetroffen haben. Wie in den Kapiteln zuvor gezeigt, sind Unterschiede in den statischen Hintergrundfeldern (T , ρ), bei der Filterung und dem Brechen von Wellen bei der Erklärung der jährlichen Variation sehr wichtig.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellten und ausgewerteten Messungen mit zwei Lidars (RMR-Lidar und K-Lidar) reichen von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre. Es wurde auf einen Datensatz von mehr als 230 Messnächten mit etwa 1700 Messstunden zurückgegriffen, der zum größten Teil während dieser Arbeit entstanden ist. Diese Nachtmessungen sind zwischen 3 und 15 h lang. In diesem Kapitel werden nun die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst und zum Schluss einige Anregungen für zukünftige Analysen und Messungen gegeben.

9.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Datenauswertung gliederte sich in zwei Schwerpunkte: Zum einen wurde der Jahresgang der Temperaturen (Kap. 4) analysiert, zum anderen die Wellenaktivität charakterisiert sowie diese Ergebnisse weitergehend interpretiert (Kap. 5–8). Die Besonderheit der Messungen besteht darin, dass erstmals ein sehr großer Höhenbereich (1–105 km) mit nur einer Messtechnik erfasst wurde und als konsistenter Datensatz beschrieben wurde. Zudem stellen die Messungen an einem Standort mittlerer Breite (54° N) ein Bindeglied zwischen Messungen in polaren und tropischen Breiten dar.

Temperaturen

Für die Analyse des Temperatur-Jahresgangs wurden die Mittelwerte aus allen Einzelprofilen einer Messnacht benutzt. Die wichtigsten Ergebnisse zum Jahresgang der Temperaturen sind die Folgenden:

Harmonische Analyse: Bei der Analyse des Jahresgangs mit Hilfe einer harmonischen Analyse mit jährlichem, halbjährlichem und vierteljährlichem Anteil hat sich herausgestellt, dass die jährliche Amplitude mit 5 bis 28 K in allen Höhen außer zwischen 60 und 70 km sehr groß ist. In letztgenannten Höhenbereich ist die Temperatur über das gesamte Jahr nahezu konstant. Die größte Amplitude des jährlichen Anteils finden sich in etwa 85 km mit 28 K. In der Stratopausen- und Mesopausenregion spielt auch die halbjährliche Variation mit 5–8 K eine wichtige Rolle. Mit ihrer abwärts gerichteten Phasengeschwindigkeit (ca. $-0,5$ km/d) ergibt sich für den Winter-zu-Sommer- und Sommer-zu-Winter-Übergang, dass diese Übergänge jeweils in niedrigeren Höhen immer später auftreten. Die harmonischen Anteile sind zweifelsfrei mit physikalischen Prozessen in Verbindung zu bringen. In der Mesopausenregion führt die residuelle meridionale Zirkulation zu einer klaren jährlichen

Variation. Diese sorgt in Kombination mit der Sonneneinstrahlung ebenso für einen halbjährlichen Anteil im Jahresgang. Die Sonneneinstrahlung ist auch der dominierende Prozess für die Ausprägung der jährlichen Variation in der Stratosphäre und Troposphäre. In der Stratopausenregion spielen die stratosphärischen Erwärmungen eine wichtige Rolle, die zusätzlich eine halbjährliche Variation ausprägen. Mit einem Vergleich zu den Originaldaten ist gezeigt worden, dass der mit der harmonischen Analyse ermittelte Jahresgang die wichtigsten Strukturen aus den gemessenen Daten reproduziert und deren Inhomogenitäten ausgleicht. Das heißt, dass mit einer begrenzten Anzahl an Messungen mit einer harmonischen Analyse ein mittlerer Zustand beschrieben ist.

Vergleich mit anderen Datensätzen: Beim Vergleich mit anderen Datensätzen hat sich ergeben, dass vor allem im Winter die stratosphärischen Erwärmungen und damit auch die mesosphärischen Abkühlungen den hier vorgestellten Datensatz stark dominieren. Insgesamt sind die Abweichungen im Sommer kleiner, außer in der Mesopausenregion. Dort hat sich die schon bekannte Schwäche der Referenzatmosphären CIRA-86 und NRLMSISE-00 bestätigt, bei der die kalte Sommermesopause in ihrer Stärke unterschätzt wird. In Kombination mit den Zonalwinden aus der Mesosphäre (60 km) aus den ECMWF-Daten ist gezeigt worden, dass der Umstellung der Mesopausenhöhe im Frühjahr und Herbst immer eine Abschwächung des Zonalwindes vorausgeht. Die Umstellung der Mesopausenhöhe erfolgt dann immer zeitgleich mit der Nullwindlinie im Zonalwind und der damit verbundenen Veränderung in der Schwerewellenausbreitung, die die residuelle Zirkulation antreibt.

Stratosphärische Erwärmungen: Bei der Analyse der stratosphärischen Erwärmungen stellte sich heraus, dass insgesamt 13 von 42 Profilen zwischen November und Februar von starken stratosphärischen Erwärmungen geprägt sind. Die Erwärmung an der Stratopause beträgt im Mittel etwa 15 K. Die darüber stattfindende mesosphärische Abkühlung entspricht im Mittel 30% der Erwärmung ($\Delta T \approx -10$ K), erreicht in Einzelfällen aber auch die Stärke der Erwärmung. In manchen Fällen (4 von 13 Profilen) ist in der oberen Mesosphäre wieder eine Erwärmung von 10 bis 20 K zu sehen. Der auf einer Messtechnik beruhende Datensatz demonstriert damit, dass die Charakteristika der stratosphärischen Erwärmungen und ihre Auswirkungen in der Mesosphäre sehr unterschiedlich ausfallen. Somit sind Rückschlüsse von Messungen in festen Höhen (z.B. nur in der OH-Schicht) auf die stratosphärischen Erwärmungen schwierig. Insgesamt zeigen die Messungen eindeutig, dass starke stratosphärische Erwärmungen immer mit mesosphärische Abkühlungen einhergehen, was theoretisch Konzepte widerlegt, die mesosphärische Abkühlungen nicht einschließen.

Schwerewellen

Bei der Untersuchung der Wellenstrukturen hat sich herausgestellt, dass die beobachteten Wellenstrukturen in den meisten Fällen nur von 2–3 Moden dominiert werden. Die Wellenstrukturen werden u.a. durch Schwerewellen, aber auch durch Gezeiten verursacht. Unsere Messungen ergaben, dass chaotischer erscheinende Wellenstrukturen durch das Fehlen von Gezeiten (8- und 12-stündiger Anteil) aufgrund von Filterung entstehen. Im Normalfall verursachen Gezeiten ein Drittel bis die Hälfte der beobachteten Temperaturfluktuationen in der oberen Mesosphäre. Die Schwerewellenaktivität ist mit Hilfe des großen Datensatzes detaillierter untersucht worden. Als wichtigste Ergebnisse ergeben sich:

Fallstudie zur einer stratosphärischen Erwärmung und der damit verbundenen Schwerewellenaktivität im Januar 2006: Die Besonderheiten in der Temperaturstruktur und den -fluktuationen im Januar 2006 lassen sich auf die außergewöhnliche Situation im Polarwirbel zurückführen. Dabei ist die Temperaturstruktur stark von der Verlagerung des

Polarwirbels, einer Ende Januar auftretenden starken stratosphärischen Erwärmung und dem dabei stattfindendem Zerbrechen des Polarwirbels geprägt. Die bei der stratosphärischen Erwärmung veränderten Windverhältnisse sowie ein unterschiedlicher Troposphärenjet als mögliche Schwerewellenquelle verursachen zeitweise für Winterverhältnisse ungewöhnlich kleine Temperaturfluktuationen im Höhenbereich 50 – 70 km. Insgesamt zeigen diese Resultate experimentell den großen Einfluss des Windes auf die Temperatur und deren Variabilität.

Saisonale Abhängigkeit der Wellenparameter: Ausführlich sind in dieser Arbeit die Temperaturfluktuationen und die vertikalen Wellenlängen in Abhängigkeit von der Höhe und der Saison analysiert worden. Dabei zeigen die vertikale Wellenlängen keine Abhängigkeit von der Saison und tendenziell eine Zunahme der Wellenlänge mit der Höhe. Zusätzlich hat sich herausgestellt, dass Wellen mit kürzeren vertikalen Wellenlängen ($\lambda_z < 22$ km) häufiger auftreten als die mit längeren. Die Temperaturfluktuationen bzw. die daraus berechneten potentiellen Energien zeigen hingegen einen deutlichen Jahresgang in 30 – 90 km Höhe mit Maximum im Winter. Hierbei ist die Variation in etwa 60 km am größten und wird nach oben und unten kontinuierlich kleiner. Als Ursachen für den Winter-Sommer-Unterschied in den Temperaturfluktuationen wurden verschiedene Aspekte untersucht. Es ist gezeigt worden, dass dieses Winter-Sommer-Verhältnis im Höhenverlauf grundlegend von den Temperatur- und Dichte-Hintergrundfeldern geprägt wird. Des Weiteren beeinflussen die unterschiedlichen Filterung der Wellen durch saisonal unterschiedliche Winde und in das Wellenbrechen aufgrund von dynamischen bzw. konvektiven Instabilitäten die Winter-Sommer-Asymmetrie.

Erkenntnisse mit Hilfe einer linearen Schwerewellen-Simulation: Die simulierten Wellenstrukturen ergeben sich aus der Überlagerung einer Vielzahl an Wellen und stimmen grundsätzlich gut mit der Beobachtung überein. Die resultierenden Wellenstrukturen zeigen aber wie bei den Beobachtungen nur 2 – 3 dominierende Moden, die jedoch nicht durch Einzelwellen mit besonders großen Amplituden erzeugt werden, sondern durch die konstruktive bzw. destruktive Überlagerung aller Wellen. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Wellencharakteristika der dominierenden Moden nicht die Eigenschaften einer einzelnen Schwerewelle sind. Die wesentlichen Ergebnisse aus den Beobachtungen zum Winter-Sommer-Unterschied der Temperaturfluktuationen konnten bestätigt werden. Zusätzlich wurde die Wirkung von Filterung und Brechen detaillierter aufgezeigt. Es hat sich herausgestellt, dass diese im Winter und Sommer unterschiedlich wirken. In der Literatur wird der Einfluss der Quelle auf die Winter-Sommer-Asymmetrie kontrovers diskutiert. Für die hier vorgestellten Resultate spielt die Quelle wohl eine untergeordnete Rolle.

9.2 Ausblick

Der hier vorgestellte einmalige Datensatz von Temperaturmessungen zwischen 1 und 105 km erlaubt noch weitere Analysen. Zum einen beinhaltet der Datensatz neben den stratosphärischen Erwärmungen auch noch das Phänomen der mesosphärischen Inversionsschichten [Merriwether und Gardner, 2000], die noch genauer studiert werden können. Zum anderen ist eine weitergehende Analyse anderer Wellenparameter wie z.B. der vertikalen Phasengeschwindigkeit wünschenswert. Daneben bietet der Datensatz noch Potential für viele weitere Fallstudien zu besonderen Temperaturstrukturen und Wellenaktivitäten.

Vergleiche mit zusätzlichen Datensätzen (Satelliten, Radiosonden) sind wichtig, um durch die Kombination verschiedener Messungen die unterschiedlichen Vorteile der Messmethoden auszunutzen. Außerdem ist die Hinzunahme weiterer Messungen zur Interpretation der eigenen Daten in jedem Fall notwendig. Hier bieten sich am Standort Kühlungsborn vor allem

die VHF-Radardaten an. Ihre ergänzenden Informationen zum Windprofil ermöglichen ein weitergehendes Studium der Polarisationsrelationen der Schwerewellen. Außerdem kann aus den Windfluktuationen die horizontale Ausbreitung bestimmt werden, um damit die Windfilterung und Wellentransmission näher zu untersuchen. Weitere ergänzende Informationen über die horizontale Struktur der Wellen können so genannte Airglow-Imager bieten. Ein solches Gerät hat vor kurzem am IAP in Kühlungsborn seinen Betrieb aufgenommen.

Eine Weiterführung der Messungen ist von großem Interesse, da vor allem die Abdeckung im Winter für einen im klimatologischen Sinne repräsentativen Datensatz noch nicht ausreichend ist. Zudem bietet ein sich über viele Jahre erstreckender Datensatz die Möglichkeit, Variationen im Bereich von Tagen, Monaten und Jahren zu untersuchen [vgl. z.B. *Bittner et al.*, 2000; *Hauchecorne et al.*, 2006]. Für die Analyse von Gezeiten und anderen längerperiodischen Wellen ist die Tageslichtfähigkeit des RMR-Lidars notwendig. Die ersten Schritte dazu wurden schon erfolgreich unternommen [*Holste*, 2007]. Weitere technische Verbesserungen sind notwendig, um die Analyse der Wellenstrukturen in der Troposphäre zu verbessern. Zur Zeit sind in diesem Bereich die statistischen Fehler der Messungen zu groß, um eine sichere Bestimmung der in diesem Höhenbereich sehr kleinen Temperaturfluktuationen von wenigen Kelvin vorzunehmen. Für alle Höhen ist zur Verfeinerung der Wellenanalysen eine Verkürzung der Integrationszeiten und eine höhere vertikale Auflösung anzustreben. Dies ist momentan nur in einigen ausgewählten Höhen mit besonders gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis möglich.

Anhang A

A.1 Mathematische Ergänzungen zur linearen Schwerewellentheorie

In diesem Anhang werden die mathematischen Grundlagen präsentiert, die den Trägheitsschwerewellen zu Grunde liegen. Als Basis dienen die Gleichungen (2.7) – (2.11). Bei der Analyse wird eine kleine Abweichung der physikalischen Grundgrößen (u' , v' , w' , ρ' , p') gegenüber einem konstanten Hintergrund ($\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$, $\bar{\rho}$, $\bar{p}$) angesetzt:

$$\begin{aligned} u(\vec{x}, t) &= \bar{u} + u'(\vec{x}, t) \\ v(\vec{x}, t) &= \bar{v} + v'(\vec{x}, t) \\ w(\vec{x}, t) &= \bar{w} + w'(\vec{x}, t) \\ \rho(\vec{x}, t) &= \bar{\rho} + \rho'(\vec{x}, t) \\ p(\vec{x}, t) &= \bar{p} + p'(\vec{x}, t). \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Dabei wird angenommen, dass die Abweichungen wesentlich kleiner sind als der Hintergrund (z.B. $u' \ll \bar{u}$). Außerdem gilt noch, dass der mittlere Vertikalwind $\bar{w}$ vernachlässigbar klein ist. Der Hintergrund ($\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{\rho}$, $\bar{p}$) muss auch alleine die Ausgangsgleichungen (2.7) – (2.11) erfüllen. Terme höherer Ordnung in den Abweichungen wie die Scherterme (z.B. $w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$) werden vernachlässigt. Für den Hintergrund wird hydrostatisches Gleichgewicht angenommen (d.h. $\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g\bar{\rho}$). Die Boussinesque-Approximation gilt, d.h. mittlerer Druck $\bar{p}$ and Dichte $\bar{\rho}$ sind nur von der Höhe z abhängig. Mit diesen Annahmen erhält man nach der Linearisierung aus den Gleichungen (2.7) – (2.11) ein etwas einfacheres Gleichungssystem:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} - f v' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial v'}{\partial y} + f u' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial w'}{\partial y} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\rho}} \rho' = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \rho'}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} + \bar{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\gamma R \bar{T} \left[\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \rho'}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right] - \left[\frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial p'}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \right] = 0. \quad (\text{A.6})$$

Gesucht sind nun harmonische Oszillationen (Wellen), die dieses System von Gleichungen lösen. Dazu wird folgender Wellenansatz benutzt:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ \rho' \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\rho}^{-1/2} \tilde{u} \\ \bar{\rho}^{-1/2} \tilde{v} \\ \bar{\rho}^{-1/2} \tilde{w} \\ \bar{\rho}^{+1/2} \tilde{p} \\ \bar{\rho}^{+1/2} \tilde{p} \end{pmatrix} \cdot \exp i(kx + ly + mz - \omega t), \quad (\text{A.7})$$

wobei der Faktor $\bar{\rho}^{\pm 1/2}$ eingeführt wird, damit die Energie aufwärts laufender Wellen erhalten bleibt. Außerdem sind k , l , bzw. m die zonale, meridionale bzw. vertikale Wellenzahl. Die Amplituden in Wind, Druck und Dichte sind durch $\tilde{u}$, $\tilde{v}$, $\tilde{w}$, $\tilde{p}$, $\tilde{\rho}$ beschrieben.

Die intrinsische Frequenz $\hat{\omega}$ und die Dichteskalenhöhe H_ρ werden zur weiteren Vereinfachung eingeführt:

$$\hat{\omega} = \omega - \vec{k}\vec{u} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{1}{H_\rho} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} = \frac{1}{H(z)} + \frac{1}{\bar{T}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}. \quad (\text{A.9})$$

Damit können die oben aufgeführten Gleichungen wie folgt geschrieben werden

$$-i\hat{\omega}u' - fv' + \frac{ik}{\bar{\rho}}p' = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$-i\hat{\omega}v' + fu' + \frac{il}{\bar{\rho}}p' = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$-i\hat{\omega}w' + \frac{1}{\rho^{1/2}} \left(im + \frac{1}{2H_\rho} \right) p' + \frac{g}{\bar{\rho}}\rho' = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$-i\hat{\omega}\rho' + \bar{\rho} \left[iku' + ilv' + \left(im + \frac{1}{2H_\rho} \right) w' \right] = 0 \quad (\text{A.13})$$

$$-i\hat{\omega}\rho' + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} w' + \frac{1}{c_s^2} [i\hat{\omega}p' + \bar{\rho}gw'] = 0. \quad (\text{A.14})$$

Bei Eliminierung des Exponentialterms und des Dichtefaktors ergibt sich das folgende System an linearen Gleichungen:

$$\begin{pmatrix} -i\hat{\omega} & -f & 0 & +ik & 0 \\ +f & -i\hat{\omega} & 0 & +il & 0 \\ 0 & 0 & -i\hat{\omega} & +i \left(m - \frac{i}{2H_\rho} \right) & g \\ +ik & +il & +i \left(m - \frac{i}{2H_\rho} \right) & 0 & -i\hat{\omega} \\ 0 & 0 & \frac{N^2}{g} & -\frac{i}{c_s^2} \hat{\omega} & +i\hat{\omega} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \\ \tilde{w} \\ \tilde{p} \\ \tilde{\rho} \end{pmatrix} = 0. \quad (\text{A.15})$$

Dieses ist nur lösbar, wenn die Determinante Null ist. Man erhält damit folgende Dispersionsrelation bei Berechnung der Determinante:

$$m^2 = \frac{N^2 - \hat{\omega}^2}{\hat{\omega}^2 - f^2} (k^2 + l^2) - \frac{1}{4H_\rho^2} + \frac{\hat{\omega}^2}{c_s^2}. \quad (\text{A.16})$$

Neben den Schallwellen finden sich in dieser Gleichung auch die Schwerewellen wieder. Alle weiteren Erläuterungen finden sich im Hauptteil der Arbeit in den Abschnitten 2.3.2 und folgenden.

A.2 Mathematische Beschreibung der residuellen meridionalen Zirkulation

Die folgende mathematische Beschreibung der residuellen meridionalen Zirkulation, die auch diabatische Zirkulation genannt wird, basiert auf der Eulerschen Sichtweise mit zonal

gemittelten Gleichungen [Holton, 1992]. Der mittlere zonale Wind und die mittlere zonale Temperatur ergeben sich aus den Gleichungen (2.7) und (2.11):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v} = -\frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial y} + \bar{X} \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{N^2 H}{R} \bar{w} = \frac{\bar{J}}{c_p} - \frac{\partial(\overline{v'T'})}{\partial y}. \quad (\text{A.18})$$

Dabei beschreiben die Querstriche das zonale Mittel, f_0 ist der mittlere Coriolisparameter für den ausgesuchten Breitenbereich und H ist die Druckskalenhöhe. Weitere Antriebssterme müssen einbezogen werden: zonaler Impulsfluss kleinskaliger Wirbel $\bar{X}$, diabatische Erwärmung $\bar{J}/c_p$ und Wärmekonvergenzfluss bei Wirbeln $-\frac{\partial(\overline{v'T'})}{\partial y}$. Es sei noch angemerkt, dass die diabatische Erwärmung auch der Grund für die Namensgebung diabatische Zirkulation ist.

Durch Transformation der obigen Gleichungen entstehen die so genannten TEM-Gleichungen (**T**ransformed **E**ulerian **M**ean), die den effektiven Massentransport durch die diabatischen Prozesse beschreiben [Andrews et al., 1987; Holton, 1992]. Die residuelle meridionale Zirkulation wird definiert als:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{R}{\bar{\rho}H} \frac{\partial(\frac{\bar{\rho}v'T'}{N^2})}{\partial z} \quad (\text{A.19})$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{R}{H} \frac{\partial(\frac{v'T'}{N^2})}{\partial y}, \quad (\text{A.20})$$

dabei sind $\bar{v}^*$ und $\bar{w}^*$ das zonale Mittel der meridionalen bzw. vertikalen Windkomponenten der transformierten Gleichungen. Eingesetzt in Gleichung (A.17) und (A.18) ergibt dies

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}^* = \frac{1}{\bar{\rho}} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} + \bar{X} \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{N^2 H}{R} \bar{w}^* = \frac{\bar{J}}{c_p}, \quad (\text{A.22})$$

mit dem Eliassen-Palm-Fluss $\vec{F} = (0, -\bar{\rho}u'v', \frac{\bar{\rho}f_0 R}{N^2 H} \overline{v'T'})$, der aus den großskaligen, quasi-geostrophischen Wirbeln resultiert [Andrews et al., 1987].

Zur Lösung ist noch zusätzlich die Kontinuitätsgleichung (2.10) in entsprechender zonaler Mittelung und Transformation notwendig:

$$\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{w}^*)}{\partial z} = 0. \quad (\text{A.23})$$

Unter stationären Bedingungen sind $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ und $\frac{\partial \bar{T}}{\partial t}$ sehr klein oder sogar null und damit vernachlässigbar. Der Konvergenzfluss der Wirbel des Eliassen-Palm-Flusses oder der Schwerewellen führt zu einer negativen rechten Seite in Gleichung (A.21). Dies führt wiederum zu einem positiven $\bar{v}^*$. Da die Kräfte am Pol ausgeglichen sein müssen, ergibt sich dann ein meridionaler Gradient $\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} \neq 0$, der über die Kontinuitätsgleichung (Gl. A.23) einen Vertikalwind verursacht. Dieser wird in Gleichung (A.22) mit einer Abkühlung kompensiert. Durch das Brechen der Schwerewellen wird also eine residuelle meridionale Zirkulation induziert, die dann eine adiabatische Abkühlung in der Mesopausenregion verursacht. So lässt sich das „Paradoxon“ der kalten Sommermesopause erklären, deren Temperatur sehr weit von der Strahlungsgleichgewichtstemperatur entfernt liegt.

Anhang B

B.1 Messstatistik

In den Tabellen B.1 und B.2 sind die Verteilungen der Messungen mit der Kombination aus RMR- und K-Lidar zwischen 1 und 105 km aufgelistet. Dabei ist die zweite Tabelle eine Teilmenge der ersten, denn hier wurden nur Messungen mit 3 h und länger berücksichtigt. Die Auswertung des Jahresgangs und die Schwerewellenauswertung werden ausschließlich mit diesen Daten durchgeführt. Außerdem ist noch anzumerken, dass alle Messungen ab April 2003 im Rahmen dieser Arbeit entstanden sind. Auch nach dem 31.10.2006 ist weiter gemessen worden, aber diese Daten werden nicht mehr in die Auswertungen dieser Arbeit einbezogen.

Tabelle B.1: Anzahl der Messungen pro Jahr und Monat. In kursiv sind die Messungen dargestellt, die vor Beginn dieser Arbeit gemacht wurden, aber in der Arbeit mit ausgewertet wurden. Mit Strichen gekennzeichnete Monate sind nicht in der Arbeit berücksichtigt.

Jahr	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	Σ
2002	–	–	–	–	–	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>2</i>	<i>2</i>	<i>0</i>	<i>2</i>	<i>2</i>	9
2003	<i>0</i>	<i>5</i>	<i>0</i>	4	1	5	2	7	9	8	2	3	46
2004	1	6	5	8	8	8	8	12	9	10	4	2	81
2005	6	3	9	13	3	13	7	7	8	11	3	3	86
2006	8	2	2	1	6	8	17	2	12	2	–	–	60
Σ	15	16	16	26	18	35	34	30	40	31	11	10	282

Tabelle B.2: Anzahl der Messungen mit Messzeiten von 3 h und mehr pro Jahr und Monat. In kursiv sind die Messungen dargestellt, die vor Beginn dieser Arbeit mit gemacht wurden, aber in der Arbeit ausgewertet wurden. Mit Strichen gekennzeichnete Monate sind nicht in der Arbeit berücksichtigt.

Jahr	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	Σ
2002	–	–	–	–	–	<i>1</i>	<i>0</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>0</i>	<i>2</i>	<i>2</i>	8
2003	<i>0</i>	<i>5</i>	<i>0</i>	4	1	5	1	7	7	8	2	3	43
2004	1	6	3	8	7	4	6	10	7	9	2	1	64
2005	3	3	7	11	2	10	5	7	7	10	2	1	68
2006	8	1	2	0	6	8	16	1	10	1	–	–	53
Σ	12	15	12	23	16	28	28	26	33	28	8	7	236

B.2 Mittelwerte

In der Tabelle B.3 finden sich die aus allen Messungen mit Messzeiten von 3 h und mehr berechnete Monatsmittel von der Troposphäre bis in die untere Thermosphäre, soweit mehr als sieben Messungen in einer Höhe vorhanden sind, was der minimalen Anzahl von Messungen in einem Monat entspricht.

In der letzten Tabelle dieses Anhangs (Tab. B.4) finden sich der Mittelwert, die jährlichen, halbjährlichen und vierteljährlichen Amplituden und Phasen der harmonischen Analyse des Jahresgangs in Abhängigkeit von der Höhe (1–105 km). Auch hier sind die Basis der harmonischen Analyse alle Messungen mit Messzeiten von 3 h und mehr.

Tabelle B.3: Monatsmittel der Temperaturen [K] aller Messungen mit Messzeiten von 3 h und mehr zwischen 1 und 105 km. Fortsetzung auf den Folgeseiten.

Höhe [km]	Jan	Feb	Mär	Apr	Mai	Jun	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez
105	167.9	161.6	170.8	166.7	—	—	—	180.8	177.4	174.4	—	—
104	167.2	163.6	168.7	167.4	—	—	—	178.4	174.5	176.4	—	—
103	169.4	167.5	163.3	169.7	173.4	190.9	177.0	177.4	171.1	174.7	—	—
102	172.7	167.5	168.0	170.2	171.6	186.9	178.4	170.8	168.7	175.3	—	—
101	174.9	169.3	168.5	169.8	169.3	183.3	177.6	175.0	171.8	176.9	—	—
100	178.9	170.7	169.5	169.1	167.1	174.7	176.1	178.1	172.7	178.6	178.2	165.8
99	182.0	172.8	169.4	169.8	168.2	175.4	172.8	177.3	175.2	179.8	178.2	167.6
98	183.9	174.2	170.6	170.0	165.1	175.3	169.4	176.0	176.6	180.5	177.4	168.4
97	185.1	174.9	171.9	169.5	164.7	173.8	169.9	175.4	177.3	181.6	180.4	169.7
96	187.3	176.0	172.8	169.2	162.5	170.3	168.5	173.4	178.3	182.7	182.1	171.4
95	189.1	177.3	174.1	169.9	161.8	167.2	166.5	173.0	179.3	184.2	183.3	172.3
94	191.1	179.1	175.4	170.8	162.0	164.1	164.1	172.4	181.0	185.4	185.5	174.0
93	193.9	180.7	177.2	171.3	162.0	160.8	162.1	171.6	183.1	186.4	188.5	176.0
92	196.0	182.6	179.4	172.0	161.9	157.4	160.2	171.4	185.0	187.6	190.6	177.8
91	197.6	184.8	181.2	173.2	161.9	154.7	157.9	171.4	186.8	188.8	193.7	179.9
90	199.6	186.2	182.7	174.4	161.0	152.5	155.7	171.1	188.2	190.6	196.8	181.7
89	201.5	187.0	184.1	175.6	158.9	150.5	153.4	170.0	188.7	192.1	199.1	183.6
88	204.1	187.9	184.8	176.8	156.8	148.9	150.9	167.8	188.6	193.2	200.7	186.3
87	206.1	189.1	185.4	177.9	155.6	147.8	148.9	165.3	188.2	194.7	201.9	188.7
86	207.5	191.0	187.1	179.1	155.9	147.9	147.8	163.4	187.4	195.5	203.9	190.7
85	209.4	194.3	187.5	181.6	158.5	151.1	150.6	163.3	187.0	195.9	206.7	195.2
84	209.2	196.7	190.7	184.0	164.5	156.2	155.9	165.9	188.0	197.4	209.0	198.0
83	211.1	198.9	194.9	188.6	168.9	158.0	159.6	170.0	192.2	200.5	210.7	201.1
82	211.3	202.9	196.4	190.8	172.6	161.4	163.7	173.4	193.3	202.1	213.7	204.9
81	212.6	206.2	198.3	192.9	176.3	165.5	167.0	176.6	193.8	203.4	217.6	207.7
80	213.0	208.8	199.2	194.8	180.1	169.3	170.0	179.5	193.9	203.9	219.7	209.5
79	213.2	211.3	200.1	196.8	183.6	173.3	173.1	181.8	194.3	204.3	220.7	210.8
78	213.3	213.0	201.6	198.8	187.1	176.9	176.3	183.6	195.1	204.7	221.5	211.9
77	214.1	214.8	203.3	201.2	190.6	180.6	179.8	185.6	196.0	205.2	221.7	212.8
76	215.4	216.2	205.9	203.7	194.4	184.5	183.3	188.3	197.1	206.7	222.6	214.1
75	216.9	217.8	208.4	206.1	198.0	188.4	187.0	191.2	198.2	208.8	223.7	215.6
74	218.3	219.3	211.1	208.1	201.8	192.7	190.7	194.2	199.2	211.6	224.9	216.9
73	219.4	221.1	213.6	210.1	205.7	197.1	194.9	197.3	200.7	214.6	225.9	217.8

Höhe [km]	Jan	Feb	Mär	Apr	Mai	Jun	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez
72	220.2	222.9	215.9	212.5	209.6	201.8	199.2	200.5	202.7	217.6	227.0	218.8
71	220.7	225.1	217.7	215.2	213.0	206.7	203.4	203.7	205.0	220.6	228.1	219.2
70	220.9	227.5	219.9	217.9	216.3	211.3	207.9	207.2	207.4	223.3	228.9	219.5
69	220.9	229.6	222.1	220.8	219.9	216.0	212.7	211.0	209.9	225.7	229.3	220.2
68	221.1	230.9	224.2	223.9	223.9	220.7	217.4	214.9	212.6	227.9	230.0	221.6
67	221.8	232.0	226.5	226.9	227.7	225.6	222.0	218.9	215.5	229.9	231.4	223.6
66	223.2	233.6	229.2	229.7	231.1	230.1	226.7	222.7	218.8	231.3	233.1	225.6
65	225.1	235.3	232.3	232.6	234.6	234.4	231.1	226.5	222.4	232.6	234.6	227.9
64	226.8	237.2	235.2	235.6	237.9	238.6	234.9	230.5	225.7	234.0	236.5	230.1
63	228.4	239.1	237.4	238.5	241.2	242.5	238.8	234.3	228.9	235.5	238.7	232.0
62	230.3	241.1	239.7	241.3	244.7	246.2	242.6	238.0	232.2	237.4	241.2	234.1
61	232.7	243.0	242.5	243.9	247.9	249.6	246.1	241.9	235.6	238.9	243.5	237.0
60	235.9	244.8	244.9	246.6	250.6	252.8	249.4	245.5	239.1	240.2	245.2	240.5
59	238.9	246.5	247.1	249.4	253.4	255.7	252.7	248.8	242.2	242.2	246.5	244.0
58	241.3	248.4	248.8	252.1	255.8	258.4	256.0	251.8	245.2	244.4	248.2	246.8
57	243.6	250.2	250.6	254.3	258.7	261.1	258.9	254.5	248.2	246.2	249.7	248.8
56	245.7	251.4	252.6	256.3	261.3	263.9	261.3	257.2	251.1	248.0	250.7	251.1
55	248.0	252.7	254.7	258.6	263.2	266.4	263.4	259.6	253.7	249.5	251.8	254.3
54	250.1	254.1	256.3	260.5	265.2	268.3	265.1	261.9	255.8	251.1	252.8	258.5
53	251.6	255.8	257.8	262.1	267.1	269.7	266.9	264.0	257.6	252.6	253.7	262.5
52	253.1	257.9	259.2	263.6	268.2	271.0	268.3	265.4	259.2	253.6	254.0	267.5
51	255.2	259.6	260.3	264.6	269.4	271.8	269.4	266.7	260.6	254.4	254.2	271.9
50	258.1	260.6	261.2	265.7	270.2	272.2	270.5	267.4	261.6	255.2	253.8	274.5
49	261.3	261.3	262.1	266.7	271.0	272.7	271.0	268.0	262.2	255.9	253.2	277.9
48	263.4	261.1	262.5	267.2	271.2	273.0	271.2	268.0	262.4	256.0	252.8	279.0
47	265.0	260.7	262.5	266.7	271.6	272.8	271.3	267.8	262.1	255.8	251.5	278.0
46	266.3	259.0	261.9	266.4	271.6	272.4	270.9	266.9	261.5	254.9	250.0	277.0
45	267.4	257.6	261.4	265.5	270.5	271.6	269.5	266.0	260.4	253.7	248.3	274.9
44	268.0	256.5	260.5	264.7	269.3	270.8	268.1	264.7	259.3	252.7	246.1	272.8
43	269.1	255.2	259.7	263.5	267.6	269.6	265.8	263.0	257.6	251.0	243.6	268.1
42	268.5	252.6	257.9	261.4	264.8	267.1	263.5	260.8	255.4	248.5	240.4	262.7
41	267.3	249.2	256.1	258.9	262.0	264.2	261.1	258.5	253.1	245.8	237.4	256.6
40	265.1	245.5	254.2	256.2	259.1	261.2	258.9	255.9	250.5	243.1	233.7	250.6
39	262.0	241.8	252.2	253.4	256.4	258.0	256.3	253.2	247.9	240.3	229.7	245.1
38	257.6	238.1	250.1	250.4	253.8	255.1	253.6	250.5	245.3	237.6	226.2	239.2
37	252.5	234.5	247.8	247.4	250.7	252.3	250.7	247.8	242.6	234.9	222.8	233.6
36	247.5	230.8	245.2	244.2	247.3	249.5	248.1	245.2	239.7	232.1	219.7	227.8
35	241.9	227.0	242.2	240.9	243.8	246.5	245.5	242.4	236.9	229.4	216.7	222.2
34	235.7	223.3	239.1	237.5	240.5	243.3	242.8	239.6	234.3	226.9	214.0	216.8
33	229.0	219.5	236.1	234.1	237.0	240.3	240.2	237.3	232.0	224.1	211.2	212.0
32	223.5	216.1	232.8	230.8	233.8	237.6	237.8	235.4	230.1	221.4	208.7	208.4
31	218.5	213.7	229.7	227.9	231.2	235.4	235.4	233.3	228.0	219.7	207.0	205.9
30	214.2	212.8	227.3	225.8	229.0	233.7	233.7	231.4	226.4	218.7	206.7	204.7
29	210.8	212.5	224.8	224.2	226.9	232.0	232.3	230.3	225.0	217.8	207.3	204.0
28	208.3	211.0	222.6	222.6	225.1	230.2	230.7	228.6	223.5	216.5	207.3	202.5
27	207.0	209.9	220.3	221.3	223.5	228.5	229.1	227.2	222.1	215.5	208.5	202.0

Höhe [km]	Jan	Feb	Mär	Apr	Mai	Jun	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez
26	206.1	209.8	218.3	220.5	222.3	227.0	227.6	226.4	221.2	215.2	210.0	202.5
25	205.1	210.1	216.7	220.1	221.1	225.4	226.0	225.2	220.4	214.9	210.9	203.1
24	205.2	210.7	215.6	219.9	220.9	224.4	225.1	224.1	219.8	214.6	211.8	205.1
23	204.8	211.2	214.5	220.2	220.5	223.6	225.4	223.4	219.5	214.1	212.7	206.8
22	206.1	211.7	214.7	220.2	220.7	223.3	225.2	222.7	219.1	214.1	213.3	207.4
21	205.8	213.4	214.4	221.4	221.8	224.0	226.2	223.3	219.3	215.2	213.9	210.1
20	206.7	213.9	213.9	220.9	221.6	223.7	225.0	222.9	218.8	214.9	214.2	210.7
19	207.4	213.4	213.8	220.5	221.3	223.6	224.4	222.1	218.3	215.1	215.0	211.1
18	208.5	213.7	213.8	220.2	221.0	223.1	224.2	221.6	217.6	214.9	215.0	211.8
17	209.5	214.3	214.0	220.1	220.9	222.8	224.0	221.2	216.8	214.8	215.3	213.3
16	210.6	214.8	214.4	220.1	221.1	222.4	224.0	220.9	216.1	214.7	215.6	213.9
15	211.6	215.5	214.7	220.2	221.4	222.1	224.0	220.9	215.6	214.9	215.9	214.1
14	212.3	215.6	214.6	220.0	221.6	221.6	223.5	220.9	215.3	215.4	215.8	213.9
13	212.1	214.9	213.9	219.2	220.8	221.4	222.9	221.0	215.9	215.8	215.7	213.3
12	211.4	213.9	213.3	217.7	219.5	221.6	223.0	221.8	217.9	216.5	216.2	212.7
11	211.7	213.8	213.6	217.3	219.2	223.8	225.8	224.4	222.1	218.4	218.2	214.4
10	214.6	215.7	215.6	219.1	221.7	228.4	231.7	229.7	228.3	222.1	221.7	219.1
9	220.2	220.2	220.8	224.9	228.1	235.4	239.6	236.9	235.9	228.1	226.5	226.5
8	227.0	226.3	227.9	232.7	235.9	243.4	248.0	244.6	243.8	235.3	232.3	234.5
7	234.9	233.0	235.7	240.9	243.9	251.4	255.9	252.2	251.8	242.8	239.2	242.7
6	243.0	239.9	243.5	248.7	251.4	258.9	263.1	259.3	259.3	249.9	246.5	250.7
5	250.9	246.8	250.6	256.0	258.5	265.6	269.7	265.4	265.8	256.6	253.5	258.0
4	258.4	253.1	256.8	262.6	265.2	271.2	274.8	271.2	271.6	262.6	259.9	264.4
3	263.8	260.4	261.4	266.3	269.9	274.3	276.6	277.2	275.9	267.6	265.9	271.4
2	264.0	268.1	265.0	273.3	275.3	283.6	281.5	286.4	285.1	272.6	275.4	281.8
1	267.8	271.9	267.9	278.0	279.2	287.6	286.9	290.5	287.9	276.0	277.5	283.3

Tabelle B.4: Fitparameter zum Jahresgang aller Messungen mit Messzeiten von 3 h und mehr zwischen 1 und 105 km. Fortsetzung auf den Folgeseiten.

Höhe [km]	Mittel- wert [K]	jährl. Ampl. [K]	halbjährl. Ampl. [K]	vierteljährl. Ampl. [K]	jährl. Phase [d]	halbjährl. Phase [d]	vierteljährl. Phase [d]
105	177.30	13.65	9.95	4.62	201.53	174.74	90.67
104	174.86	8.24	6.46	2.26	211.94	169.44	81.52
103	173.97	5.47	5.57	0.74	220.08	165.06	32.60
102	172.90	2.81	4.25	2.01	220.50	165.78	12.23
101	173.43	3.23	2.97	2.10	235.24	178.41	9.50
100	173.53	3.60	1.69	1.79	281.37	18.11	26.14
99	174.55	4.18	1.53	0.79	301.39	16.00	28.79
98	174.59	5.05	1.32	0.28	318.23	36.37	19.57
97	175.09	6.17	1.19	0.16	323.49	43.03	14.96
96	175.05	8.13	1.75	0.71	332.52	55.55	9.20
95	175.32	9.68	2.59	0.72	337.51	66.25	12.09
94	175.82	11.48	3.63	0.52	341.60	72.43	17.06
93	176.44	13.60	4.74	0.10	344.68	75.15	33.22

Höhe [km]	Mittel- wert [K]	jährl. Ampl. [K]	halbjährl. Ampl. [K]	vierteljährl. Ampl. [K]	jährl. Phase [d]	halbjährl. Phase [d]	vierteljährl. Phase [d]
92	177.05	15.47	6.10	0.46	346.52	76.31	41.99
91	177.80	17.34	7.20	0.99	348.27	78.01	47.58
90	178.49	19.31	7.96	1.02	349.18	79.75	46.62
89	178.82	21.29	8.50	0.02	350.43	80.94	43.55
88	179.06	23.56	8.67	0.31	352.33	81.74	85.11
87	179.35	25.55	8.79	1.16	353.89	83.31	89.75
86	180.01	26.95	8.68	1.75	356.14	85.75	88.41
85	181.98	27.25	7.22	2.27	358.22	87.62	1.02
84	184.77	25.61	6.27	2.48	359.37	90.15	0.74
83	187.87	24.83	7.20	2.52	359.46	89.83	4.00
82	190.47	24.09	6.47	2.01	359.94	90.21	6.16
81	193.06	23.51	5.47	1.36	360.90	92.87	11.12
80	195.03	22.35	4.67	1.02	362.26	95.83	19.14
79	196.83	20.98	4.08	0.99	364.17	98.67	27.14
78	198.50	19.57	3.76	1.00	0.12	101.44	31.46
77	200.33	18.18	3.39	0.98	2.76	102.75	33.36
76	202.51	17.00	3.10	1.02	5.00	106.03	34.28
75	204.86	15.95	2.81	1.17	6.75	111.01	33.50
74	207.31	14.92	2.70	1.40	7.74	118.49	33.65
73	209.81	13.66	2.74	1.58	8.79	125.19	33.81
72	212.45	12.18	3.02	1.60	9.94	129.86	34.24
71	215.03	10.60	3.30	1.63	11.39	132.56	34.43
70	217.57	8.89	3.39	1.86	14.10	133.70	34.06
69	220.11	7.04	3.43	2.19	18.94	134.83	33.91
68	222.71	5.19	3.66	2.45	26.88	136.12	34.34
67	225.42	3.62	3.90	2.50	40.20	138.73	35.56
66	228.21	2.68	3.81	2.33	64.69	142.15	37.66
65	231.04	2.59	3.64	2.12	95.70	144.87	39.96
64	233.81	3.10	3.48	1.99	119.09	147.35	42.04
63	236.50	3.86	3.43	2.00	134.95	149.74	44.12
62	239.24	4.61	3.38	2.07	145.28	151.15	46.10
61	241.99	5.26	3.21	2.08	150.89	153.76	48.26
60	244.65	5.76	3.01	1.93	153.66	157.98	50.30
59	247.27	6.14	2.93	1.69	156.29	161.44	51.68
58	249.76	6.45	2.92	1.48	159.21	163.81	52.87
57	252.08	6.93	2.87	1.52	161.70	165.16	54.69
56	254.21	7.39	2.86	1.53	164.44	165.65	56.53
60	244.99	5.20	3.28	1.92	152.97	159.33	49.32
59	247.53	5.65	3.16	1.60	156.74	162.55	50.22
58	250.00	6.06	3.11	1.21	159.54	164.90	50.16
57	252.33	6.55	3.10	1.13	161.58	166.81	52.45
56	254.51	7.02	3.06	1.11	163.62	168.11	55.57
55	256.29	7.59	2.92	1.45	165.25	167.36	58.48
54	258.23	7.53	3.10	1.49	165.76	168.03	60.07
53	260.00	7.40	3.21	1.52	166.47	169.84	61.05

Höhe [km]	Mittel- wert [K]	jährl. Ampl. [K]	halbjährl. Ampl. [K]	vierteljährl. Ampl. [K]	jährl. Phase [d]	halbjährl. Phase [d]	vierteljährl. Phase [d]
52	261.61	6.98	3.47	1.67	165.07	172.35	64.26
51	263.00	6.43	3.74	1.77	163.69	174.56	65.61
50	264.11	5.95	4.00	1.60	160.69	177.27	68.42
49	265.11	5.31	4.42	1.57	155.44	178.86	72.29
48	265.51	5.05	4.73	1.63	151.73	179.62	76.02
47	265.37	5.11	4.91	1.61	149.32	181.42	80.07
46	264.79	5.26	5.12	1.85	147.41	181.56	83.03
45	263.84	5.24	5.28	2.16	143.93	182.82	85.10
44	262.81	5.31	5.38	2.47	140.34	0.89	87.15
43	261.24	5.61	5.30	2.58	135.25	3.15	88.62
42	258.77	5.90	5.16	2.72	134.59	6.16	90.64
41	256.01	6.25	4.96	2.85	135.84	9.38	0.76
40	252.99	6.73	4.72	3.03	138.79	12.72	2.39
39	249.82	7.28	4.31	3.15	141.57	16.47	3.58
38	246.56	8.01	3.83	3.07	145.84	20.54	4.29
37	243.19	8.81	3.42	2.99	149.78	25.45	4.43
36	239.79	9.55	3.26	2.89	153.52	30.20	4.80
35	236.30	10.29	3.10	2.80	157.46	35.30	5.42
34	232.78	11.04	2.89	2.60	161.67	42.01	5.89
33	229.31	12.01	2.94	2.17	166.13	49.83	5.58
32	226.25	12.72	3.03	1.87	169.93	53.57	4.80
31	223.69	13.00	2.86	1.62	172.91	57.93	3.94
30	221.91	13.02	2.67	1.26	175.23	61.07	1.88
29	220.49	12.85	2.55	0.92	177.21	63.65	1.89
28	218.89	12.75	2.41	0.81	178.75	66.10	1.90
27	217.71	12.21	2.10	0.59	180.34	68.00	3.08
26	217.02	11.51	1.83	0.35	182.29	71.06	5.50
25	216.37	10.69	1.79	0.14	183.32	76.31	3.52
24	216.21	9.85	1.52	0.02	183.16	79.75	47.63
23	216.11	9.43	1.34	0.15	183.54	78.85	33.50
22	216.28	8.77	1.11	0.17	182.10	78.12	25.06
21	217.07	8.71	0.89	0.46	181.85	85.44	23.93
20	216.97	8.05	0.64	0.34	181.21	89.71	29.38
19	216.91	7.50	0.57	0.39	182.05	114.16	26.60
18	216.90	6.88	0.43	0.54	180.68	129.68	27.00
17	216.99	6.24	0.54	0.66	178.21	149.74	27.92
16	217.13	5.76	0.69	0.88	174.75	159.87	25.97
15	217.31	5.37	0.79	1.11	171.97	162.94	25.52
14	217.32	5.05	0.76	1.40	171.56	160.83	25.37
13	217.06	4.91	0.64	1.31	178.32	156.84	23.41
12	217.01	5.04	0.34	0.12	195.28	169.16	88.04
11	218.48	6.30	0.62	0.13	206.95	2.02	50.05
10	222.23	7.86	1.32	0.35	214.75	12.59	82.90
9	228.45	9.08	1.66	0.73	214.60	14.53	85.52
8	235.77	9.88	1.63	1.12	212.11	14.79	88.47

Höhe [km]	Mittel- wert [K]	jährl. Ampl. [K]	halbjährl. Ampl. [K]	vierteljährl. Ampl. [K]	jährl. Phase [d]	halbjährl. Phase [d]	vierteljährl. Phase [d]
7	243.45	10.12	1.55	1.47	210.43	14.24	89.80
6	250.91	9.95	1.54	1.77	209.67	11.94	1.20
5	257.87	9.43	1.56	0.02	208.94	6.68	4.67
4	264.09	8.78	1.49	0.64	208.79	1.84	49.10
3	268.97	7.59	1.37	0.50	215.46	7.37	75.69
2	276.08	9.00	2.22	1.51	216.60	182.96	66.90
1	279.60	9.45	2.20	0.72	210.77	5.84	73.69

B.3 Weitere Analysen zum Jahresgang der Temperatur

Als Ergänzung zum Vergleich der Lidardaten mit den ECMWF-Daten aus Abschnitt 4.2.2 werden im Folgenden weitere Analysen gezeigt. Dabei werden zwei unterschiedliche Methoden zur Erstellung des Temperatur-Jahresgangs aus den ECMWF-Daten benutzt. Zum einen werden alle ECMWF-Daten für 0 UT zwischen Juni 2002 und Oktober 2006 genutzt (vgl. Abb. B.1a). Dies bietet die Möglichkeit, den mittleren Zustand über diese Jahre zu erfassen. Zum anderen werden nur ECMWF-Daten aus den 236 Lidar-Messnächten benutzt (vgl. Abb. B.1b). Diese Daten zeigen damit den eins-zu-eins Vergleich. In beiden Fällen ist trotz der Glättung in den Absoluttemperaturen aus ECMWF mehr Variabilität enthalten als in den Referenzatmosphären wie CIRA-86 und NRLMSISE-00 (nicht gezeigt). Wie zu erwarten, ist der Jahresgang der Temperaturen nur aus Nächten mit Lidarmessungen nicht so glatt, da weniger als ein Sechstel aller Daten eingeht. Im Sommer sind die Unterschiede aber eher gering. Im Winter sind die unterschiedlich warmen Stratopausen auffällig. Im Datensatz nur mit den Lidar-Messnächten erreicht die winterliche Stratopause Temperaturen von mehr als 290 K, was 20 K über dem Mittel aus allen Nächten zwischen Juni 2002 und Oktober 2006 liegt. Wie schon beim geglätteten Jahresgang der Lidardaten vermutet (vgl. Abb. 4.2), zeigt sich auch hier, dass überproportional häufig in Situationen mit stratosphärischen Erwärmungen gemessen wurde.

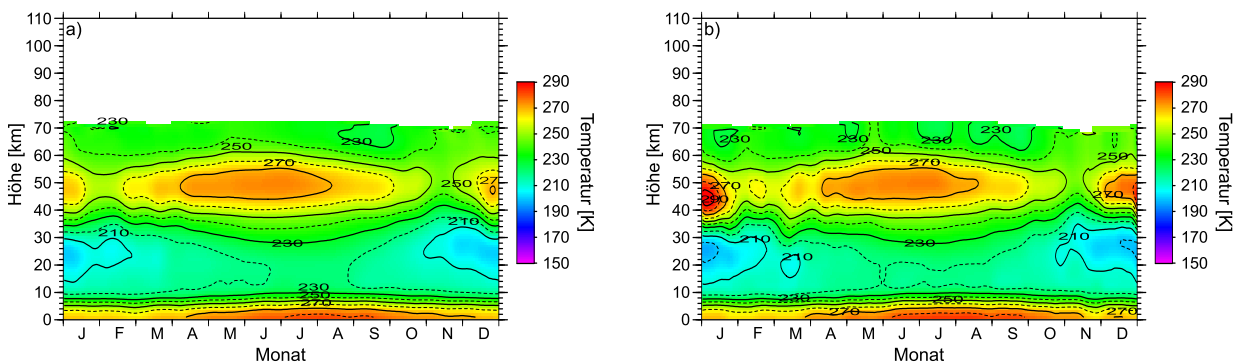


Abbildung B.1: Absoluttemperaturen aus den ECMWF-Daten in der Troposphäre, Stratosphäre und unteren Mesosphäre mit einer Glättung (Hanning-Filter) von ± 15 Tagen und ± 2 km: a) alle Messungen von Juni 2002 – Oktober 2006 und b) nur 236 Nächte mit Lidarmessungen

Auch die gebildeten Differenzen zwischen den Lidardaten und ECMWF-Daten bestätigen dieses Bild (vgl. Abb. 4.5 und Abb. B.2). Die Unterschiede zu den Lidardaten werden insgesamt kleiner, wenn nur die Nächte mit Lidarmessungen in den Jahresgang einfließen. Die im März durch eine Einzelmessung auftretenden großen Unterschiede (vgl. Abb. 4.5) verringern sich stark. Wie auch beim Vergleich in Abschnitt 4.2.2 ergeben sich zwischen 32 und 38 km und 50–58 km systematisch höhere bzw. niedrigere Temperaturen in den ECMWF-Daten. Dies gibt Anlass, die Messdaten etwas näher zu untersuchen. Im unteren dieser beiden Höhenbereich spielt aber die Aerosolkorrektur als mögliche Fehlerquelle keine entscheidende Rolle. Wie schon in Abschnitt 3.4.2 beschrieben hat diese erst unterhalb von 30 km einen signifikanten Einfluss. Es ist also davon auszugehen, dass bei einer falschen Korrektur die tatsächliche Aerosolkonzentration unterschätzt werden, was zu niedrigeren Temperaturen führen würde. Auch die in Abschnitt 3.4.2 erwähnte Korrektur der Rayleighextinktion und die Ozonkorrektur sind in diesem Höhenbereich nicht maximal. So wäre zu erwarten, dass die größten Fehler in anderen Höhen auftreten, falls diese Korrekturen nicht richtig wären. Auch der Übergang zwischen dem unteren und oberen Rayleigh-Höhenkanal könnte eine Rolle spielen. Doch ein Vergleich mit den Nachtmitteln aus den über eine Nacht aufintegrierten Daten, die dann eine bessere Statistik und damit kleinere Unsicherheiten im oberen Bereich des Stratosphären-Kanals haben, zeigen die gleichen Abweichungen mit nur minimalen Unterschieden in der Stärke (nicht dargestellt). Ein Vergleich mit Radiosonden, die in Kühlungsborn, Greifswald und Schleswig gestartet wurden, zeigt keine systematischen Unterschiede zwischen 25 und 35 km. Genauso lässt sich bei den Unterschieden zwischen Lidardaten und Referenzatmosphären keine Systematik in der Stratosphäre im Sommer erkennen. Das alles deutet insgesamt nicht auf systematische Probleme in den Messungen ein. Die Ergebnisse in der winterlichen Stratosphäre wurden schon anhand der Absoluttemperaturen diskutiert. Statt mehr als 15 K Unterschied zwischen den Lidardaten und den Daten aus ECMWF sind nur noch maximal 9 K zu finden. Diese immer noch vorhandenen Unterschiede weisen darauf hin, dass in den ECMWF-Daten die Erwärmungen an der Stratosphauspause mitunter teilweise geringer ausfallen und im Auftrittszeitpunkt nicht genau mit den Lidarmessungen übereinstimmen.

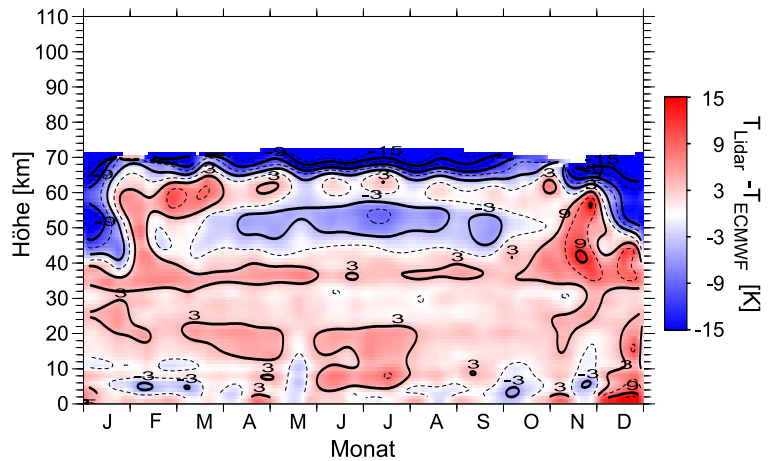


Abbildung B.2: Unterschiede der Lidarmessungen zu den ECMWF-Daten nur für Nächte mit Lidarmessungen (Glättung mit Hanning-Filter von ± 15 Tagen und ± 2 km)

Anhang C

C.1 Beschreibung der Schwerewellen-Simulation

Im Folgenden werden die wichtigsten Grundzüge der Schwerewellen-Simulation beschrieben [Berger, *persönliche Mitteilung*, 2007].

C.1.1 Hintergrundfelder

Die konsistenten Hintergrundfelder ($p_0, \rho_0, u_0, v_0, w_0, T_0$) werden aus COMMA/IAP (**C**ologne **M**odel of the **M**iddle **A**tmosphere at the **I**AP) auf Druckflächen entnommen [Berger und von Zahn, 1999, 2002; von Zahn und Berger, 2003]. Daraus wird die Brunt-Väisälä-Frequenz (N) bestimmt:

$$N^2 = \frac{g}{T_0} \left(\frac{\partial T_0}{\partial z} - \frac{g}{c_p} \right) \quad (\text{C.1})$$

Die Hintergrundfelder werden über die gesamte Simulation konstant gehalten, d.h. sie unterliegen keiner zeitlichen Änderung. Dabei handelt es sich um Solstitium-Bedingungen mit verschiedenen Gezeitenanteilen für die hier betrachteten Winter- und Sommer-Beispiele. Am Ende der Simulation werden sie mit einer Höhenauflösung von 1 km auf geometrische Höhen linear interpoliert.

C.1.2 Quelle

Die Schwerewellenquelle liegt mit etwa 14 km in der unteren Stratosphäre und wird möglichst allgemein gestaltet, um alle möglichen Schwerewellen zu berücksichtigen. Zudem liegen auch keine genaueren Erkenntnisse zur Quelle z.B. aus den Lidar-Messungen vor. Dabei wird beachtet, dass die ausgesuchten Wellen physikalisch sinnvoll sind und damit bei den gegebenen Hintergrundfeldern in der Quellenhöhe existieren können.

Parameterbestimmung der 1000 Wellen in der Quellenhöhe

In dieser Arbeit werden in der Quellenhöhe 1000 Wellen benutzt, bei weniger geht die Allgemeinheit der Quelle verloren (s.a. Abschnitt 7.2.2). Um die Wellen genau zu charakterisieren, müssen folgende Parameter der 1000 Wellen festgelegt:

- Phase bei $t = 0$ und $z = 0$ (Φ_{t0}, Φ_{z0}): Gleichverteilung zwischen 0 und 2π
- horizontalen Wellenlängen (λ_h): Gleichverteilung zwischen 2 und 2000 km
- Phasengeschwindigkeiten: c_x und c_y , so dass $c_h = \pm \sqrt{c_x^2 + c_y^2}$ mit $-150 \text{ m/s} \leq c_h \leq 150 \text{ m/s}$ mit einer Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{c_h}$
- Frequenz: $\omega = \frac{2\pi}{P}$
- horizontale Wellenlängen in x und y Richtung: $\lambda_x = \frac{c_x}{\lambda_h}, \lambda_y = \frac{c_y}{\lambda_h}$

- horizontale Wellenzahlen: $k = \frac{2\pi}{\lambda_x}$, $l = \frac{2\pi}{\lambda_y}$, $k_h = \sqrt{k^2 + l^2}$
- intrinsische Frequenz: $\hat{\omega} = \omega - ku_0 - lv_0$
- vertikale Wellenzahl über die Dispersionsrelation:

$$m = \sqrt{k_h^2 \frac{(N^2 - \hat{\omega}^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)}} \quad (\text{C.2})$$

- vertikale Wellenlänge: $\lambda_z = \frac{2\pi}{m}$

Damit sind die Wellen in allen Parametern bestimmt. Es muss noch gewährleistet werden, dass sie physikalisch sinnvoll sind.

Randbedingungen für die Quellenparameter

Physikalisch sind in der Quelle nur Wellen erlaubt, die folgenden Kriterien erfüllen:

- Die intrinsische Frequenz ($\hat{\omega}$) muss in folgendem Bereich liegen (siehe Gl. 2.14): $f^2 < \hat{\omega}^2 < N^2$, denn es liegt
 - ein kritisches Niveau vor, wenn $\hat{\omega}^2 < 0$ oder $\hat{\omega}^2 - f^2 < 10^{-15} \Rightarrow m \rightarrow \infty$
 - und ein Reflektionsniveau, wenn $N^2 - \hat{\omega}^2 < 10^{-15} \Rightarrow m \rightarrow 0$,

wobei 10^{-15} hier ein numerisches Kriterium für 0 ist.

- Es existieren nur aufwärts propagierende Wellen: $m^2 > 0$.
- Die vertikale Wellenausbreitung findet instantan statt, d.h. die realen Gruppengeschwindigkeiten werden nicht berücksichtigt.
- Die Anfangsamplituden werden mit Hilfe von beobachteten Leistungsspektraldichten festgelegt.
- Die kinetische Energie (E_{kin}) wird in der Quelle für alle Läufe unabhängig von der Jahreszeit konstant gehalten.

Weitere Details zu den letzten beiden Punkten finden sich im nachfolgenden Abschnitt. Die Eigenschaften in der Quelle sind in den Abbildungen 7.1 und C.1 zu sehen. In der hier im Anhang gezeigten Abbildung, in der die horizontale Phasengeschwindigkeit gegenüber der horizontalen Wellenlänge aufgetragen ist, sieht man die gleichmäßige Auswahl der Zufallszahlen. Die Verteilung der horizontalen Wellenlängen ist gleichmäßig über den gesamten Parametersatz (2–2000 km). Es sind geringe saisonale Unterschiede in den horizontalen Wellenlängen und Phasengeschwindigkeit zu sehen. Zum Beispiel gibt es im Winter einige Wellen mit kleinen Phasengeschwindigkeiten und großen horizontalen Wellenlängen, die im Sommer nicht vorhanden sind.

Die Wellenausbreitung kann nun in jeder Höhe und zu jedem Zeitpunkt berechnet werden. Dabei werden die Wellenparameter in der Quelle wie auch die Hintergrundfelder über die 24 Stunden der Simulations-Laufzeit konstant gehalten.

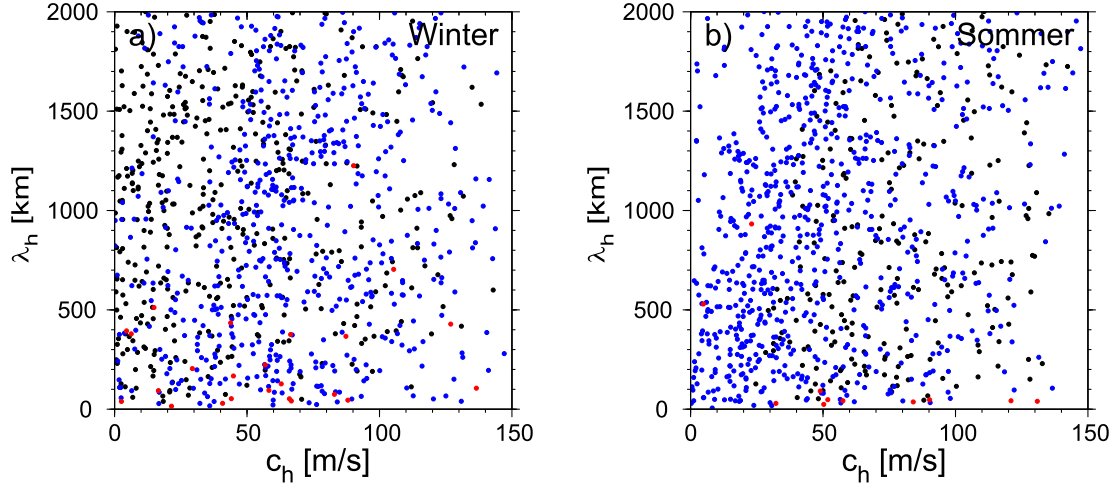


Abbildung C.1: Verteilung der Beträge der horizontalen Phasengeschwindigkeiten (c_h) und Wellenlängen (λ_h) aller 1000 Wellen in der Quellenhöhe bei 14 km (alle Punkte) und in 70 km (nur schwarze Punkte) für a) Winter und b) Sommer. Die mit blauen (roten) Punkten dargestellten Wellen wurden durch Filterung (Reflektion) zwischen 14 und 70 km aus der Simulation entfernt.

C.1.3 Vorgehensweise bei der Wellenausbreitung

Die Normierung der Amplituden erfolgt so, dass in der Quellenhöhe die Leistungsspektraldichte für den gesättigten Teil dem m^{-3} -Gesetz folgt, wie in Abbildung C.2 zu sehen ist. Diese Abbildung zeigt auch, dass die kritische, vertikale Wellenlänge bei 2 km liegt, was mit der Messung von *Allen und Vincent* [1995] übereinstimmt. Der ungesättigte Teil hat die Steigung m^1 . So ergeben sich die Anfangsamplituden: w_{00} und t_{00} . Aus den Polarisationsrelationen der Schwerewellen [z.B. *Fritts und Alexander*, 2003] ergibt sich weiterhin für den

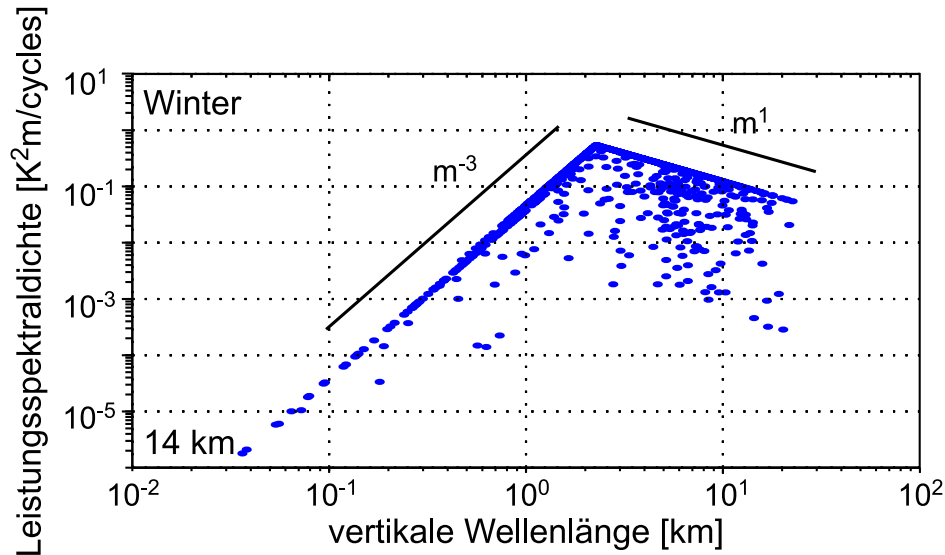


Abbildung C.2: Leistungsspektraldichte der Temperaturfluktuationen als Funktion der Wellenlänge in der Quellenhöhe für das Beispiel Winter. Es sind die logarithmischen Achsen und die Richtung der x-Achse zu beachten.

Real- (*real*) und Imaginärteil (*im*):

$$|u| = \sqrt{\text{real}(u)^2 + \text{im}(u)^2} \quad (\text{C.3})$$

mit $\text{real}(u) = -\frac{k\hat{\omega}(N^2 - \hat{\omega}^2)}{m\hat{\omega}(\hat{\omega}^2 - f^2)}$ und $\text{im}(u) = -\frac{l f(N^2 - \hat{\omega}^2)}{m\hat{\omega}(\hat{\omega}^2 - f^2)}$.

$$|v| = \sqrt{\text{real}(v)^2 + \text{im}(v)^2} \quad (\text{C.4})$$

mit $\text{real}(v) = \frac{l k(\hat{\omega}^2 - f^2)}{k^2 \hat{\omega}^2 + l^2 f^2}$ und $\text{im}(v) = -\frac{\hat{\omega} f(k^2 + l^2)}{k^2 \hat{\omega}^2 + l^2 f^2}$. Nun lassen sich die Amplituden berechnen:

$$\tilde{w} = \frac{w_{00}}{\sqrt{m}} \quad (\text{C.5})$$

$$\tilde{u} = |u| \frac{t_{00}}{\sqrt{m}} \quad (\text{C.6})$$

$$\tilde{v} = |v| \tilde{u} \quad (\text{C.7})$$

$$\tilde{T} = \frac{t_{00} T_0 N^2}{\sqrt{m} g \hat{\omega}} \quad (\text{C.8})$$

Die Addition aller Wellen ergibt dann die Gesamtfluktuationen. Um die Stärke der Quelle zu steuern, wird die kinetische Energie E_{kin} , d.h die Windvariabilität in der Quelle, entsprechend der Beobachtungen von *Guest et al.* [2000] für alle Jahreszeiten auf $5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ festgelegt. Dies ergibt für die Temperaturvarianzen einen Unterschied von Winter zu Sommer von einem Faktor 1,5.

Für die einzelnen Wellenstörungen gilt dann zu jedem Zeitpunkt in jeder Höhe:

$$(u', v', w', T') = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{T}) \cdot \exp \left[i(kx + ly + mz - \omega t) + \frac{z}{2H} \right]. \quad (\text{C.9})$$

Für jeden einzelnen Zeitschritt und jede einzelne Höhe werden die kritischen Niveaus und Reflektionsniveaus ($\hat{=}$ Filterungsniveaus) für jede einzelne Welle ermittelt. Dabei gilt, dass ein Dämpfungsterm

$$\vartheta(i) = \exp\left(-\frac{i}{10}\right) \text{ mit } i = 1, 2, \dots, 30 \quad (\text{C.10})$$

bis 30 Höhenniveaus (etwa 3 km) unterhalb des Filterungsniveaus angewendet wird. Die Welle wird also gedämpft an das Filterungsniveau herangeführt und dort aus der Simulation herausgenommen (vgl. z.B. Abb. C.1). Außerdem werden die Wellen auf konvektive Instabilitäten

$$\frac{dT}{dz} < -9,81 \text{ K/km} \quad (\text{C.11})$$

und dynamische Instabilitäten

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2} < 0,25 \quad (\text{C.12})$$

untersucht. Werden konvektive und dynamische Instabilitäten ($\hat{=}$ Brechungsniveaus) erreicht, so wird die Welle so lange in ihrer Amplitude gedämpft bis sie gerade nicht mehr das Instabilitätskriterium erfüllt. Das heißt sie kann in die nächste Höhe propagieren und

dort möglicherweise wieder instabil werden. Die Wellen existieren also sehr nahe am Brechungsniveau weiter bis sich die Hintergrundbedingungen signifikant geändert haben oder die Welle gefiltert wurde.

Die Filterung und Brechung wird so durchgeführt, dass die Wellen werden nacheinander betrachtet, beginnend bei großen vertikalen Wellenlängen bis hin zu den kleinen. Jede schon betrachtete Welle trägt zum Hintergrundfeld der danach betrachteten Wellen bei. Das bedeutet, dass die Wellen mit kürzeren vertikalen Wellenlängen nicht nur die ungestörten Hintergrundfelder bei der Ausbreitung „sehen“, sondern zusätzlich auch die Wellen mit längeren vertikalen Wellenlängen kennen.

Zum Schluss wird auch die Überlagerung aller Wellen auf Brechungsniveaus untersucht. Wird in der Überlagerung aller Wellen eines der Instabilitätskriterien erfüllt, so erfolgt ein weiterer iterativer Suchprozess, bei dem die Amplituden der Wellen von kleinen zu großen Skalen hin gedämpft werden. Der gesamte Brechungsalgorithmus bezieht nur Wellen ein, die aufgrund ihrer Phasenlage zum Instabilitätskriterium beitragen. Wie schon bei den Einzelwellen werden die Amplituden dieser Wellen nur so stark gedämpft, dass die Überlagerung aller Wellen nicht mehr instabil ist.

Die Überlagerung aller Wellen, die physikalisch existieren dürfen, zu jedem Zeitpunkt und jeder Höhe ergibt dann ein mit den Lidarmessungen direkt vergleichbares Ergebnis in der Temperatur. Die genauen Kenntnisse über jede Einzelwelle in allen Parametern ergeben Interpretationshilfen der Messergebnisse.

C.1.4 Einfluss der Zufallszahlen auf die Temperaturfluktuationen

Die Wahl der Zufallszahlen ist eine weitere Größe durch die die Einzelwellen und die daraus resultierende Überlagerung möglicherweise beeinflusst werden können. Denn trotz der zufälligen Gleichverteilung der Wellenparameter könnten ja schon kleine Verschiebungen in den Wellencharakteristika zu größeren Unterschieden in Filterung und Brechen führen.

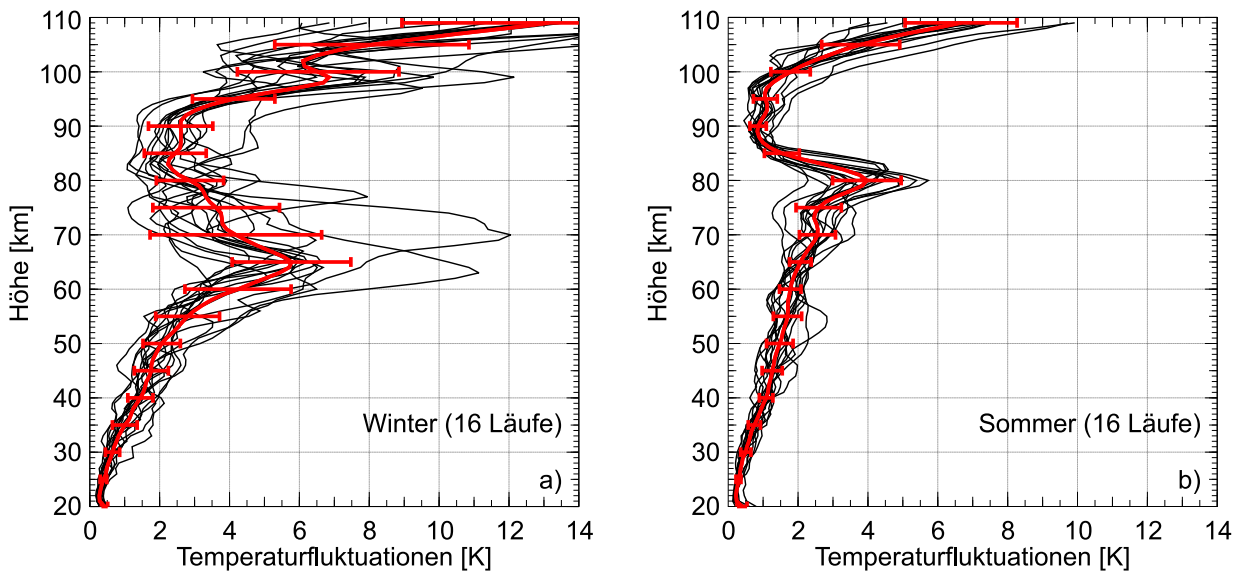


Abbildung C.3: Mittlere Temperaturfluktuationen in der Simulation bei je 16 unterschiedlichen Realisierungen der Zufallszahlen zur Bestimmung der Wellenparameter in der Quelle im a) Winter und b) Sommer. Die roten Linie stellt den Mittelwert aller Läufe dar und die Balken die entsprechenden Standardabweichungen.

Bei den im Folgenden untersuchten 16 verschiedenen Läufen wurden die Zufallszahlen unterschiedlich initialisiert. Das Hintergrundfeld ist konstant gehalten und ist das gleiche wie für die in Abschnitt 7.1 gezeigten Beispielfälle. Die sich daraus ergebenden mittleren Temperaturfluktuationen sind in Abbildung C.3 dargestellt. Diese fallen oberhalb von etwa 70 km im Winter viel geringer aus als bei der Variation der Hintergrundfelder (vgl. Abschnitt 7.2.1). Im Sommer ist die Variabilität ähnlich wie bei den Hintergrundfeldern. Die resultierende Überlagerung wird durch etwas unterschiedliche Wellen in der Quelle weniger beeinflusst.

C.2 Studie zur Überlagerung von Wellen

Die klaren Wellenstrukturen, die sich in der Schwerewellen-Simulation bei der Überlagerung von einigen hundert Wellen immer ausbilden, sind zunächst etwas überraschend und der Grund für die nachfolgende Studie. Dabei werden 1000 reine Sinusfunktionen ($\hat{=}$ Wellen) ohne geophysikalische Randbedingungen überlagert, um zu überprüfen, ob so viele Wellen ein strukturiertes Muster ergeben. Die 1000 Wellen werden mit

$$A \cdot \sin(\omega t + mz + \varphi) \quad (\text{C.13})$$

beschrieben. Dabei werden die Parameter in folgenden Bereichen durch einen Zufallsgenerator ausgewählt:

- Amplitude $0 \text{ K} \leq A \leq 0,5 \text{ K}$,
- Frequenz $\omega = \frac{2\pi}{P}$ mit der Periode $0 \text{ h} \leq P \leq 24 \text{ h}$,
- vertikale Wellenzahl $m = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ mit der vertikalen Wellenlänge $0 \text{ km} \leq \lambda_z \leq 25 \text{ km}$,
- Phasenlage $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

In Abbildung C.4a ist die Verteilung der Amplituden gegen die Perioden dargestellt. Sie zeigt die durch die Zufallszahlen bestimmte gleichmäßige Verteilung über den Parameterraum. Nun werden die so berechneten Wellen in Raum und Zeit überlagert. Dabei wurde zuerst eine Auflösung von 500 m und 5 min benutzt.

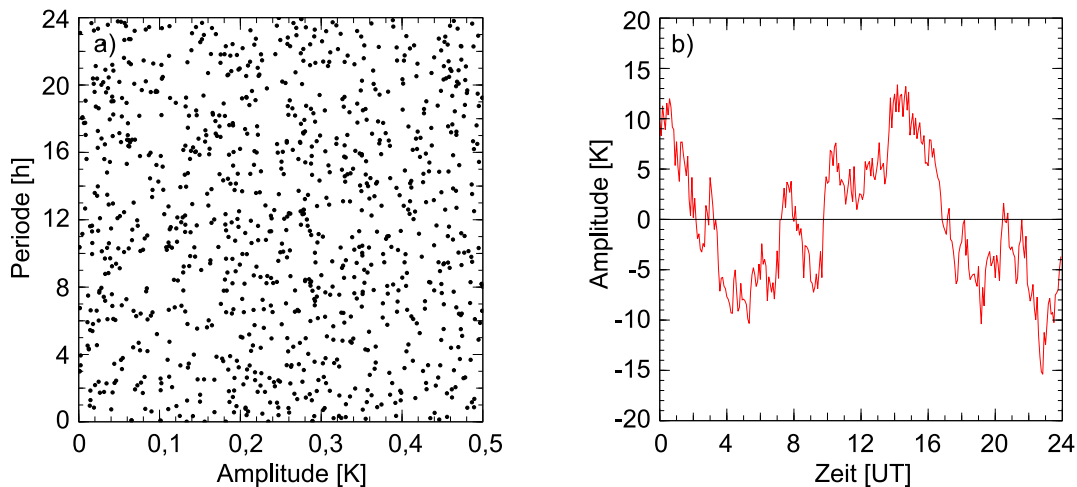


Abbildung C.4: Studie zur Überlagerung möglichst allgemein gewählte Sinusfunktionen: a) Verteilung der Amplitude und der Periode. b) Zeitreihe der Überlagerung aller 1000 Wellen mit 5 min und 500 m Auflösung.

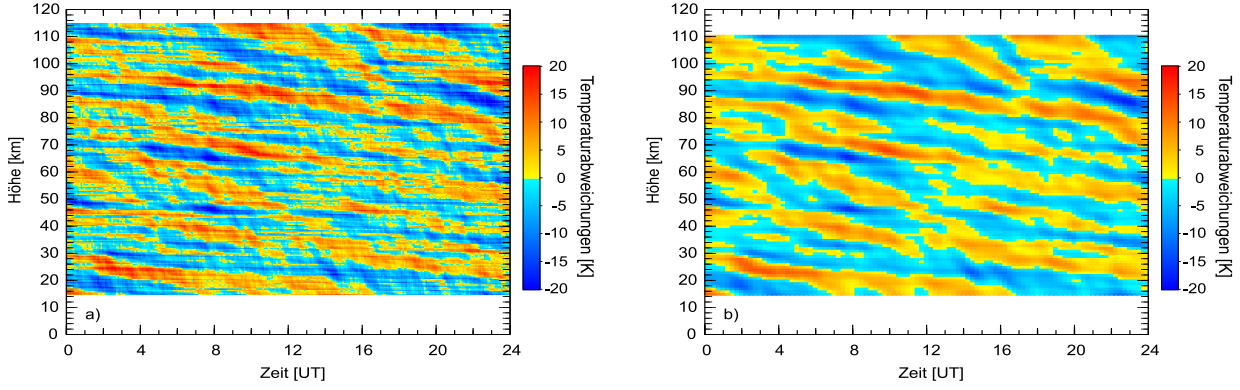


Abbildung C.5: Überlagerung von 1000 Sinusfunktionen mit einer Zeit- und Höhen-Auflösung von a) 5 min und 500 m und b) 15 min und 1 km.

Eine aus resultierende der Überlagerung aller Wellen entstehende Zeitreihe ist in Abbildung C.4b dargestellt. Es sind schon Wellenstrukturen zu sehen. Betrachtet man das Ergebnis in Abhängigkeit von Höhe (vgl. Abb. C.5a), so sind Wellenstrukturen in ihrer Entwicklung zu erkennen. Noch besser werden diese deutlich, wenn man das Ergebnis glättet, so dass die Auflösung den Lidarmessungen entspricht (1 km und 15 min) (vgl. Abb. C.5b). Hier sind die Strukturen schon sehr ähnlich zur Simulation der Schwerewellenausbreitung (vgl. Abb. 7.3) und zur Lidar-Messung (vgl. z.B. Abb. 5.7). Dabei ergibt sich die negative vertikale Phasengeschwindigkeit aus der Annahme, dass sich die Sinusfunktionen nur nach oben ausbreiten, wie es auch für den allergrößten Teil der Schwerewellen in der Atmosphäre gilt. Bestimmte Eigenschaften der Wellenstrukturen, wie z.B. die Änderung der vertikalen Phasengeschwindigkeit mit der Höhe fehlen wie zu erwarten komplett. Diese werden erst durch die Hintergrundatmosphäre verursacht.

Die klaren Wellenstrukturen werden also nicht allein durch die Hintergrundfelder verursacht, die aufgrund von Filterung und Brechung nur einen bestimmten Teil der Wellen durchlassen. Auch die in der Quelle festgelegten Wellenparameter, z.B. die für die Amplituden geltende Abhängigkeit von der Wellenzahl ($A \sim m^{-3}$), sind nicht entscheidend. Folglich müssen die Strukturen aus der Überlagerung an sich ergeben. Für eine Dimension lässt sich zeigen, dass die Überlagerung von N Sinusfunktionen wieder eine Sinusfunktion ergibt:

$$\sum_{\nu=1}^N \sin(\nu x) = \frac{\sin\left(\frac{(N+1)x}{2}\right)}{\sin\left(\frac{x}{2}\right)} \sin\left(\frac{Nx}{2}\right) \text{ mit } \nu \in \mathbb{N}. \quad (\text{C.14})$$

Diese Formel kann mit dem Satz von de Moivre und der Eulersche Formel bewiesen werden [siehe z.B. *Bronstein et al.*, 2000]. Das lässt sich zwar nicht direkt auf den zweidimensionalen Fall übertragen, begründet jedoch einen ähnlichen Zusammenhang auch in zwei Dimensionen anzunehmen.

Zusammenfassend ergibt sich, dass die klaren Wellenstrukturen aus einer Kombination verschiedener Effekte entstehen. Dabei spielt die Überlagerung der Sinusfunktionen neben der Filterungswirkung der Atmosphäre und der zeitlichen und vertikalen Auflösung der Daten eine entscheidende Rolle.

Anhang D

D.1 Weitere Analysen zum Jahresgang der Schwerewellenaktivität

In diese Anhang sind einige zusätzliche Information zum Jahresgang der Schwerewellenaktivität zusammengetragen, die die Ergebnisse aus Kapitel 8 ergänzen.

D.1.1 Jahresgang der potentiellen Energie

Da sehr häufig nicht die Temperaturfluktuationen an sich betrachtet werden, sondern die potentielle Energie, ist diese in Abbildung D.1 dargestellt. Es ist sowohl die potentielle Energie pro Masse als auch die pro Volumen berechnet worden. Für letztere wurde die Dichte aus der Referenzatmosphäre CIRA-86 entnommen [Fleming *et al.*, 1990]. Erstere ist die in der Literatur üblichere Größe, letztere zeichnet sich dadurch aus, dass sie mit der Höhe konstant ist, wenn sich die Wellen ungestört ausbreiten können. In beiden Abbildungen ist der schon bei den Temperaturfluktuationen (vgl. Abb. 8.1) beschriebene Jahresgang mit maximalen Werten im Winter wieder zu finden. Die Werte der potentiellen Energie pro Masse (Abb. D.1a) sind in guter Übereinstimmung mit den Lidar-Messungen in Südfrankreich [Wilson *et al.*, 1991b]. In der Abbildung D.1b ist eindeutig zu erkennen, dass es so gut wie keinen Höhenbereich gibt, im dem die potentielle Energie pro Volumen mit der Höhe konstant ist, d.h. sich die Wellen ungedämpft ausbreiten. Also existiert in allen Höhen über das gesamte Jahr mehr oder weniger starke Dämpfung. Saisonale Unterschiede sind in Abbildung 8.3 durch die stärkere Mittelung besser zu erkennen. Hier stellt sich heraus, dass die Dämpfung im Sommer am schwächsten ist.

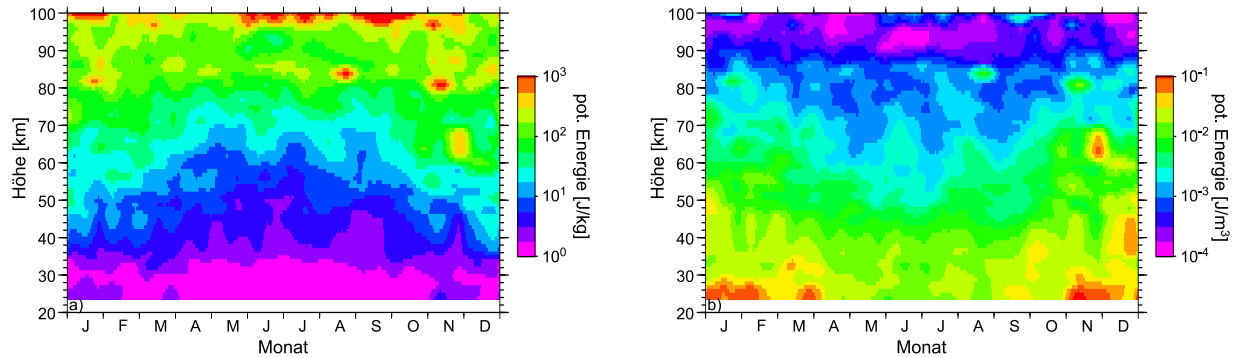


Abbildung D.1: Jahresgang der potentiellen Energie a) pro Masse und b) pro Volumen. Alle Messungen von 3–5 h zwischen 20 und 100 km mit einer Glättung mit Hanning-Filter von ± 15 Tagen und ± 2 km. Es sind die unterschiedlichen Farbbalken zu beachten.

D.1.2 Monatsmittelwerte der Temperaturfluktuationen

Um die Entwicklung der Temperaturfluktuationen in den Übergangsjahreszeiten (Frühjahr und Herbst) besser darzustellen, wurden in Abbildung D.2 Monatsmittelwerte aus allen

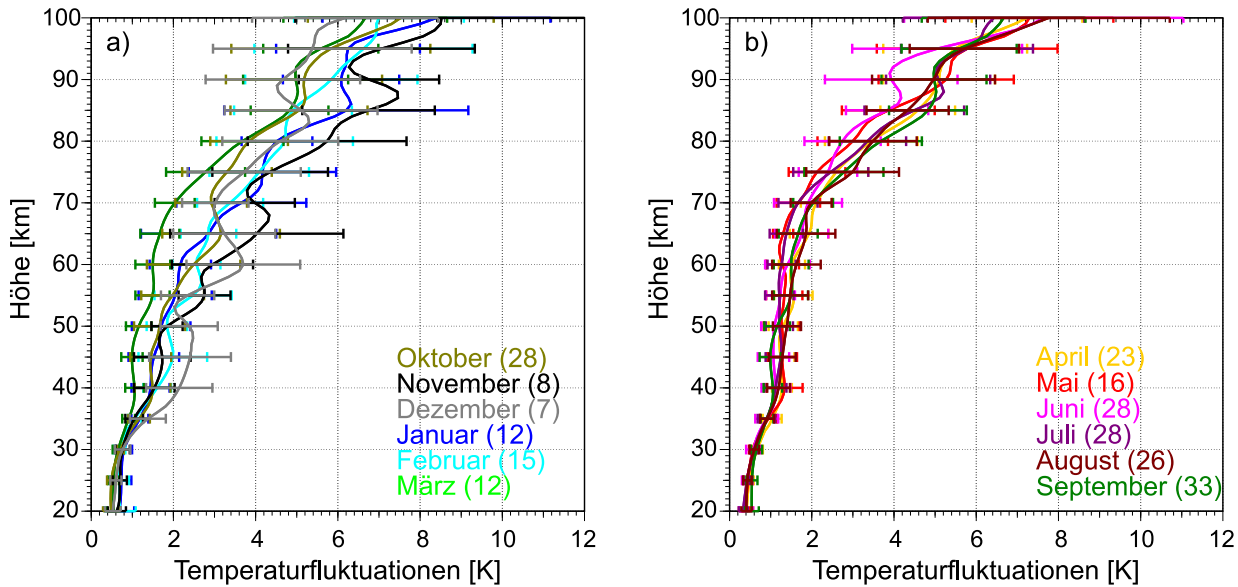


Abbildung D.2: Monatsmittelwerte der Temperaturfluktuationen aller Lidarmessungen mit 3–5 h Dauer für a) Oktober bis März und b) April bis September. Glättung mit Hanning-Filter über ± 5 km. In den Klammern ist die Anzahl der Messungen pro Monat vermerkt. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Messungen eines Monats an.

Einzelmessungen gebildet. Sie wurden anschließend über ± 5 km mit einem Hanning-Filter geglättet. Die bekannten Winter-Sommer-Unterschiede zeigen sich auch hier. Die größten Unterschiede zwischen den Monatsmittelwerten der Fluktuationen ergeben sich dabei zwischen 40 und 70 km (vgl. auch Abb. 6.4). Außerdem zeigt sich in der Standardabweichung, dass die Variabilität bis 80 km im Sommer wesentlich kleiner ist. Die Frühjahr- und Herbst-Werte zeigen ein Übergangsverhalten zwischen den Extremzuständen Winter und Sommer. Dabei fällt auf, dass die Monate März bis Mai und auch August und September eher sommerlichen Temperaturfluktuationen entsprechen, d.h. die Fluktuationen wachsen bis unterhalb von 70 km nur sehr langsam an. Die Temperaturfluktuationen der Monate Februar und Oktober sind hingegen denen der Wintermonate ähnlich. Oberhalb von 80 km ist die Variabilität zwischen den verschiedenen Einzelmessungen so groß, dass die saisonalen Unterschiede nicht mehr klar zu erkennen sind. Kombiniert man nun die Ergebnisse der Fluktuationen mit denen der Temperatur (siehe Abb. 4.3) so ergibt sich im Herbst folgendes Bild: Im September sind die Fluktuationen unterhalb von 75 km noch im Sommerzustand, darüber sind die Jahreszeiten nicht zu unterscheiden. Die Temperatur ist in der Mesopausenregion hingegen eindeutig schon im Winterzustand. Unterhalb von 60 km liegen die Temperaturen zwischen denen von August und Oktober. Zusammen mit den Ergebnissen der harmonischen Analyse des Jahresgangs (siehe Abschnitt 4.2.3) sind das deutliche Hinweise darauf, dass sich die Änderungen in der Temperatur und deren Fluktuationen vom Sommer- zum Winterzustand erst in der Mesosphäre und dann in der Stratosphäre vollziehen. Im Frühjahr deutet sich diese Veränderung des thermischen Zustandes von oben nach unten ebenfalls an, ist aber nicht so klar wie im Herbst. Auch in Winden ist diese Veränderung von oben nach unten zu beobachten [z.B. Hoffmann *et al.*, 2002].

Literaturverzeichnis

- Achatz, U. (2005), On the role of optimal perturbations in the instability of monochromatic gravity waves, *Phys. Fluids*, 17(9), 094107, doi:10.1063/1.2046709.
- Achatz, U. (2007), The primary nonlinear dynamics of modal and nonmodal perturbations of monochromatic inertia-gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, 64(1), 74–95, doi:10.1175/JAS3827.1.
- Alexander, M. J. (1998), Interpretations of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance, *J. Geophys. Res.*, 103(D8), 8627–8640, doi:10.1029/97JD03325.
- Allen, S. J., und R. A. Vincent (1995), Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations, *J. Geophys. Res.*, 100(D1), 1327–1350, doi:10.1029/94JD02688.
- Alpers, M., R. Eixmann, J. Höffner, T. Köpnick, J. Schneider, und U. von Zahn (1999), The Rayleigh-Mie-Raman lidar at IAP Kühlungsborn, *J. Aerosol Sci.*, 30, Suppl. 1, 637–638.
- Alpers, M., M. Gerding, J. Höffner, und J. Schneider (2001), Multiwavelength lidar observation of a strange noctilucent cloud at Kühlungsborn (54° N), *J. Geophys. Res.*, 106(D8), 7945–7953, doi:10.1029/2000JD900666.
- Alpers, M., R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding, und J. Höffner (2004), Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and rotational Raman scattering, *Atmos. Chem. Phys.*, 4(3), 793–800, SRef-ID:1680-7324/acp/2004-4-793.
- Andrews, D. G., J. R. Holton, und C. B. Leovy (1987), *Middle atmosphere dynamics, International Geophysics Series*, Bd. 40, 1. Ausg., 489 S., Academic Press, Orlando, USA.
- Arshinov, Y. F., S. M. Bobrovnikov, V. E. Zuev, und V. M. Mitev (1983), Atmospheric temperature measurements using a pure rotational Raman lidar, *Appl. Opt.*, 22(19), 2984–2990.
- Aßmann, R. (1902), Über die Existenz eines wärmeren Luftstroms in der Höhe von 10 bis 15 km, in *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, Bd. XXIV, S. 1–10, Berlin, Deutschland.
- Baker, D. J., und A. T. Stair Jr. (1988), Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow, *Phys. Scripta*, 37(4), 611–622, doi:10.1088/0031-8949/37/4/021.
- Baldwin, M. P., D. W. J. Thompson, E. F. Shuckburgh, W. A. Norton, und N. P. Gillett (2003), Weather from the stratosphere?, *Science*, 301(5631), 317–319, doi:10.1126/science.1085688.
- Baldwin, M. P., und T. J. Dunkerton (2005), The solar cycle and stratosphere–troposphere dynamical coupling, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 67(1-2), 71–82, doi:10.1016/j.jastp.2004.07.018.
- Baldwin, M. P., M. Dameris, und T. G. Shepherd (2007), How will the stratosphere affect climate change?, *Science*, 316(5831), 1576–1577, doi:10.1126/science.1144303.
- Becker, E., und G. Schmitz (2003), Climatological effects of orography and land-sea heating contrasts on the gravity wave-driven circulation of the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, 60(1), 103–118, doi:10.1175/1520-0469(2003)060<0103:CEOAL>2.0.CO;2.
- Becker, E., A. Müllemann, F.-J. Lübken, H. Körnich, P. Hoffmann, und M. Rapp (2004), High Rossby-wave activity in austral winter 2002: Modulation of the general circulation of the MLT during the MaCWAVE/MIDAS northern summer program, *Geophys. Res. Lett.*, 31(24), L24S03, doi:10.1029/2004GL019615.
- Becker, E., und D. C. Fritts (2006), Enhanced gravity-wave activity and interhemispheric coupling during the MaCWAVE/MIDAS northern summer program 2002, *Ann. Geophys.*, 24(4), 1175–1188, SRef-ID:1432-0576/ag/2006-24-1175.
- Berger, U. (1994), Numerische Simulation klimatologischer Prozesse in der mittleren Atmosphäre, Doktorarbeit, Universität Köln, Köln, Deutschland.
- Berger, U., und U. von Zahn (1999), The two-level structure of the mesopause: A model study, *J. Geophys. Res.*, 104(D18), 22,083–22,094, doi:10.1029/1999JD900389.
- Berger, U., und U. von Zahn (2002), Icy particles in the summer mesopause region: Three-dimensional modeling of their environment and two-dimensional modeling of their transport, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), A1366, doi:10.1029/2001JA000316.
- Berger, U. (2007), Modeling of middle atmosphere dynamics with LIMA, *J. Atmos. Solar-Terr.*

Phys., eingereicht.

- Bittner, M., D. Offermann, und H. H. Graef (2000), Mesopause temperature variability above a mid-latitude station in Europe, *J. Geophys. Res.*, 105(D2), 2045–2058, doi:10.1029/1999JD900307.
- Blum, U., K. H. Fricke, G. Baumgarten, und A. Schöch (2003), Lidar observations of atmospheric dynamics on both sides of the Scandinavian mountains, in *Proceedings 16th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, Bd. ESA SP-530, herausgegeben von B. Warmbein, S. 389–394, St. Gallen, Schweiz.
- Blum, U., K. H. Fricke, G. Baumgarten, und A. Schöch (2004), Simultaneous lidar observations of temperatures and waves in the polar middle atmosphere on both sides of the Scandinavian mountains: A case study on January 19/20, 2003, *Atmos. Chem. Phys.*, 4(3), 809–816, SRef-ID:1680-7324/acp/2004-4-809.
- Booker, J. R., und F. P. Bretherton (1967), The critical level for internal gravity waves in a shear flow, *J. Fluid Mech.*, 27, 513–539.
- Boone, C. D., R. Nassar, K. A. Walker, Y. Rochon, S. D. McLeod, C. P. Rinsland, und P. F. Bernath (2005), Retrievals for the atmospheric chemistry experiment Fourier-transform spectrometer, *Appl. Opt.*, 44(33), 7218–7231.
- Bretherton, F. P. (1966), The propagation of groups of internal gravity waves in a shear flow, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 92(394), 465–480.
- Brigham, E. O. (1995), *FFT Schnelle Fourier Transformation*, 6. Ausg., 301 S., Oldenbourg, München, Deutschland.
- Bronstein, I. N., K. Semendjajew, G. Musiol, und H. Mühlig (2000), *Taschenbuch der Mathematik*, 5. Ausg., 1191 S., Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, Deutschland.
- Butcher, J., D. V. Willetts, und W. J. Jones (1971), On the use of a Fabry-Perot etalon for the determination of rotational constants of simple molecules—the pure rotational Raman spectra of oxygen and nitrogen, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 324(1557), 231–245.
- Charbonnel, C., und S. Talon (2005), Influence of gravity waves on the internal rotation and Li abundance of solar-type stars, *Science*, 309(5744), 2189–2191, doi:10.1126/science.1116849.
- Charney, J. G., und P. G. Drazin (1961), Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 66(1), 83–109.
- Chen, H., C. Y. She, P. Searcy, und E. Korevaar (1993), Sodium-vapor dispersive Faraday filter, *Opt. Lett.*, 21(12), 1019–1021.
- Cho, Y.-M., G. G. Shepherd, Y.-I. Won, S. Sargoytchev, S. Brown, und B. Solheim (2004), MLT cooling during stratospheric warming events, *Geophys. Res. Lett.*, 31(10), L10104, doi:10.1029/2004GL019552.
- Christiansen, B. (2005), Downward propagation and statistical forecast of the near-surface weather, *J. Geophys. Res.*, 110(D14), D14104, doi:10.1029/2004JD005431.
- Coy, L., D. E. Siskind, S. D. Eckermann, J. P. McCormack, D. R. Allen, und T. F. Hogan (2005), Modeling the August 2002 minor warming event, *Geophys. Res. Lett.*, 32(7), L07808, doi:10.1029/2005GL022400.
- Dao, P. D., R. Farely, X. Tao, und C. S. Gardner (1995), Lidar observations of the temperature profile between 25 and 105 km: Evidence of strong tidal perturbations, *Geophys. Res. Lett.*, 22(20), 2825–2828, doi:10.1029/95GL02950.
- Dowdy, A. J., R. A. Vincent, M. Tsutsumi, K. Igarashi, Y. Murayama, W. Singer, D. J. Murphy, und D. M. Riggin (2007), Polar mesosphere and lower thermosphere dynamics: 2. Response to sudden stratospheric warmings, *J. Geophys. Res.*, 112(D17), D17105, doi:10.1029/2006JD008127.
- Doyle, J. D., H. Volkert, A. Dörnbrack, K. P. Hoinka, und T. F. Hogan (2002), Aircraft measurements and numerical simulations of mountain waves over the central Alps: A pre-MAP test case, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 128(584), 2175–2184, doi:10.1256/003590002320603601.
- Dubin, M., A. R. Hull, und K. S. W. Champion (Hrsg.) (1976), *U.S. Standard Atmosphere 1976*, 227 S., NOAA, NASA, USAF, Washington, USA.
- Duck, T. J., J. A. Whiteway, und A. I. Carswell (2001), The gravity

- wave-arctic stratospheric vortex interaction, *J. Atmos. Sci.*, **S.** 3581–3596, doi:10.1175/1520 – 0469(2001)058 < 3581 : TGWASV > 2.0.CO;2.
- Dunkerton, T. J., und N. Butchart (1984), Propagation and selective transmission of internal gravity waves in a sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, **41**(8), 1443–1460, doi:10.1175/1520 – 0469(1984)041 < 1443 : PASTOI > 2.0.CO;2.
- Eckermann, S. D. (1992), Ray-tracing simulation of the global propagation of inertia gravity waves through the zonally averaged middle atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **97**(D14), 15,849–15,866.
- Eckermann, S. D., I. Hirota, und W. K. Hocking (1995), Gravity wave and equatorial wave morphology of the stratosphere derived from long-term rocket soundings, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **121**(521), 149–186, doi:10.1256/smsqj.52107.
- Eckermann, S. D. (1995), On the observed morphology of gravity-wave and equatorial-wave variance in the stratosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **57**(2), 105–134, doi:10.1016/0021 – 9169(93)E0027 – 7.
- Eckermann, S. D., und P. Preusse (1999), Global measurements of stratospheric mountain waves from space, *Science*, **286**(5444), 1534–1537, doi:10.1126/science.286.5444.1534.
- Eixmann, R., C. Böckmann, B. Fay, V. Matthias, I. Mattis, D. Müller, S. Kreipl, J. Schneider, und A. Stohl (2002), Tropospheric aerosol layers after a cold front passage in January 2000 as observed at several stations of the German Lidar Network, *Atm. Res.*, **63**(1), 39–58, doi:10.1016/S0169 – 8095(02)00007 – 8.
- Ern, M., P. Preusse, M. J. Alexander, und C. D. Warner (2004), Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data, *J. Geophys. Res.*, **109**(D20), D20103, doi:10.1029/2004JD004752.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, und M. Corney (1990), Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, COSPAR international reference atmosphere: 1986, Part II: Middle atmosphere models, *Adv. Space Res.*, **10**(12), 11–59, doi:10.1016/0273 – 1177(90)90386 – E.
- Forbes, J. M. (1995), The role of waves in the transport circulation of the middle atmosphere, in *The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory, AGU Monograph Series*, Bd. 87, herausgegeben von R. M. Johnson und T. L. Killeen, S. 67–87, American Geophysical Union, Washington DC, USA.
- Foufoula-Georgiou, E., und P. Kumar (1994), *Wavelets in Geophysics, Wavelet Analysis and its Applications*, Bd. 4, 373 S., Academic Press, San Diego, USA.
- Franke, P. M., und R. L. Collins (2003), Evidence of gravity wave breaking in lidar data from the mesopause region, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(4), PMR 4/1–4, doi:10.1029/2001GL014477.
- Fricke-Begemann, C. (2004), Lidar investigations of the mesopause region: Temperature structure and variability, Doktorarbeit, Universität Rostock, Rostock, Deutschland.
- Fricke-Begemann, C., M. Alpers, und J. Höffner (2002), Daylight rejection with a new receiver for potassium resonance temperature lidars, *Opt. Lett.*, **27**(21), 1932–1934.
- Fricke-Begemann, C., und J. Höffner (2005), Temperature tides and waves near the mesopause from lidar observations at two latitudes, *J. Geophys. Res.*, **110**(D19), D19103, doi:10.1029/2005JD00770.
- Fritts, D. C. (1984), Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **22**(3), 275–308.
- Fritts, D. C., und P. K. Rastogi (1985), Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations, *Radio Sci.*, **20**(6), 1247–1277.
- Fritts, D. C., J. R. Isler, und Ø. Andreassen (1994), Gravity wave breaking in two and three dimensions 2. Three-dimensional evolution and instability structure, *J. Geophys. Res.*, **99**(D4), 8109–8124.
- Fritts, D. C., und U.-P. Hoppe (1995), High-resolution measurements of vertical velocity with the European incoherent scatter VHF radar 2. Spectral observations and model comparisons, *J.*

- Geophys. Res.*, 100(D8), 16,827–16,838, doi:10.1029/95JD01467.
- Fritts, D. C., und M. J. Alexander (2003), Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, 41(1), 3/1–64, doi:10.1029/2001RG000106.
- Fritts, D. C., S. L. Vadas, K. Wan, und J. A. Werne (2006), Mean and variable forcing of the middle atmosphere by gravity waves, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 68(3-5), 247–265, doi:10.1016/j.jastp.2005.04.010.
- Fritz, S., und S. Soules (1970), Large-scale temperature changes in the stratosphere observed from Nimbus III, *J. Atmos. Sci.*, 27(7), 1091–1097, doi:10.1175/1520 – 0469(1970)027 < 1091 : LSTCIT > 2.0.CO; 2.
- Garcia, R. R., und S. Solomon (1985), The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 90, 3850–3868.
- Gardner, C. S., und D. G. Voelz (1987), Lidar studies of the nighttime sodium layer over Urbana, Illinois, 2. Gravity waves, *J. Geophys. Res.*, 92(A5), 4673–4694.
- Gardner, C. S., M. S. Miller, und C. H. Liu (1989), Rayleigh lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere at Urbana, Illinois, *J. Atmos. Sci.*, 46(12), 1838–1854, doi:10.1175/1520 – 0469(1989)046 < 1838 : RLOOGW > 2.0.CO; 2.
- Gardner, C. S., und M. J. Taylor (1998), Observational limits for lidar, radar, and air glow imager measurements of gravity wave parameters, *J. Geophys. Res.*, 103(D6), 6427–6437, doi:10.1029/97JD03378.
- Geller, M. A. (1983), Dynamics of the middle atmosphere, *Space Sci. Rev.*, 34(4), 359–375, doi:10.1007/BF00168828.
- Gerding, M., J. Höffner, M. Rauthe, und F.-J. Lübken (2006), Observations of noctilucent clouds and temperature structure from 1–105 km by co-located lidars at 54° N, in *Proceedings of the SPIE symposium "Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing II"*, Bd. 6367, herausgegeben von U. Singh, SPIE, Bellingham, WA, doi:10.1117/12.689012.
- Gerding, M., J. Höffner, und M. Rauthe (2007a), Simultaneous observations of temperatures and ice-particles in the mid-latitude mesopause region, *Adv. Space Res.*, 40, 785–793, doi:10.1016/j.jasr.2007.01.020.
- Gerding, M., J. Höffner, M. Rauthe, W. Singer, M. Zeche, und F.-J. Lübken (2007b), Simultaneous observation of NLC, MSE and temperature at a mid-latitude station (54° N), *J. Geophys. Res.*, 112(D12), D12111, doi:10.1029/2006JD008135.
- Gerrard, A. J., T. J. Kane, S. D. Eckermann, und J. P. Thayer (2004), Gravity waves and mesospheric clouds in the summer middle atmosphere: A comparison of lidar measurements and ray modeling of gravity waves over Søndrestrøm, Greenland, *J. Geophys. Res.*, 109(D10), D10103, doi:10.1029/2002JD002783.
- Gross, M. R., T. J. McGee, R. A. Ferrare, U. N. Singh, und P. Kimvilakani (1997), Temperature measurements made with a combined Rayleigh-Mie and Raman lidar, *Appl. Opt.*, 36(24), 5987–5995.
- Guest, F. M., M. J. Reeder, C. J. Marks, und D. J. Karoly (2000), Inertia-gravity waves observed in the lower stratosphere over Macquarie Island, *J. Atmos. Sci.*, 57(5), 737–752, doi:10.1175/1520 – 0469(2000)057 < 0737 : IGWOIT > 2.0.CO; 2.
- Hauchecorne, A., und M. L. Chanin (1980), Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km, *Geophys. Res. Lett.*, 7(8), 565–568.
- Hauchecorne, A., M.-L. Chanin, und P. Keckhut (1991), Climatology and trends of the middle atmospheric temperature (33–87 km) as seen by Rayleigh lidar over the south of France, *J. Geophys. Res.*, 96(D8), 15,297–15,309.
- Hauchecorne, A., P. Keckhut, und M. L. Chanin (2006), Interannual variability and long term changes in planetary wave activity in the middle atmosphere observed by lidar, *Atmos. Chem. Phys. Disc.*, 6(6), 11,299–11,316, doi:10.1680 – 7375/acpd/2006 – 6 – 11299.

- Hertzog, A., F. Vial, C. R. Mechoso, C. Basdevant, P. Cocquerez, V. Dubourg, und F. Nouel (2002), Planetary and gravity wave activity in the equatorial lower stratosphere as seen by ultra-long duration balloons, *Adv. Space Res.*, *30*(5), 1381–1386, doi:10.1016/S0273 – 1177(02)00555 – 0.
- Hines, C. O. (1960), Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Phys.*, *38*, 1441–1481.
- Hirota, I. (1984), Climatology of gravity waves in the middle atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *46*(9), 767–773, doi:10.1016/0021 – 9169(84)90057 – 6.
- Hirota, I., und T. Niki (1985), A statistical study of inertia-gravity waves in the middle atmosphere, *J. Meteorol. Soc. Japan*, *63*(6), 1055–1065.
- Hodges, R., Jr. (1967), Generation of turbulence in the upper atmosphere by internal gravity waves, *J. Geophys. Res.*, *72*(13), 3455–3458.
- Höffner, J., und C. Fricke-Begemann (2005), Accurate lidar temperatures with narrowband filters, *Opt. Lett.*, *30*(8), 890–892, doi:10.1364/OL.30.000890.
- Hoffmann, P., W. Singer, und D. Keuer (2002), Variability of the mesospheric wind field at middle and Arctic latitudes in winter and its relation to stratospheric circulation disturbances, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *64*(8–11), 1229–1240, doi:10.1016/S1364 – 6826(02)00071 – 8.
- Hoffmann, P., W. Singer, D. Keuer, W. K. Hocking, M. Kunze, und Y. Murayama (2007), Latitudinal and longitudinal variability of mesospheric winds and temperatures during stratospheric warming events, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *angenommen*.
- Holste, H. (2007), Aufbau einer tageslichtfähigen Nachweisbank für ein Rayleigh-Lidar, Diplomarbeit, Universität Rostock, Rostock, Deutschland.
- Holton, J. R. (1983), The influence of gravity wave breaking on the general circulation of the middle atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, *40*(10), 2497–2507, doi:10.1175/1520 – 0469(1983)040 < 2497 : TIOGWB > 2.0.CO; 2.
- Holton, J. R. (1992), *An introduction to dynamic meteorology*, *International Geophysics Series*, Bd. 48, 3. Ausg., 511 S., Academic Press, San Diego, USA.
- Holton, J. R., und M. J. Alexander (2000), The role of waves in the transport circulation of the middle atmosphere, in *Atmospheric science across the stratopause*, *AGU Monograph Series*, Bd. 123, herausgegeben von D. E. Siskind, S. D. Eckermann, und M. E. Summers, S. 21–35, American Geophysical Union, Washington DC, USA.
- Hoppe, U.-P., und D. C. Fritts (1995), High-resolution measurements of vertical velocity with the European incoherent scatter VHF radar 1. Motion field characteristics and measurement biases, *J. Geophys. Res.*, *100*(D8), 16,813–16,826, doi:10.1029/95JD01466.
- Howard, L. N. (1961), Note on a paper of John W. Miles, *J. Fluid Mech.*, *10*, 509–512.
- Isler, J. R., M. J. Taylor, und D. C. Fritts (1997), Observational evidence of wave ducting and evanescence in the mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *102*(D22), 26,301–26,313, doi:10.1029/97JD01783.
- Jarvis, M. J., R. E. Hibbins, M. J. Taylor, und T. J. Rosenberg (2003), Utilizing riometry to observe gravity waves in the sunlit mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(19), 2003, doi:10.1029/2003GL017885.
- Jasperson, W. H., G. D. Nastrom, und D. C. Fritts (1990), Further study of terrain effects on the mesoscale spectrum of atmospheric motions, *J. Atmos. Sci.*, *47*(8), 979–987, doi:10.1175/1520 – 0469(1990)047 < 0979 : FSOTEO > 2.0.CO; 2.
- Karpetchko, A., E. Kyrö, und B. M. Knudsen (2005), Arctic and Antarctic polar vortices 1957–2002 as seen from the ERA-40 reanalyses, *J. Geophys. Res.*, *110*(D21), D21109, doi:10.1029/2005JD006113.
- Kent, G. S., und R. W. H. Wright (1970), A review of laser radar measurements of atmospheric properties, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *32*(5), 917–943, doi:10.1016/0021 – 9169(70)90036 – X.
- Kim, Y.-J., S. D. Eckermann, und H.-Y. Chun (2003), An overview of the past, present and future of gravity-wave drag parameterization for numerical climate and weather prediction models, *Atmosphere-Ocean*, *41*(1), 65–98.
- Krebsbach, M., und P. Preusse (2007), Spectral analysis of gravity wave activity in SABER tem-

- perature data, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(3), L03814, doi:10.1029/2006GL028040.
- Krüger, K., B. Naujokat, und K. Labitzke (2005), The unusual midwinter warming in the southern hemisphere stratosphere 2002: A comparison to northern hemisphere phenomena, *J. Atmos. Sci.*, *62*(3), 603–613, doi:10.1175/JAS – 3316.1.
- Kutepov, A. A., A. G. Feofilov, B. T. Marshall, L. L. Gordley, W. D. Pesnell, R. A. Goldberg, und J. M. Russell III (2006), SABER temperature observations in the summer polar mesosphere and lower thermosphere: Importance of accounting for the CO₂ ν_2 quanta v–v exchange, *Geophys. Res. Lett.*, *33*(21), L21809, doi:10.1029/2006GL026591.
- Labitzke, K. (1972a), Temperature changes in the mesosphere and stratosphere connected with circulation changes in winter, *J. Atmos. Sci.*, *29*(4), 756–766, doi:10.1175/1520 – 0469(1972)029 < 0756 : TCITMA > 2.0.CO;2.
- Labitzke, K. (1972b), The interaction between stratosphere and mesosphere in winter, *J. Atmos. Sci.*, *29*(7), 1395–1399, doi:10.1175/1520 – 0469(1972)029 < 1395 : TIBSAM > 2.0.CO;2.
- Lautenbach, J. (2007), Experimentelle Untersuchungen mit einem Lidar zur thermischen Struktur der Mesopausen-Region bei polaren und mittleren Breiten, Doktorarbeit, Universität Rostock, Rostock, Deutschland.
- Lindzen, R. S. (1981), Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, *86*(C10), 9707–9714.
- Lindzen, R. S. (1984), Gravity waves in the mesosphere, in *Dynamics of the middle atmosphere*, herausgegeben von J. R. Holton und T. Matsuno, S. 3–18, Terra, Tokyo, Japan.
- Lübken, F.-J., und U. von Zahn (1991), Thermal structure of the polar mesopause region, *J. Geophys. Res.*, *96*(D11), 20,841–20,857.
- Lübken, F.-J. (1997), Seasonal variation of turbulent energy dissipation rates at high latitudes as determined by in situ measurements of neutral density fluctuations, *J. Geophys. Res.*, *102*(D12), 13,441–13,456, doi:10.1029/97JD00853.
- Manney, G. L., K. Krüger, J. L. Sabutis, S. Amina Sena, und S. Pawson (2005), The remarkable 2003–2004 winter and other recent warm winters in the Arctic stratosphere since the late 1990s, *J. Geophys. Res.*, *110*(D4), D04107, doi:10.1029/2004JD005367.
- Manney, G. L., W. H. Daffer, K. B. Strawbridge, K. A. Walker, C. D. Boone, P. F. Bernath, T. Kerzenmacher, M. J. Schwartz, K. Strong, R. J. Sica, K. Krüger, H. C. Pumphrey, L. Froidevaux, A. Lambert, M. L. Santee, N. J. Livesey, E. E. Remsberg, M. G. Mlynczak, und J. R. Russell III (2007), The high Arctic in extreme winters: vortex, temperature, and MLS and ACE-FTS trace gas evolution, *Atmos. Chem. Phys. Disc.*, *7*.
- Matsuno, T. (1971), A dynamical model of the stratospheric sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, *28*(8), 1479–1494, doi:10.1175/1520 – 0469(1971)028 < 1479 : ADMOTS > 2.0.CO;2.
- Megie, G., F. Bos, J. E. Blamont, und M. L. Chanin (1978), Simultaneous nighttime lidar measurements of atmospheric sodium and potassium, *Planet. Space Sci.*, *26*(1), 27–35, doi:10.1016/0032 – 0633(78)90034 – X.
- Meriwether, J. W., und C. S. Gardner (2000), A review of the mesosphere inversion layer phenomenon, *J. Geophys. Res.*, *105*(D10), 12,405–12,416, doi:10.1029/2000JD900163.
- Mertens, C. J., M. G. Mlynczak, M. López-Puertas, P. P. Wintersteiner, R. H. Picard, J. R. Winick, L. L. Gordley, und J. M. Russell III (2001), Retrieval of mesospheric and lower thermospheric kinetic temperature from measurements of CO₂ 15 μ m earth limb emission under non-LTE conditions, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 1391–1394, doi:10.1029/2000GL012189.
- Mie, G. (1908), Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. Phys. (Leipzig)*, *25*(3), 377–445, doi:10.1002/andp.19083300302.
- Miles, J. W. (1961), On the stability of heterogeneous shear flows, *J. Fluid Mech.*, *10*, 496–508.
- Mishchenko, M. I., J. W. Hovenier, und L. D. Travis (1999), *Light scattering by nonspherical particles: Theory, measurements, and applications*, 690 S., Academic Press, San Diego, USA.
- Mitchell, N. J., L. Thomas, und A. K. P. Marsh (1990), Lidar studies of stratospheric gravity waves: A comparison of analysis techniques, *Ann. Geophys.*, *8*(10), 705–712,

- SRef-ID:1432-0576/ag/1990-8-705.
- Mitchell, N. J., L. Thomas, and A. K. P. Marsh (1991), Lidar observations of long-period gravity waves in the stratosphere, *Ann. Geophys.*, *9*(9), 588–596, SRef-ID:1432-0576/ag/1991-9-588.
- Miyoshi, Y. (2003), Effects of the stratospheric sudden warming on the temperature in the MLT region, *Advances in Polar Upper Atmosphere Research, National Institute of Polar Research, Tokyo, Japan*, *17*, 1–12.
- Murgatroyd, R. J., and R. Goody (1958), Sources and sinks of radiative energy from 30 to 90 km, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, *84*(361), 225–234.
- Nakamura, T., T. Tsuda, S. Fukao, A. H. Manson, C. E. Meek, R. A. Vincent, and I. M. Reid (1996), Mesospheric gravity waves at Saskatoon (52° N), Kyoto (35° N), and Adelaide (35° S), *J. Geophys. Res.*, *101*(D3), 7005–7012, doi:10.1029/95JD03826.
- Nappo, C. J. (2002), *An introduction to atmospheric gravity waves, International geophysics series*, Bd. 85, Academic Press, Amsterdam, Niederlande.
- Nash, J. D., and J. N. Moum (2005), River plumes as a source of large-amplitude internal waves in the coastal ocean, *Nature*, *437*(7057), 400–403, doi:10.1038/nature03936.
- Nastrom, G. D., B. B. Balsley, and D. A. Carter (1982), Mean meridional winds in the mid- and high-latitude summer mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *9*(2), 139–142.
- Nedeljkovic, D., A. Hauchecorne, and M. L. Chanin (1993), Rotational Raman lidar to measure the atmospheric temperature from the ground to 30 km, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, *31*(1), 90–101, doi:10.1109/36.210448.
- Neisser, J., W. Adam, F. Beyrich, U. Leiterer, and H. Steinhagen (2002), Atmospheric boundary layer monitoring at the Meteorological Observatory Lindenberg as a part of the ‘Lindenberger Column’: Facilities and selected results, *Meteorolog. Z.*, *11*(4), 241–253, doi:10.1127/0941 – 2948/2002/0011 – 0241.
- Offermann, D., J. Oberheide, M. Jarisch, K.-U. Grossmann, and O. Gusev (2006a), Similarities in middle atmosphere structures, *Meteorolog. Z.*, *15*(3), 333–342, doi:10.1127/0941 – 2948/2006/0135.
- Offermann, D., M. Jarisch, J. Oberheide, O. Gusev, I. Wohltmann, J. M. Russell III, and M. G. Mlynczak (2006b), Global wave activity from upper stratosphere to lower thermosphere: A new turbopause concept, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *68*(15), 1709–1729, doi:10.1016/j.jastp.2006.01.013.
- Pawson, S., and B. Naujokat (1999), The cold winters of the middle 1990s in the northern lower stratosphere, *J. Geophys. Res.*, *104*(D12), 14,209–14,222, doi:10.1029/1999JD900211.
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, *107*(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430.
- Pielke, R. A. (1984), *Mesoscale meteorological modeling*, 612 S., Academic Press, Inc., San Diego, CA, USA.
- Preusse, P., S. D. Eckermann, and D. Offermann (2000), Comparisons of global distributions of zonal-mean gravity wave variance inferred from different satellite instruments, *Geophys. Res. Lett.*, *27*(23), 3877–3880, doi:10.1029/2000GL011916.
- Preusse, P., M. Ern, S. D. Eckermann, C. D. Warner, R. H. Picard, P. Knieling, M. Krebsbach, J. M. Russell III, M. G. Mlynczak, C. J. Mertens, and M. Riese (2006), Tropopause to mesopause gravity waves in August: Measurement and modeling, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *68*(15), 1730–1751, doi:10.1016/j.jastp.2005.10.019.
- Quiroz, R. S. (1969), The warming of the upper stratosphere in February 1966 and the associated structure of the mesosphere, *Mon. Weather Rev.*, *97*(8), 541–552, doi:10.1175/1520 – 0493(1969)097 < 0541 : TWOTUS > 2.3.CO;2.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, A. Müllemann, G. E. Thomas, and E. J. Jensen (2002), Small-scale temperature variations in the vicinity of NLC: Experimental and model results, *J. Geophys. Res.*, *107*(D19), AAA 11/1–20, doi:10.1029/2001JD001241.

- Rauthe, M., M. Gerding, J. Höffner, und F.-J. Lübken (2006), Lidar temperature measurements of gravity waves over Kühlungsborn (54° N) from 1 to 105 km: A winter-summer comparison, *J. Geophys. Res.*, *111*(D24), D24108, doi:10.1029/2006JD007354.
- Salby, M. L. (1996), *Fundamentals of atmospheric physics*, 1. Ausg., 627 S., Academic Press, San Diego, USA.
- Scherhag, R. (1952), Die explosionsartige Stratosphärenenerwärmung des Spätwinters 1951/52, *Bericht des Deut. Wetterdienstes US-Zone*, *6*(38), 51–63.
- Schöch, A. (2007), Thermal structure and gravity waves in the Arctic middle atmosphere above ALOMAR (69.3° N, 16° E), Doktorarbeit, Universität Rostock, Rostock, Deutschland.
- Scorer, R. S. (1949), Theory of waves in lee of mountains, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, *75*, 41–56.
- Serafimovich, A., P. Hoffmann, D. Peters, und V. Lehmann (2005), Investigation of inertia-gravity waves in the upper troposphere/lower stratosphere over Northern Germany observed with collocated VHF/UHF radars, *Atmos. Chem. Phys.*, *5*(2), 295–310, SRef-ID:1680-7324/acp/2005-5-295.
- She, C. Y., und U. von Zahn (1998), Concept of a two-level mesopause: Support through new lidar observations, *J. Geophys. Res.*, *103*(D5), 5855–5863, doi:10.1029/97JD03450.
- She, C. Y., und R. P. Lowe (1998), Seasonal temperature variations in the mesopause region at mid-latitude: Comparison of lidar and hydroxyl rotational temperatures using WINDII/UARS OH height profiles, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *60*(16), 1573–1583, doi:10.1016/S1364 – 6826(98)00082 – 0.
- Shepherd, M., und C. Fricke-Begemann (2004), Study of tidal variations in mesospheric temperature at low and mid latitudes from WINDII and potassium lidar observations, *Ann. Geophys.*, *22*(4), 1513–1528, SRef-ID:1432-0576/ag/2004-22-1513.
- Sherman, J. P., und C.-Y. She (2006), Seasonal variation of mesopause region wind shears, convective and dynamic instabilities above Fort Collins, CO: A statistical study, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *68*(10), 1061–1074, doi:10.1016/j.jastp.2006.01.011.
- Sica, R. J., und M. D. Thorsley (1996), Measurements of superadiabatic lapse rates in the middle atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *23*(20), 2797–2800, doi:10.1029/96GL02642.
- Sica, R. J., P. S. Argall, A. T. Russell, C. R. Bryant, und M. M. Mwangi (2000), Dynamics and composition measurements in the lower and middle atmosphere with the Purple Crow Lidar, in *Recent research developments in geophysical research*, Bd. 3 Part I, herausgegeben von S. G. Pandalia, S. 1–16, Research Signpost, Trivandrum, Indien.
- Sica, R. J., M. Izawa, P. S. Argall, P. B. G. B. Burns, C. Boone, V. Catoire, R. C. B. J. Firanski, W. J. R. French, M. Gerding, J. L. Innis, T. Kerzenmacher, A. R. Klekociuk, E. J. Llewellyn, K. Mizutani, Y. Murayama, S. V. Petelina, C. Piccolo, K. B. Strawbridge, K. Strong, B. Thuraiajah, und K. A. Walker (2007), Validation of ACE temperature using ground-based and space-based measurements, *Atmos. Chem. Phys. Disc.*, *7*.
- Sigernes, F., N. Shumilov, C. S. Deehr, K. P. Nielsen, T. Svenøe, und O. Havnes (2003), Hydroxyl rotational temperature record from the auroral station in Adventdalen, Svalbard (78° N, 15° E), *J. Geophys. Res.*, *108*(A9), 1342, doi:10.1029/2001JA009023.
- Siskind, D. E., L. Coy, und P. Espy (2005), Observations of stratospheric warmings and mesospheric coolings by the TIMED SABER instrument, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(9), L09804, doi:10.1029/2005GL022399.
- Siskind, D. E., S. D. Eckermann, L. Coy, J. P. McCormack, und C. E. Randall (2007), On recent interannual variability of the Arctic winter mesosphere: Implications for tracer descent, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(9), L09806, doi:10.1029/2007GL029293.
- Smith, S. A., D. C. Fritts, und T. E. VanZandt (1987), Evidence for a saturated spectrum of atmospheric gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, *44*(10), 1404–1410, doi:10.1175/1520 – 0469(1987)044 < 1404 : EFASSO > 2.0.CO;2.
- Sofieva, V. F., E. Kyrölä, S. Hassinen, L. Backman, J. Tamminen, A. Seppälä, L. Thölix, A. S. Gurvich, V. Kan, F. Dalaudier, A. Hauchecorne, J.-L. Bertaux, D. Fussen, F. Vanhellemont,

- O. Fanton d'Andon, G. Barrot, A. Mangin, M. Guirlet, T. Fehr, P. Snoeij, L. Saavedra, R. Kopman, und R. Fraisse (2007), Global analysis of scintillation variance: Indication of gravity wave breaking in the polar winter upper stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(3), L03812, doi:10.1029/2006GL028132.
- Sonnemann, G., C. Kremp, A. Ebel, und U. Berger (1997), Calculation of the global chemical heating rates by means of a 3d-model of dynamics and chemistry, *Adv. Space Res.*, *20*(6), 1153–1156, doi:10.1016/S0273 – 1177(97)00762 – X.
- States, R. J., und C. S. Gardner (2000), Thermal structure of the mesopause region (80–105 km) at 40° N latitude. Part I: Seasonal variations, *J. Atmos. Sci.*, *57*(1), 66–77, doi:10.1175/1520 – 0469(2000)057 < 0066 : TSOTMR > 2.0.CO;2.
- Stockwell, R. G., und R. P. Lowe (2001), Airglow imaging of gravity waves – 1. Results from a small network of OH nightglow scanning imagers, *J. Geophys. Res.*, *106*(D15), 17,185–17,203, doi:10.1029/2001JD900035.
- von Storch, H., und F. W. Zwiers (1999), *Statistical analysis in climate research*, 484 S., Cambridge University Press, Cambridge, Großbritannien.
- Summers, M. E. (1999), Vertical couplings, *Science*, *284*(5421), 1783–1784, doi:10.1126/science.284.5421.1783.
- Suzuki, S., K. Shiokawa, Y. Otsuka, T. Ogawa, und P. Wilkinson (2004), Statistical characteristics of gravity waves observed by an all-sky imager at Darwin, Australia, *J. Geophys. Res.*, *109*(D20), D20S07, doi:10.1029/2003JD004336.
- Takahashi, Y. O., K. Hamilton, und W. Ohfuchi (2006), Explicit global simulation of the mesoscale spectrum of atmospheric motions, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L12812, doi:10.1029/2006GL026429.
- Teisserenc de Bort, L. (1902), Variations de la température de l'air libre dans la zone comprise entre 8 km et 13 km l'altitude, *Comptes Rendus de l'Acad. Sci. Paris*, *134*, 987–989.
- Theon, J. S., W. Nordberg, und W. S. Smith (1966), Measured temperature structure in noctilucent clouds, *Tech. Ber. NASA TM X-55648*, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.
- Torrence, C., und G. P. Compo (1998), A practical guide to wavelet analysis, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *79*(1), 61–78, doi:10.1175/1520 – 0477(1998)079 < 0061 : APGTWA > 2.0.CO;2.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken, und R. H. Ware (2000), A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET), *J. Geophys. Res.*, *105*(D6), 7257–7273, doi:10.1029/1999JD901005.
- VanZandt, T. E., und D. C. Fritts (1989), A theory of enhanced saturation of the gravity wave spectrum due to increases in atmospheric stability, *Pure Appl. Geophys.*, *130*(2-3), 399–420, doi:10.1007/BF00874466.
- Vaughan, G., D. P. Wareing, S. J. Pepler, L. Thomas, und V. M. Mitev (1993), Atmospheric temperature measurements made by rotational Raman scattering, *Appl. Opt.*, *32*(15), 2758–2764.
- Vaughan, G., und D. P. Wareing (2004), Stratospheric aerosol measurements by dual polarisation lidar, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*(11/12), 2441–2447, SRef-ID:1680-7324/acp/2004-4-2441.
- Venkat Ratnam, M., T. Tsuda, C. Jacobi, und Y. Aoyama (2004), Enhancement of gravity wave activity observed during a major southern hemisphere stratospheric warming by CHAMP/GPS measurements, *Geophys. Res. Lett.*, *31*(16), L16101, doi:10.1029/2004GL019789.
- Vincent, R. A., und M. J. Alexander (2000), Gravity waves in the tropical lower stratosphere: An observational study of seasonal and annual variability, *J. Geophys. Res.*, *105*(D14), 17,971–17,982, doi:10.1029/2000JD900196.
- Walterscheid, R. L., G. G. Sivjee, und R. G. Roble (2000), Mesospheric and lower thermospheric manifestations of a stratospheric warming event over Eureka, Canada (80° N), *Geophys. Res. Lett.*, *27*(18), 2897–2900, doi:10.1029/2000GL003768.
- Wang, L. (2003), Gravity wave analysis of four years of high vertical resolution U.S. radiosonde data, Doktorarbeit, Stony Brook University, Stony Brook, NY, USA.

- Warner, C. D., und M. E. McIntyre (2001), An ultrasimple spectral parameterization for nonorographic gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, *58*(14), 1837–1857, doi:10.1175/1520 – 0469(2001)058 < 1837 : AUSPFN > 2.0.CO;2.
- Whiteway, J. A., und A. I. Carswell (1994), Rayleigh lidar observations of thermal structure and gravity wave activity in the high Arctic during a stratospheric warming, *J. Atmos. Sci.*, *51*(21), 3122–3136, doi:10.1175/1520 – 0469(1994)051 < 3122 : RLOOTS > 2.0.CO;2.
- Whiteway, J. A., und A. I. Carswell (1995), Lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere over Toronto, *J. Geophys. Res.*, *100*(D7), 14,113–14,124, doi:10.1029/95JD00511.
- Whiteway, J. A., T. J. Duck, D. P. Donovan, J. C. Bird, S. R. Pal, und A. I. Carswell (1997), Measurements of gravity wave activity within and around the Arctic stratospheric vortex, *Geophys. Res. Lett.*, *24*(11), 1387–1390, doi:10.1029/97GL01322.
- Wiegand, R. C., und E. C. Carmack (1986), The climatology of internal waves in a deep temperate lake, *J. Geophys. Res.*, *91*(C3), 3951–3958.
- Wilson, R., A. Hauchecorne, und M. L. Chanin (1990), Gravity wave spectra in the middle atmosphere as observed by Rayleigh lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *17*(10), 1585–1588.
- Wilson, R., M. L. Chanin, und A. Hauchecorne (1991a), Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar - 1. Case studies, *J. Geophys. Res.*, *96*(D3), 5153–5167.
- Wilson, R., M. L. Chanin, und A. Hauchecorne (1991b), Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar - 2. Climatology, *J. Geophys. Res.*, *96*(D3), 5169–5183.
- WMO (2006), Joint WMO/EC SCOUT-O3 Arctic Ozone Bulletin, *Tech. ber.*, World Meteorological Organisation (WMO), Genf, Schweiz.
- Wu, D. L., und J. W. Waters (1996), Satellite observations of atmospheric variances: A possible indication of gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, *23*(24), 3631–3634, doi:10.1029/96GL02907.
- Wu, D. L., P. Preusse, S. D. Eckermann, J. H. Jiang, M. de la Torre Juarez, L. Coy, und D. Y. Wang (2006), Remote sounding of atmospheric gravity waves with satellite limb and nadir techniques, *Adv. Space Res.*, *37*(12), 2269–2277, doi:10.1016/j.asr.2005.07.031.
- Wüst, S., und M. Bittner (2006), Non-linear resonant wave-wave interaction (triad): Case studies based on rocket data and first application to satellite data, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *68*(9), 959–976, doi:10.1016/j.jastp.2005.11.011.
- Xu, J., C. Y. She, W. Yuan, C. Mertens, M. Mlynchak, und J. Russell (2006), Comparison between the temperature measurements by TIMED/SABER and lidar in the midlatitude, *J. Geophys. Res.*, *111*(A10), doi:10.1029/2005JA011439.
- Young, A. T. (1981), Rayleigh scattering, *Appl. Opt.*, *20*(4), 533–535.
- Yu, J. R., und C. Y. She (1995), Climatology of midlatitudes mesopause region observed by lidar at Fort Collins, Colorado (40.6° N, 105° W), *J. Geophys. Res.*, *100*(D4), 7441–7452, doi:10.1029/94JD03109.
- von Zahn, U., und J. Höffner (1996), Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *23*(2), 141–144, doi:10.1029/95GL03688.
- von Zahn, U., und U. Berger (2003), Persistent ice cloud in the midsummer upper mesosphere at high latitudes: Three-dimensional modeling and cloud interactions with ambient water vapor, *J. Geophys. Res.*, *108*(D7), D8451, doi:10.1029/2002JD002409.
- Zink, F., und R. A. Vincent (2004), Some inferences on turbulence generation by gravity waves, *J. Geophys. Res.*, *109*(D11), D11109, doi:10.1029/2003JD003992.
- Zülicke, C., und D. Peters (2006), Simulation of inertia-gravity waves in a poleward-breaking Rossby-wave, *J. Atmos. Sci.*, *63*(12), 3253–3276, doi:10.1175/JAS3805.1.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mittlere Temperaturprofile für Winter und Sommer	1
1.2	Foto Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn	3
2.1	Schematische Darstellung zur Auftriebsoszillation	7
2.2	Mittlerer zonaler Wind und diabatische Zirkulation	13
2.3	Zonalwind im Winter und Sommer für 54° N aus CIRA-86	14
2.4	Charakterisierung von stratosphärischen Erwärmungen	15
3.1	Lidar-Prinzip	18
3.2	Foto Teleskophalle	22
3.3	Schemazeichnung der optischen Bank	23
3.4	Rohdatenprofil über 2 min	24
3.5	Schema zum K-Lidar	24
3.6	Doppler-verbreiterte Resonanzkurve	27
3.7	Rohdaten- und Temperaturprofil	28
3.8	Einfluss der Starttemperatur	29
3.9	Aerosolkorrektur in der Stratosphäre	30
3.10	Rotations-Raman-Linien und -Kalibrierung	31
4.1	Jahresgang aller Temperaturprofile	33
4.2	Geglätteter Jahresgang aller Temperaturprofile	34
4.3	Monatsmittelwerte der Temperatur	34
4.4	Unterschiede der Messungen zu CIRA-86 und NRLMSISE-00	36
4.5	Unterschiede der Messungen zu den ECMWF-Daten (1)	36
4.6	Harmonische Analyse des Jahresgangs	38
4.7	Amplituden und Phasen der harmonischen Analyse des Jahresgangs	39
4.8	Differenz der Messungen zur harmonischen Analyse	40
4.9	Temperaturjahresgänge in einzelnen Höhen	41
4.10	Stratopausentemperaturen	43
4.11	Profile mit Erwärmungen in der Stratopausenregion	43
4.12	Mesopausenhöhe und Zonalwind	45
4.13	Vergleich zwischen Lidar- und TIMED/SABER-Temperaturen am 2. Juli 2004	47
4.14	Vergleich zwischen Lidar- und ACE-FTS-Temperaturen	48
5.1	Temperaturen und Temperaturabweichungen am 13.11.2003	51
5.2	Profile der Temperaturabweichungen vom Nachtmittel am 13.11.2003	52

5.3	N^2 und Anzahl der statische Instabilitäten am 13.11.2003	53
5.4	FFT der Perioden in 57 und 89 km am 13.11.2003	54
5.5	Wavelet-Analyse der Perioden in 57 und 89 km am 13.11.2003	55
5.6	Wavelet-Spektrum der vertikalen Wellenlänge am 13.11.2003 und zugehöriges Leistungsspektrum in 50 km	56
5.7	Temperaturabweichungen vom 5.–8.10.2006	57
5.8	Wavelet-Spektren der vertikalen Wellenlängen vom 5.–8.10.2006	58
5.9	Zeitreihe der Temperaturabweichungen und Wavelet-Analyse der Perioden in 90 km vom 5.–8.10.2006	58
5.10	Wind und Transmission der Wellen vom 5.–8.10.2006	60
5.11	Mittlere Temperaturprofile im Januar 2006 und andere Messungen	62
5.12	Temperaturfluktuationen für Winter-Messungen	63
5.13	Anzahl der statischen Instabilitäten in den Einzelprofilen für zwei Messungen	64
5.14	Potentielle Vorticity auf der 600 K Isentropen aus ECMWF-Daten	65
5.15	Zonal- und Meridionalwind im Januar 2006	66
5.16	Berechnete Transmission im Januar 2006	67
5.17	Verbleibende Wellen aus einer isotropen Quelle im Januar 2006	67
5.18	Horizontalwind in der Troposphäre im Januar 2006	68
6.1	Mittlere Temperaturfluktuationen im Winter und Sommer	73
6.2	Höhenverteilung der Dämpfungsschichten mit $H_\rho=7$ km	74
6.3	Höhenverteilung der Dämpfungsschichten mit berechnetem H_ρ	75
6.4	Winter-Sommer-Verhältnis der mittleren Temperaturfluktuationen	76
6.5	Verteilung der dominierenden vertikalen Wellenlängen (40–60 km)	77
6.6	Höhenverteilung der dominierenden vertikalen Wellenlängen	78
6.7	Durch verschiedene Instrumente aufgelöstes Wellenspektrum	80
6.8	Temperaturfluktuationen im KMCM	82
7.1	Verteilung der horizontalen Phasengeschwindigkeiten in 14 km und 70 km im Winter und Sommer	85
7.2	Höhenprofil der Anzahl der Wellen in der Simulation	86
7.3	Zeit-Höhen-Schnitt der Temperaturfluktuationen	87
7.4	Wavelet-Spektrum der vertikalen Wellenlänge in der Simulation	88
7.5	Verteilung der vertikalen Wellenlängen und Amplituden im Winter und Sommer	88
7.6	Hintergrundfelder vom Zonalwind	89
7.7	Hintergrundfelder vom Meridionalwind	90
7.8	Mittlere Temperaturfluktuationen bei unterschiedlichen Hintergrundfeldern	90
7.9	Winter-Sommer-Verhältnis der mittleren Temperaturfluktuationen in der Simulation	92
7.10	Anzahl der konvektiven und dynamischen Instabilitäten	93
7.11	Stärke der Brechung bei konvektiven und dynamischen Instabilitäten	94
8.1	Jahresgang der Temperaturfluktuationen	97
8.2	Potentielle Energien in verschiedenen Höhenintervallen	97
8.3	Potentielle Energiedichte in unterschiedlichen Jahreszeiten	98
8.4	Saisonale Mittelwerte des Zonal- und Meridionalwindes	99

8.5	Zusammenhang zwischen Winden und Temperaturfluktuationen	100
8.6	Dominierende vertikale Wellenlänge in verschiedenen Höhen	101
8.7	Amplituden der dominierenden vertikale Wellenlänge in verschiedenen Höhen	102
B.1	Absoluttemperaturen aus den ECMWF-Daten	118
B.2	Unterschiede der Messungen zu den ECMWF-Daten (2)	119
C.1	Verteilung der horizontalen Phasengeschwindigkeiten und Wellenlängen in 14 km und 70 km im Winter und Sommer	122
C.2	Leistungsspektraldichte der Simulation in Quellenhöhe	122
C.3	Mittlere Temperaturfluktuationen bei unterschiedlichen Zufallszahlen	124
C.4	Verteilung der Parameter und Zeitreihe bei der Studie zur Überlagerung . .	125
C.5	Überlagerung von 1000 Sinusfunktionen	126
D.1	Jahresgang der potentiellen Energie	127
D.2	Monatsmittelwerte der Temperaturfluktuationen	128

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht über die Eigenschaften des RMR- und des K-Lidars	22
5.1	Messungen im Januar 2006	61
5.2	Zusammenfassung der Ergebnisse im Januar 2006	69
6.1	Mittlere Temperaturfluktuationen	72
6.2	Vergleich der verschiedenen Messinstrumente für Schwerewellen	81
B.1	Anzahl der Messungen	112
B.2	Anzahl der Messungen mit Messzeiten von 3 h	112
B.3	Monatsmittel der Messungen 1–105 km	113
B.4	Fitparameter 1–105 km	115

Liste der Abkürzungen

ACE-FTS	Atmospheric Chemistry Experiment-Fourier Transform Spectrometer
AMSU-A	Advanced Microwave Sounding Unit-A
APD	Avalanche Photodiode
ALOMAR	Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research
CHAMP-RO	Challenging Minisatellite Payload-Radio Occultation
CIRA-86	COSPAR International Reference Atmosphere 1986
CO ₂	Kohlendioxid
COMMA/IAP	Cologne Model of the Middle Atmosphere at the IAP
CRISTA	Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere
COSPAR	Committee on Space Research
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DWD	Deutscher Wetterdienst
ECMWF	European Centre for Medium Range Weather Forecast
FADOF	Faraday Anomalous Dispersion Optical Filter
FFT	Fast Fourier Transformation
FOV	Field of View, dt.: Teleskop-Gesichtsfeld
GWPED	Gravity Wave Potential Energy Density, dt.: pot. Schwerwellenenergie- dichte
H ₂ O	Wasser
IAP	Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik
IR	infrarot
K-Lidar	Kalium-Resonanzlidar
KMCM	Kühlungsborn Mechanistic general Circulation Model
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LIDAR	Light Detection And Ranging
N ₂	Stickstoff
MLS	Microwave Limb Sounder
MLT	Mesosphere/Lower Thermosphere
NAT	Salpetersäure Trihydrat
Nd:YAG	Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat
NILU	Norwegian Institute for Air Research
NLC	Noctilucent Cloud, dt.: Leuchtende Nachtwolke
NO	Stickstoffmonoxid
non-LTE	non-Local Thermodynamical Equilibrium
NRL	US Naval Research Laboratory
NRLMSISE-00	NRL Mass Spectrometer Incoherent Scatter Radar Extended Model- 2000
O	atomarer Sauerstoff
O ₂	molekularer Sauerstoff
O ₃	Ozon

OH	Hydroxyl-Radikal
PSC	Polar Stratospheric Clouds, dt.: polare Stratosphärenwolken
PVU	Potential Vorticity Unit
RMR-Lidar	Rayleigh-Mie-Raman-Lidar
SABER	Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry
SOBER	Sonic Boom European Research programme
SSW	Sudden Stratospheric Warming, dt.: plötzliche Stratosphären- erwärmung
TEM	Transformed Eulerian Mean
TIMED	Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics
UT	Universal Time
UV	ultraviolett
VIS	sichtbar
WKB	Wentzel-Kramers-Brillouin
WMO	World Meteorological Organization

Liste der Symbole

$\vec{}$	Vektorsymbol $\in \mathbb{R}^3$
$-$	bezeichnet konstante Hintergrundparameter oder zonal gemittelte Größen
$\wedge$	bezeichnet die intrinsischen Parameter
$'$	bezeichnet kleine Abweichungen
$\sim$	bezeichnet die Amplitude des Parameters
$_0$	Wert in Starthöhe bzw. Referenzhöhe
A	Wellenaktionsdichte $A = \frac{E_{tot,M}}{\omega}$
β	totaler Volumenrückstreuoeffizient
$\vec{c}_g$	Gruppengeschwindigkeit
c_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck (1004 J/(kg·K) für Luft bei atmosphärischen Bedingungen)
$\vec{c}_\phi$	Phasengeschwindigkeit
c_s	Schallgeschwindigkeit $c_s = \sqrt{\gamma RT}$
c_v	spezifische Wärme bei konstantem Volumen (717 J/(kg·K) für Luft bei atmosphärischen Bedingungen)
$E(z)$	Exponentialterm $E(z) = \exp \int_{z_0}^z \frac{dz}{2H_\rho(z)}$
$E_{kin,M}$	kinetische Energie pro Masse
$E_{pot,M}$	potentielle Energie pro Masse
$E_{pot,V}$	potentielle Energie pro Volumen
$E_{tot,M}$	totale Energie pro Masse
$\vec{F}$	Eliassen-Palm-Fluss $\vec{F} = (0, -\overline{\rho u'v'}, \frac{\overline{\rho f_0 R}}{N^2 H} \overline{v'T'})$
F_r	Reibungskraft an der Erdoberfläche
f	Coriolisparameter $f = 2\Omega \sin(\phi)$
g	Erdbeschleunigung
γ	adiabatischer Index (1,4 für atmosphärische Bedingungen)
H	Skalenhöhe bzw. Druckskalenhöhe $H = \frac{k_B T}{g \bar{m}}$
H_ρ	Dichteskalenhöhe $H_\rho = \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right)^{-1}$
I	Intensität
$\bar{J}$	zonal gemittelte diabatische Erwärmung
$\vec{k}$	Wellenvektor $\vec{k} = (k, l, m)$
k	zonale Wellenzahl
k_B	Boltzmann-Konstante (1,38·10 ⁻²³ J/K)
l	meridionale Wellenzahl
λ_h	horizontale Wellenlänge
λ_z	vertikale Wellenlänge
$\bar{m}$	mittleres Molekülgewicht von Luft (28,97 amu)
m	vertikale Wellenzahl
N	Brunt-Väisälä-Frequenz

n	molekulare Teilchenzahldichte oder Anzahl der Atome
ν	Frequenz
Ω	Erdrotationsfrequenz ($7,27 \cdot 10^{-5}$ rad/s)
ω	beobachtete Wellenfrequenz
P	Periode
p	Druck
ϕ	Breite
φ, Φ	Phasenlage
R	universale Gaskonstante ($8,134$ J/(K·mol))
Ri	Richardson-Zahl
ρ	Dichte
σ	Rückstreuquerschnitt
T	Temperatur
t	Zeit
$\mathcal{T}$	Transmission der Atmosphäre
Θ	potentielle Temperatur
$\vec{u}$	Windvektor $\vec{u} = (u, v, w)$
u	zonaler Wind
V	Volumen
v	meridionaler Wind
v^*	meridionaler Wind in den mittleren transformierten Eulerschen Gleichungen
w	vertikaler Wind
w^*	vertikaler Wind in den mittleren transformierten Eulerschen Gleichungen
$\vec{X}$	Einfluss brechender Wellen
$\bar{X}$	zonaler Impulsfluss kleinskaliger Wirbel
$\vec{x}$	Ortsvektor $\vec{x} = (x, y, z)$
z	geometrische Höhe

Danksagungen

Zuerst möchte ich ganz allgemein allen Danke sagen, die auf die verschiedensten Weisen in fachlicher und privat Hinsicht zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinem Doktorvater Prof. Franz-Josef Lübken, der den Mut hatte mir eine Promotionsstelle anzubieten in einem für mich fast völlig unbekannten Gebiet, gilt ein ganz großes Dankeschön. Seine vielen Ideen und seine Erfahrung haben sehr zum Gelingen der Dissertation beigetragen. Mein ganz besonderer Dank gilt Michael Gerding für seine Betreuung. Von Anfang an hat er sich intensiv um mich gekümmert. Er hat vor allem in der ersten Zeit am Institut versucht mir das Einleben so einfach wie möglich zu machen und mich in die Geheimnisse der Lidars und der Datenauswertung eingeführt. Im weiteren Verlauf meiner Promotion hatte er immer ein offenes Ohr für meine Probleme aller Art. In der Endphase hat er mir immer wieder Mut zugesprochen und zum Gelingen der Arbeit sehr viel beigetragen.

Meine Einarbeitung in ein völlig neues Fachgebiet wäre ohne die Kühlungsborner Lidaristen bestimmt nicht so gut gelungen. Ich danke Cord Fricke-Begemann, Jens Lautenbach und Josef Höffner für die große Geduld, wenn ich mal wieder Probleme beim Anschalten der Geräte oder sonst irgendwelche Lidar-Fragen hatte. Weiterhin möchte ich allen danken, die dafür gesorgt haben, dass insgesamt so viele Messungen möglich waren. Neben den gerade schon genannten Lidaristen seien vor allem Michael Priester, die zahlreichen studentischen Hilfskräfte und Sommerpraktikanten erwähnt, die in vielen Nachtstunden die Messungen zusammengetragen haben. Ohne diese große Hilfe wäre die Arbeit nicht gelungen. Josef Höffner bin ich sehr dankbar für die geduldige Beantwortung meiner Delphi-Fragen. Torsten Köpnick danke ich für die Hilfe bei Elektronikproblemen aller Art. Allen Kühlungsborner Lidaristen ein herzlicher Dank für die gemeinsamen Abende mit Speis und Trank.

Für die vielen erkenntnisreichen Diskussionen zu Schwerewellen möchte ich Cord-Fricke Begemann, Uwe Berger und Armin Schöch danken. Uwe Berger war auch so freundlich mir seine lineare Schwerewellensimulation zu überlassen und jederzeit meine Fragen zu beantworten. Für viele weitere fruchtbare Fach-Diskussionen danke ich all meinen Kolleginnen und Kollegen am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik. Ganz besonderer Dank gilt meinen fleißigen Korrektur-Lesern, die mir viele wertvolle Tipps zur Verbesserung der Arbeit gegeben haben.

Für die Bereitstellung der ECMWF-Daten danke ich recht herzlich dem NILU und für deren Aufarbeitung Gerd Baumgarten. Ein großer Teil der Arbeit wurde durch die DFG (GE 1625/1) gefördert.

Danke sei auch meiner Familie gesagt. Vor allem meine Eltern haben mich zu jeder Zeit in meinen Entscheidungen gestärkt und mich während meines Studiums und der anschließenden Promotion mit allen ihnen zur Verfügung stehenden Kräften unterstützt.

Ein besonderer Dank gilt meinen Freunden und Bekannten. Insbesondere Kerstin, Rasmus und Tabea, die immer ein offenes Ohr für mich hatten und mit mir sowohl Freude geteilt als auch Enttäuschungen überwunden haben.

Zu guter Letzt möchte ich meinem Freund Armin ganz besonders danken. Mein „Großer“ hat mich in allen Lebenssituationen unterstützt. Er hatte immer eine unendliche Geduld, wenn ich mal wieder Computerprobleme hatte. Außerdem hat er mir Mut gemacht, wenn ich mal wieder nicht wusste, wie ich bei meiner Arbeit weiterkommen sollte. Seine Liebe und Zuversicht trägt mich.

Curriculum Vitae

Name	Monika Sabine Rauthe
Geburtsdatum	31. März 1978
Geburtsort	Landau in der Pfalz, Deutschland
Wohnort	Kühlungsborn, Deutschland
09/1984 – 08/1988	Grundschule Wollmesheimer Höhe, Landau i. d. Pfalz
09/1988 – 06/1997	Gymnasium Private Maria-Ward-Schule, Landau i. d. Pfalz, Abitur (1,3)
10/1997 – 03/2003	Studium der Meteorologie auf Diplom an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität in Bonn
10/1999	Vordiplom (gut)
02/2000 – 03/2000	Praktikum beim Deutschen Wetterdienst (DWD) in der Zentrale in Offenbach am Main
01/2003	Diplom (sehr gut), Diplomarbeit verfasst unter Anleitung von Prof. Hense und Dr. Paeth mit dem Titel „Die außertropische atmosphärische Zirkulation: ihre Analyse, Sensitivität und Auswirkungen auf das regionale Klima - ein Superensemble-Ansatz -“
02/2003 – 03/2003	Wissenschaftliche Hilfskraft am Meteorologischen Institut der Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität in Bonn
ab 04/2003	Doktorandin in Kühlungsborn am Leibniz Institut für Atmosphärenphysik e.V. an der Universität Rostock. Arbeitsschwerpunkte: Durchführung und Auswertung von Lidarmessungen von der Troposphäre bis zur Thermosphäre in mittleren Breiten zur Analyse der Temperaturen und deren Variabilität

Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorgelegte Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet und die den benutzten Werken inhaltlich oder wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht zu haben.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Weiterhin erkläre ich, dass ich ein Verfahren zur Erlangung des Doktorgrades an keiner anderen wissenschaftlichen Einrichtung beantragt habe.

Kühlungsborn, den 5. Oktober 2007

(Monika Rauthe)