

Lidarbeobachtungen der polaren Atmosphäre:
Wolken und Wellen – Phänomene und Mechanismen

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Ulrich Alois Blum

aus

Bonn

Bonn 2003

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. F.-J. Lübken
2. Referent: Prof. Dr. E. Hilger

Tag der Promotion:

*In der Wissenschaft beginnt alles Neue damit,
dass jemand brummt: „Hmm ... ist ja komisch“*

Isaac Asimov

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Untersuchungsgegenstand	5
2.1	Der Vertikalaufbau der Atmosphäre	5
2.2	Dynamische Prozesse in der Atmosphäre	7
2.2.1	Wellen in der Atmosphäre	8
	Rossby-Wellen	10
	Schwerewellen	11
2.2.2	Der polare Vortex	12
2.3	Thermische Prozesse in der Atmosphäre	13
2.4	Physikochemische Prozesse in der Atmosphäre	14
2.5	Zusammenfassung	15
3	Lidarexperiment	17
3.1	Streuprozesse	17
3.2	Geographische Lage	19
3.3	Der Sendezweig des Lidars	20
3.4	Der Empfangsteil des Lidars	22
3.5	Addendum: Erweiterungsmöglichkeiten	27
3.5.1	Zwei-Farben-Lidar	27
3.5.2	Rotations-Raman-Erweiterung	28
3.6	Zusammenfassung	29
4	Messgrößen	31
4.1	Die Lidargleichung	31
4.2	Abgeleitete Messgrößen	32
5	Analysemethoden	37
5.1	PSC-Beobachtungen	37
5.1.1	PSC-Klassifikation	37
5.1.2	Teilchengrößenverteilung	41
5.2	Wellenbestimmung aus Temperaturdaten	42
5.2.1	Bestimmung der Temperaturstörung	42
5.2.2	Bestimmung der Wellenparameter	44
5.3	Zusammenfassung	47

6	Messkampagnen	49
6.1	THESEO 2000	49
6.2	Aerosol 2001	50
6.3	ODIN Validierung 2001	50
6.4	Hygrosonde 2001	50
6.5	Koordinierte Feldmessungen 2002	51
6.6	Envisat Validierung 2002	52
6.7	Envisat Validierung 2003	52
6.8	Zusammenfassung	53
7	Auswertung	55
7.1	Temperaturstruktur über der Esrange	55
7.2	Wellen und Temperaturen	59
7.2.1	Jahreszeitlicher Vergleich	59
7.2.2	Langfristige Untersuchung	62
7.2.3	Schwerewellenspektren	65
7.2.4	Simultane Lidarmessungen	66
7.3	Wellen und Wolken	70
7.3.1	PSC-Beobachtungen und Klassifizierung	71
7.3.2	Drei-Farben-Messungen	78
7.3.3	Fallbeispiel: 15. Januar 2001	79
7.4	Zusammenfassung	85
8	Zusammenfassung	87
A	Messkampagnen und Messzeiten	91
B	Schwerewellenanalyse der Messkampagnen	97
C	Fehldepolarisation	113
D	NLC-Beobachtungen	121
E	Brechungsindizes unterschiedlicher PSC-Konstituenten	123
F	Verwendete Bauteile und Optiken	125
F.1	Bauteile und Optiken im Sendezweig	125
F.2	Bauteile und Optiken im Empfangszweig	127

Kapitel 1

Einleitung

Seit Jahrtausenden fesseln atmosphärische Ereignisse das Interesse der Menschheit. Anfänglich besaßen Himmelserscheinungen mythische oder religiöse Bedeutung und die Trennschärfe zwischen astronomischen und atmosphärischen Phänomenen war noch nicht ausgebildet. In der Mythologie der alten Ägypter, der Griechen und der Römer genauso wie bei den Germanen und Normannen galten Himmelserscheinungen wie Sterne und Planeten aber auch Blitz und Donner als göttliche Manifestationen. Auch in der jüdisch-christlichen Tradition kommt atmosphärischen Phänomenen oftmals maßgebliche Bedeutung zu.

Mit Aristoteles' (384 – 322 v. Chr.) *Meteorologica* entstand die erste überlieferte wissenschaftliche Betrachtung atmosphärischer Phänomene. Aristoteles erbaute den heute noch in Athen zu besichtigenden Windturm, um Windstärken zu messen und die Mechanismen zu untersuchen, die zur Entstehung von Winden führen. Seine Theorien behielten bis weit in das Mittelalter hinein Bestand.

Erst mit der Entwicklung weiterer Messgeräte wie z. B. Leonardo da Vincis (1452 – 1519) Windfahne, Galileo Galileis (1564 – 1642) Thermometer oder Evangelista Torricellis (1608 – 1647) Quecksilberbarometer schritt die Entwicklung der Atmosphärenphysik voran. Während der folgenden Jahrhunderte wurden meteorologische Grundgrößen immer umfassender beschrieben und weitere Messmethoden entwickelt, bis im Jahr 1816 Heinrich Wilhelm Brandes (1777 – 1834) die erste synoptische Wetterkarte erstellte und somit den Grundstein für die tägliche Wettervorhersage legte, die aber erst 60 Jahre später Wirklichkeit wurde. Bis zu diesem Zeitpunkt erfasste die Atmosphärenphysik einen Höhenbereich vom Boden bis ca. 10 km, also die Troposphäre (vgl. Kap. 2.1), und war im Wesentlichen auf das tägliche Wettergeschehen fixiert, den Bereich der Meteorologie. Erst beim Übergang zum 20. Jahrhundert wurden wesentlich höhere Schichten der Atmosphäre entdeckt. Mit Otto Jesses (1838 – 1901) Entdeckung und Triangulierung von leuchtenden Nachtwolken in ca. 82 km Höhe [*Jesse*, 1896] erkannte man, dass die Atmosphäre eine weitaus größere Ausdehnung hat, als bis dahin angenommen. Fünf Jahre später veröffentlichten sowohl Léon Teisserenc de Bort (1855 – 1913) als auch Richard Assmann (1885 – 1918) ihre unabhängig voneinander gemachte Entdeckung der Stratosphäre, einer Luftschicht oberhalb von 12 km Höhe, in der die Temperatur - im Gegensatz zur Troposphäre - nicht mehr mit der Höhe abnimmt. In der Folgezeit nahm das wissenschaftliche Interesse an der Stratosphäre immer mehr zu.

Im Jahr 1929 berichtete *Størmer* [1929] über „sehr bemerkenswerte Wolken“, die in den Jahren 1871 – 1892 regelmäßig während der Wintermonate in England und Norwegen beobachtet worden waren (z. B. *Letters to the Editor in Nature*, Vol. 31 und Vol. 33), dann aber erst nachweislich wieder im Dezember 1926. *Størmer* bestimmte die Höhe dieser Wolken, die bald als Perlmutterwolken oder polare Stratosphärenwolken bezeichnet wurden, mit 26 – 30 km

und erkannte den Zusammenhang zwischen Fönwetterlagen und deren Auftreten. Auch das Vorhandensein von Ozon in der irdischen Atmosphäre war Ende des 19. Jahrhunderts bereits bekannt. Walter Noel Hartley (1849 – 1913) erkannte, dass Ozon in der Erdatmosphäre das Sonnenspektrum im ultravioletten Spektralbereich absorbiert. Es dauerte jedoch noch bis 1909, bis Albert Wigand (1882 – 1932) mittels Ballonaufstiegen feststellte, dass Ozon hauptsächlich oberhalb der Troposphäre vorkommen müsse. Gordon M. D. Dobson (1889 – 1976) entwickelte Spektrometer zur Messung der absoluten Ozonsäule und untersuchte damit die geographische und jahreszeitliche Verteilung des Ozons. Mit der theoretischen Erklärung der Bildung und Zerstörung atmosphärischen Ozons (Chapman-Zyklus) durch *Chapman* [1930], gelang ein teilweises Verständnis der beobachteten Vorgänge. Jedoch wurde die Menge atmosphärischen Ozons deutlich überschätzt. Für ein vollständiges Verständnis des beobachteten Ozonabbaus musste der Einfluss atmosphärischer Spurengase wie z. B. Wasserstoff- oder Stickoxiden als Katalysatoren verstanden werden. Für die Entdeckung und Formulierung dieser Prozesse während der 50er und 70er Jahre des letzten Jahrhunderts erhielten Paul Crutzen (★ 1933), Mario Molina (★ 1943) und Frank Sherwood Rowland (★ 1927) im Jahr 1995 den Nobelpreis für Chemie. Mit Entdeckung des südpolaren Ozonlochs im Jahre 1985 durch *Farman et al.* [1985] fand die Atmosphärenforschung schnell gesellschaftliches und politisches Interesse. Binnen kürzester Zeit entstand u. a. ein deutsches und ein europäisches Ozonforschungsprogramm, in dessen Verlauf sehr bald der Zusammenhang zwischen den von Størmer beschriebenen Perlmutterwolken und dem beobachteten Ozonloch verstanden wurde. Ebenso konnte der Einfluss der atmosphärischen Dynamik erklärt werden. Nach zehnjähriger deutscher Ozonforschung wurde das Projekt ein- und die Ergebnisse zusammengestellt [*Zellner et al.*, 1999]. Die Erkenntnisse aus der Ozonforschung haben zu einer weltweiten Reduzierung von fluorierten Chlor-Kohlenwasserstoffen (FCKW) geführt und lassen eine Regeneration der Ozonschicht bis Mitte dieses Jahrhunderts erwarten.

Trotz der großen Fortschritte in der Atmosphärenforschung der letzten Jahrzehnte bleiben zahlreiche Fragen offen. Weder die Frage nach den Konstituenten noch die nach den Bildungsmechanismen der polaren Stratosphärenwolken ist bisher abschließend geklärt [*Deshler et al.*, 2003]. Der Einfluss atmosphärischer Wellen auf die Temperaturstruktur der Atmosphäre und somit auf die Wolkenbildung ist für einzelne Teilbereiche beschrieben [*Dörnbrack et al.*, 2002], jedoch ist die Variabilität und Mannigfaltigkeit atmosphärischer Wellen so groß, dass eine allumfassende Beschreibung nur schwerlich gegeben werden kann.

Nahe der nordschwedischen Stadt Kiruna betreibt die Universität Bonn seit 1997 ein aktives Fernerkundungsgerät zur Untersuchung atmosphärischer Wolken sowie der Temperaturstruktur der Atmosphäre. Bisher noch nicht dargestellte Messungen dieses Experimentes werden in dieser Arbeit gezeigt und zusammen mit früheren Daten ausgewertet, um einige Fragestellungen näher beleuchten zu können:

- Welche Wellen treten in der mittleren Atmosphäre über Kiruna auf?
- Gibt es eine jahreszeitliche Variabilität der beobachteten Wellen?
- Beeinflussen die skandinavischen Berge die beobachteten Wellen?
- Treffen bekannte Klassifikationsschemata polarer Stratosphärenwolken auf die Beobachtungen des Bonner Experimentes in Nordschweden zu?
- Welche Typen polarer Stratosphärenwolken werden über Kiruna beobachtet?
- Kann ein Zusammenhang zwischen den beobachteten Stratosphärenwolken und atmosphärischen Wellen beobachtet werden?

Um diese Fragestellungen angehen zu können, werden im Kap. 2 zunächst die notwendigen atmosphärenphysikalischen Begriffe und Mechanismen vorgestellt. Im Weiteren beschreibt Kap. 3 das verwendete Instrument. Der Aufbau sowie die Funktionsweise werden erklärt und Erweiterungsmöglichkeiten angegeben. Die mit dem Instrument gewonnenen Rohdaten bedürfen der Bearbeitung, um direkt fassbare Messgrößen zu erhalten. Diese Messgrößen sind in Kap. 4 beschrieben. In Kap. 5 werden die Methoden vorgestellt, mit denen aus den erhaltenen Messgrößen geophysikalische Aussagen über Wolken und Wellen in der mittleren Atmosphäre gewonnen werden. Bereits früher beschriebene Daten [Müller, 1999; Siebert, 2000] werden durch neue Messungen ergänzt, die in Kap. 6 dargestellt sind. Diese Datenbasis wird in Kap. 7 ausgewertet und bzgl. der obigen, über die Analysen von Müller [1999] und Siebert [2000] hinausgehenden Fragestellungen untersucht. Eine Zusammenfassung und einen Ausblick liefert abschließend Kap. 8.

Kapitel 2

Untersuchungsgegenstand

Die polare Atmosphäre ist ein sehr komplexes System, für dessen Zustand u. a. thermische, dynamische und physikochemische Prozesse verantwortlich sind. Aufgrund dieser Komplexität wird eine Beschreibung der Atmosphäre immer auf einzelne Aspekte beschränkt bleiben. In dieser Arbeit soll das Augenmerk vornehmlich auf einigen dynamischen Prozessen in der polaren Atmosphäre liegen, die jedoch Einfluss auf die thermischen und physikochemischen Prozesse in der Atmosphäre haben. Von daher ist es notwendig, einige für den Untersuchungsgegenstand Atmosphäre grundlegende Prozesse darzustellen, was in vier Abschnitten geschieht. Zuerst wird der vertikale Aufbau der Atmosphäre beschrieben, insbesondere die Zusammensetzung und die Temperaturstruktur. Der zweite Abschnitt stellt einige dynamische Prozesse der Erdatmosphäre dar, während im dritten Abschnitt Auswirkungen dieser dynamischen Prozesse auf die Temperaturstruktur der Atmosphäre in Auszügen behandelt werden. Im vierten Unterpunkt erfolgt eine Beschreibung ausgewählter physikochemischer Prozesse, deren Ablauf erheblich von den vorhergehenden thermischen und dynamischen Prozessen geprägt ist.

2.1 Der Vertikalaufbau der Atmosphäre

Eine Möglichkeit, den vertikalen Aufbau der Atmosphäre zu beschreiben, orientiert sich an deren Zusammensetzung. Einzelne Bereiche werden als Sphären, deren Begrenzungen als Pausen bezeichnet. Vom Erdboden bis in eine Höhe von ca. 100 km reicht die Homosphäre¹, in der die Zusammensetzung der Luft als mit der Höhe konstant angesehen werden kann. Sie besteht im Wesentlichen aus ungefähr 78 % Stickstoff (N₂), 21 % Sauerstoff (O₂) und 1 % Argon (Ar) sowie zahlreichen Spurengasen wozu auch Wasser (H₂O) und Ozon (O₃) gehören. Die Konzentration dieser Spurengase variiert deutlich mit der Höhe. Oberhalb der Homopause befindet sich die Heterosphäre², in der diffusive Entmischung einsetzt und die Zusammensetzung der Luft mit der Höhe variiert.

Eine weitere Möglichkeit, den vertikalen Aufbau der Atmosphäre zu beschreiben, orientiert sich am Energietransport, der sich im Temperaturverlauf manifestiert. Diese Beschreibung wird aufgrund der herausragenden Bedeutung der Temperaturstruktur am häufigsten verwendet.

Vom Erdboden ausgehend beginnt die Atmosphäre mit der Troposphäre³. Sie ist charakterisiert durch konvektiven Energietransport aufgrund der Wärmeabstrahlung des Erdbodens, was

¹griech. homoios = gleich, gleichartig

²griech. heteros = verschieden

³griech. tropein = wenden, kehren

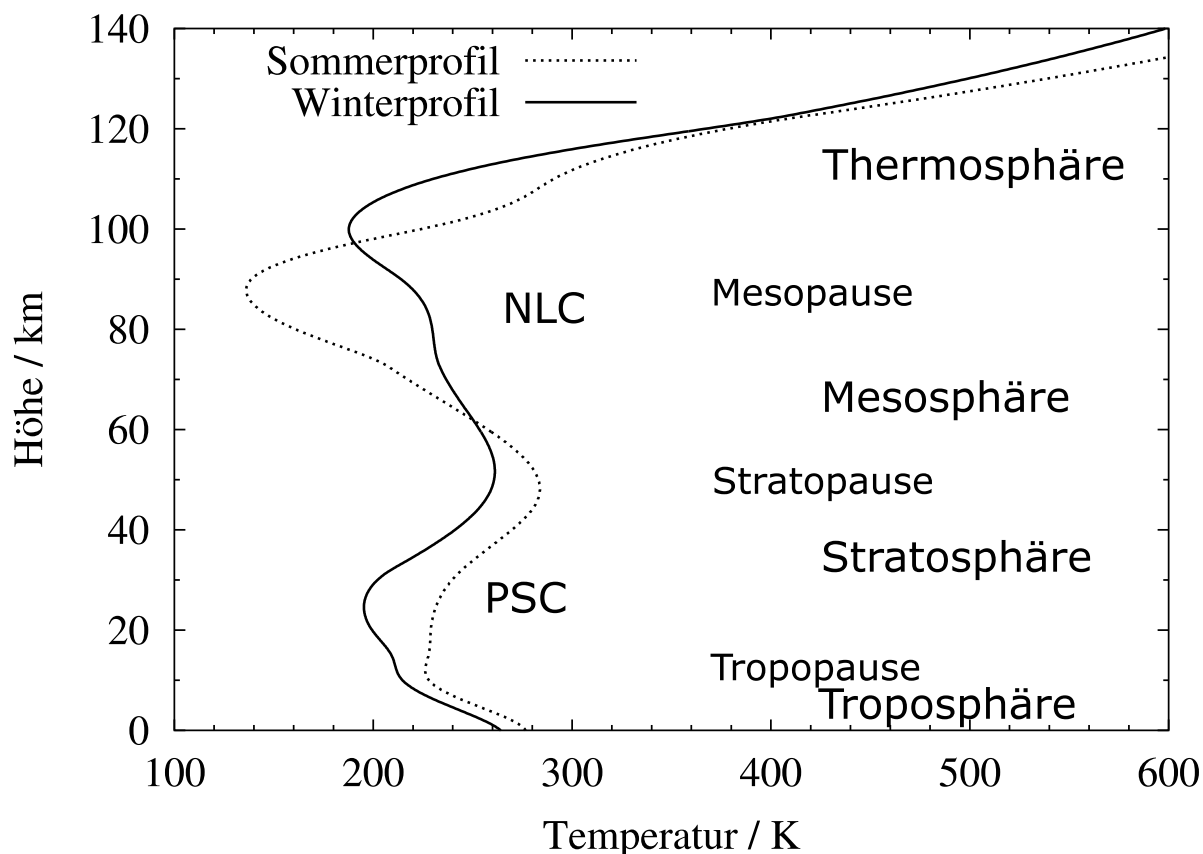


Abbildung 2.1: Vertikale Temperaturstruktur der Atmosphäre bei 70° N. Dargestellt sind ein Sommer- und ein Winterprofil nach der Referenzatmosphäre MSISE90. Die einzelnen Atmosphärenbereiche sind benannt und die Höhen wichtiger Aerosolschichten (PSC, NLC, s. Kap. 2.4) angegeben.

zu einem negativen Temperaturgradienten führt, der von -6 K/km bis zu -10 K/km je nach Wassergehalt der Atmosphäre reichen kann. Durch die Wärmeabstrahlung des Erdbodens besitzen die niedrigeren Luftschichten eine höhere Temperatur als die darüber liegenden. Sinkt dabei die Temperatur stärker mit zunehmender Höhe als dies der adiabatische Temperaturgradient vorgibt, führt dies zu einer instabilen Schichtung und damit konvektiven Durchmischung der Atmosphäre. Ein wichtiges Spurengas der Troposphäre ist Wasserdampf (H_2O) mit einer Konzentration, die sehr von Ort und Temperatur abhängt und vom Prozentbereich bis in den Subpromillbereich reichen kann. Nahezu der gesamte Wasserdampfgehalt der Atmosphäre befindet sich in der Troposphäre. Die Tropopause bildet den Abschluss der Troposphäre und befindet sich zwischen 8 km und 10 km Höhe in polaren Breiten und zwischen 18 km und 20 km Höhe am Äquator. Sie zeichnet sich durch eine Änderung des Temperaturgradienten nach Null aus und ist in mittleren Breiten ein Temperaturminimum. An der Tropopause wechselt der dominierende Energietransportmechanismus von der mechanischen Konvektion zur Wärmestrahlung.

In der sich anschließenden Stratosphäre⁴ nimmt die Temperatur mit der Höhe zu, was auf das Spurengas Ozon (O_3) zurückzuführen ist, dessen Volumenmischungsverhältnis von ca. 3 ppmv bis ca. 8 ppmv in ca. 40 km Höhe ansteigt und dann wieder abfällt. Durch Absorption der

⁴lat. stratus = geschichtet

solaren UV-B Strahlung photodissoziiert das Ozonmolekül in molekularen und atomaren Sauerstoff und setzt dabei Wärme frei. Entfällt im polaren Winter die solare Einstrahlung, so fehlt in der Stratosphäre die Wärmequelle, was zu einer weiteren Temperaturabnahme mit der Höhe führt, so dass die Tropopause nicht mehr als Temperaturminimum feststellbar ist. Weitere wichtige Spurengase in der Stratosphäre sind u. a. Wasserdampf (H_2O), Schwefelsäure (H_2SO_4), Salpetersäure (HNO_3), Chlor (Cl_2) und Brom (Br_2). Durch den positiven Temperaturgradienten ist die Stratosphäre stabil geschichtet, so dass nur eine geringe Durchmischung stattfindet. In ca. 50 km Höhe schließt die Stratopause die Stratosphäre ab.

Oberhalb der Stratopause nimmt die Temperatur in der Mesosphäre⁵ aufgrund fehlender Heizmechanismen wieder ab, bis sie bei ca. 85 – 100 km je nach Jahreszeit und geographischer Breite ein Minimum erreicht. Der Wasserdampfgehalt der Mesosphäre ist mit ca. 2 ppmv geringer als in der Stratosphäre. Die niedrigsten Temperaturen in der Atmosphäre werden in der polaren Sommermesopause mit bis zu 130 K erreicht.

Oberhalb der Mesopause beginnt die Thermosphäre⁶, in der die Temperatur bis auf über 1000 K durch Photodissoziation bzw. -ionisation von molekularem Sauerstoff und Stickstoff zunimmt. Beim Übergang von der Mesosphäre zur Thermosphäre dominiert die Wärmeleitung den Energietransport. Aufgrund der niedrigen Atmosphärendichte wirkt die Wärmeleitung sehr ineffektiv, was zu einem steilen Temperaturgradienten in der unteren Thermosphäre führt. In Abb. 2.1 ist der Temperaturverlauf für Sommer und Winter bei 70° N nach der Referenzatmosphäre MSISE90⁷ dargestellt. Weiterhin sind die einzelnen Atmosphärenschichten und die Höhen wichtiger Wolken (PSC, NLC) eingetragen.

2.2 Dynamische Prozesse in der Atmosphäre

In diesem Abschnitt über dynamische Prozesse in der Atmosphäre werden zwei für diese Arbeit wesentliche Effekte der atmosphärischen Dynamik angesprochen. Der erste Abschnitt betrachtet auszugsweise das weite Feld atmosphärischer Wellen, während im zweiten Abschnitt eine Beschreibung des polaren Vortex erfolgt. Zuvor jedoch werden die potentielle Temperatur Θ und die Wirbelstärke ζ eingeführt.

Die potentielle Temperatur Θ ist eine geophysikalische Größe, die neben geometrischer Höhe z und Luftdruck p als Höhenkoordinate Verwendung findet. Sie ist definiert als diejenige Temperatur, die ein trockenes Luftpaket am Erdboden annähme, wenn es vom Druckniveau p aus adiabatisch bis zum Erdboden bzw. dem Referenzdruck p_0 absänke. Flächen gleicher potentieller Temperatur werden als Isentropen- oder Adiabatenflächen bezeichnet. Die Verwendung der potentiellen Temperatur als Höhenkoordinate dient somit der Betrachtung von Luftpaketen mit gleichen thermodynamischen Eigenschaften, was bei den anderen Höhenskalen nicht zwangsläufig gegeben ist. Gemäß der Poisson-Gleichung⁸

$$\Theta(z) = T(z) \left(\frac{p_0}{p(z)} \right)^{1-\frac{1}{\gamma}} \quad (2.1)$$

wird die potentielle Temperatur Θ bei gegebener Temperatur T und Druck p sowie dem Referenzdruck p_0 berechnet. Dabei gilt die Konvention $p_0 = 1000$ hPa. Der Wert γ im Exponenten

⁵ griech. mesos = Mitte

⁶ griech. thermos = warm, heiß

⁷ Mass Spectrometer and ground-based Incoherent Scatter - Extended 1990 [Hedin, 1991]

⁸ Nach dem französischen Mathematiker Simeon-Denis Poisson (1781 – 1840)

bezeichnet den Adiabatenkoeffizient $\gamma = c_p/c_v \approx 1,4$ für Luft. Die Konstanten c_p und c_v sind die spezifische Wärme bei konstantem Druck bzw. bei konstantem Volumen.

Als Wirbelstärke oder Vorticity bezeichnet man die Rotation der Windgeschwindigkeit

$$\text{rot } \vec{v} = \vec{\nabla} \times \vec{v} = \xi \vec{e}_x + \eta \vec{e}_y + \zeta \vec{e}_z, \quad (2.2)$$

wobei \vec{e}_x , \vec{e}_y und \vec{e}_z , die Einheitsvektoren in x-, y- und z-Richtung darstellen. Für die Vorfaktoren ξ , η und ζ gilt demnach:

$$\xi = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.3)$$

$$\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (2.4)$$

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.5)$$

Dabei stehen u , v und w für den zonalen, meridionalen und vertikalen Wind. Unter den vereinfachenden Annahmen, dass kein vertikaler Wind existiert ($w = 0$) und die horizontalen Winde unabhängig von der Höhe z sind ($\partial u/\partial z = \partial v/\partial z = 0$), folgt, dass die Wirbelstärke allein durch die Komponente ζ in z -Richtung beschrieben wird, der Wirbel steht senkrecht auf der horizontalen $x - y$ Ebene.

Die absolute Windgeschwindigkeit \vec{v}_a im Inertialsystem setzt sich zusammen aus der relativen Geschwindigkeit \vec{v} im Bezugssystem der Erde und der Rotationsgeschwindigkeit der Erde $\vec{v}_E = \vec{\Omega} \times \vec{r}$, wobei $\vec{\Omega}$ die Winkelgeschwindigkeit der Erde und \vec{r} den Erdradius bezeichnet. Setzt man die absolute Geschwindigkeit $\vec{v}_a = \vec{v} + \vec{v}_E$ in Gleichung (2.2) ein und nutzt die Beziehung $\vec{\nabla} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = 2\vec{\Omega}$, so erhält man für die z -Komponente der absoluten Wirbelstärke

$$\zeta_a = \zeta + 2\Omega \sin \phi = \zeta + f, \quad (2.6)$$

wobei ϕ die geographische Breite angibt. Der Wert f wird als Coriolis-Parameter⁹ oder Inertialfrequenz bezeichnet. Im Falle einer divergenzfreien horizontalen Strömung und unter Vernachlässigung der Reibung ist die absolute Wirbelstärke eine Erhaltungsgröße [vgl. *Visconti*, 2001].

2.2.1 Wellen in der Atmosphäre

Die Atmosphäre besticht durch eine Vielzahl von Luftbewegungen in den unterschiedlichsten geographischen Lagen und verschiedensten Höhen. Räumlich und zeitlich periodische Bewegungsabläufe sind diesen Grundströmungen überlagert und bilden atmosphärische Wellenbewegungen. Diese Wellenbewegungen finden auf ganz unterschiedlichen Skalen statt. Sie reichen von planetaren oder Rossby-Haurwitz-Wellen¹⁰, die je nach geographischer Breite horizontale Wellenlängen von mehreren 1000 km besitzen, über Schwerewellen mit Wellenlängen von einigen 10 – 100 km bis hin zu Schallwellen, deren Wellenlängen im Zentimeterbereich liegen.

Unabhängig von der Art der Bewegung genügt ein beliebiges Luftpaket immer dem zweiten Newtonschen Axiom¹¹ [*Newton*, 1687], das *Sommerfeld* [1949] in seinen Vorlesungen über

⁹Nach dem französischen Mathematiker Gaspard Gustave Coriolis (1792 – 1843)

¹⁰Nach dem schwedisch-amerikanischen Meteorologen Carl-Gustav Rossby (1898 – 1957) und dem deutschen Physiker Gustav Haurwitz (1905 – 1986). Diese Wellen werden verkürzt als Rossby-Wellen bezeichnet.

¹¹Nach dem englischen Naturwissenschaftler Sir Isaac Newton (1642 – 1727)

Mechanik folgendermaßen formuliert: „Die Änderung der Bewegung ist der Einwirkung der bewegenden Kraft proportional und geschieht in die Richtung, in die jene Kraft wirkt.“

Um eine mathematische Beschreibung dieses Axioms zu erhalten, benötigt man eine mathematische Definition des Begriffs „Bewegung“, was mittels des Impulses $m\vec{v}$ möglich ist.

$$\frac{d}{dt}m\vec{v} = \sum_i \vec{F}_i. \quad (2.7)$$

Um prognostische Gleichungen für die Geschwindigkeit \vec{v} aufzustellen, ist es notwendig, die auf ein Luftpaket wirkenden Kräfte zu kennen. Wirksam sind im wesentlichen vier Kräfte:

1. Die Schwerkraft \vec{F}_G :

In vertikaler Richtung wirkt auf die Luftteilchen die Schwerkraft $\vec{F}_G = -m\vec{g}$, wobei g die Erbeschleunigung bezeichnet. Wird ein Luftpaket vertikal aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt, so erfährt es eine Auftriebskraft $\vec{F}_A = \Delta m\vec{g}$, die als rücktreibende Kraft wirkt. Die auftretenden Perioden schwanken deutlich und können einige Stunden aber auch einige Tage betragen. Diese sog. Schwerewellen haben weitreichende Auswirkungen auf die thermische Struktur der Atmosphäre und werden in atmosphärischen Wind- und Temperaturprofilen regelmäßig beobachtet. Von daher werden sie im Folgenden (S. 11) näher betrachtet.

2. Die Corioliskraft \vec{F}_C :

Die Newtonsche Bewegungsgleichung (2.7) gilt in dieser Form in einem raumfesten und beschleunigungsfreien Koordinatensystem. Weil die Erde mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ um die eigene Achse rotiert, ist sie kein beschleunigungsfreies Koordinatensystem. Die Rotation der Erde führt zu einer Scheinkraft, der Corioliskraft $\vec{F}_C = -2m\vec{\Omega} \times \vec{v}$. Werden auf großen horizontalen Skalen ($y > 1000$ km) Luftpakete in Nord-Süd Richtung ausgelenkt, so wirkt die Corioliskraft. Dabei tritt aufgrund der zweidimensionalen Betrachtungsweise keine Schwerebeschleunigung auf. Die entstehenden großskaligen Wellen werden als planetare oder Rossby-Wellen bezeichnet und werden auf S. 10 eingehend behandelt.

3. Die Druckgradientkraft \vec{F}_p :

Besteht ein horizontales Druckgefälle in der Atmosphäre, so erfahren die Luftteilchen eine Beschleunigung von hohem zu niedrigem Luftdruck hin, ein Druckausgleich wird angestrebt. Betrachtet man auf einer nicht-rotierenden Erde die Atmosphäre als reibungsfrei und vernachlässigt die Schwerkraft, so wirkt die Druckgradientenkraft als rückstellende Kraft bei Auslenkungen aus der Ruhelage und kann in Abhängigkeit von der Kompressibilität der Luft zu Schwingungen der Atmosphärendichte, zu sog. akustischen Wellen führen. Weil die Periode der Schallwellen im Sekundenbereich liegt, werden sie nur von wenigen Instrumenten aufgelöst und werden typischerweise auch für Modellrechnungen vernachlässigt. Von daher werden Schallwellen im Weiteren von der Betrachtung ausgenommen.

4. Die Reibungskraft \vec{F}_R :

Reibungskräfte treten sowohl in der bodennahen Grenzschicht als auch in größeren Höhen der Atmosphäre auf. Außerhalb der Grenzschicht führen Windscherungen zu Reibungskräften. Für die Reibungskraft kann keine allgemeingültige Darstellung angegeben werden. Reibungskräfte wirken auch nicht als rückstellende Kräfte, die eine Schwingung verursachen, sondern tragen zur Dämpfung oder Beschleunigung von Bewegungsabläufen in der Atmosphäre bei.

Für die weitere Auswertung erweist es sich als hilfreich, die Kräfte pro Masseneinheit (also Beschleunigungen) zu betrachten. Somit ergeben sich die Bewegungsgleichungen in kartesischen¹² Koordinaten:

$$\begin{aligned} du/dt &= -1/\rho & + 2\Omega(v \sin \phi - w \cos \phi) & + F_{R_x} & \text{zonal} \\ dv/dt &= -1/\rho & - 2\Omega u \sin \phi & + F_{R_y} & \text{meridional} \\ dw/dt &= -1/\rho - g & + 2\Omega u \cos \phi & + F_{R_z} & \text{vertikal} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dabei sind u , v und w die Komponenten des Windvektors \vec{U} , der anstelle des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} steht. Dieses Gleichungssystem wird als Navier-Stokes-Gleichung¹³ bezeichnet und ist nicht analytisch lösbar, beschreibt jedoch alle Bewegungen in der Atmosphäre. Mittels einer Skalenanalyse¹⁴ und der Perturbationsmethode¹⁵ können diese Gleichungen vereinfacht und linearisiert werden. Annahmen über die unterschiedlichsten Parameter wie z. B. Schwerkraft oder Corioliskraft erlauben eine Lösung des Gleichungssystems für verschiedene Wellentypen. Aufgrund der exponentiellen Abnahme der Atmosphärendichte mit der Höhe nimmt die Amplitude atmosphärischer Wellen mit der Höhe exponentiell zu, sofern die Energie der Welle erhalten bleibt. In diesem Fall gilt

$$A(z) = A_0 \exp[(z - z_0)/2H], \quad (2.9)$$

wobei $H = (m \cdot g)/(k_b \cdot T)$ die Druckskalenhöhe ist, die aus der Masse m , der Erdbeschleunigung g , der Boltzmannkonstante k_b und der Temperatur T berechnet wird. Für die terrestrische Atmosphäre beträgt sie ungefähr $H \approx 8$ km. Eine allgemeine Darstellung ist in zahlreichen Lehrbüchern wie z. B. *Pichler* [1984]; *Salby* [1996]; *Visconti* [2001]; *Zdankowski und Bott* [2003] detailliert zu finden und soll hier nicht weiter ausgeführt werden. Im Folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse bzgl. Rossby- und Schwerewellen dargestellt.

Rossby-Wellen

Die Annahme einer horizontalen, reibungsfreien Strömung in einem inkompressiblen Medium eliminiert aus den Bewegungsgleichungen sowohl akustische Wellen als auch Schwerewellen und führt zu einer Betrachtung der planetaren oder Rossby-Wellen. Diese Wellen besitzen große Bedeutung für die troposphärische Dynamik und wirken damit insbesondere auf das tägliche Wettergeschehen. Darüberhinaus können planetare Wellen auch in der Strato- und Mesosphäre beobachtet werden. Sie erhalten ihre Auslenkung auf der Nordhalbkugel aus der unterschiedlichen Verteilung von Land- und Wassermassen sowie großer Gebirgszüge wie z. B. der Rocky Mountains oder des Urals. Diese inhomogene Bodenbeschaffenheit führt zu unterschiedlichen globalen Druck- und Temperaturverteilungen, die Luftmassen großskalig auslenken. Auf solch großen Skalen wirkt als rücktreibende Kraft die vom Breitengrad abhängige Corioliskraft. Die einfachste Form von Rossby-Wellen findet man bereits in einer divergenz- und reibungsfreien horizontalen Strömung. Aus der Erhaltung der absoluten Wirbelstärke folgt:

$$\zeta_0 + f_0 = \zeta + f = \text{const.}, \quad (2.10)$$

¹²Nach dem französischen Philosophen René Descartes (1596 – 1650)

¹³Nach dem französischen Mathematiker Claude Louis Marie Henri Navier (1785 – 1836) und dem britischen Physiker Sir George Gabriel Stokes (1819 – 1903)

¹⁴Bei einer Skalenanalyse werden die Größenordnungen der einzelnen Terme mittels mittlerer Werte abgeschätzt und so vernachlässigbare Terme bestimmt.

¹⁵Bei der Perturbationsmethode werden einem bekannten Grundzustand Störungen (= Perturbationen) überlagert, die dem Grundzustand gegenüber klein sind. Unter dieser Annahme können nichtlineare Anteile des Gleichungssystems vernachlässigt werden, so dass ein lineares Differentialgleichungssystem entsteht.

wobei der Index 0 die Werte in der Ausgangsposition bezeichnet. Wird z. B. ein Luftpaket, dessen relative Wirbelstärke ζ_0 in der Ausgangsposition Null ist, in der nördlichen Hemisphäre nach Norden ausgelenkt, so nimmt der Coriolisparameter f zu.

Die relative Wirbelstärke ζ muss also abnehmen und wird folglich negativ. Eine negative Wirbelstärke führt jedoch zu einer antizyklonalen Bewegung, d. h. die Bahn des Luftpaketes erfährt eine Ablenkung zuerst in Richtung Osten und später äquatorwärts. Auf der antizyklonalen Bahn nimmt der Coriolisparameter ab, und nach Überschreiten der Ausgangslage wird die relative Wirbelstärke positiv. Dies führt zu einer zyklonalen Bahn, so dass die Bahn des Luftpaketes von südwärts wieder auf nordwärts umschwenkt. Die Trajektorie einer Rossby-Welle ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Die horizontale Phasengeschwindigkeit einer solchen Rossby-Welle kann zu

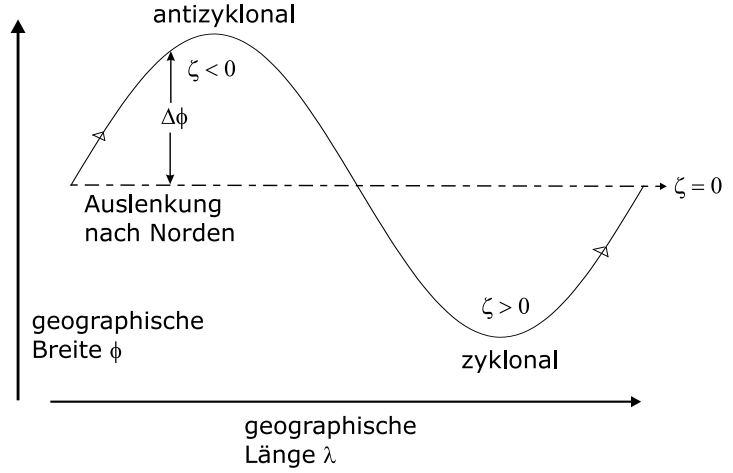


Abbildung 2.2: Idealisierte Trajektorie einer Rossby-Welle nach Kraus [2000]. ζ beschreibt die potentielle Wirbelstärke und ϕ die geographische Breite. Weitere Erläuterungen sind im Text gegeben.

$$c = u_0 - \frac{\beta}{K^2} \quad (2.11)$$

berechnet werden. Dabei bezeichnet u_0 den zonalen Grundstrom, $\beta := \partial f / \partial y$ die meridionale Änderung des Coriolisparameters f und $K^2 := k^2 + l^2$ die quadratische Summe der zonalen Wellenzahl k und der meridionalen Wellenzahl l . Ausgehend von einem ostwärts gerichteten Grundstrom u_0 , bewegen sich Rossby-Wellen somit mit diesem Grundstrom ostwärts, solange der Term β/K^2 die Größe des Grundstroms nicht übersteigt.

Schwerewellen

Unter Vernachlässigung der Coriolis- und der Reibungskraft in den Bewegungsgleichungen erhält man die mathematische Beschreibung der internen Schwerewellen. Schwerewellen haben großen Einfluss auf die Energiebilanz und den Impulsfluss der Atmosphäre [Fritts, 1984]. Sie unterliegen unterschiedlichen Anregungsmechanismen. Zum einen führt z. B. die tageszeitliche Aufheizung und Abkühlung der Atmosphäre durch die solare Einstrahlung zu großskaligen Wellenstrukturen, sog. Gezeiten-Wellen [Chapman und Lindzen, 1970] und zum anderen regen z. B. orographische Hindernisse die Atmosphäre zu kleinskaligeren Schwingungen an. Unabhängig von dem Anregungsmechanismus wirkt jedoch die Schwerkraft als rücktreibende Kraft, was den Namen Schwerewellen bestimmt. Im Falle der Atmosphäre handelt es sich um sog. interne Schwerewellen, die sich innerhalb des Mediums Atmosphäre fortpflanzen, im Gegensatz zu externen Schwerewellen, die ein Grenzflächenphänomen sind.

Aus den Bewegungsgleichungen Gl. (2.8) folgt die Dispersionsrelation für Schwerewellen

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

Dabei sind k , l , m die zonale, meridionale und vertikale Wellenzahl, N die Brunt-Väisälä-Frequenz¹⁶, $\hat{\omega} = \omega - k\bar{u} - l\bar{v}$ die intrinsische Frequenz¹⁷, wobei \bar{u} und \bar{v} der mittlere zonale bzw. meridionale Wind sind. $f = 2\Omega \sin \phi$ ist der Coriolisparameter wobei Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation und ϕ die geographische Breite angeben. Ferner ist H die Druckskalenhöhe.

Zur weiteren Betrachtung der atmosphärischen Schwerewellen ist es hilfreich, hochfrequente Wellen ($\hat{\omega} \gg f$), mittelfrequente Wellen ($N \gg \hat{\omega} \gg f$) und niedrigfrequente Wellen ($\hat{\omega} \sim f$) jeweils einzeln zu betrachten. Für diese Arbeit sind lediglich die Wellen mittlerer Frequenz von Interesse, so dass die Betrachtung auf diese beschränkt wird.

Die Dispersionsrelation (Gl. (2.12)) kann für Schwerewellen mittlerer Frequenz vereinfacht dargestellt werden

$$|m| = \frac{N}{|c_h - \bar{u}_h|}, \quad (2.13)$$

wobei c_h die horizontale Phasengeschwindigkeit der Welle und \bar{u}_h der mittlere horizontale Wind in Ausbreitungsrichtung der Welle ist [z. B. *Fritts und Alexander*, 2003]. Wird der Nenner kleiner, so nimmt die vertikale Wellenzahl m zu und somit die vertikale Wellenlänge λ_z ab. Das Höhenniveau, in der die Phasengeschwindigkeit gleich dem Horizontalwind ist ($c_h = \bar{u}_h$), wird als kritisches Niveau bezeichnet. Eine Ausbreitung einer Schwerewelle über dieses Niveau hinaus ist nicht möglich. In der Realität wird eine vertikale Wellenlänge von $\lambda_z = 0$ km nicht erreicht, so dass schon bei größeren Werten der vertikalen Wellenlänge ein kritisches Niveau auftritt.

2.2.2 Der polare Vortex

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, steigt die Temperatur in der Stratosphäre mit der Höhe aufgrund der Photodissoziation von Ozon. Im polaren Winter wird dieser Heizmechanismus wegen abnehmender Sonneneinstrahlung geringer, was zur Folge hat, dass die Stratosphäre abkühlt. Die kühleren Luftmassen sinken ab und erzeugen einen meridionalen Druckgradienten. Die Druckgradientenkraft und die Corioliskraft bestimmen im Wesentlichen die Bewegung der Luftpakete und führen zur Ausbildung einer Zyklone in der Stratosphäre, dem polaren Vortex. Der polare Vortex überdeckt eine Fläche von einigen 10^6 km² und erreicht an seinem Rand Windgeschwindigkeiten von bis zu 100 m/s [*Schoeberl und Hartmann*, 1991]. Die hohen Windgeschwindigkeiten am Vortexrand verhindern ein Eindringen von Luftmassen aus mittleren Breiten und erzeugen so eine abgeschlossene Luftmasse, in der niedrige Temperaturen erreicht werden können. Ein Maß zur Beschreibung der Stärke des Wirbels ist die Ertelsche¹⁸ potentielle Wirbelstärke PV im Θ -System, die als die absolute Wirbelstärke $\zeta_{a,\Theta}$ (vgl. Gl. 2.6) multipliziert mit dem Gradienten der potentiellen Temperatur $\partial\Theta/\partial p$ definiert ist.

$$PV = (\zeta_{\Theta} + 2\Omega \sin \phi) \frac{\partial\Theta}{\partial p} \quad (2.14)$$

Dabei bezeichnet p den Luftdruck, Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, ϕ die geographische Breite, Θ die potentielle Temperatur und ζ_{Θ} den Anteil der Rotation des Windfeldes, der senkrecht zur lokalen Isentrope steht. Die Einheit der potentiellen Wirbelstärke ist $[PV] = Km^2s^{-1}kg^{-1}$. Der Rand des Polarwirbels wird durch einen starken Gradienten der potentiellen Wirbelstärke charakterisiert.

¹⁶Nach dem britischen Meteorologen Sir David Brunt (1886 – 1965) und dem finnischen Meteorologen Yrjö Väisälä (1891 – 1971)

¹⁷Die Frequenz im mitbewegten Medium

¹⁸Nach dem deutschen Meteorologen Hans Richard Max Ertel (1904 – 1971)

2.3 Thermische Prozesse in der Atmosphäre

Atmosphärische Wellen haben unterschiedliche Auswirkungen auf die Temperaturstruktur der Atmosphäre, beginnend bei synoptischen Erwärmungen im hemisphärischen Umfang bis hin zu kleinskaligen Temperaturänderungen auf eng begrenztem Gebiet.

Rossby-Wellen führen zu großskaligen Veränderungen des Temperaturfeldes. Der Eintrag von Energie durch brechende Wellen in der oberen Stratosphäre während des polaren Winters führt zu einem Absinken und einer damit einhergehenden Erwärmung [McIntyre und Palmer, 1983]. Dieses Phänomen ist im Winter 1951/52 erstmals von Scherhag [1952] beobachtet worden und wird als „Berliner Phänomen“ bzw. Stratosphärenenerwärmung bezeichnet. Stratosphärenenerwärmungen sind definiert durch eine Temperaturzunahme von mehreren 10 Kelvin innerhalb weniger Tage sowie durch eine Umkehr des Temperaturgradienten zwischen dem Pol und 60° N/S geographischer Breite in mindestens einem stratosphärischen Höhenniveau. Abhängig von Art, Stärke und Verlauf der Erwärmung unterscheidet man vier verschiedene Typen:

1. Als **Canadian Warming** bezeichnet man eine stratosphärische Erwärmung, die zu Beginn eines Winters eintritt. Ein Warmluftgebiet kann sich über Kanada ausbilden und entlang des Vortexrandes bewegen. Bei einer unsymmetrischen Vortexlage ist es möglich, dass dieses Warmluftgebiet bis an den Pol gelangt und somit zu einer Umkehr des Temperaturgradienten führt.
2. Ein **Minor Warming** tritt regelmäßig im Verlauf des Winters auf. Dabei nimmt die Temperatur in einem beliebigen, festen Höhenniveau um mehr als 25 K innerhalb eines Zeitraums von höchstens einer Woche zu. Solche kleineren Stratosphärenenerwärmungen treten regelmäßig nahezu jeden Winter auf und haben keine lang andauernden Auswirkungen auf die winterliche Temperaturstruktur der Atmosphäre.
3. Tritt eine Temperaturzunahme und die Umkehr des Temperaturgradienten im 30 hPa Niveau oder niedriger auf und dreht in dieser Höhe der zonale Wind von ostwärts nach westwärts, so spricht man von einem **Major Warming**. Diese Umkehr des Zonalwindes bedeutet ein Aufbrechen des polaren Vortex und ermöglicht somit eine Vermischung von Luftmassen aus polaren und aus mittleren Breiten, was u. a. ein späteres weiteres Abkühlen verzögert. Oftmals ist jedoch eine Rückkehr zur winterlichen Atmosphärenstruktur möglich.
4. Tritt ein Major Warming gegen Ende des Winters auf und kann die winterliche Zirkulation nicht wieder hergestellt werden, so spricht man von einem **Final Major Warming**. Nach dem Vortexzusammenbruch kann dieser nicht wieder aufgebaut werden und der polare Winter endet.

Neben den großskaligen planetaren Wellen haben auch die kleinskaligeren Schwerewellen Auswirkung auf die Temperaturstruktur der Atmosphäre. Die mit der Welle verbundene Höhen- und Druckänderung einzelner Luftpakete führt zu adiabatischen Abkühlungen und Erwärmungen, abhängig von der jeweiligen Bewegungsrichtung. Eine vereinfachte Beschreibung der Ausbreitung von orographisch angeregten Schwerewellen ist mittels eines einfachen Modells möglich [Bacmeister, 1993] und so die maximal erreichbare Abkühlung abschätzbar. Eine genauere Simulation liefert ein auf die nordskandinavische Orographie angepasstes MM5-Modell [Dörnbrack et al., 1998]. Über die Auswirkung auf die Stratosphäre hinaus verursachen brechende Schwerewellen im polaren Sommer eine Störung der Zirkulation in der Mesopausenhöhe, was zu einer Aufwärtsbewegung der Luftmassen und einer damit verbundenen Abkühlung

führt. Dieses Phänomen ist so effektiv, dass in der polaren Sommeresopause mit ca. 130 K die niedrigsten Temperaturen der Erdatmosphäre erreicht werden.

2.4 Physikochemische Prozesse in der Atmosphäre

Wie in Abschnitt 2.1 dargelegt, besteht die Atmosphäre im Wesentlichen aus Stickstoff und Sauerstoff. Im Gegensatz zu diesen beiden Stoffen sind jedoch die zahllosen Spurengase und Aerosole, die in minimalen Konzentrationen in der Atmosphäre vorkommen, z. T. chemisch äußerst reaktiv. Manche dieser Reaktionen sind temperaturabhängig und treten nur in einer kalten Atmosphäre auf.

Im polaren Winter sinken die Temperaturen im polaren Vortex zeitweise so weit ab, dass Wasser, Salpetersäure und Schwefelsäure flüssige oder feste Aerosole bilden. Ansammlungen dieser Aerosole bezeichnet man als Polare Stratosphärenwolken (PSC¹⁹). Je nach Temperatur bilden sich drei unterschiedliche Typen dieser Wolken aus [Browell *et al.*, 1990; Toon *et al.*, 1990].

- Typ Ia PSC

Salpetersäure (HNO_3) und Wasser (H_2O) können sich zu Salpetersäure-Trihydrat (NAT^{20}) verbinden und so PSCs vom Typ Ia bilden [Voigt *et al.*, 2000]. Diese Wolken entstehen, wenn die Eisbildungstemperatur unterschritten wird [Koop *et al.*, 1995]. Einmal existierende NAT-Partikel können dann jedoch bis zur Gleichgewichtstemperatur von NAT existieren, die ca. sechs Kelvin höher als die Eisbildungstemperatur ist. Liegen die Atmosphärentemperaturen längere Zeit unterhalb der NAT-Schmelztemperatur, so können diese Aerosole weiter anwachsen und sog. NAT-Rocks bilden, die bis zu 20 μm groß werden [Fahey *et al.*, 2001; Carslaw *et al.*, 2002].

- Typ Ib PSC

Salpetersäure (HNO_3), Schwefelsäure (H_2SO_4) und Wasser (H_2O) bilden eine unterkühlte ternäre Lösung (STS²¹), deren Gleichgewichtstemperatur in der Stratosphäre unterhalb von 194 K liegt. STS entsteht aus dem Hintergrundaerosol durch Anlagerung von Salpetersäure, existiert als Flüssigkeit und kann innerhalb weniger Minuten entstehen, sofern die notwendigen Bildungstemperaturen unterschritten werden. Das Hintergrundaerosol ist eine wässrige Lösung von Schwefelsäure und kommt in der unteren und mittleren Stratosphäre permanent vor.

- Typ II PSC

Gefrorenes Wasser bildet ebenfalls stratosphärische Wolken. Gemäß der Clausius-Clapeyronschen-Gleichung²² liegt die Gleichgewichtstemperatur bei den in der Stratosphäre vorherrschenden Wassermengen von ca. 3 – 5 ppmv unterhalb von 191 K. Diese Wolken können sich ebenso wie die STS-Wolken sehr schnell innerhalb weniger Minuten bilden, benötigen aber eine leichte Unterkühlung von ungefähr 3 K [Deshler *et al.*, 2003].

Häufig ist eine eindeutige Klassifikation der beobachteten PSCs nicht möglich, weil die optischen Eigenschaften sowohl auf feste als auch auf flüssige Teilchen hinweisen. Diese Beobachtungen sind Mischwolken zuzurechnen, in denen neben dem dominierenden STS einige große

¹⁹Polar Stratospheric Cloud

²⁰Nitric Acid Trihydrate

²¹Supercooled Ternary Solution

²²Nach dem deutschen Physiker Rudolf Julius Emmanuel Clausius (1822 – 1888) und dem französischen Ingenieur Benoit Paul Emile Clapeyron (1799 - 1864)

NAT-Teilchen vorhanden sind [Biele *et al.*, 2001]. Des Weiteren werden PSCs auch bei Atmosphärentemperaturen beobachtet, die oberhalb der NAT-Gleichgewichtstemperatur liegen. Teilchen, die aus Schwefelsäure-Tetrahydrat (SAT²³) bestehen und deren Gleichgewichtstemperatur mehrere Kelvin oberhalb der von NAT liegt, sind eine Erklärungsmöglichkeit dieser Messungen [Beyerle *et al.*, 2001]. Während zur Erzeugung von NAT-Wolken langfristig niedrige Temperaturen vorherrschen müssen, können die anderen beiden PSC-Typen kurzfristig gebildet werden. Somit kann eine Abkühlung der Atmosphäre aufgrund von Schwerewellen zur Entstehung dieser beiden Wolkentypen führen.

Polare Stratosphärenwolken haben einen großen Einfluss auf die Ausbildung des Ozonlochs im polaren Frühjahr [Crutzen und Arnold, 1986]. Während die „normale“ Ozonchemie durch den Chapmanzyklus [Chapman, 1930] und das Gleichgewicht aus katalytischem Ozonabbau und Reservoirgasbildung [Solomon, 1999] beschrieben werden kann, führen die polaren Stratosphärenwolken zu einer Denitrifizierung der Atmosphäre und brechen mittels heterogener Reaktionen an den Wolkenteilchenoberflächen Reservoirgase auf, so dass reaktive Katalysatoren wie z. B. Chlor oder Brom freigesetzt werden und zu Beginn des polaren Frühjahrs mit Einsetzen der solaren Strahlung der Ozonabbau beginnt [Fabian, 1989]. Dies erzeugt das polare Ozonloch, was in manchen Höhen den Abbau des gesamten Ozons bedeuten kann und mittlerweile auf der Südhalbkugel den gesamten polaren Vortex ausfüllt [Hofmann *et al.*, 1997]. Die Effektivität der heterogenen Reaktionen nimmt mit abnehmender Temperatur zu und ist darüberhinaus vom Wolkentyp abhängig. Während die charakteristische Zeit der Chloraktivierung an NAT-Teilchen im Bereich eines Tages liegt, beträgt sie für Eiswolken lediglich 10 Minuten. Somit besitzen Eis-PSC für die Chloraktivierung eine herausragende Bedeutung [Zellner *et al.*, 1999].

Wie in Kap. 2.3 erwähnt, treten im polaren Sommer extrem niedrige Temperaturen im Bereich der Mesopause auf. Diese niedrigen Temperaturen führen regelmäßig zur Bildung von Eiswolken, sogenannten leuchtenden Nachtwolken (NLC²⁴). Diese Wolken können vom Boden aus visuell beobachtet werden [Jesse, 1885], wenn die Atmosphäre unterhalb der NLC sich im Erdschatten befindet, die Wolke jedoch noch von der Sonne angestrahlt wird [Avaste, 1993]. Diese Wolken führen u. a. zu einer Umverteilung des Wasserdampfgehalts in der Mesopausenregion.

2.5 Zusammenfassung

Die Atmosphäre ist ein komplexes System, das zahlreichen dynamischen, thermischen und physikochemischen Prozessen unterworfen ist. Diese Abläufe beeinflussen sich gegenseitig, insbesondere nimmt die atmosphärische Dynamik Einfluss auf die thermischen und physikochemischen Prozesse. Die Beobachtung und Untersuchung thermischer und physikochemischer Phänomene ermöglicht folglich, Rückschlüsse auf die atmosphärische Dynamik zu ziehen und die ablaufenden Mechanismen besser zu verstehen.

²³Sulfuric Acid Tetrathyrate

²⁴NoctiLucent Cloud

Kapitel 3

Lidarexperiment

Das zentrale Experiment, mit dem Daten für diese Arbeit gewonnen worden sind, ist das Lidar der Universität Bonn auf der Esrange bei Kiruna in Nordschweden. Im Folgenden werden die im Hinblick auf diese Arbeit wesentlichen Eigenschaften des Lidars beschrieben. Während Details ausführlich in *Müller* [1999] und *Siebert* [2000] dargestellt sind, wird hier eine grobe Beschreibung gegeben sowie essentielle Weiterentwicklungen aufgeführt.

Das Akronym LIDAR steht für **light detecting and ranging**. Mit einer Lichtquelle wird ein kurzer Lichtpuls in die Atmosphäre emittiert, der mit den Bestandteilen der Atmosphäre wechselwirkt und dabei in alle Richtungen streut. Ein Teil des gestreuten Lichtes wird von einem Empfangssystem zeitabhängig detektiert und analysiert. Anhand verschiedener Messgeometrien, Streuprozesse oder Analysemethoden werden verschiedene Lidararten klassifiziert. Das auf der Esrange benutzte Lidar der Universität Bonn ist ein Rayleigh¹/Mie²/Raman³ – Rückstreu-lidar. Während der erste Teil des Namens auf die verwendeten Streuprozesse eingeht, enthält der zweite Namensteil die Streurichtung des beobachteten Lichtes.

In diesem Kapitel werden zuerst die für das Verständnis des Experimentes notwendigen Streuprozesse erklärt. Nachdem anschließend die geographische Position und die damit verbundenen meteorologischen Besonderheiten beschrieben sind, wird nachfolgend das Lidar von der Lichtquelle bis zur Datenspeicherung erklärt. Dies geschieht in zwei Abschnitten: Zunächst wird der Sendeteil und dann der Empfangsteil mit der nachfolgenden Elektronik beschrieben. Eine genaue Aufstellung der verwendeten Bauteile findet sich im Anhang F bzw. in *Müller* [1999]. Abschließend werden einige Erweiterungsmöglichkeiten des Systems vorgestellt und deren wissenschaftlicher Nutzen aufgezeigt.

3.1 Streuprozesse

Streuung von Licht an Atomen und Molekülen kann durch deren Anregung und anschließende Relaxation beschrieben werden. Die eintreffenden Photonen versetzen das getroffene Atom oder Molekül in einen angeregten Energiezustand, der sowohl reell als auch virtuell sein kann, und aus dem es in der Regel durch Aussenden eines weiteren Photons in einen niedrigeren Energiezustand übergeht. Der Unterschied der Frequenzen des absorbierten und des emittierten Photons ist abhängig von dem Streuprozess. Bei größeren Streuzentren wie z. B. Aerosolen wird

¹Nach dem englischen Mathematiker Lord John William Strutt Rayleigh (1842 – 1919)

²Nach dem deutschen Physiker Gustav Mie (1868 – 1957)

³Nach dem indischen Physiker Sir Chandrasekhar Venkata Raman (1888 – 1970)

auf eine quantenphysikalische Beschreibung der Streuprozesse verzichtet und statt dessen zur elektromagnetischen Beschreibung der Wechselwirkung von Licht mit Materie übergegangen. Die wichtigsten Streuprozesse sind im Folgenden aufgeführt.

- Resonanzstreuung

Bei der Resonanzstreuung wird ein Elektron aus dem Grundzustand in eine reelles Niveau angehoben, aus dem es anschließend wieder direkt relaxiert. Das streuende Photon muss dabei genau die Wellenlänge des Resonanzüberganges besitzen. Die Wellenlänge des absorbierten und des emittierten Photons sind im Koordinatensystem des Atoms identisch, im Laborsystem jedoch wegen Dopplerverschiebung und Druckverbreiterung unterschiedlich. Je nach nachzuweisendem Atom oder Molekül muss die verwendete Wellenlänge des Lichtes und somit der Lasertyp unterschiedlich gewählt werden [z. B. *Fricke und von Zahn*, 1985; *Höffner et al.*, 1999].

- Rayleigh-Streuung

Der Begriff Rayleigh-Streuung umfasst sowohl die Streuung an der Cabannes⁴-Linie als auch die Rotations-Raman-Streuung [Young, 1981]. Bei der Streuung an der Cabannes-Linie regt ein eintreffendes Photon ein Atom oder Molekül in ein sog. virtuelles Niveau an, woraus es sofort wieder in den Ausgangszustand relaxiert. Dabei bleibt die Wellenlänge im Koordinatensystem des Streuers erhalten. Diese elastische Streuung tritt bei beliebigen Wellenlänge des anregenden Photons auf, der Streuquerschnitt jedoch ist proportional zu λ^{-4} . Ähnlich wie bei der Streuung an der Cabannes-Linie wird bei der Rotations-Raman-Streuung ein Molekül durch Einstrahlung eines Photons in einen angeregten Zustand versetzt, aus dem es wieder in den Grundzustand übergeht. Der Endzustand ist bei der Rotations-Raman-Streuung jedoch nicht gleich dem Ausgangszustand ($\Delta J = 0$), sondern ein Energieniveau mit einer geänderten Rotationsquantenzahl J , wobei die Auswahlregel $\Delta J = \pm 2$ gilt. Aufgrund der statistischen Verteilung der Übergänge auf verschiedene Rotationsquantenzahlen erscheint dieser Übergang nicht als einzelne Linie, sondern als ganzes Band. Die Besetzungszahlen und somit Übergangswahrscheinlichkeiten der einzelnen Bereiche der Rotations-Raman-Banden sind temperaturabhängig. Durch eine Messung der Besetzungszahlen einzelner Bereiche dieser Banden kann eine Temperatur bestimmt werden, die aufgrund des thermischen Gleichgewichts mit der kinetischen Temperatur der Luftmoleküle übereinstimmt.

- Vibrations-Raman-Streuung

Bei der Vibrations-Raman-Streuung relaxiert das angeregte Molekül ähnlich wie bei der Rotations-Raman-Streuung nicht in den Ausgangszustand, sondern in einen Zustand mit einer anderen Vibrationsquantenzahl ν , jedoch mit gleicher Rotationsquantenzahl J . Dieser Übergang ist molekülspezifisch, d. h. die emittierte Wellenlänge enthält Informationen über das Molekül. Somit kann ein Signal der molekularen Atmosphäre aufgenommen werden, indem man z. B. das Rückstreusignal einer Vibrations-Raman-Linie des molekularen Stickstoff (N_2) misst.

- Mie-Streuung

Unter Mie-Streuung werden hier all diejenigen Streuprozesse zusammengefasst, die nicht an Atomen oder Molekülen in der Atmosphäre, sondern an Aerosolen oder anderen Schwebstoffen, stattfinden. Diese Streuprozesse sind bis auf die Dopplerverschiebung elastisch. Für den Fall kugelförmiger Streukörper wurde diese Streuung von [Mie, 1908]

⁴Nach dem französischen Physiker Jean Cabannes (1885 – 1959)

mathematisch beschrieben. Für die Berechnung von Streuung an asphärische Streuzentren sind mittlerweile verschiedene numerische Methoden entwickelt worden [z. B. *Mishchenko et al.*, 1999].

3.2 Geographische Lage

Das Lidar der Universität Bonn ist nahe der nordschwedischen Stadt Kiruna auf der Esrange aufgestellt. Mit einer geographischen Lage von $67,88^\circ$ N und $21,06^\circ$ O steht das Lidar nördlich des Polarkreises (vgl. Abb. 3.1).



Abbildung 3.1: Geographische Lage des Lidars der Universität Bonn sowie des Lidarobservatoriums ALOMAR.

Die Esrange ist eine schwedische Forschungsstation, auf der mehrere bodengebundene, aktive und passive Fernerkundungsinstrumente installiert sind und von der aus Höhenforschungsraketen zur Untersuchung der Mesosphäre gestartet sowie Höhenforschungsballone zur Erforschung der Tropo- und Stratosphäre aufgelassen werden. Die geographische Lage führt im Sommer zu langer Sonnenscheindauer, wohingegen im Winter das Tageslicht nur während eines kurzen Zeitraums die Messungen optischer Instrumente beeinträchtigt. Ungefähr 100 km westlich der Esrange liegen die skandinavischen Berge. Durch die geographische Lage der Esrange bei 68° N, liegt sie im Randbereich der polaren Westwinddriftzone. Die ostwärts gerichteten Winde führen regelmäßig zu Fönlagen über der Esrange, die durch wolkenfreien Himmel charakterisiert sind. Diese Windlage wird im Winter durch den polaren Vortex verstärkt, in dessen Bereich ebenfalls Westwinde vorherrschen. Im Gegensatz dazu führen im Sommer das Polarhoch bzw. kleinere Hochdruckgebiete über Nordskandinavien zu westwärts gerichteten Winden, die häufig starke Bewölkung über der Esrange hervorrufen. Die geographische Lage des Lidars ist insofern für Messungen während des polaren Winters geeignet, wohingegen sie Sommermessungen gegenüber hinderlich ist.

In Abb. 3.1 ist außerdem die geographische Lage von ALOMAR⁵ eingetragen. Dieses Observatorium beheimatet neben drei Lidargeräten zahlreiche andere aktive und passive Instrumente

⁵ Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research

Die Esrange ist eine schwedische Forschungsstation, auf der mehrere bodengebundene, aktive und passive Fernerkundungsinstrumente installiert sind und von der aus Höhenforschungsraketen zur Untersuchung der Mesosphäre gestartet sowie Höhenforschungsballone zur Erforschung der Tropo- und Stratosphäre aufgelassen werden. Die geographische Lage führt im Sommer zu langer Sonnenscheindauer, wohingegen im Winter das Tageslicht nur während eines kurzen Zeitraums die Messungen optischer Instrumente beeinträchtigt. Ungefähr 100 km westlich der Esrange liegen die skandinavischen Berge. Durch die geographische Lage der Esrange bei 68° N, liegt sie im Randbereich der polaren Westwinddriftzone. Die ostwärts gerichteten Winde führen regelmäßig zu Fönlagen über der Esrange, die durch wolkenfreien Himmel charakterisiert sind. Diese Windlage wird im Winter durch den polaren Vortex verstärkt, in dessen Bereich ebenfalls Westwinde vorherrschen. Im Gegensatz dazu führen im Sommer das Polarhoch bzw. kleinere Hochdruckgebiete über Nordskandinavien zu westwärts gerichteten Winden, die häufig starke Bewölkung über der Esrange hervorrufen. Die geographische Lage des Lidars ist insofern für Messungen während des polaren Winters geeignet, wohingegen sie Sommermessungen gegenüber hinderlich ist.

zur Untersuchung der polaren Atmosphäre. Eines der Lidarexperimente ist ebenfalls ein RMR-Lidar [von Zahn et al., 2000], dessen Daten teilweise in dieser Arbeit verwendet werden. Seine Lage auf der nordnorwegischen Insel Andøya bei $69,28^\circ$ N und $16,01^\circ$ O auf der der Esrange gegenüberliegenden Seite der skandinavischen Berge ermöglicht Vergleichsmessungen beidseits der Berge und bietet somit die Gelegenheit, den Einfluss der Berge auf die atmosphärische Dynamik zu untersuchen.

3.3 Der Sendezweig des Lidars

Der Sendezweig des Lidars unterteilt sich in den Laser und den Auskoppelzweig.

Als Lichtquelle dient ein mit 20 Hz gepulster Nd:YAG Festkörperlaser, wobei jeder einzelne Laserpuls eine Länge von 8 – 10 ns besitzt. Die Grundwellenlänge liegt bei 1064 nm und liefert eine nominelle Energie von 1200 mJ pro Puls. Um die Wellenlänge des Lasers von Puls zu Puls zu stabilisieren, wird der Strahl eines schmalbandigen cw-Lasers mit einer Wellenlänge, die der Grundwellenlänge des Pulslasers entspricht, in den Laserresonator eingekoppelt. Dies reduziert die Bandbreite des Lasers von 120 GHz auf 250 MHz [Continuum Lasers, 1989]. Gemäß der Formel

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu \quad (3.1)$$

entspricht dies in Wellenlängen einer Bandbreite von 450 pm bzw. 0,9 pm bei 1064 nm. Diese niedrige Bandbreite des Laser erlaubt den Einsatz schmalbandiger Filter im Empfangszweig des Lidars und ermöglicht durch eine effektive Trennung von Nutz- und Störsignal erst Tageslichtmessungen.

Eine schematische Darstellung des Sendezweiges ist in Abb. 3.2 gegeben. Ein **Second Harmonic Generator (SHG)** wandelt einen Teil der Grundwellenlänge in die zweite harmonische Wellenlänge bei $\lambda = 532$ nm (grün) um. Linear polarisiertes Licht der Grundwellenlänge (1064 nm) wird bei den Prozessen der nichtlinearen Optik, die in diesem Kristall stattfinden, elliptisch polarisiert, während das grüne Licht (532 nm) linear polarisiert ist. Der erzeugte grüne Strahl mit einer Wellenlänge von 532 nm hat eine maximale Energie von 600 mJ pro Puls; die Energie des infraroten Strahls beträgt nach der Konversion noch 420 mJ. Im Ein-Farben-Betrieb wird das grüne Licht mittels eines dichrotischen Strahlteilers (DST1) aus dem Strahl ausgekoppelt und mittels eines weiteren Spiegels (Sp1) in den Auskoppelzweig geleitet. Der infrarote Anteil des Lichtes fällt auf eine lichtabsorbierende Platte (As1).

Wird der Laser im Drei-Farben-Betrieb genutzt, so können der Dichroit und der Absorber, die auf einem beweglichen Schlitten (Sch1) montiert sind, aus dem Strahlengang gefahren werden. Infraroter und grüner Strahl treten in den **Third Harmonic Generator (THG)** ein und mischen sich zu Licht der dritten Harmonischen der Grundwellenlänge bei 355 nm. Wiederum gehen die Polarisations-eigenschaften der einfallenden Lichtstrahlen teilweise verloren und der neu erzeugte Lichtstrahl ist linear polarisiert, senkrecht zur Polarisationsrichtung des grünen Strahls, wohingegen der IR-Strahl weiterhin elliptisch polarisiert ist. Die maximalen Energien der drei Strahlen betragen 251 mJ bei 1064 nm, 335 mJ bei 532 nm und 183 mJ bei 355 nm Wellenlänge. Der grüne Strahl wird wiederum aus dem Reststrahl mittels eines dichroitischen Spiegels (DST2) ausgekoppelt. Ein weiterer beweglicher Schlitten (Sch2) schiebt im Falle des 3- λ -Betriebes einen zweiten Spiegel (Sp2) in den Strahlengang, der dann den grünen Strahl in den Auskoppelzweig umlenkt.

Im Auskoppelzweig durchläuft der grüne Strahl zunächst einen weiteren Dichroit (DST3), der die Wellenlängen $\lambda = 355$ nm und $\lambda = 1064$ nm reflektiert und $\lambda = 532$ nm transmittiert. Der unter 45 Grad eingebaute Dichroit spiegelt noch im grünen Strahl enthaltene Anteile IR-

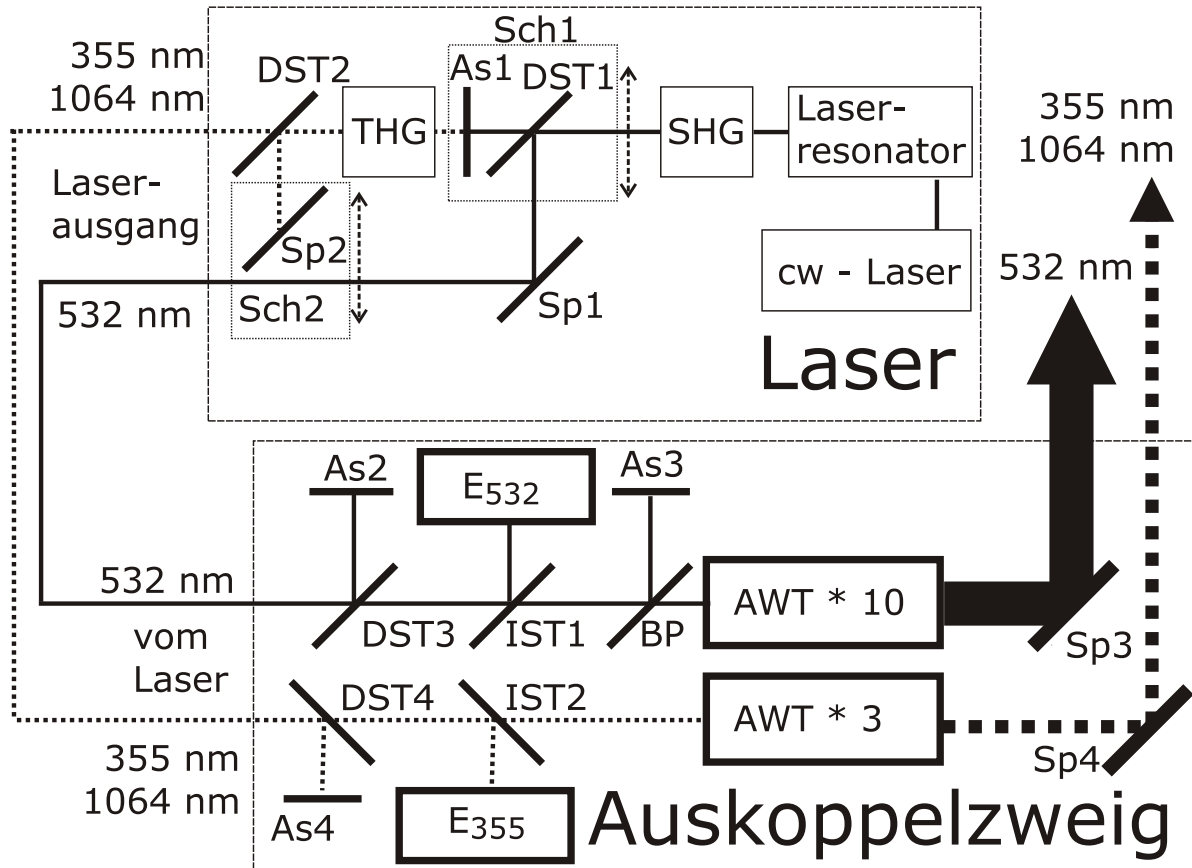


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Sendezweiges. In der oberen Bildhälfte ist der Laser dargestellt, die untere Bildhälfte zeigt die sich an den Laser anschließenden Optiken. Der Strahlengang für den Drei-Farben-Betrieb kann mit der dargestellten Konfiguration nicht erreicht werden. Deshalb ist dieser alternative Strahlengang als gestrichelte Linie gezeichnet. Folgende Abkürzungen wurden verwendet: SHG: Second Harmonic Generator, THG: Third Harmonic Generator, DST: Dichroitischer Strahlteiler, As: Absorber, Sch: beweglicher Schlitten, Sp: Spiegel, IST: Intensitätsstrahlteiler, BP: Brewsterplatte, E: Energiemeter, AWT: Aufweitungsteleskop. Nähere Erläuterungen sind im Text gegeben.

oder UV-Lichtes unter 90 Grad aus dem Strahl auf einen Absorber (As2). Aus dem grünen Strahl wird unter 90 Grad ein geringer Teil ($\leq 1,0\%$) der Energie mittels eines Intensitätsstrahlteilers (IST1) auf ein Energiemeter (E₅₃₂) reflektiert, das eine permanente Beobachtung der Laserstrahlenergie erlaubt. Eine Brewsterplatte⁶ (BP) entfernt den fehlpolarisierten Teil des Lichtes aus dem grünen Strahl und gewährleistet somit, dass der grüne Strahl nur eine Polarisationsrichtung enthält. Fehlpolarisiertes Licht im Sendezweig würde zu Fehlern bei der Bestimmung der Polarisation des rückgestreuten Lichtes führen. Eine ausführliche Betrachtung der Auswirkung von Fehlpolarisation auf Depolarisationsmessungen ist in Baumgarten [1997] gegeben.

Ein Aufweitungsteleskop (AWT) mit dem Vergrößerungsfaktor 10 weitet den im Durchmesser neun Millimeter großen Strahl, auf einen Durchmesser von neun Zentimetern auf. Diese Strahlaufweitung führt zu einer Verkleinerung der Restdivergenz des Strahls von $500\ \mu\text{rad}$

⁶Nach dem schottischen Physiker Sir David Brewster (1781 – 1861)

auf $50 \mu rad$. Dies erlaubt es, das Gesichtsfeld des Teleskops und somit den Himmelsuntergrund zu verkleinern, wodurch Tageslichtmessungen ermöglicht werden. Abschließend lenkt ein Auskoppelspiegel (Sp3) den Laserstrahl um 90° in die Atmosphäre. Ebenso wie der grüne Strahl, werden der IR- und UV-Strahl nicht direkt in die Atmosphäre reflektiert. Zuerst wird mit einem Dichroiten (DST4) der Restanteil des grünen Lichtes aus dem Strahl ausgekoppelt. Anschließend reflektiert ein 1 % Strahlteiler (IST2) einen Teil des UV-Lichtes aus dem Strahl und ein Energiemeter (E_{355}) bestimmt dessen Pulsenergie. Um nur die Energie des UV-Lichtes zu messen, befindet sich direkt vor dem Energiemeter ein Interferenzfilter mit einer Durchlasswellenlänge von 355 nm. Eine genaue Definition der Polarisation ist in diesem Strahlengang nicht notwendig, da mit den Wellenlängen 1064 nm und 355 nm keine Depolarisationsmessungen durchgeführt werden. Abschließend wird der Strahl mittels eines AWTs mit einem Aufweitungsfaktor von drei auf einen Durchmesser von 2,7 cm vergrößert und somit die Strahldivergenz auf $167 \mu rad$ verkleinert, bevor das Licht mit einem eigenen Auskoppelspiegel (Sp4) ebenfalls um 90° in die Atmosphäre reflektiert wird. Diese Restdivergenz reicht aus, da bei den Wellenlängen $\lambda = 355 \text{ nm}$ und $\lambda = 1064 \text{ nm}$ keine Messungen bei Tageslicht durchgeführt werden.

3.4 Der Empfangsteil des Lidars

Das in der Atmosphäre zurück gestreute Licht wird mit drei Newton-Teleskopen gesammelt, deren Primärspiegel jeweils einen Durchmesser von 50,8 cm und eine Brennweite von 254,0 cm besitzen. Ein zweiter Spiegel, der oberhalb jedes Primärspiegels befestigt ist, lenkt den Strahl um 90° in die jeweilige Fokalbox, in der das rückgestreute Licht nach Polarisation und Wellenlänge getrennt und in Glasfasern eingespeist wird. Eine schematische Darstellung der Fokalbox mit Strahlengang ist in Abb. 3.3 gegeben.

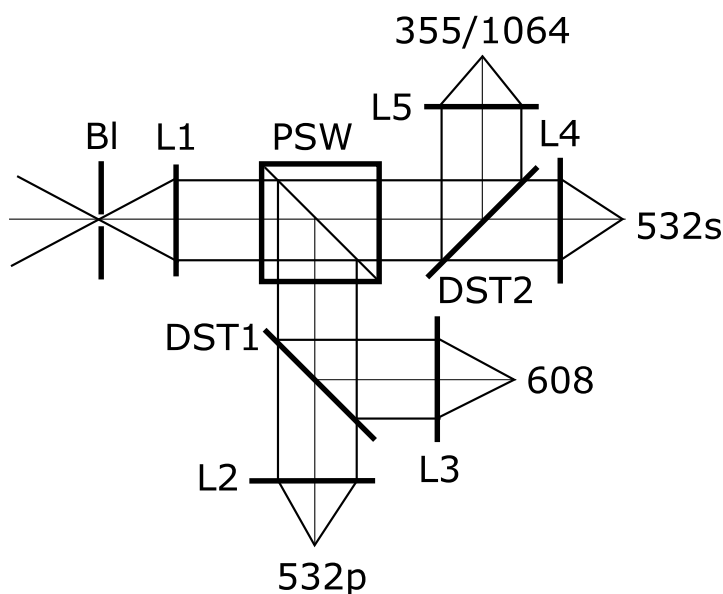


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Fokalbox und Strahlengang in der Fokalbox. Folgende Abkürzungen wurden verwendet: Bl: Blende, L: Linse, PSW: Polarisierender Strahlteilerwürfel, DST: Dichroitischer Strahlteiler. Nähere Erläuterungen sind im Text.

Im Brennpunkt des Teleskops befindet sich die Eintrittsblende (Bl) der Fokalbox. Die Größe der Fokalboxblende bestimmt das Gesichtsfeld des Teleskops. Standardmäßig befindet sich eine Blende mit einem Durchmesser von 1,0 mm in der Fokalbox, die ein Teleskopgesichtsfeld von $394 \mu rad$ definiert. Beim 1-Farben-Betrieb im Tageslicht kann eine Blende mit einem Durchmesser von 0,6 mm eingesetzt werden, die dann ein Teleskopgesichtsfeld von $236 \mu rad$ definiert und den Himmelsuntergrund verkleinert. Die Größe der Fokalboxblende bestimmt allerdings nicht das von den einzelnen Empfangszweigen ausgenutzte Gesichtsfeld. Dieses wird durch die jeweiligen Glasfaserdurchmesser vorgegeben. Somit ist es möglich, Laserstrahlen unterschiedlicher Divergenz und damit unterschiedliche Bildgrößen bei

Abbildungen durch den Primärspiegel zu benutzen. Die Position des Bildes auf der Fokalbox wird durch die Lage des Sendestrahl in der Atmosphäre bezüglich der Teleskopblickrichtung und damit durch die Orientierung der Auskoppelspiegel bestimmt. Zur Justage der Auskoppelspiegel sind diese mit Schrittmotoren senkrecht zur optischen Achse in Azimut und Elevation vom Kontrollraum aus schwenkbar. Die Justage muss so erfolgen, dass das Bild aus der Atmosphäre - oberhalb von ca. 15 km - die Fokalboxblende des Teleskops 1 trifft. Bei den beiden anderen Teleskopen werden die Fokalboxen mit Schrittmotoren verschoben, bis der Strahl auch deren Eintrittsblenden zentral trifft.

In der Fokalbox befindet sich hinter der Blende eine den Strahl parallelisierende Linse (L1)⁷ und ein Polarisationsstrahlteilerwürfel (PSW), der den Strahl in senkrecht zueinander stehende Polarisationsrichtungen aufspaltet. Die Polarisation wird im Experiment für Licht der Wellenlänge 532 nm untersucht. Dabei wird Licht, das seine Polarisationsrichtung während des Streuprozesses nicht ändert, als parallel polarisiertes Licht bezeichnet, wohingegen Licht, dessen Polarisationsrichtung um 90 Grad gedreht ist, senkrecht polarisiertes Licht genannt wird.

Im Zweig mit parallel polarisiertem Licht (Parallelkanal) spiegelt ein Dichroit (DST1) das Rotations-Raman Licht auf 608 nm heraus, wohingegen Licht der Wellenlängen 1064 nm und 355 nm im Kanal mit senkrecht polarisiertem Licht (Querkanal) durch einen Dichroiten (DST2) vom Licht der Wellenlänge 532 nm getrennt wird. Da die Polarisationsrichtungen von grünem Licht und die von UV-Licht im Laser senkrecht aufeinander stehen, müssen senkrecht polarisiertes Licht und UV-Licht die gleiche Polarisationsrichtung besitzen. Das IR-Licht wird zusammen mit dem UV-Licht abgegriffen. Alle Kanäle werden mittels eines Doppellinsensystems (L2 – L5) auf jeweils eine Glasfaser abgebildet. Somit wird in jedem Teleskop das Licht in vier Glasfasern eingekoppelt. Weitere Details zu den Empfangsteleskopen und Fokalboxen sind in Müller [1999] gegeben.

Als Glasfasern werden Quarz-Quarz Fasern mit einer numerischen Apertur von 0,22 und einem Durchmesser von 400 μm für die Wellenlängen 532 nm und 608 nm bzw. von 600 μm für die Wellenlängen 355 nm und 1064 nm benutzt. Die vier Glasfasern der unterschiedlichen Wellenlängen und Polarisationsrichtungen, die von den einzelnen Fokalboxen kommen, werden in ein Dreierbündel mit einem Gesamtdurchmesser von 0,87 mm zusammengefasst. Die einzelnen Glasfasern führen das Licht in den Detektorraum, wo es zum Nachweis in die jeweilige optische Bank eingekoppelt wird. Im einfachsten Fall besteht eine optische Bank aus einer Glasfasereinkopplung, aufgebaut aus zwei Plankonvexlinsen, die das einkommende Licht parallelisieren, einem Interferenzfilter sowie einer weiteren Plankonvexlinse, die den Strahl auf einen Photomultiplier bündelt. Dieser Aufbau ist für den Vibrations-Raman-Kanal (608 nm) gewählt. Der Aufbau für den IR/UV-Zweig ist insofern aufwendiger, als dass Licht dieser beiden Wellenlängen in einer Glasfaser transportiert wird. Folglich befindet sich zuerst im parallelisierten Strahl ein dichroitischer Strahlteiler, der das UV-Licht aus dem Strahl herausspiegelt. Das durchgehende IR-Licht durchläuft einen Interferenzfilter und wird auf einen Photomultiplier abgebildet. Im UV-Zweig folgt ein Interferenzfilter und ein 10:1 Intensitätsstrahlteiler. Anschließend werden die einzelnen Strahlen auf jeweils einen Photomultiplier abgebildet. Diese Intensitätskaskadierung ermöglicht die Abdeckung eines größeren Dynamikbereiches. Der Dynamikbereich der Photomultiplier umfasst ungefähr sechs Größenordnungen, wohingegen sich das Signal aus der Atmosphäre über acht bis neun Größenordnungen erstreckt. Eine sol-

⁷Die parallelisierende Linse ist ein Achromat mit einer MgF_2 -Beschichtung, um eine möglichst hohe Transmission auf allen vier Wellenlängen 355 nm, 532 nm, 608 nm und 1064 nm zu gewährleisten. Gewöhnliche Breitbandbeschichtungen reichen entweder bis in den ultravioletten oder infraroten Teil des Spektrums, überdecken jedoch nicht den ganzen Spektralbereich vom Ultravioletten bis ins Infrarote.

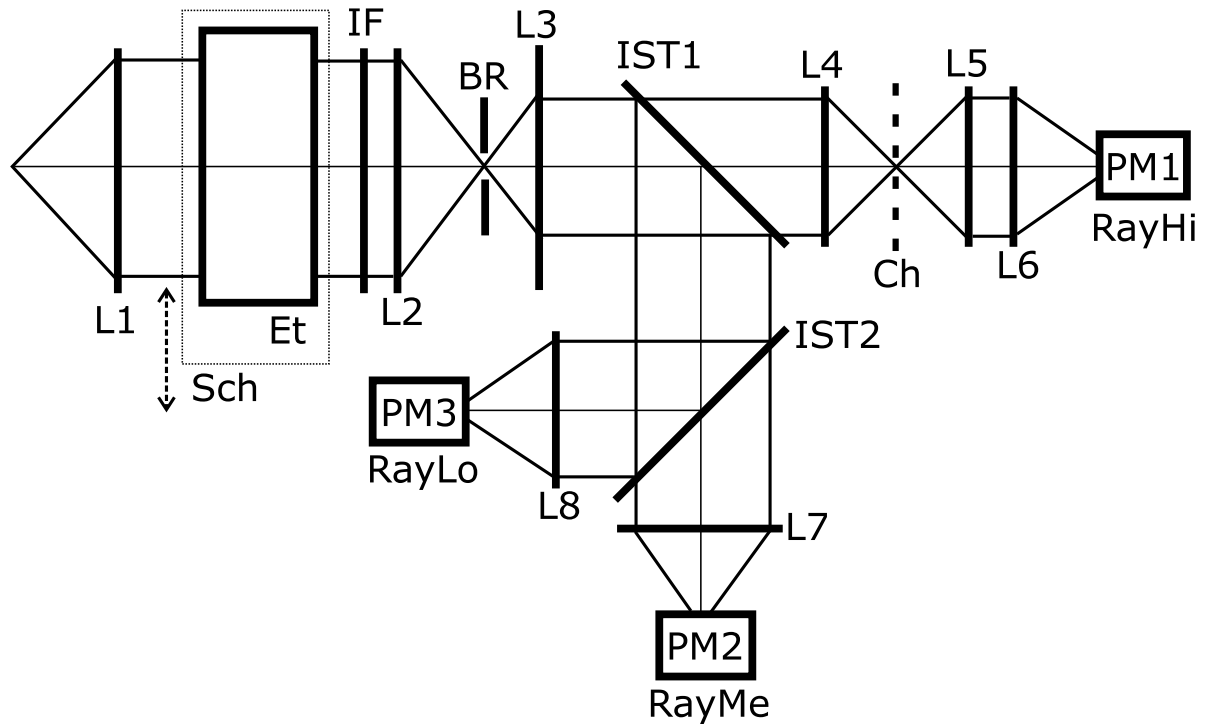


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der optischen Bank der Wellenlänge 532 nm in paralleler Polarisation. Folgende Abkürzungen wurden verwendet: L: Linse, Sch: beweglicher Schlitten, Et: Etalon, IF: Interferenzfilter, BR: Blendenrad, IST: Intensitätsstrahlteiler, Ch: Chopper, PM: Photomultiplier. Nähere Erläuterungen sind im Text.

che Kaskadierung wird ebenfalls in den beiden grünen Kanälen verwendet (IST1 und IST2 in Abb. 3.4). Der schematische Aufbau und Strahlengang der optischen Bank für Licht der Wellenlänge 532 nm in Parallelpolarisation ist in Abb. 3.4 gezeigt. Im Parallelkanal wird über drei Kanäle kaskadiert, wohingegen der Querkanal nur in zwei Kanäle unterteilt ist, weil das Molekülsignal im Querkanal einen Faktor 350 niedriger als im Parallelkanal ist. Die beiden grünen Kanäle zeichnen sich weiterhin durch den Einbau jeweils eines Etalons (Et) als Tageslichtfilter aus. Jedes Etalon kann mittels eines beweglichen Schlittens (Sch) aus dem Strahlengang herausgenommen und so das Lidar leicht für den Nachtbetrieb umgebaut werden. Eine Druckkammer, in die jedes Etalon eingebaut ist, dient der spektralen Justage. Somit wird gewährleistet, dass die Lichtstrahlen senkrecht auf das Etalon einfallen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Etalons findet sich in *Langer* [1993], die der Druckkammern in *Müller* [1999] und *Siebert* [2000].

Um eine hohe Filterwirkung der Etalons zu erreichen, ist es notwendig, die Restdivergenz des parallelen Strahls zu minimieren. Hierzu wird der Strahl in den grünen Zweigen auf 39 mm Durchmesser im Rahmen der Einkopplung des Lichtes (L1) in die optische Bank aufgeweitet. In der optischen Bank für grünes Licht in paralleler Polarisation ist nach dem Etalon und dem Interferenzfilter (IF) ein umgekehrtes Kepler-Fernrohr⁸ eingebaut (L2 und L3), das den Strahldurchmesser von 39 mm auf 21,5 mm verkleinert. Im Fokus des Fernrohres befindet sich ein Blendenrad (BR) mit unterschiedlichen Blenden. Somit können Fehlstrahlen am Rand, die z. B. durch Teilreflexionen zwischen Etalon, Interferenzfilter und Linsen entstehen, herausgefiltert werden. Eine Verkleinerung des Strahldurchmessers ist notwendig, damit die nachfolgenden

⁸Nach dem deutschen Atronomen Johannes Kepler (1571 – 1630)

Optiken einen kleineren Durchmesser besitzen können. Besonders betroffen sind hiervon die unter 45° im Strahlengang stehenden Intensitätsteiler (IST1 und IST2) sowie die den mechanischen Chopper (Ch) umgebenden asphärischen Kondensoren (L4 und L5). Eine rotierende Flügelscheibe (Ch) verdeckt den Lichtstrahl im intensitätsstärksten Zweig immer dann, wenn das Licht aus den unteren Höhenschichten in der optischen Bank ist und schützt so den Photomultiplier vor zu hoher Lichtintensität. Die Höhe, in der der Chopper den Lichtstrahl durchlässt, ist frei wählbar. Um den Übergangsbereich vom verdeckten zum durchgehenden Lichtstrahl klein zu halten, ist es notwendig, dass der Strahl im Bereich des Choppers einen möglichst kleinen Durchmesser besitzt. Mittels zweier asphärischer Kondensoren (L4 und L5) wird der Strahl auf die Chopperblätter zu einem kleinen Punkt fokussiert und anschließend wieder parallelisiert, um dann auf den Photomultiplier (PM1) abgebildet zu werden. Der Parallelkanal mittlerer Intensität und der empfindliche Querkanal werden ebenfalls durch Abschattung vor der hohen Intensität des Lichtes aus den niedrigen Höhen geschützt. Hierzu wird jeweils ein elektro-optischer Verschluss (nicht in der Skizze) direkt vor den Photomultiplier eingebaut. Die verwendeten FLCs⁹ bestehen aus zwei senkrecht zueinander ausgerichteten Polarisatoren und einer Flüssigkeit, die durch Anlegen einer Spannung wie eine $\lambda/2$ -Platte wirkt. Je nach Vorzeichen der anliegenden Spannung wird die Polarisationsrichtung des Lichtes hinter dem ersten Polarisator um 90° gedreht oder bleibt erhalten. Dadurch wird das Licht vom zweiten Polarisator durchgelassen bzw. abgeblockt. Liegt keine Spannung an, so befinden sich die einzelnen Moleküle der Flüssigkeit in einem undefinierten Zustand und der FLC wirkt wie ein Abschwächer. Da der FLC Licht, das senkrecht zum ersten Polarisator polarisiert ist, nicht durchlässt, bestimmt die Orientierung des FLC dessen maximale Transmission.

Insgesamt hat das Lidar zur Zeit neun Nachweiskanäle, die in Tabelle 3.1 zusammengefasst sind. Die Signale der Photomultiplier werden mittels Vorverstärker um einen Faktor 10

Tabelle 3.1: Nachweiskanäle des UBonn Lidars

Name	λ / nm	Polarisation ¹⁰	Empfindlichkeit	Höhenbereich / km
RayHi	532		hoch	20 – 100
RayMe	532		mittel	10 – 60
RayLo	532		niedrig	5 – 30
RayXH	532	\perp	hoch	15 – 40
RayXL	532	\perp	niedrig	5 – 20
Raman	608		hoch	5 – 40
RUVHi	355	\perp	hoch	20 – 80
RUVLo	355	\perp	niedrig	5 – 30
RayIR	1064	\perp	hoch	5 – 45

verstärkt. Der empfindlichste Kanal auf 532 nm Wellenlänge in paralleler Polarisation wird mit zwei Vorverstärkern um einen Faktor 100 verstärkt. Aus dem Detektorraum werden die elektrischen Signale in den Kontrollraum geführt. Der in einem CAMAC-Crate¹¹ eingebaute Diskriminator wandelt die Signale in sog. NIM-Pulse¹² um, und sofern die Diskriminator-

⁹Ferroelectric Liquid Crystals

¹⁰bzgl. der Laserpolarisationsebene auf 532 nm

¹¹CAMAC ist ein Akronym für **C**omputer **A**utomated **M**easurement **A**nd **C**ontrol und ist ein modulares Datenaufnahme- und Verarbeitungssystem, das aus der Kernphysik stammt.

¹²NIM steht für Nuclear Instrumentation Methods und beschreibt eine Schaltlogik. Spannungswerte von 0 V

Schwellenspannung erreicht wird, erzeugt er eine logische Eins. Diese Diskriminator Schwellenspannung ist für jeden Kanal zwischen 10,0 mV und 1,0 V einzeln einstellbar. Zur Zeit liegen die Diskriminatorspannungen aller verwendeten Kanäle bei 10,0 mV. Die Ausgangssignale des Diskriminators werden in Zählern mit Speicher für jeden Kanal einzeln gezählt. Um eine Höhenauflösung von 150 m zu erhalten, integriert der Zähler die eintreffenden Signale über 1 μ s bevor er sie abspeichert. Der Messrechner, ein 60 MHz Pentium III Computer, spricht über einen Direkt-Bus den Camac-Controller an und liest die Zählerstände nach jedem Laserpuls einzeln aus. Neben dem Diskriminator, den Zählern und dem Camac-Controller befinden sich noch weitere Einschübe im Camac-Crate:

- Die Synchronisationselektronik steuert den zeitlichen Ablauf der einzelnen Prozesse und synchronisiert somit die unterschiedlichen Bauteile miteinander. Damit der mechanische Chopper die unteren Höhen abschneidet, muss der Zeitpunkt des Laserschusses von der Position der Chopperflügel abhängen. Mittels einer Lichtschranke wird die Position der Chopperscheibe gemessen und als TTL¹³-Signal an die Synchronisationselektronik geliefert. In der Elektronik befindet sich ein 20 Hz Taktgeber. Ein auf die interne Taktung folgender Chopperpuls löst einen Blitzlampenfeuerpuls aus, der ebenso wie der Blitzlampenladepuls an den Laser gesendet wird. Die beiden Pulse sind 6,0 V hoch und 32 μ s lang. 2,6 ms nach dem Blitzlampenfeuerpuls wird der nächste Blitzlampenladepuls ausgesandt. Weiterhin werden die FLCs mittels der Synchronisationselektronik gesteuert. Der Laser wiederum sendet mit Öffnen der Pockelszelle (der elektro-optische Schalter im Resonator des Lasers, der vergleichbar den FLCs funktioniert) ein Signal an die Zähler, wodurch diese gestartet werden. Um mit dem vom Laser ausgehenden Puls bis zu 16 Kanäle gleichzeitig zu starten, ist zwischen Laser und Zähler eine Verteilerbox geschaltet, die den 15 V-Laserpuls in 16 TTL-Pulse aufteilt. Dieser Verteilerkasten kann zwischen zwei Eingangspulsen wählen. Ist der Laser ausgeschaltet und die Zählerlektronik soll z. B. zu Testzwecken laufen, so kann anstelle des Lasersignals ein 20 Hz TTL-Eingangspuls eines selbstgebauten Signalgenerators als Eingangssignal gewählt werden.
- Ein Analog-Digital-Wandler (ADC) wandelt analoge Spannungen in digitale, für den Camac-Controller lesbare Spannungen um. Dies sind zum einen die Diskriminatorspannungen und zum anderen die weiterer Sensoren. So sind sowohl in der Teleskophalle als auch im Laserraum Temperatursensoren und in der Teleskophalle ein Feuchtesensor angebracht. Um diese Sensoren mit dem ADC zu verbinden, ist in Eigenbau ein Verteilerkasten erstellt worden. Eine detaillierte Beschreibung des Camacs und der verwendeten Einschübe wird in *Fricke* [1990] gegeben.
- Ein Transientenrekorder kann zur Messung der Signalstärke in den unteren Höhenbereichen eingesetzt werden. Nimmt die Signalstärke zu, so wird die Zahl der von den Photomultipliern kommenden Spannungspulsen so hoch, dass über einen Widerstand ein kontinuierlicher Strom fließt. Der Transientenrekorder kann diesen Strom in einstellbaren Zeitintervallen auslesen (z. B. 1 μ s oder 0,1 μ s entsprechend 150 m oder 15 m Höhenauflösung). In niedrigen Höhen könnten die Zähler (Lo-Kanäle) gespart und für andere Kanäle genutzt werden. Weiterhin erlaubt der Transientenrekorder eine bessere Höhenauflösung, als die Zähler. Da zur Zeit genügend Zähler vorhanden sind, ist der Transientenrekorder nicht in Betrieb.

entsprechen der logischen Null und Spannungswerte von -0.8 V der logischen Eins.

¹³TTL steht für Transistor-Transistor-Logik. Spannungswerte von 0,8 V oder niedriger entsprechen der logischen Null, Spannungswerte größer als 2,0 V entsprechen der logischen Eins.

- Ein Monitor-Einschub kann zur Hard- und Softwaretests genutzt werden. Für die Messung ist er nicht notwendig.

3.5 Addendum: Erweiterungsmöglichkeiten

Das Lidar in dem oben beschriebenen Zustand erlaubt es, Aerosole in der Meso- und Stratosphäre nachzuweisen und zu quantifizieren. Weiterhin können Temperaturprofile von 30 km an aufwärts bis zur Mesopause bestimmt und aus diesen Rückschlüsse auf die atmosphärische Dynamik gezogen werden. Der erfolgreiche Betrieb des Lidars eröffnet immer wieder neu den Blick auf mögliche Weiterentwicklungen. Im Folgenden sollen zwei Möglichkeiten aufgezeigt werden, den Bereich der atmosphärischen Parameter zu erweitern, die mit diesem Instrument zeitgleich beobachtet werden können.

3.5.1 Zwei-Farben-Lidar

Zur Zeit sind Messungen auf einer Wellenlänge (532 nm) oder auf drei Wellenlängen (1064 nm, 532 nm, 355 nm) möglich. Messungen auf drei Wellenlängen erlauben die Abschätzung der Form und Größe von Aerosolen, erreichen jedoch aufgrund der niedrigen Pulsenergien nicht genügend große Höhen, um gleichzeitig ein hochreichendes Temperaturprofil zu berechnen. Des Weiteren werden beim Übergang vom Laser zum Auskoppelzweig für IR- und UV-Licht 3- λ -Spiegel verwendet. Die hohen Energiedichten im Laserstrahl greifen die Beschichtungen dieser Spiegel an, so dass die Lebensdauer der 3- λ -Spiegel recht kurz ist, was die Messzeit im 3-Farben-Modus wiederum reduziert. Dies hat zur Folge, dass das Lidar nur beim Auftreten polarer Stratosphärenwolken im 3-Farben-Modus betrieben wird. Manchmal treten oberhalb der PSC-Höhe optisch dünne Aerosolschichten in der oberen Stratosphäre auf [*Gerding et al.*, 2003]. Im 1-Farben-Betrieb ist es nicht möglich zu unterscheiden, ob das beobachtete Signal eine Temperaturstörung oder eine Aerosolschicht ist. Eine weitere Farbe ermöglicht die Unterscheidung zwischen Welle und Aerosol aufgrund der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte für Rayleighstreuung ($\propto \lambda^{-4}$) und Aerosolstreuung¹⁴.

Die Umstellung des Lidars auf einen 2-Farben-Betrieb kann ohne großen Aufwand durchgeführt werden. Dabei wird das bisher ungenutzte IR-Licht verwendet. Im Folgenden sollen zwei Möglichkeiten zum Umbau des Lidars in ein 2-Farben-Lidar vorgestellt und deren Vor- und Nachteile diskutiert werden.

1. THG-Umgehung

Wie im Kap. 3.3 beschrieben, erzeugt der Laser zuerst Licht der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm, welches im SHG teilweise in sichtbares Licht der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm konvertiert wird. Das grüne Licht wird herausreflektiert und gelangt in die Atmosphäre, wohingegen das IR-Licht auf einen Absorber trifft. Tauscht man den Dichroiten (DST1 in Abb. 3.2) und den 1- λ Spiegel (Sp1 in Abb. 3.2) hinter dem SHG jeweils durch einen 2- λ -Spiegel aus, so verlässt Licht beider Wellenlängen den Laser. Im grünen Auskoppelzweig befindet sich weiterhin ein dichroitischer Strahlteiler (DST3 in Abb. 3.2), der grünes Licht transmittiert, UV- und IR-Licht hingegen reflektiert, das anschließend auf einen Absorber (As2 in Abb. 3.2) trifft. Die Auskoppelbank für UV- und IR-Licht befindet sich direkt oberhalb der Auskoppelbank des grünen Lichtes. Der Ausbau des Absorbers

¹⁴Die Wirkungsquerschnitte für Aerosolstreuung hängen sowohl von der Form als auch von der Größe und Materie (Brechungsindex) des Streuzentren ab.

und der Einbau eines 90° -Spiegels im UV/IR-Auskoppelzweig lässt das Licht der Wellenlänge 1064 nm in die UV/IR-Bank und von dort in die Atmosphäre gelangen. Der 1064 nm Empfangszweig ist einsatzbereit und bedarf keiner Änderung. Somit kann der 1-Farben-Betrieb verlustfrei zu einem 2-Farben-Betrieb erweitert werden.

2. THG-Durchlauf

Eine weitere Möglichkeit der Realisation des 2-Farben-Lidars besteht darin, den Absorber für das IR-Licht (As1 in Abb. 3.2) hinter dem SHG durch eine planparallele Glasplatte zu ersetzen, die für 1064 nm anti-reflex beschichtet ist und unter 45° im Strahl steht. Diese Glasplatte soll den durch den Dichroiten entstehenden Strahlversatz kompensieren, so dass der IR-Strahl durch den THG gelangt und den gleichen optischen Weg wie im 3-Farben-Betrieb nimmt. Es ist jedoch unklar, wie sich der IR-Strahl im THG verhält. Da die Kristallart des THG der des SHG entspricht, wird möglicherweise ein Teil des IR-Lichtes in grünes Licht konvertiert. Da dies jedoch sehr von der Energie und Polarisierung des einfallenden Strahls abhängt, kann es durchaus sein, dass dieser Konversionsprozess nicht stattfindet. Auch die Ingenieure beim Laserhersteller Continuum konnten hierzu leider keine ausreichende Auskunft erteilen.

3.5.2 Rotations-Raman-Erweiterung

Unter Ausnutzung des hydrostatischen Gleichgewichts ist es möglich, aus den Lidardaten Atmosphärentemperaturen abzuleiten (s. Kap. 4.2, S. 34). Dies gelingt jedoch nur in einer reinen Molekül-atmosphäre, die frei von Aerosolen oder anderen Schwebstoffen ist. Somit ist es in der mittleren Stratosphäre, vor allem jedoch in PSCs, nicht möglich, Temperaturen zu bestimmen. Aerosolmessungen mittels Lidar erlauben Rückschlüsse auf den Wolkentyp und die Teilchenart (s. Kap. 7.3.1, S. 71) jedoch ist die Atmosphärentemperatur in der PSC eine äußerst hilfreiche Größe zur Abschätzung der möglichen Wolkenparameter. Eine Erweiterung des Lidars um einen Rotations-Raman-Zweig würde diese Temperaturbestimmung ermöglichen.

Wie in Abschnitt 3.1 dargestellt, sind die Besetzungszahlen der einzelnen Rotations-Raman-Niveaus temperaturabhängig. Vergleicht man die Intensität zweier unterschiedlicher Ausschnitte des Rotations-Raman-Spektrums, so ergibt das Verhältnis der beiden Werte die Atmosphärentemperatur. Zuvor ist jedoch eine Eichung der Apparatur durchzuführen, da das Verfahren nicht selbsteichend ist.

Zur Erweiterung des Lidars um einen Rotations-Raman-Zweig bedarf es keiner Änderungen im Sendezweig, weil für diesen Zweig die Rotations-Raman-Linien der Ausgangswellenlänge $\lambda = 532$ nm verwendet werden können. Im Nachweiszweig hingegen müssen einige Änderungen vorgenommen werden. *Behrendt und Reichardt* [2000] haben einen Aufbau entwickelt, der sehr gute Ergebnisse liefert. Während der bisher verwendete Interferenzfilter ein 2-Cavity Filter mit einer Zentralwellenlänge von 532,13 nm bei senkrechtem Lichteinfall ist, muss zur weiteren Verwendung der Rotations-Raman-Linien der Einfallswinkel des Interferenzfilters von Null verschieden sein, damit das reflektierte Licht aus dem Strahlengang herausgespiegelt wird. Für eine exakte Trennung der Zentralwellenlänge von den Rotations-Raman-Linien ist eine hohe Cavity von mindestens 2 für den neuen IF notwendig. Der Einfallswinkel muss nach den geometrischen Aufbaumöglichkeiten gewählt werden. Ein Einfallswinkel von 45° erlaubt einen rechtwinkligen Aufbau, vermindert aber gleichzeitig sowohl die Unterdrückung als auch die Transmission des Filters. Weiterhin bedeutet ein größerer Einfallswinkel auch, dass der Durchmesser des Filters größer gewählt werden muss, um eine Überstrahlung zu verhindern. Bei einem Strahldurchmesser von 38 mm muss der IF-Durchmesser maximal 54 mm betragen. Wird der Einfallswinkel zu klein gewählt, so trifft der reflektierte Strahl auf die Druckkam-

mer des Etalons. Aus dem vom IF reflektierten Strahl werden im Folgenden zwei Bereiche ausgeschnitten, deren Intensitätsverhältnis temperaturabhängig ist. Zur Filterung des ersten Bereiches benutzen *Behrendt und Reichardt* [2000] einen 2-Cavity IF der zentralen Wellenlänge von $\lambda = 530,85$ nm und einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda = 0,55$ nm. Der zweite Wellenlängenbereich liegt bei $\lambda = 529,35$ nm mit einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda = 1,20$ nm. Hierzu sollte ebenfalls ein 2-Cavity IF verwendet werden. Während der erste IF wiederum einen von Null verschiedenen Einfallswinkel benötigt, kann der zweite IF durchaus einen Einfallswinkel nahe Null Grad besitzen, da das nicht transmittierte Licht nicht benötigt wird.

Neben den Interferenzfiltern werden zur Realisierung des Rotations-Raman-Zweiges noch weitere Bauteile benötigt. Hinter jedem der beiden IF, die die Bereiche des Rotations-Raman-Spektrums herausschneiden, ist eine Plankonvexlinse notwendig, die das Licht auf den anschließenden Photomultiplier abbildet. Sowohl Linsen, PM, freie Steckplätze im Diskriminator als auch die notwendigen Zähler sind bereits vorhanden. Vorverstärker hingegen fehlen noch. Makrobankbauteile zum mechanischen Aufbau des Nachweiszweiges sind in großer Anzahl vorhanden. Je nach gewähltem Aufbau müssen evtl. spezielle Bauteile nachgebaut bzw. gekauft werden.

3.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel ist das Lidar auf der Esrange in seinem jetzigen Zustand beschrieben und erklärt worden. Weiterhin sind zwei sinnvolle Erweiterungsmöglichkeiten des Lidars aufgezeigt und deren geophysikalischer Nutzen dargestellt worden. Wenn beide Möglichkeiten umgesetzt werden, besitzt das Lidar die Möglichkeit, im Nachtbetrieb bis in 50 km Höhe Aerosole als solche zu erkennen und gleichzeitig durchgehende Temperaturprofile von 5 km bis in 90 km Höhe zu bestimmen.

Kapitel 4

Messgrößen

Nachdem in den vorhergehenden Kapiteln die geophysikalische Ausgangssituation und das Experiment beschrieben worden sind, soll nun auf die mit dem Lidar bestimmbaren Messgrößen eingegangen werden. Dies umfasst zunächst die unmittelbare Messgröße, die Zahl der rückgestreuten Photonen, weiterhin aber auch abgeleitete Größen wie Rückstreuverhältnis R , Rückstreukoeffizient β , Depolarisation δ , Farbverhältnis CR und Temperatur T .

4.1 Die Lidargleichung

Das Lidar der Universität Bonn misst die Anzahl registrierter Signale pro Zeitintervall. Weil die Zähl Elektronik mit dem Laser synchronisiert ist, folgt die Streuhöhe aus der Zeit, die seit dem Laserschuss vergangen ist, gemäß der Formel $z = c \cdot t/2$, wobei z die Streuhöhe, c die Lichtgeschwindigkeit und t die seit dem Laserschuss vergangene Zeit angibt.

Die Anzahl der in einer Höhe z rückgestreuten und vom Lidar detektierten Photonen wird durch die Lidargleichung beschrieben.

$$I(\lambda^\downarrow, z) = C(\lambda^{\uparrow\downarrow}) \cdot \frac{\beta(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)}{z^2} \cdot \mathcal{T}^\uparrow(\lambda^\uparrow, z) \cdot \mathcal{T}^\downarrow(\lambda^\downarrow, z) + I_{\text{Untergrund}} \quad (4.1)$$

- z : Streuhöhe
- λ^\uparrow : Wellenlänge des emittierten Lichtes
- λ^\downarrow : Wellenlänge des rückgestreuten Lichtes
- $I(\lambda^\downarrow, z)$: Intensität des aus der Höhe z zurückgestreuten Lichtes der untersuchten Wellenlänge λ^\downarrow .
- $C(\lambda^{\uparrow\downarrow})$: Konstante, in der die Instrumentenparameter wie Senderstärke oder Transmission der optischen Wege im Sende- und Empfangszweig für die emittierte und empfangene Wellenlänge ($\lambda^\uparrow, \lambda^\downarrow$) enthalten sind. Diese Konstante ist nur schwer bestimmbar und variiert mit der Zeit durch z. B. Alterungsprozesse des Sendelasers oder Abnutzung der Optiken wie z. B. Verschmutzungen.
- $\beta(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)$: Rückstreukoeffizient; Produkt aus Teilchenzahldichte $n(z)$ und Wirkungsquerschnitt $\sigma_\pi(\lambda^{\uparrow\downarrow})$ für die Rückwärtsstreuung an den Atmosphärenbestandteilen.
- $\mathcal{T}^{\uparrow\downarrow}(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)$: Transmission der Atmosphäre für die jeweilige Wellenlänge $\lambda^{\uparrow\downarrow}$ vom Boden bis zur Streuhöhe z

$I_{\text{Untergrund}}$: Untergrund; der Untergrund ist in der Regel höhenunabhängig und beruht auf Streulicht aus der Atmosphäre und dem thermischen Rauschen der Photomultiplier sowie elektronischer Einstreuung in der Nachweiselektronik.

Das RMR-Lidar untersucht Streuprozesse, die im Wesentlichen durch die unterschiedlichen Rückstreuoeffizienten β der verschiedenen Streuer hervorgerufen werden.

4.2 Abgeleitete Messgrößen

Ausgehend von der Lidargleichung können aus der zeit- und damit höhenabhängigen Signalstärke die folgenden Messgrößen abgeleitet werden.

Rückstreuverhältnis R : Das Rückstreuverhältnis R wird gemäß der Definition

$$R(z) = \frac{\text{empfangenes Gesamtsignal}(z)}{\text{reines Molekülsignal}(z)} = \frac{\text{Molekülsignal}(z) + \text{Aerosolsignal}(z)}{\text{Molekülsignal}(z)} \quad (4.2)$$

berechnet. Es enthält Informationen über die Aerosolbeladung der Atmosphäre. Ein Rückstreuverhältnis von 1 bedeutet, dass die Atmosphäre aerosolfrei ist.

Die wesentliche Schwierigkeit bei der Berechnung des Rückstreuverhältnisses besteht darin, das reine Molekülsignal zu bestimmen. Hierzu werden drei unterschiedliche Möglichkeiten verwendet.

1. Ramanfitverfahren

Das Molekülsignal wird direkt aus der Messung bestimmt. Das Signal des 608 nm Vibrations-Raman-Kanals ist direkt proportional zur Teilchenzahldichte des molekularen Stickstoff, der ca. 78 % der Atmosphäre ausmacht und somit eine gute Näherung des reinen Molekülsignals darstellt. Das Raman-Signal wird im aerosolfreien Teil der Atmosphäre ($z > 30$ km) auf den Rayleigh-Kanal normiert. Der Quotient dieser beiden Signale ergibt das Rückstreuverhältnis.

Weil das Vibrations-Raman-Signal ca. drei Größenordnungen geringer ist als das Rayleigh-Signal [Hyatt et al., 1973] ist eine Messung des Vibrations-Raman-Signals nur bei Dunkelheit und klarer Atmosphäre möglich. Eine lange Messzeit von mehreren Stunden zur Verbesserung der Statistik ist notwendig, um Messhöhen bis zu ca. 45 km zu erreichen. Somit ist dieses Verfahren auf die Tropo- und Stratosphäre beschränkt.

2. Polynomfitverfahren

Ist eine direkte Messung des Molekülsignals nicht möglich, so kann ober- und unterhalb der Aerosolschicht ein Tschebycheff-Polynom an das Rayleigh-Signal gefittet werden. Eine Interpolation dieses Polynoms durch die Schicht approximiert das Molekülsignal gut, solange die Transmission der Aerosolschicht hoch ist und kein deutlicher Transmissionsprung auftritt. Der Quotient aus gemessenem Rayleigh-Signal und dem interpolierten Polynom ergibt das Rückstreuverhältnis.

Mittels der Polynommethode können auch dann Rückstreuverhältnisse berechnet werden, wenn die Signalqualität des Vibrations-Raman-Kanals nicht ausreicht. Allerdings funktioniert diese Methode nur dann, wenn das Rayleigh-Signal auch oberhalb der Aerosolschicht deutlich erkennbar ist.

3. Modellfitverfahren

Zur Bestimmung von Rückstreuverhältnissen in der Mesopausenregion kann das Molekülsignal nicht aus den Messungen direkt gewonnen werden. In diesem Fall wird die

Moleküldichte einer empirisch bestimmten mittleren Atmosphäre [z. B. *Lübken, 1999*] entnommen, die nur für das Sommerhalbjahr existiert, während diesen Zeitraums jedoch aufgrund der geringen jährlichen Variabilität der sommerlichen, polaren Strato- und Mesosphäre eine sehr gute Übereinstimmung mit der Realität aufweist. Dieses Dichteprofil wird unterhalb der Aerosolschicht auf das gemessene Molekülsignal normiert und liefert somit ein Dichteprofil in der Höhe der Aerosolschicht. Zur Bestimmung von NLC-Rückstreuverhältnissen ist dieses Verfahren sehr gut geeignet.

Das UBonn Lidar auf der Esrange kann Licht auf maximal drei Wellenlängen emittieren, aus denen Rückstreuverhältnisse berechnet werden können. Bei der Wellenlänge 532 nm lassen sich entsprechend der beiden Polarisationsrichtungen zwei Rückstreuverhältnisse bestimmen. Aus den maximal vier Rückstreuverhältnissen können Informationen über Größe und Form der Aerosole gewonnen werden.

Rückstreukoeffizient β : Für das RMR-Lidar ist die wesentliche Größe in der Lidargleichung der Rückstreukoeffizient β . Dieser setzt sich zusammen aus dem Rückstreukoeffizienten für Aerosolstreuung und dem für Molekülstreuung, $\beta = \beta_{Aer} + \beta_{Mol}$. Aus der Lidargleichung (4.1) ist ersichtlich, dass das Rückstreuverhältnis durch das Verhältnis zweier Rückstreukoeffizienten beschrieben werden kann.

$$\begin{aligned} R &= \frac{\beta_{Aer} + \beta_{Mol}}{\beta_{Mol}} \\ &= 1 + \frac{\beta_{Aer}}{\beta_{Mol}} \quad \Leftrightarrow \\ \beta_{Aer} &= (R - 1) \cdot \beta_{Mol} \end{aligned}$$

Sind die Atmosphärendichte und der Wirkungsquerschnitt für Molekülstreuung bekannt, so kann aus dem Rückstreuverhältnis der Rückstreukoeffizient für Aerosolstreuung berechnet werden.

Depolarisation δ : Das vom Laser emittierte Licht der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm ist linear polarisiert. Im Empfangszweig kann Licht der selben Polarisation (I^{\parallel}) und Licht mit einer dazu senkrechten Polarisation (I^{\perp}) nachgewiesen werden. Als Depolarisation bezeichnet man den Quotienten dieser beiden Lichtintensitäten:

$$\delta = \frac{I^{\perp}}{I^{\parallel}} \quad (4.3)$$

Gemäß der Lidargleichung (4.1) ist die rückgestreute Intensität proportional zum Rückstreukoeffizienten β , so dass gilt:

$$\begin{aligned} \delta_{vol} &= \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \\ &= \frac{\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Mol}^{\perp}}{\beta_{Aer}^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\parallel}} \\ &= \frac{(R^{\perp} - 1)\beta_{Mol}^{\perp} + \beta_{Mol}^{\perp}}{(R^{\parallel} - 1)\beta_{Mol}^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\parallel}} \\ &= \frac{R^{\perp}}{R^{\parallel}} \delta_{Mol} \end{aligned}$$

wobei $\delta_{Mol} = \beta_{Mol}^\perp / \beta_{Mol}^\parallel$ die Depolarisation der reinen Molekülatmosfera angibt. Die so gewonnene Größe wird als *Volumendepolarisation* δ_{vol} bezeichnet. Sie hängt gleichermaßen von der Depolarisation der Moleküle δ_{Mol} und der Depolarisation der Aerosole δ_{Aer} ab. Für die Untersuchung von Aerosolen in der Atmosphäre ist hingegen die *Aerosoldepolarisation* δ_{Aer} von größerer Bedeutung. Sie ist definiert als

$$\delta_{Aer} = \frac{I_{Aer}^\perp}{I_{Aer}^\parallel} \quad (4.4)$$

Mittels der Rückstreuoeffizienten β_{Aer}^\perp und β_{Aer}^\parallel kann die Aerosoldepolarisation umgeschrieben werden, so dass sie aus den Lidarmessungen bestimmbar ist:

$$\begin{aligned} \delta_{Aer} &= \frac{\beta_{Aer}^\perp}{\beta_{Aer}^\parallel} \\ &= \frac{(R^\perp - 1)\beta_{Mol}^\perp}{(R^\parallel - 1)\beta_{Mol}^\parallel} \\ &= \frac{(R^\perp - 1)}{(R^\parallel - 1)} \cdot \delta_{Mol} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Die Aerosoldepolarisation gibt Aufschluss über die Form und damit über den Aggregatzustand der beobachteten Aerosole. Flüssiges Aerosol ist in der Strato- und Mesosphäre aufgrund der geringen Aerosolgröße und der vernachlässigbaren aerodynamischen Kräfte sphärisch und ändert die Polarisationsrichtung einfallenden Lichtes nicht, wohingegen feste Aerosole durch die Abweichungen von der Rotationssymmetrie entlang der Lidarblickrichtung Änderungen der Polarisationsrichtung bewirken. Es tritt eine Aerosoldepolarisation ungleich Null auf.

Um den Wert der Volumen- bzw. Aerosoldepolarisation berechnen zu können, ist es notwendig, den Wert der Moleküldepolarisation δ_{Mol} zu kennen. Dieser Wert hängt deutlich von der Breite der verwendeten Filter ab und beträgt im Falle des Lidars auf der Esrange $\delta_{Mol} = 0,35\%$ [Schäfer, 1994].

Farbverhältnis CR: In das Farbverhältnis gehen Messdaten von zwei unterschiedlichen Wellenlängen ein. Es ist hier definiert als

$$\begin{aligned} CR(\lambda_1, \lambda_2) &= \frac{R(\lambda_2) - 1}{R(\lambda_1) - 1} \\ &= \frac{\beta_{Aer}(\lambda_2)}{\beta_{Aer}(\lambda_1)} \cdot \frac{\beta_{Mol}(\lambda_1)}{\beta_{Mol}(\lambda_2)} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Dabei gilt $\lambda_1 < \lambda_2$. Da der Rückstreuoeffizient als das Produkt aus Teilchenzahldichte n und Rückstreuquerschnitt $d\sigma(\pi)/d\Omega$ definiert ist, ist ersichtlich, dass das Farbverhältnis nicht mehr von der Teilchenzahldichte, sondern lediglich von den Rückstreuquerschnitten abhängt. Durch den Vergleich mehrerer Farbverhältnisse sowie der Aerosoldepolarisation mit theoretischen Simulationsrechnungen ist es möglich, die Teilchengröße und -form der Aerosole abzuschätzen (vgl. Kap. 5.1.2, S.41 und Kap. 7.3.2, S. 78).

Temperatur: Neben den bereits erwähnten Größen Rückstreuverhältnis R , Rückstreuoeffizient β , Depolarisation δ und Farbverhältnis CR , die zur Untersuchung von Aerosolen in der Atmosphäre benutzt werden und auf deren Streueigenschaften zurückzuführen sind, kann

aus dem Lidarsignal weiterhin ein Temperaturprofil der aerosolfreien Atmosphäre berechnet werden. Im hydrostatischen Gleichgewicht ist der Druck p in einer Höhe z sowohl durch das ideale Gasgesetz

$$p(z) = n(z)k_B T(z) \quad (4.7)$$

als auch durch die über der Höhe z liegenden Luftsäule

$$p(z) = \int_z^\infty \bar{m} n(\zeta) g(\zeta) d\zeta \quad (4.8)$$

beschrieben. Dabei bezeichnet $n(z)$ die Moleküldichte, $T(z)$ die Atmosphärentemperatur in der Höhe z und k_B die Boltzmannkonstante. \bar{m} ist das mittlere Molekulargewicht, das in der Homosphäre als konstant angenommen werden kann. $g(\zeta)$ bezeichnet die höhenabhängige Erdbeschleunigung. Gleichsetzen und Auflösen der Gleichungen (4.7) und (4.8) nach $T(z)$ liefert:

$$T(z) = \frac{1}{k_B} \int_z^\infty \frac{\bar{m} n(\zeta)}{n(z)} g(\zeta) d\zeta \quad (4.9)$$

Da das Lidar nur bis in eine endliche Höhe messen kann, muss an der oberen Messgrenze der Temperaturwert geschätzt werden¹, so dass die Integration bis zur oberen Grenze z_m reicht. Damit folgt für die Temperaturformel:

$$T(z) = \frac{n(z_m)}{n(z)} T(z_m) - \frac{1}{k_B} \int_{z_m}^z \frac{\bar{m} n(\zeta)}{n(z)} g(\zeta) d\zeta \quad (4.10)$$

Das Minuszeichen folgt aus dem Vertauschen der Integrationsgrenzen, was aufgrund numerischer Überlegungen notwendig ist. Neben bekannten Werten geht in die Berechnung des Temperaturprofils nur das Dichteverhältnis ein, was direkt aus dem Lidarsignal genommen werden kann. Die Verwendung des Dichteverhältnisses hat den Vorteil, dass die Messung keiner Eichung bedarf, da alle instrumentenspezifischen Größen durch die Quotientenbildung herausfallen. Detaillierte Betrachtungen zur Temperaturberechnung aus Daten des UBonn Lidars sind in *Siebert* [2000] und *Fricke* [2001] dargestellt.

¹Dieser Startwert kann z. B. aus einer Referenzatmosphäre wie MSISE90 [*Hedin*, 1991] oder anderen Messungen (z. B. fallende Kugeln) entnommen werden.

Kapitel 5

Analysemethoden

Im vorhergehenden Kap. 4 ist beschrieben worden, wie aus den Lidardaten unterschiedliche Messgrößen wie Rückstreuverhältnis R , Aerosolepolarisation δ_{Aer} , Farbverhältnis CR oder Temperatur T abgeleitet werden. Um Aussagen über die geophysikalischen Prozesse in der Atmosphäre zu machen, deren Auswirkungen beobachtet worden sind, bedürfen diese Daten einer weiteren Bearbeitung. Wie in Kap. 2 dargestellt, hat die atmosphärische Dynamik Auswirkung auf thermische und chemische Prozesse in der Atmosphäre. Weil es nicht möglich ist, verschiedene dynamische Vorgänge direkt zu beobachten, werden z. B. aus den mit einem RMR-Lidar beobachteten Phänomenen Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Mechanismen gezogen. Im Folgenden werden Methoden vorgestellt, mit denen die beobachteten Phänomene qualitativ beschrieben, quantitativ erfasst und anschließend Rückschlüsse auf die treibenden dynamischen Mechanismen gezogen werden können. Zuerst werden die Möglichkeiten beschrieben, die sich bei der Messung von PSCs ergeben und anschließend die Vorgehensweisen dargelegt, um aus Temperaturmessungen Parameter zur Beschreibung der Dynamik abzuleiten.

5.1 PSC-Beobachtungen

Polare Stratosphärenwolken können mittels der Messgrößen Rückstreuverhältnis R und Depolarisation δ_{Aer} quantitativ erfasst und klassifiziert werden. Weiterhin erlaubt die Berechnung des Farbverhältnisses Rückschlüsse auf die Größenverteilung der Wolkenbestandteile. Im Nachfolgenden werden zuerst Klassifikationsmechanismen für PSCs entwickelt und anschließend die Methode zur Bestimmung der Teilchengrößenverteilung aus den Lidarmessungen erläutert.

5.1.1 PSC-Klassifikation

Zur Klassifikation polarer Stratosphärenwolken werden die Rückstreuverhältnisse nach dem Ramanfitverfahren (Kap. 4.2, S. 32) für den Parallel- und den Querkanal berechnet sowie die Aerosoldepolarisation bestimmt. Treten in mindestens drei aufeinanderfolgenden Höhenkanälen entweder im Quer- oder im Parallelkanal Rückstreuverhältnisse auf, die größer als 1,06 sind, so wird diese Schicht als PSC bezeichnet. Die Schwelle von 1,06 dient dazu, Schichten des Hintergrundaerosols von PSCs zu unterscheiden. Weiterhin werden Fälle ausgeschlossen, in denen, aufgrund ungenauer Justage und Übersteuerung, der Raman- und die entsprechenden Rayleigh-Kanäle nicht perfekt parallel verlaufen, und somit das Verhältnis der beiden Kanäle leicht größer als eins ist. Um schmale PSCs von nur 300 Metern Höhengausdehnung oder geringer mit einzubeziehen, werden Daten, die in einem der grünen Kanäle in einem Höhenintervall

Tabelle 5.1: Klassifikationskriterien von PSC-Beobachtungen nach *Browell et al.* [1990]

PSC-Typ	Zusammensetzung	Rückstreuverhältnis R		Aerosoldepolarisation δ_{Aer} / %	
		603 nm	1064 nm	603 nm	1064 nm
PSC Ia (NAT)	HNO ₃ , H ₂ O	1,2 – 1,5	2 – 5	30 – 50	30 – 50
PSC Ib (STS)	HNO ₃ , H ₂ O, H ₂ SO ₄	3 – 8	5 – 20	0,5 – 2,5	> 4
PSC II (Eis)	H ₂ O	> 10	> 20	> 10	> 10

Tabelle 5.2: Gleichgewichtstemperaturen für unterschiedliche PSC-Typen in verschiedenen Höhen.

Höhe / km	T _{NAT} / K	T _{STS} / K	T _{Eis} / K
17,6	196,8	193,8	190,8
19,5	195,3	192,3	188,9
22,4	192,8	189,8	186,0
24,6	190,4	187,4	183,8
26,6	188,3	185,3	181,9
28,5	186,1	183,1	180,2

ein Rückstreuverhältnis von größer als 1,5 aufweisen, ebenfalls als PSC identifiziert.

Verschwindet die Aerosoldepolarisation, so bedeutet dies, dass das beobachtete Teilchen sphärisch und damit flüssig ist. Eine gemessene Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} = 0$ tritt im Regelfall nicht auf. Einerseits können instrumentelle Effekte zu einer Fehldepolarisation δ_f führen, und somit auch bei nicht depolarisierenden Teilchen ein Signal im Querkanal erzeugen. Eine eingehende Untersuchung der Fehldepolarisation wird in Anh. C durchgeführt. Dabei zeigt sich, dass die mittlere Fehldepolarisation δ_f des Lidarsystems innerhalb der Messgenauigkeit mit Null verträglich ist. Somit muss keine Korrektur der Messwerte durchgeführt werden. Andererseits führen Beimischungen fester Teilchen in der Wolke zu einem Signal im Querkanal und erzeugen somit eine von Null verschiedene Aerosoldepolarisation. Werte der Aerosoldepolarisation größer als Null weisen somit immer auf eine Beimischung nicht-sphärischer Teilchen hin. Die Klassifikation von PSCs anhand von Rückstreuverhältnissen und Depolarisationswerten orientiert sich häufig an der von *Browell et al.* [1990] vorgenommenen Typisierung (vgl. Tab. 5.1). Diese Einteilung ist mit einem Flugzeuglidar auf den Wellenlängen 603 nm und 1064 nm durchgeführt worden und von daher nicht ohne Weiteres auf das bodengebundene UBonn Lidar anwendbar, das die Wellenlänge 532 nm verwendet. Des Weiteren bieten die aufgeführten Werte nur ungefähre Richtwerte, an denen eine Orientierung möglich ist. Aus diesen Gründen ist es notwendig, eigene Kriterien zur Typeinteilung von PSCs anhand der Messdaten des UBonn Lidars auf der Esrange zu entwickeln. Eine erste Klassifikationsmöglichkeit bietet die vorherrschende synoptische Temperaturstruktur.

In Tab. 5.2 sind die Gleichgewichtstemperaturen für die unterschiedlichen PSC-Typen in verschiedenen Höhen angegeben. Die Temperaturen für NAT werden anhand der Messungen von *Hanson und Mauersberger* [1988] bestimmt, wobei die HNO₃-Menge den Messungen von *Gille et al.* [1996] entnommen ist. Temperaturen zur STS-Bildung sind die um drei Kelvin

erniedrigten NAT-Temperaturen und Sättigungstemperaturen für Wasserdampf entstammen *Murray* [1967]. Ähnlich zur PSC-Klassifikation von *Browell et al.* [1990] wird versucht, eine Klassifikation der PSC-Beobachtungen über der Esrange mittels der synoptischen Temperatur durchzuführen und somit optische Einteilungskriterien abzuleiten. Für die PSC-Beobachtungen werden die zugehörigen synoptischen Temperaturen über der Esrange aus der ECMWF¹-T106-Analyse mit den Bildungstemperaturen in der jeweiligen Höhe verglichen. In den Teilbildern der Abb. 5.1 sind die PSC-Messpunkte dargestellt, deren zugehörige, der ECMWF-Analyse entnommene Atmosphärentemperatur den angegebenen Temperaturbereichen entspricht.

Die beiden Bilder oben rechts und unten links zeigen eine sehr ähnliche Verteilung, obwohl man

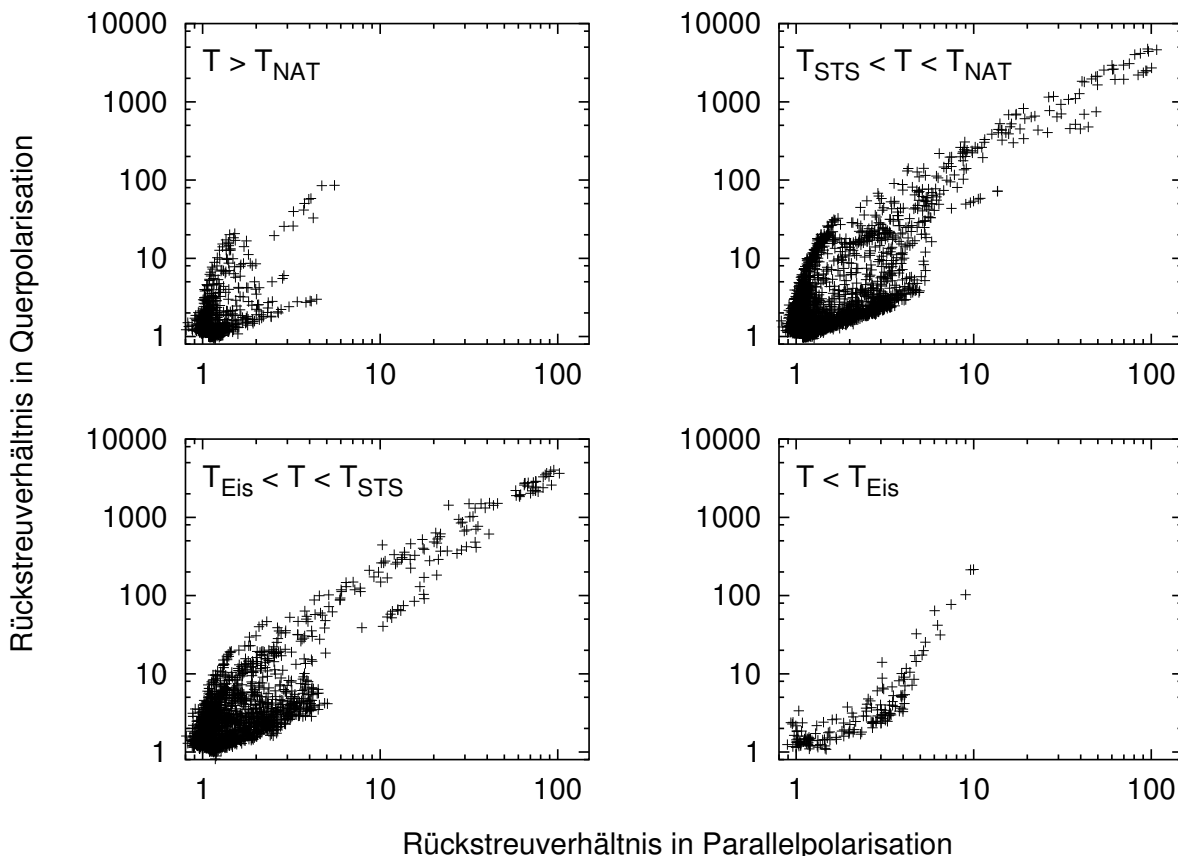


Abbildung 5.1: PSC-Messpunkte der Jahre 1998 – 2003 eingeteilt in verschiedene Temperaturbereiche. Auf den Abszissen ist jeweils das Rückstreuverhältnis in Parallelpolarisation R^{\parallel} und auf den Ordinaten das Rückstreuverhältnis in Querpolarisation R^{\perp} aufgetragen. Die synoptische Temperatur in der Höhe der Messpunkte liegt: oberhalb der Gleichgewichtstemperatur für NAT-Wolken (oben links); unterhalb der Gleichgewichtstemperatur für NAT und oberhalb der Gleichgewichtstemperatur für STS (oben rechts); unterhalb der Gleichgewichtstemperatur für STS und oberhalb der Gleichgewichtstemperatur für Eis (unten links); unterhalb der Gleichgewichtstemperatur von Eis (unten rechts).

aufgrund des verwendeten Temperaturbereiches in der ersten Abbildung nur depolarisierende Teilchen erwartet, wohingegen die Abbildung unten links auch STS-Wolken und damit nicht depolarisierende Teilchen zeigen sollte. Während *Browell et al.* [1990] für Eis-PSCs ein ho-

¹European Center for Medium Range Weather Forecast

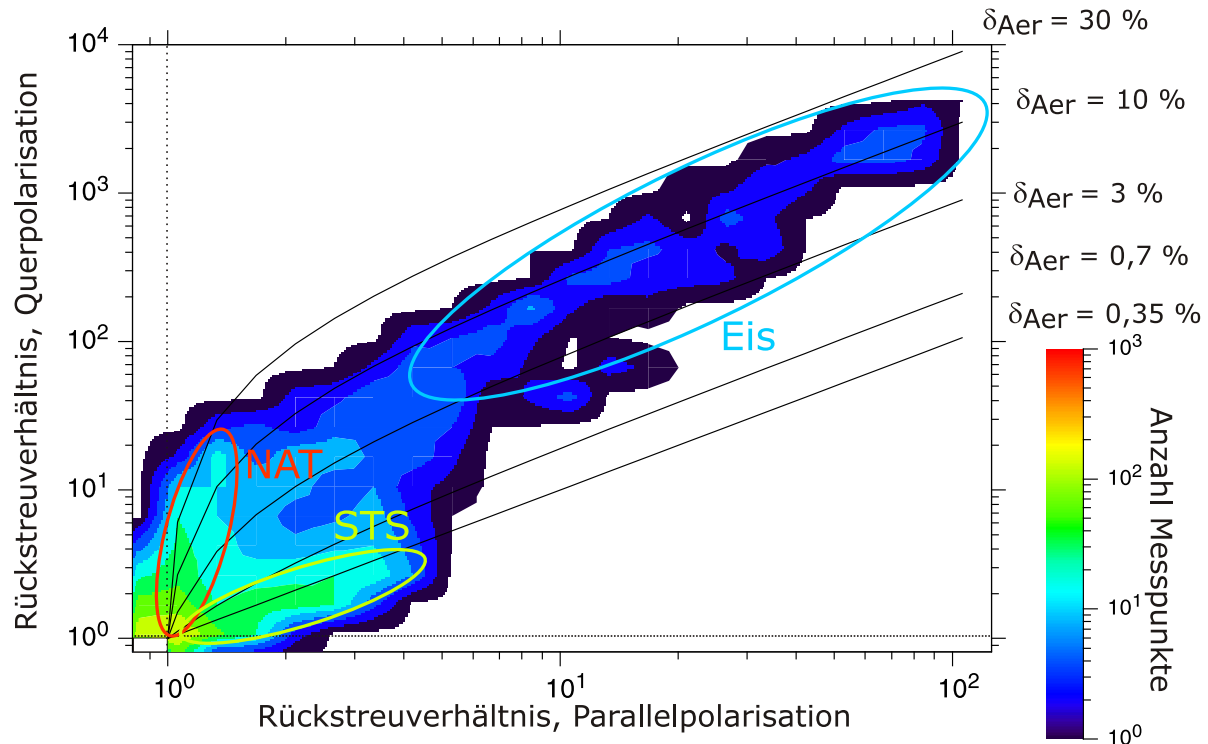


Abbildung 5.2: PSC-Beobachtungen der Jahre 1998 – 2003. Dargestellt ist die Anzahl der Messpunkte, die eine bestimmte Kombination der beiden Rückstreuverhältnisse aufweisen. Weiterhin eingetragen sind Linien gleicher Aerosoldepolarisation δ_{Aer} . Messwerte links von der gestrichelten senkrechten Linie bei $R^{\parallel} = 1$ und unterhalb der gestrichelten waagerechten Linie bei $R^{\perp} = 1$ sind nicht klassifizierbar.

hes Rückstreuverhältnis im Parallelkanal von mindestens zehn fordern, sind in der Abbildung unten rechts, die Messungen bei Temperaturen unterhalb der Eis-Gleichgewichtstemperatur enthält, nur Messpunkte mit einem Rückstreuverhältnis kleiner als zehn zu finden. Weiterhin erwartet man, dass in der Abbildung oben links wegen der synoptischen Temperatur, die oberhalb der NAT-Bildungstemperatur liegt, keinerlei Messpunkte auftreten.

Offensichtlich ist die synoptische Hintergrundtemperatur kein geeignetes Mittel, um eine Klassifikation der PSC-Typen über der Esrange durchzuführen. Vielmehr wird deutlich, dass Wolken mit ähnlichen optischen Eigenschaften bei den verschiedenen synoptischen Temperaturen bzw. Wolken mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften bei gleichen synoptischen Temperaturen auftreten. Dieser offensichtliche Widerspruch zwischen erwarteten PSC-Beobachtungen gemäß der synoptischen Bedingungen und den tatsächlichen Beobachtungen macht klar, dass die Existenz stratosphärischer Wolken über der Esrange von Temperaturstörungen bestimmt wird, die das synoptische Modell nicht auflöst [vgl. Müller, 1999]. Im Gegensatz zu den Esrange Messungen fanden die meisten PSC-Beobachtungen Browells über dem Nordatlantik statt [Turco et al., 1990], so dass in diesem Fall Bergwellen kaum Einfluss auf die Wolkenbildung ausübten.

Aufgrund dessen ist es notwendig, die Klassifikation der über der Esrange beobachteten PSCs anderweitig durchzuführen. Hierzu ist in Abb. 5.2 die Häufigkeitsverteilung von Rückstreuverhältnissen in Parallel- und Querpolarisation aller PSC-Messpunkte von 1998 bis 2003 als Konturdarstellung gezeigt, und fünf Linien gleicher Aerosoldepolarisation sind eingezeichnet.

Tabelle 5.3: Klassifikationskriterien für PSC-Beobachtungen mit dem UBonn Lidar auf der Esrange.

PSC-Typ	Rückstreuverhältnis R_{532}^{\parallel}	Aerosoldepolarisation δ_{Aer}
Hintergrundaerosol	$R_{532}^{\parallel} < 1,06$	
PSC Ia (NAT)	$1,06 < R_{532}^{\parallel} < 2$	$> 10,0 \%$
PSC Ib (STS)	$1,06 < R_{532}^{\parallel} < 7$	$< 0,7 \%$
PSC II (Eis)	$2 < R_{532}^{\parallel} < 7$ $7 < R_{532}^{\parallel}$	$> 3,0 \%$

In ein logarithmisches Raster der beiden Rückstreuverhältnisse sind die einzelnen PSC-Ereignisse eingeteilt und die in einem Gitterfeld auftretenden Ereignisse gezählt worden. Messwerte mit Rückstreuverhältnissen kleiner als eins in einer der beiden Polarisationsrichtungen sind PSC-Beobachtungen, bei denen die Signalstärke lediglich in einem Kanal zur Erkennung der PSC ausreichend ist. Zur Klassifikation des Wolkentyps können diese Messwerte jedoch nicht verwendet werden.

Im Wesentlichen sind drei Bereiche erkennbar, die ein gehäuftes Auftreten von Messpunkten zeigen. Als Erstes sind dies Messpunkte mit geringem Rückstreuverhältnis in Parallelpolarisation und hohem Rückstreuverhältnis in Querpolarisation, also Daten mit hoher Aerosoldepolarisation δ_{Aer} (orange Ellipse). Dabei werden Aerosoldepolarisationen von $\delta_{Aer} \approx 10 - 30 \%$ erreicht, was mit den Eigenschaften von NAT-Wolken verträglich ist. Als Zweites tritt eine Häufung von Messpunkten im Bereich niedriger Aerosoldepolarisationen auf, deren Werte unterhalb von $\delta_{Aer} = 0,7 \%$ liegen und dabei keine hohen Rückstreuverhältnisse in Parallelpolarisation ($R^{\parallel} < 7$) erreichen (gelbe Ellipse). Diese Eigenschaften sind verträglich mit denen von STS-Wolken. Als Drittes ist ein großer Bereich erkennbar, in dem Messpunkte mit großen Werten der Rückstreuverhältnisse in beiden Polarisationsrichtungen auftreten (blaue Ellipse). Sie besitzen für große Rückstreuverhältnisse in Parallelpolarisation eine Aerosoldepolarisation von ca. 10 %, die jedoch bei niedrigeren Rückstreuverhältnissen absinkt. Dieser Ast der Verteilung korreliert mit den Eigenschaften von Eis-PSCs. Überdies können aufgrund der vorhandenen Mengen der jeweiligen Spurengase Wasser und Salpetersäure Wolken mit einem Rückstreuverhältnis von $R \geq 7$ nur aus Wassereis bestehen. In Anlehnung an die Klassifikation von *Browell et al.* [1990] (Tab. 5.1) und unter Zuhilfenahme der Abb. 5.2 erfolgt die Einteilung der PSC-Beobachtungen des UBonn Lidars wie in Tab. 5.3. Unter Berücksichtigung dieser Werte kann punktweise jede Messung klassifiziert werden. Dabei treten Messpunkte auf, die keiner Parameterkombination gerecht werden. Diese Messungen werden als Beobachtungen von Mischwolken interpretiert, die Wolkenteilchen unterschiedlicher PSC-Typen enthalten. So kann z. B. eine leichte Beimischung von NAT-Partikeln eine kleine Aerosoldepolarisation in einer STS-Wolke hervorrufen oder umgekehrt die Beimischung runder STS-Teilchen die Aerosoldepolarisation einer NAT-Wolke absenken.

5.1.2 Teilchengrößenverteilung

Zur Abschätzung der Größenverteilung der beobachteten Wolkenteilchen sind Messungen auf mehreren Wellenlängen notwendig. Im Gegensatz zu den Rückstreuverhältnissen R sind Farb-

verhältnisse CR (vgl. Gl. (4.6)) nicht mehr abhängig von der Teilchenzahldichte n , sondern nur noch vom effektiven Rückstreuquerschnitt $d\sigma(\pi)/d\Omega$, der vom Modenradius r_{mod} , der Verteilungsbreite σ und dem Brechungsindex $n_r + in_i$ der Streukörper bestimmt ist. Die Bestimmung dieser Parameter ist nicht eindeutig und eine Vorwärtsrechnung der gesuchten Werte aus den Messdaten nicht möglich. Vielmehr müssen Simulationsrechnungen von Rückstreuquerschnitten für unterschiedliche Parameterkombinationen durchgeführt und tabelliert werden. Aus diesen theoretisch bestimmten Rückstreuquerschnitten können wiederum Farbverhältnisse berechnet und diese mit den gemessenen Werten verglichen werden. Stimmen gemessener und berechneter Wert überein, so ist eine mögliche Parameterkombination zur Beschreibung der beobachteten PSC-Teilchen gefunden. Eine vorhergehende Klassifikation der gemessenen PSC erlaubt den Ausschluss mancher Teilchensorten und verkleinert damit den zu überprüfenden Parameterbereich. Zur Abschätzung der Größenverteilung der mit dem UBonn Lidar beobachteten PSCs werden Simulationsrechnungen sowohl für Sphäroide als auch für Zylinder durchgeführt. Dabei werden monodisperse² und log-normale³ Verteilungen simuliert mit Verteilungsbreiten von $\sigma = 1,05$, $\sigma = 1,1$, $\sigma = 1,2$ und $\sigma = 1,5$. Die verwendeten Modenradien decken einen Bereich von $r_{mod} = 0,100 \mu m$ bis $r_{mod} = 1,495 \mu m$ ab mit einer Schrittbreite von $\Delta r_{mod} = 0,005 \mu m$. Die zur Simulation verwendeten Achsverhältnisse reichen von $\epsilon = 0,62$ bis $\epsilon = 1,80$ mit einer Schrittweite von $\Delta\epsilon = 0,02$. Die verwendeten Brechungsindizes sind in Anh. E, Tab. E.1 aufgeführt. Die Auswertung der 3-Farben-Messungen wird in Kap. 7.3.2, ab S. 78 vorgestellt.

5.2 Wellenbestimmung aus Temperaturdaten

Oftmals zeigen die gemessenen Temperaturprofile periodische Temperaturstörungen, die dem mittleren Temperaturprofil (s. Abb. 5.4(a)) überlagert sind, und häufig von Schwerewellen herrühren. Verschiedene Wellenparameter können aus diesen Temperaturprofilen abgeleitet werden. Dies ist z. B. das Spektrum der vertikalen Wellenlänge oder die potentielle Energiedichte der beobachteten Schwerewellen.

5.2.1 Bestimmung der Temperaturstörung

Das gemessene Temperaturprofil zeigt immer eine Überlagerung von einem ungestörten Hintergrundprofil und der Temperaturstörung ausgelöst durch die Welle. Zur Untersuchung atmosphärischer Wellen anhand der gemessenen Temperaturprofile muss die Temperaturstörung isoliert betrachtet werden. Hierzu gibt es unterschiedliche Möglichkeiten, von denen im Folgenden zwei vorgestellt werden.

Splinefitverfahren Eine Möglichkeit, ein glattes Referenzprofil zu erzeugen, besteht darin, an das jeweilige gestörte Temperaturprofil einen glättenden Spline anzufitten. Die Glattheit des Splines kann durch den χ^2 -Wert und die Wichtungsfaktoren für die einzelnen Messwerte bestimmt werden. Der χ^2 -Wert berechnet sich gemäß

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n [w(i) \times (y(i) - s(x(i)))]^2, \quad (5.1)$$

²Verteilungen, in denen nur eine Teilchengröße vorkommt, bezeichnet man als monodispers.

³Log-normal verteilte Größen unterliegen einer Standard-Normalverteilung, bei der die verwendeten Größen in logarithmischen Koordinaten vorliegen.

wobei x und y die n Messwerte sind, i deren Index und $s(x(i))$ der Wert des Splinefits an der Stelle $x(i)$. Die Werte $w(i)$ sind die jeweiligen Gewichtungsfaktoren. Setzt man für $w(i)$ den Kehrwert der jeweiligen Messfehler $\Delta y(i)$ ein, also $w(i) = 1/\Delta y(i)$, so folgt der Spline bei einem vorgegebenen Wert von $\chi^2 = n$ den Messwerten innerhalb der Fehlerbalken. Bestimmt man die Wichtungsfaktoren $w(i)$ nicht anhand des Messfehlers, sondern anhand der möglichen Temperaturstörung, so folgt der Spline den Messwerten im Rahmen der angegebenen Temperaturstörung, d. h. er glättet über die vorgegebene Temperaturamplitude. Um diese Temperaturamplitude vorgeben zu können, bietet es sich an, einen Amplitudenfaktor α einzuführen, der die Größe der Störung bzgl. des Temperaturwertes bestimmt, so dass gilt $w(i) = \alpha \cdot y(i)$. In diesem Fall gilt für die Wellenamplitude A_0 in Gl. (2.9), S. 10 $A_0 = \alpha \cdot T(z)$. Die Verwendung des Amplitudenparameters α erlaubt den Ausschluss ungewöhnlich großer Temperaturschwankungen, die oftmals auf Advektion zurückzuführen sind, aus der Wellenanalyse und ermöglicht es, ohne zusätzliche spektrale Filterung auszukommen. Die Glättung der Daten, die die Höhenauflösung auf einen Kilometer reduziert, erzeugt eine untere spektrale Grenze bei Wellenlängen von zwei Kilometern. Die obere spektrale Grenze wird durch die erreichte Messhöhe und die Länge des Datenintervalls bestimmt.

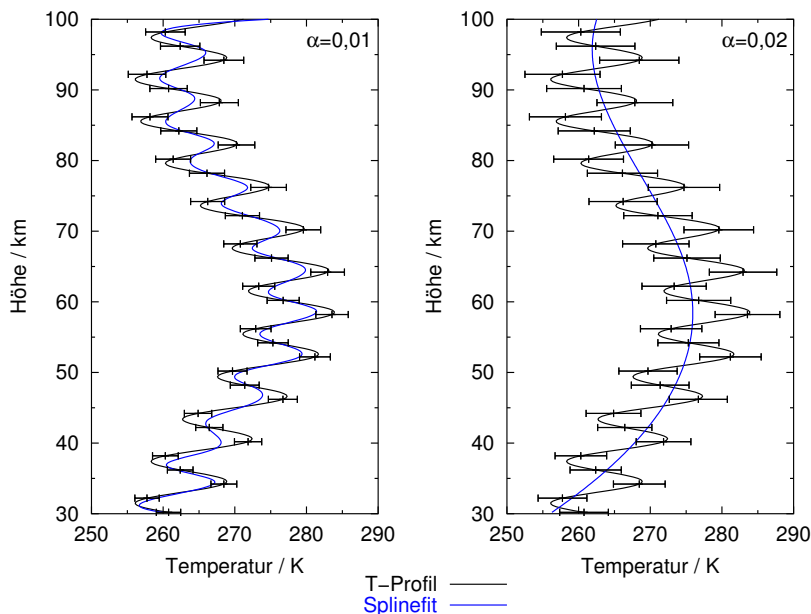


Abbildung 5.3: Abhängigkeit des Splinefits vom Amplitudenparameter α . Simuliert ist ein Temperaturprofil, das mit einer monochromatischen Schwingung konstanter Amplitude moduliert ist (rote Linie). Weiterhin sind die verschiedenen Splinefits (blaue Linie) in Abhängigkeit vom jeweiligen Amplitudenparameter α dargestellt (links: $\alpha = 0,01$, rechts: $\alpha = 0,02$). Wichtungsfaktoren sind als „Fehlerbalken“ eingetragen.

eine glattes Temperaturprofil. Im Regelfall breitet sich eine Welle nicht ungedämpft in der Atmosphäre aus. Diese Dämpfung kann mittels eines zweiten Faktors β beschrieben werden, so dass die höhenabhängige Wellenamplitude als $A(z) = A_0 \exp[(z - z_0)/2\beta H]$ geschrieben werden kann. Wird nun $\chi^2 = n$ gesetzt, so bestimmt die Wahl der Parameter α und β die Glattheit des Splines. Dieses Verfahren kann bei allen Messungen, unabhängig von Dauer und

Abb. 5.3 stellt eine Simulation der Abhängigkeit des Splinefits vom Amplitudenparameter α dar. Gezeigt ist ein Temperaturprofil, das mit einer monochromatischen Welle konstanter Amplitude moduliert ist (schwarze Linie). Die jeweiligen Wichtungsfaktoren sind als „Fehlerbalken“ eingetragen und die blaue Linie stellt den zugehörigen Splinefit dar. Im linken Teilbild wurde ein Amplitudenparameter von $\alpha = 0,01$, im rechten hingegen einer von $\alpha = 0,02$ verwendet. Während bei einem Amplitudenparameter von $\alpha = 0,01$ der Splinefit die Welle nahezu vollständig nachbildet, produziert der Splinefit mit einem Amplitudenparameter von $\alpha = 0,02$

Qualität der Daten eingesetzt werden. Nachteilig ist jedoch, dass die Wahl der Parameter α und β nicht eindeutig ist und bisher noch kein automatisiertes Verfahren zur Bestimmung dieser Parameter entwickelt wurde.

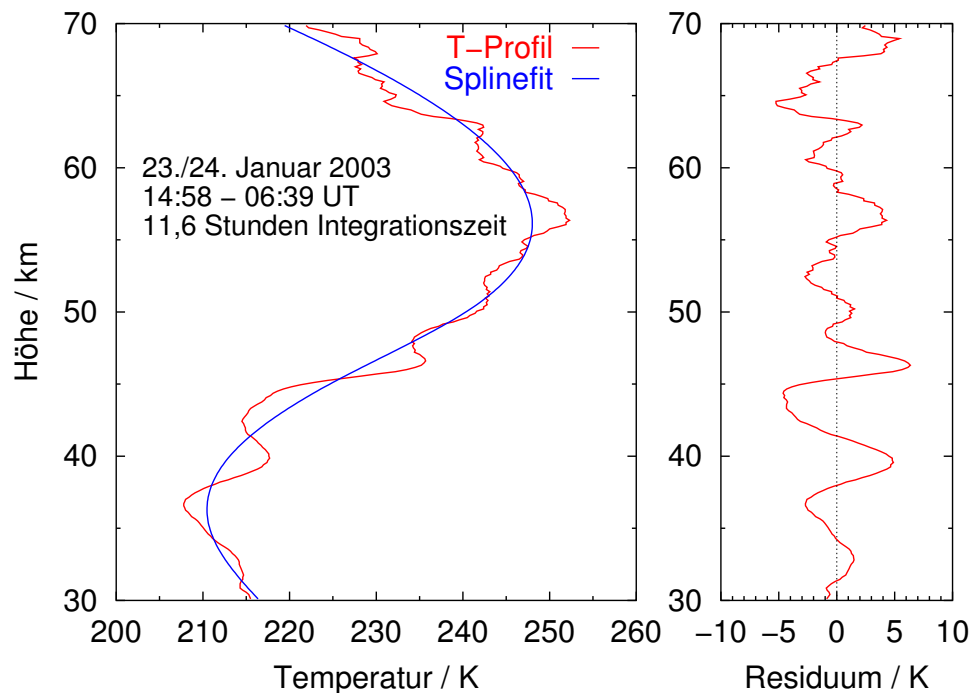
Nachmittelfverfahren Eine weitere Möglichkeit, ein ungestörtes Referenzprofil zu erzeugen, besteht in der Verwendung des Nachmittelfprofils. In diesem Fall wird zur Bestimmung der Temperaturstörung vom jeweiligen Temperaturprofil das Nachmittelfprofil abgezogen. Dieses Verfahren beruht auf der Annahme, dass über mehrere Stunden stationäre Wellen in der Atmosphäre nicht auftreten. In diesem Fall ändern sich Form und Phasenlage der Wellen mit der Zeit, so dass ein Temperaturprofil, das ein Mittelwert über mehrere Stunden ist, keine Wellensignaturen mehr enthalten sollte und somit ein ungestörtes Hintergrundprofil repräsentiert. Diese Methode hat den Vorteil, dass das Referenzprofil in den Daten selbst vorliegt und somit automatisch bestimmbar ist.

Bei diesem Verfahren muss jedoch beachtet werden, dass der Mittelungszeitraum lang genug ist, damit die zu untersuchenden Störungen nicht im Referenzprofil enthalten sind. Ist der Mittelungszeitraum so kurz, dass die Messung lediglich zur Bildung eines Nachmittelfprofils ausreicht, so kann dieses Verfahren nicht angewendet werden. Weiterhin treten systematische Fehler auf, wenn das Nachmittel selbst Wellenstrukturen aufweist. Im linken Teil der Abb. 5.4(a) ist ein Nachmittelfprofil vom 23./24. Januar 2003 gezeigt. Nach einer Integrationszeit von 11,6 Stunden enthält das Temperaturprofil noch deutliche Wellenstrukturen über den gesamten beobachteten Höhenbereich. In diesem Fall kann das Residuum aus kurzen Einzelprofilen dieser Messnacht und dem Nachmittel nicht alle Wellenstrukturen zeigen, die das Einzelprofil enthält. Vielmehr muss zur Bestimmung des ungestörten Temperaturprofils auf das Splinefitverfahren zurückgegriffen werden. Der Splinefit zum gestörten Nachmittel ist in blau dargestellt. Der rechte Teil der Abb. 5.4(a) gibt das Residuum aus Nachmittel und Splinefit wieder.

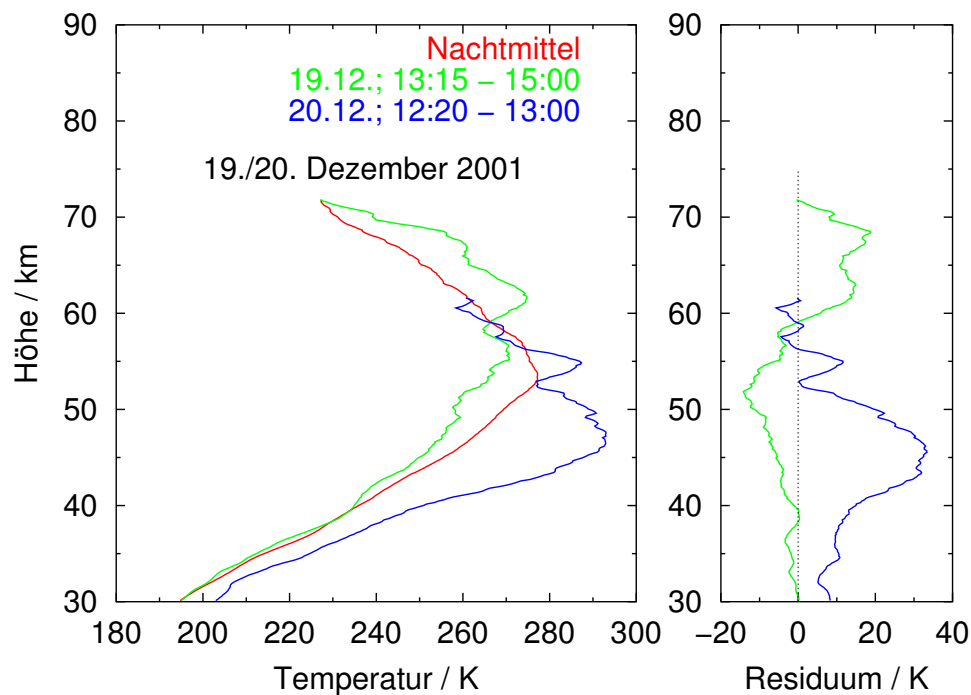
In Messnächten, in denen die Temperaturstruktur der Atmosphäre stark variiert, wie dies z. B. bei Stratosphärenenerwärmungen der Fall ist, zeigt das Nachmittel deutliche Abweichungen von den einzelnen Temperaturprofilen, so dass auch in diesem Fall das Nachmittelfverfahren nicht zur Bestimmung des Wellenanteils führt. Das linke Teilbild in Abb. 5.4(b) zeigt drei Temperaturprofile der Messnacht 19./20. Dezember 2001. Eingezeichnet ist das Nachmittel (rot), ein Temperaturprofil zu Beginn der Messung (grün) und eines am Ende der Messung (blau). Eine deutliche Erwärmung verbunden mit einem Absinken der Stratopause im Verlauf der Messnacht ist erkennbar. Aus der rechten Teilabbildung, die die Residuen der Einzelprofile mit dem Nachmittel zeigt, wird die große Abweichung des Nachmittels von den Individualprofilen deutlich. Offensichtlich birgt die Verwendung des Nachmittelfprofils als ungestörtes Referenzprofil deutliche Gefahren, die dazu führen können, dass die Residuen aus den individuellen Profilen und den Nachmittelfprofilen nicht die durch Schwerewellen verursachten Temperaturstörungen zeigen. Daher wird im Folgenden das Splinefitverfahren dem Nachmittelfverfahren vorgezogen.

5.2.2 Bestimmung der Wellenparameter

Spektrum der vertikalen Wellenlänge λ_z Das Residuum aus den gestörten Temperaturprofilen und dem jeweiligen Referenzprofil beschreibt die höhenabhängige Temperaturstörung. Das Spektrum der vertikalen Wellenlänge λ_z kann z. B. mit einer Fouriertransformation berechnet werden. Hierzu wird unter Verwendung eines Programmpaketes von *Dierckx* [1993] ein interpolierender Spline an das Residuumprofil angepasst, mittels dessen die Fouriertransformation für beliebige Wellenlängen λ_z bzw. Wellenzahlen k_z berechnet werden kann.



(a) Wellen im Nachtmittel



(b) Plötzliche Stratosphärenenerwärmung

Abbildung 5.4: Probleme bei der Verwendung der Nachtmittelprofile als ungestörte Referenzprofile. Abb. (a) zeigt ein Nachtmittelprofil vom 23./24. Januar 2003 mit einer Integrationszeit von 11,6 Stunden, den zugehörigen Splinefit und das Residuum aus beiden Profilen. Abb. (b) zeigt eine Temperaturmessung vom 19./20. Dezember 2001. Das linke Teilbild zeigt das Nachtmittelprofil (rote Linie), sowie zwei Einzelprofile zu Beginn (grüne Linie) und zum Ende (blaue Linie) der Messzeit. Das rechte Teilbild zeigt die Residuen aus den beiden Einzelprofilen und dem Nachtmittel.

Mit dem *Parsevalschen Theorem*

$$\int_{z_0}^{z_{max}} \Delta T^2(\zeta) d\zeta = \int_{k_0}^{k_{max}} f^2(\kappa) d\kappa \quad (5.2)$$

wird das berechnete Spektrum normiert. Dabei ist $\Delta T(\zeta)$ das Temperaturresiduum und $f(\kappa)$ das Wellenzahlspektrum. Diese Normierung setzt jedoch voraus, dass der betrachtete Wellenzahlbereich $[k_0, k_{max}]$ die Wellenenergie, die im betrachteten Höhenbereich $[z_0, z_{max}]$ enthalten ist, nahezu vollständig wiedergibt. Radiziert man die Fouriertransformierte $f(k)$ des Temperaturresiduums und multipliziert dies mit der vertikalen Wellenzahl k_z , so erhält man eine physikalische Größe mit der Einheit Kelvin, also eine Temperaturamplitude der Welle mit der jeweiligen Wellenzahl k_z bzw. Wellenlänge $\lambda_z = 2\pi/k_z$.

Aus dem berechneten Wellenlängenspektrum kann die Temperaturstörung synthetisiert und somit auch über den Messbereich hinaus nach oben bzw. unten extrapoliert werden. Dabei können verschiedenste Mechanismen zu einem geringeren Amplitudenwachstum führen, als dies für ungedämpfte Wellen erwartet wird (vgl. Gl. (2.9), S. 10). Dem kann mittels eines Dämpfungsfaktors β Rechnung getragen werden, so dass für die Abhängigkeit der Temperaturamplitude mit der Höhe gilt:

$$T(z) = T(z_0) \exp\left(\frac{z - z_0}{\beta \cdot 2H}\right) \quad (5.3)$$

Potentielle Energiedichte einer Schwerewelle Die in einer Schwerewelle enthaltene Energie ist eine Erhaltungsgröße, zu deren Bestimmung man sowohl die Windstörung als auch die Temperaturstörung kennen muss. Aus der Temperaturstörung kann jedoch bereits die potentielle Energie der Schwerewellen errechnet und somit zumindest teilweise die beobachtete Wellenaktivität quantitativ erfasst werden. Die potentielle Energiedichte der Schwerewelle pro Volumeneinheit $GWPED_{vol}$ ⁴ ist definiert als

$$GWPED_{vol}(z) = \frac{1}{2} \frac{g^2(z)}{N^2(z)} \overline{\left(\frac{\Delta T(z)}{T_0(z)}\right)^2} n(z) \bar{m}, \quad (5.4)$$

wobei

$$\overline{\left(\frac{\Delta T(z)}{T_0(z)}\right)^2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta T(z)}{T_0(z)}\right)_i^2 \quad (5.5)$$

gilt. Dabei ist $g(z)$ die Erdbeschleunigung, $N(z)$ die Brunt-Väisälä Frequenz, $\Delta T(z)$ die Temperaturstörung und $T_0(z)$ die Referenztemperatur. Mit $n(z)$ ist die Teilchenzahldichte der Atmosphäre und mit \bar{m} die mittlere molekulare Atmosphärenmasse bezeichnet. Die Einheit der $GWPED_{vol}$ ist $[GWPED_{vol}] = J/m^3$. Die $GWPED_{vol}$ ist im Wesentlichen das Quadrat der mittleren relativen Temperaturstörung $(\Delta T/T_0)^2$ multipliziert mit einem Faktor $(g/N)^2$, der die Stabilität der Atmosphäre beschreibt. Weil die Teilchenzahldichte $n(z)$ nicht absolut aus den Lidarmessungen bestimmt werden kann, müssen die Messungen mit Hilfe einer externen Quelle (z. B. ECMWF-Analyse oder Radiosondenmessung) geeicht werden. Bleibt die Energie einer Welle mit der Höhe erhalten, so bleibt auch die $GWPED_{vol}$ konstant. Eine andere, häufig verwendete Größe zur Bestimmung der Energiedichte einer Schwerewelle ist die potentielle Energiedichte einer Schwerewelle pro Masseneinheit $GWPED_{mas}$ [Siebert, 2000; Whiteway und Carswell, 1995; Wilson et al., 1990].

⁴Gravity Wave Potential Energy Density per volume

Kritisches Niveau einer Schwerewelle Stimmen horizontale Phasengeschwindigkeit einer Schwerewelle und mittlerer Horizontalwind in Ausbreitungsrichtung der Welle in einer Höhe z überein, so tritt in dieser Höhe ein kritisches Niveau auf, durch das die Welle nicht senkrecht propagieren kann (vgl. Kap. 2.2.1, S. 12, Gl. (2.13)). Für orographisch angeregte Schwerewellen (mountain waves), die stationär sind, beträgt die horizontale Phasengeschwindigkeit $c_h = 0$ m/s, so dass für die maximale vertikale Wellenlänge gilt, die bei einem gegebenen Wind- und Temperaturprofil vertikal propagieren kann:

$$\lambda_{max} = \overline{u_h} P_B, \quad (5.6)$$

wobei $\overline{u_h}$ der mittlere Horizontalwind in Ausbreitungsrichtung der Welle und $P_B = 2\pi/N$ die Brunt-Väisälä Periode ist. Aus den ECMWF T106 Analysen können beide Größen bestimmt und somit ein Profil von λ_{max} berechnet werden.

Gl. (5.6) beschreibt neben der maximalen vertikalen Wellenlänge λ_{max} auch den Einfluss des Hintergrundwindes auf die vorhandenen Wellen. Bei der oben beschriebenen Synthese und Extrapolation der Welle aus dem berechneten Spektrum muss dementsprechend der Modulation der beobachteten Wellenlänge mit dem Hintergrundwind Rechnung getragen werden. Hierzu wird die Höhe bestimmt, in der horizontaler Hintergrundwind $\overline{u_h}$ und Brunt-Väisälä Periode P_B die beobachtete dominante Wellenlänge am besten beschreiben, d. h. die berechnete maximale Wellenlänge λ_{max} stimmt mit der gemessenen überein. Diese Höhe wird als Referenzhöhe gewählt und die gemessene Wellenlänge gemäß

$$\lambda(z) = \lambda(z_0) \times \frac{\overline{u}(z_0) P_B(z_0)}{\overline{u}(z) P_B(z)} \quad (5.7)$$

berechnet. Dabei ist z_0 die Referenzhöhe und z die jeweils aktuelle Höhe.

5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel sind die verschiedenen Methoden zur Auswertung der Lidarmessungen vorgestellt worden. Der erste Abschnitt schildert die Ableitung von Klassifikationskriterien polarer Stratosphärenwolken anhand der gemessenen Rückstreuverhältnisse R^{\parallel} und R^{\perp} und erklärt das Vorgehen zur Abschätzung der beobachteten Teilchengröße und -form mittels 3-Farben-Messungen.

Der zweiten Abschnitt beschreibt verschiedene Methoden zur Bestimmung der Temperaturstörung, insbesondere in Hinblick auf deren Auswirkungen auf die Bestimmung des Referenzprofils. Dabei ist deutlich geworden, dass das Nachtmittel- nicht uneingeschränkt verwendet werden kann. Für die Auswertungen, die in dieser Arbeit vorgenommen werden, findet das Splinefitverfahren Anwendung. Mit der $GWPEd_{vol}$ ist ein neuer Parameter zur Beschreibung der Wellenaktivität eingeführt worden, der im Gegensatz zur bisher verwendeten $GWPEd_{mas}$ bei Energieerhaltung nicht mit der Höhe exponentiell zunimmt, sondern konstant bleibt.

Kapitel 6

Messkampagnen

Das Lidar der Universität Bonn auf der Esrange wird auf Kampagnenbasis betrieben, wodurch sich die Datenbasis auf bestimmte, geophysikalisch interessante Messzeiträume konzentriert. Die Daten bis zur Sommerkampagne 1999 sind in *Müller* [1999] und *Siebert* [2000] dokumentiert. Die anschließenden Kampagnen bis zum Frühjahr 2003 sind in diesem Kapitel dargestellt. Dies sind sieben Kampagnen, die in chronologischer Reihenfolge vorgestellt werden. Eine ausführliche Auflistung der Messzeiten und evtl. ergänzender Messungen ist in Anhang A gegeben. Eine Darstellung der erzielten Ergebnisse der einzelnen Messkampagnen erfolgt in Kap. 7. Eine Messung umfasst einzelne Messperioden während einer Messnacht, die in der Regel von 16 Uhr bis 16 Uhr Ortszeit am folgenden Tag andauert. Die Dauer einer Messperiode kann je nach Wetterlage sehr unterschiedlich sein und von wenigen zehn Minuten bis hin zu 24 Stunden reichen. Enthält eine Messnacht mehrere Messperioden, so werden diese einzelnen Abschnitte im Folgenden zu einer Messung zusammengefasst.

6.1 THESEO 2000

Im Januar und Februar 2000 wurden in Kiruna zwei kombinierte Messkampagnen durchgeführt. Im Rahmen des europäischen Ozonforschungsprogramms fand die Kampagne THESEO¹ 2000 zur Untersuchung der stratosphärischen Ozonschicht, deren Abbau und den dazu nötigen dynamischen und chemischen Mechanismen, sowie die amerikanische SOLVE² Kampagne zur Validation des amerikanischen Satellitenexperimentes SAGE III³ auf dem russischen Satelliten Meteor-3M statt. Vom 13. Januar bis 11. Februar 2000 beteiligte sich das Lidar an diesen Kampagnen. Die wissenschaftliche Zielsetzung bestand in der Beobachtung polarer Stratosphärenwolken, die im Lee der skandinavischen Berge entstehen. Trotz andauernder technischer Probleme des Sendelasers konnte ein Datensatz mit sieben Messungen erreicht werden. Während jeder dieser Messungen wurden PSCs beobachtet, sowohl vom Typ I als auch vom Typ II. Diese Kampagne wurde ergänzt durch vorhergehende Messungen des UBonn Lidars, das vom Institutet för Rymdfysik (IRF) Kiruna von Ende November an bis in den Januar betrieben wurde. Während dieser Zeit wurden 11 Messungen durchgeführt, jedoch bis zum 10. Januar keine PSC beobachtet. Dieser Winter wurde von tiefen Stratosphärentemperaturen bestimmt, so dass PSCs aufgrund der vorherrschenden großräumigen Temperaturstruktur auftreten konnten. Eine Übersicht über die Messungen und Ergebnisse dieser Kampagne wurde

¹Third European Stratospheric Experiment on Ozone

²SAGE III Ozone Loss and Validation Experiment

³Stratospheric Aerosol and Gas Experiment

auf einer Konferenz in Palermo [Blum *et al.*, 2000; Raffalski *et al.*, 2000] sowie auf dem 27. Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods in Stockholm [Stebel *et al.*, 2000] gegeben.

6.2 Aerosol 2001

Die Messkampagne im Januar und Februar 2001 diente vornehmlich der Untersuchung stratosphärischer Aerosole in der polaren Winteratmosphäre. Vorausgegangen war ihr eine einwöchige Wartungskampagne, die vom 30. November bis 6. Dezember 2000 dauerte. Im Rahmen dieser Kampagne konnten drei Messungen durchgeführt werden. Die Messkampagne im Januar und Februar 2001 dauerte vom 11. Januar bis 8. Februar 2001. Während dieser Zeit konnten 21 Messungen durchgeführt werden. In mehr als der Hälfte der Tage traten PSC auf, trotz einer Stratosphärenenerwärmung, die Mitte Januar eintrat.

Diese PSC-Beobachtungen wurden auf allen drei Wellenlängen des Lasers durchgeführt, so dass Größenabschätzungen der PSC-Teilchen durchgeführt werden konnten. Ergebnisse dieser Messungen wurden auf einer ESA⁴ Konferenz in Biarritz [Blum *et al.*, 2001] vorgestellt.

Zu Beginn des Winters im November 2000 beobachtete das ALOMAR RMR-Lidar eine Aerosolschicht in 38 km Höhe beobachtet, die von verschiedenen anderen Lidarstationen ebenfalls gemessen wurde, so auch von dem UBonn Lidar auf der Esrange. Diese Aerosolschicht konnte bis zum Ende der Kampagne je nach Vortexlage beobachtet werden. Eine flüssige Konsistenz des beobachteten Aerosols wurde aufgrund der Depolarisationsmessungen ausgeschlossen. Die Verwendung von Depolarisations- und Mehrfarbenmessungen ließen Rückschlüsse auf mögliche Konstituenten zu. Die Aerosolschicht konnte demnach aus Ruß, Aluminiumoxid (Al_2O_3), Quarz (SiO_2) oder Eisen bestehen. Eine Abschätzung der Partikelgröße ergab, dass diese zwischen 30 und 50 nm lag [Gerding *et al.*, 2003].

6.3 ODIN Validierung 2001

Im Sommer 2001 wurde eine Messkampagne in Zusammenarbeit mit dem IRF Kiruna zur Validation des schwedisch-kanadischen Satelliten ODIN [Murtagh *et al.*, 2002] durchgeführt. Dieser Satellit ist Plattform für ein Radiometer und ein Spektrometer namens OSIRIS⁵, die abwechselnd für astronomische und aeronomische Messungen genutzt werden. Während des Kampagnenzeitraums vom 24. Juli bis 14. August 2001 befand sich der Satellit im Messmodus „Aeronomie“ mit Messungen im Mesopausenbereich. Zur Validation wurden Temperaturmessungen und NLC-Beobachtungen durchgeführt. Während neun Messungen konnten fünf Mal NLCs beobachtet werden. Die NLC-Beobachtungen sind im Anh. D, Tab. D.1 aufgelistet.

6.4 Hygrosonde 2001

Im Dezember 2001 wurde zur ODIN Validierung von der Esrange aus eine Höhenforschungsrakete gestartet, die zur Wasserdampfmessung eine Hygrosonde [Khaplanov *et al.*, 1996] an Bord trug. Zur Bestimmung des absoluten Wasserdampfgehaltes benötigt die Hygrosondenmessung eine Angabe über die Atmosphärendichte, die das Instrument selbst nicht liefert. Aus diesem Grunde wurden unterstützende Lidarmessungen mit dem Ziel vorgenommen, die Dichte und damit Temperaturstruktur der Atmosphäre sowohl langfristig zu dokumentieren als auch während des Raketenfluges zu messen.

⁴European Space Agency

⁵Optical Spectrograph and InfraRed Imaging System

Die Hygrosonde photodissoziiert mittels Lyman- α Strahlung Wassermoleküle und misst das anschließend abgestrahlte Licht der angeregten Hydroxylradikale auf einer Wellenlänge von ca. 310 nm. Da zusätzliche Lichtquellen wie Sonne oder Mond sowie Polarlichter die Messungen empfindlich stören, musste das Experiment nachts während des Neumondes gestartet werden. Somit ergab sich ein Kampagnenzeitraum vom 5. – 22. Dezember 2001. Während diesen Zeitraums konnten 15 Lidarmessungen durchgeführt werden mit kontinuierlichen Messungen von mehr als 24 Stunden. Die Entwicklung der Temperaturstruktur über der Esrange konnte verfolgt und zur Auswertung der Hygrosondendaten genutzt werden. Neben der Hygrosondenrakete wurden in der gleichen Salve drei Höhenforschungsraketen mit fallenden Kugeln zur Dichte- und Temperaturmessung gestartet, sowie ein Ballon mit einem Hygrometer und einigen weiteren Instrumenten aufgelassen. Lediglich eine der fallenden Kugeln erlaubte Temperaturberechnungen. Diese Daten konnten mit den Lidarmessungen verglichen werden [Khaplanov *et al.*, 2003].

Während zu Beginn der Kampagne noch PSCs auftraten, setzte gegen Ende der Kampagne ein frühes Major Warming ein, dass zu Stratopausentemperaturen von bis zu 320 K in einer Höhe von ca. 36 km führte [Naujokat *et al.*, 2002]. Diese Stratosphärenerwärmung konnte mit dem Lidar kontinuierlich beobachtet werden.

6.5 Koordinierte Feldmessungen 2002

Im Rahmen des europäischen ARI⁶-Projektes „Simultaneous Measurements of Temperatures, Waves, and PSCs in the Polar Winter-Stratosphere on both Sides of the Scandinavian Mountains“ fanden im Januar und Februar 2002 Messungen mit dem UBonn Lidar auf der Esrange und dem ALOMAR RMR-Lidar auf der norwegischen Insel Andøya mit der Zielsetzung statt, simultan auf beiden Seiten der Berge polare Stratosphärenwolken und Temperaturprofile der Atmosphäre zu messen. Die PSCs sollten nach synoptischen und durch Leewellen erzeugten unterschieden werden und aus den Temperaturprofilen die Wellenparameter auf beiden Seiten der Berge bestimmt werden, so dass der Einfluss der skandinavischen Berge auf die atmosphärische Dynamik genauer untersucht werden konnte. Die Messungen fanden im Zeitraum vom 12. Januar – 18. Februar 2002 statt. Mit dem Esrange Lidar konnten 20 Messungen und mit dem ALOMAR RMR-Lidar 26 Messungen durchgeführt werden. Hieraus ergaben sich 16 simultane Messungen mit Zeiträumen von ungefähr einer halben Stunde bis hin zu fast 18 Stunden Dauer.

Wegen des Major Warmings im Dezember 2001 war die stratosphärische Zirkulation noch gestört und die Temperatur sehr hoch. Diese dynamische Situation wurde von einem Minor Warming, das Mitte Januar einsetzte und bis Anfang Februar anhielt fortgesetzt. Demzufolge gab es während des gesamten Messzeitraums keine PSC und auch die Anregungs- und Ausbreitungsbedingungen für orographisch angeregte Schwerewellen waren so, dass im Bereich oberhalb von 30 km Höhe, in dem Temperaturen gemessen werden können, nahezu keine Wellensignaturen erkennbar waren.

⁶ Access to Research Infrastructure

6.6 Envisat Validierung 2002

Vom 16. Juli – 30. August 2002 fand die erste Kampagne zur Validation der Atmosphäreninstrumente Gomos⁷, Mipas⁸ und Sciamachy⁹ auf dem europäischen Umweltsatelliten Envisat¹⁰ statt. Während dieses Zeitraums konnten an 36 Tagen Messungen durchgeführt, 9 mal NLC beobachtet und aus 34 Messungen Temperaturprofile bestimmt werden. Weiterhin wurden routinemäßig troposphärische Wolkenhöhen mitgemessen. Diese Messungen sind zur Validation der Standardprodukte Dichte, Temperatur und Wolkenhöhe genutzt worden, wobei die Validation der Dichte- und Temperaturdaten auf Gomos und Mipas beschränkt ist, weil es für Sciamachy bisher keine Algorithmen zur Invertierung von Limb-Messungen gibt. Die Temperatur- und Dichteprofile sind weiterhin zur Validierung der Höhenbestimmung der Satelliteninstrumente genutzt worden [Blum *et al.*, 2003b]. Diese Validationsergebnisse wurden auf einem Envisat Validation Workshop der ESA in Frascati vorgestellt [Fricke und Blum, 2003; Marchand *et al.*, 2003; Schets *et al.*, 2003]. Neben den Standard-Produkten gibt es auch die sog. „Scientific Products“ welche in einzelnen Forschungsinstituten unabhängig von der ESA-Auswertung produziert werden. Zu diesen wissenschaftlichen Produkten gehört bei Sciamachy die Beobachtung von NLCs. Bisher sind noch keine orts- und zeitnahen Sciamachy-Daten mit Lidarbeobachtung von NLCs ausgewertet worden, aber es konnte anhand einer vorliegenden Auswertung von Sciamachy-Daten bzgl. NLC das Validationspotential aufgezeigt werden [Bramstedt *et al.*, 2003]. Die NLC-Beobachtungen des UBonn Lidars während diese Kampagne sind im Anhang D, Tab. D.2 aufgelistet.

6.7 Envisat Validierung 2003

Im Rahmen der Envisat Validierung fand vom 16. Januar bis zum 19. Februar 2003 eine Messkampagne statt. Während dieses Zeitraums konnten 27 Messungen durchgeführt werden. Gleichzeitig wurden die koordinierten Messungen des Vorjahres mit dem ALOMAR RMR-Lidar fortgesetzt. ALOMAR konnte während eines Zeitraums vom 14. Januar bis 20. Februar 13 Messungen durchführen, so dass insgesamt neun simultane Messungen mit Zeiträumen von ca. einer halben Stunde bis hin zu mehr als sieben Stunden durchgeführt werden konnten. Zeitgleich mit den Lidarmessungen fanden auf der Esrange zwei Raketenkampagnen statt. Die erste dieser Kampagnen diente der Validierung des SAGE III Instruments auf dem Meteor-3M Satelliten. Hierzu wurde vom 15. Januar bis 29. Januar täglich eine fallende Kugel zur Messung von Atmosphärendichte und -temperatur geschossen. Die zweite Raketenkampagne bestand aus zwei Salven mehrerer fallender Kugeln und jeweils einer weiteren Rakete mit verschiedenen Plasmasonden zur Messung von Wellen und Turbulenz im Rahmen der amerikanischen MaCWAVE¹¹-Kampagne. Weiterhin war in diese Kampagne eine kleine Salve von drei fallenden Kugeln zur Validierung des SABER¹²-Instruments auf dem TIMED¹³-Satelliten eingebunden. Insgesamt wurden 28 fallende Kugeln erfolgreich gestartet. Zu elf von diesen gibt es zeitgleiche Lidarmessungen. Dies ermöglichte einen Vergleich der gemessenen Temperaturen. Darüberhinaus messen die fallenden Kugeln den Wind, so dass aus den Temperaturen

⁷Global ozone monitoring by occultation of stars

⁸Michelson interferometer for passive atmospheric sounding

⁹Scanning imaging absorption spectrometer for atmospheric chartography

¹⁰Environmental satellite

¹¹Mountain and Convective Waves Ascending Vertically

¹²Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry

¹³Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere, Energetics and Dynamics

und den Winden Aussagen über die Ausbreitungsrichtung der beobachteten Schwerewellen gezogen werden können. Trotz einer Stratosphärenenerwärmung Mitte Januar war deutlich mehr Wellenaktivität beobachtbar als im Jahr zuvor [Blum *et al.*, 2003a].

6.8 Zusammenfassung

Seit der letzten Dokumentation wurden mit dem Lidar sieben Messkampagnen mit unterschiedlichen wissenschaftlichen Zielsetzungen durchgeführt und mit verschiedenen Instrumenten zusammengearbeitet. Trotz der jeweils unterschiedlichen Zielsetzung, sind die aufgenommenen Messdaten immer von der gleichen Art, so dass auch während Aerosol-Kampagnen Temperaturmessungen durchgeführt werden und umgekehrt. Insofern ist der akkumulierte Datensatz sehr umfangreich und erlaubt eine große Bandbreite an Auswertemöglichkeiten. Insgesamt konnten während sieben Messkampagnen an 123 Tagen 1462 Messstunden aufgenommen werden, was einer relativen Auslastung von knapp 50 % pro Messtag entspricht. Eine Übersicht über die akkumulierten Messzeiten während der einzelnen Kampagnen ist in Tab. 6.1 gegeben.

Tabelle 6.1: Übersicht über die Kampagnenzeiträume und -messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange

Kampagne	Zeitraum	# Messtage	# Messstunden
THESEO 2000	13.01. – 11.02.00	7	69
Aerosol 2001	11.01. – 08.02.01	21	214
ODIN Validierung 2001	24.07. – 14.08.01	7	38
Hygrosonde 2001	05.12. – 22.12.01	12	226
Koordinierte Feldmessungen 2002	12.01. – 18.02.02	17	282
Envisat Validierung 2002	16.07. – 30.08.02	31	342
Envisat Validierung 2003	16.01. – 19.02.03	28	291
gesamt:		123	1462

Kapitel 7

Auswertung

In den vorhergehenden Kapiteln sind neben der Vorstellung der für diese Arbeit wichtigen geophysikalischen Sachverhalte und Eigenschaften des verwendeten Instrumentes auch die vorhandene Datenbasis sowie die zur Auswertung verwendeten Methoden vorgestellt worden. Dieses Kapitel bildet die Synthese der vorhergehenden und stellt die gewonnenen Messdaten mittels der erwähnten Methoden in sinnvolle geophysikalische Zusammenhänge. Zunächst wird ein grober Überblick über die während der unterschiedlichen Messkampagnen beobachtete Temperaturstruktur sowie deren geophysikalischer Variabilität gegeben. Weil Schwerewellen Einfluss auf die Temperaturstruktur der Atmosphäre nehmen und somit auf die Bildung polarer Stratosphärenwolken haben, ist es sinnvoll, anschließend aus der beobachteten Temperaturstruktur über der Esrange Rückschlüsse auf die wirkenden Wellen zu ziehen. Zuletzt wird der Zusammenhang zwischen Schwerewellen und polaren Stratosphärenwolken dargestellt.

7.1 Temperaturstruktur über der Esrange

Über einen Zeitraum von sieben Jahren ist bisher mit dem UBonn Lidar die atmosphärische Temperaturstruktur über der Esrange beobachtet worden. Weil das Lidar auf Kampagnenbasis zu geophysikalisch interessanten Zeiträumen betrieben wird, gibt es eine sehr umfassende Zeitreihe von Messungen während der Wintermonate, insbesondere während Januar und Februar, sowie eine fast ebenso umfangreiche Zeitreihe während der Sommermonate Juli und August. Der unterschiedliche Temperaturverlauf und die unterschiedliche geophysikalische Variabilität der Temperatur während Winter und Sommer geht aus Abb. 7.1 hervor. Gezeigt sind Monatsmitteltemperaturen für Januar bzw. August in verschiedenen Jahren, sowie Temperaturprofile aus der MSISE90-Modellatmosphäre für Winter und Sommer und aus der empirischen Modellatmosphäre von *Lübken* [1999] für Sommer. Während für die Januartemperaturen Daten aus sieben Messkampagnen vorliegen, ist die Zahl der Messkampagnen für Augusttemperaturen auf fünf beschränkt. Des Weiteren ist die Zahl der pro Monatsmittel verwendeten Einzelprofile während der Winterkampagnen höher als während der Sommerkampagnen. Somit besitzen die Januardaten eine stärkere Mittelung und sind folglich stärker geglättet als dies bei den Sommerdaten der Fall ist. Nichtsdestotrotz weisen die Wintertemperaturen eine deutlich größere Variabilität über den gesamten betrachteten Höhenbereich auf. Während die Variabilität im Januar über den gesamten Höhenbereich mehrere 10 Kelvin beträgt mit einem Maximalwert von ca. 40 K knapp unterhalb der Stratopause, liegt die Variabilität im Sommer deutlich niedriger mit Werten, die bis zur Stratopause unterhalb von 10 K liegen. Erst in der Mesosphäre nimmt die beobachtete Variabilität zu und übersteigt 10 K. Auffällig ist ein

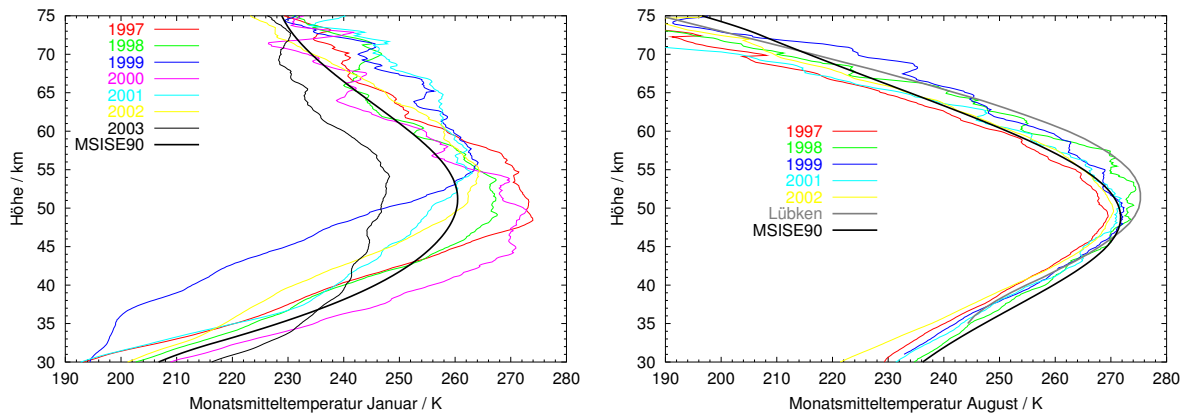


Abbildung 7.1: Monatsmitteltemperaturen für Januar (links) und August (rechts) während verschiedener Jahre sowie unterschiedliche Modelldaten.

Minimum der Variabilität an der Stratopause mit ca. 5 K. Diese geringe Variabilität der Sommeratmosphäre im Gegensatz zur polaren Winteratmosphäre steht in guter Übereinstimmung mit Raketenmessungen der Temperaturstruktur [Lübken und v. Zahn, 1991]. Besonders deutlich tritt dieser Unterschied an der Stratopause zu Tage. Daher wird im Folgenden für jeden Messtag ein mittleres Temperaturprofil berechnet und daraus die Stratopausentemperatur und -höhe bestimmt. Die Stratopause wird dabei durch die höchste Temperatur im Höhenintervall von 32 bis 65 km definiert. Um eine falsche Bestimmung der Stratopause zu verhindern, werden die Temperaturprofile verworfen, bei denen die Temperatur in 32 km und 65 km Höhe nicht mindestens 10 K kälter als die Stratopausentemperatur ist. Fehlbestimmungen der Stratopause können zum Ende einer Stratosphärenenerwärmung vorkommen, wenn das Temperaturprofil von der mittleren Stratosphäre bis in die Mesosphäre nahezu isotherm ist. In solch einem Fall ist die Stratopause nicht bestimmbar. Weiterhin existieren Messtage, an denen aufgrund der meteorologischen Situation nur kurze Messzeiten erreicht worden sind. Die kurzen Mittelungszeiten reichen in diesen Fällen oftmals nicht aus, um die kurzskaligen atmosphärischen Wellen wegzuglätten. Insofern zeichnen sich die mittleren Temperaturprofile solcher Messtage regelmäßig durch das Auftreten von Wellensignaturen aus. Eine Temperaturwelle mit einer Amplitude von 5 – 10 K kann leicht zu einer falschen Bestimmung der Stratopause führen und muss demnach ebenfalls ausgeschlossen werden.

Die Stratopausentemperaturen und -höhen der akzeptierten Messungen sind in Abb. 7.2 für die Wintermessungen dargestellt. Die zu den Symbolen angegebenen Jahresdaten geben das Jahr an, in dem der Winter endet. Messungen aus dem Dezember 2001 sind mit Symbolen für 2002 dargestellt. Somit bezeichnen alle gleichen Symbole Messdaten eines Winters, auch wenn die Daten zwei verschiedenen Jahren entstammen.

Wie erwartet zeigen die Winterdaten eine große Streuung der Messungen. Die größte Variabilität tritt von Mitte Januar bis Mitte Februar auf. Die aus den Monatsmitteln gewonnene Variabilität von ca. 40 K wird mit ca. 80 K bei Betrachtung der Tagesmittel weit übertroffen. Die aus den Lidardaten bestimmten Stratopausentemperaturen liegen regelmäßig über den Werten der MSISE90 Modellatmosphäre. Nimmt man den Median der Messungen als Referenz, so unterschätzt das Modell die Stratopausentemperatur um 10 – 15 K.

Mehrere Messungen zeigen Temperaturen, die deutlich wärmer als der Median sind. Diese Messungen können teilweise mit Stratosphärenenerwärmungen erklärt werden. Eine Stratosphärenenerwärmung ist durch eine Temperaturzunahme von mindestens 25 K in einer Woche de-

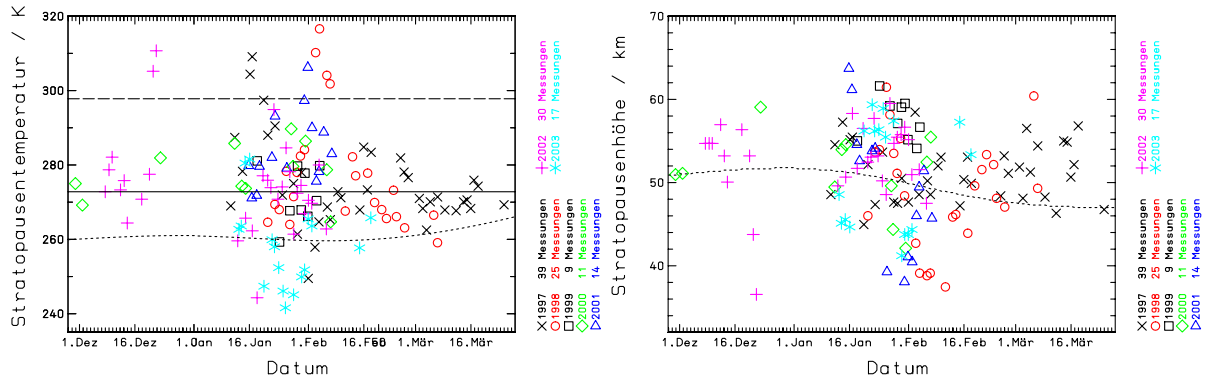


Abbildung 7.2: Stratopausentemperaturen (links) und -höhen (rechts) im polaren Winter für unterschiedliche Jahre. Mit einer kurzgestrichelten Linie sind die Stratopausentemperaturen und -höhen aus der MSISE90-Modellatmosphäre eingezeichnet. Für die Temperaturen ist mit einer durchgezogenen waagerechten Linie der Median und mit einer langgestrichelten Linie der um 25 K erhöhte Median als Kriterium zur Bestimmung von Stratosphärenerwärmungen eingezeichnet.

finiert (vgl. Kap. 2.3, S. 13). Weil das Lidar aufgrund von meteorologischen Bedingungen und Kampagnenzeiträumen nicht kontinuierlich misst, kann nicht immer die zeitliche Entwicklung einer Erwärmung vollständig erfasst werden. Außerdem ist sie nicht zwangsläufig ortsfest, sondern bewegt sich innerhalb der polaren Atmosphäre. Insofern kann der zeitliche Verlauf der Temperatur bei den Lidarbeobachtungen nicht einziges Kriterium zur Erfassung von Stratosphärenerwärmungen sein. Deshalb wird im Falle der Lidarmessungen eine erhöhte Stratopausentemperatur dann als Stratosphärenerwärmung aufgefasst, wenn die aus den Lidardaten abgeleitete Temperatur 25 K oberhalb der Mediantemperatur aller Messungen liegt. Hierzu ist im linken Teil der Abb. 7.2 eine langgestrichelte horizontale Linie 25 K oberhalb der Mediantemperatur eingezeichnet. Wählt man dieses Kriterium, so folgt, dass in vier von sieben Messwintern Stratosphärenerwärmungen mit dem Lidar beobachtet wurden. Diese traten im Januar 1997, im Februar 1998, im Februar 2001 und im Dezember 2001 auf. Bis auf die Erwärmung im Januar 1998 zeichnen sie sich neben der hohen Temperatur auch durch eine niedrige Stratopausenhöhe aus, wie das rechte Teilbild von Abb. 7.2 zeigt. Im Januar 1997, im Februar 2001 und im Dezember 2001 sinkt die Stratopause unterhalb von 40 km. Darüberhinaus ist aus dieser Abbildung ersichtlich, dass die Stratopausenhöhe der Modellatmosphäre deutlich besser mit den gemessenen Werte übereinstimmt, als dies bei den Temperaturen der Fall ist.

Die Modellatmosphäre ist im Wesentlichen aus Satellitenmessungen zusammengesetzt [Hedin, 1991; Fleming et al., 1990], deren Höhenauflösung im Bereich einiger Kilometer liegt. Dies führt zu einer recht genauen Bestimmung der Stratopausenhöhe, glättet jedoch über das Temperaturmaximum an der Stratopause hinweg, was zu den beobachteten Unterschätzungen der wirklichen Stratopausentemperatur führt.

Während der Stratosphärenerwärmung im Dezember 2001 konnte das Lidar bei sehr guten troposphärischen Bedingungen 34 Stunden nahezu kontinuierlich qualitative hochwertige Messungen durchführen. Somit ist es möglich, die Entwicklung dieser Erwärmung mit Stundenmitteltemperaturen zu verfolgen. In Abb. 7.3 sind die Stratopausentemperaturen und -höhen

vom 20. Dezember von 13 Uhr¹ an bis zum 21. Dezember um 23 Uhr dargestellt. Während der ersten sechs Stunden ist ein deutlicher Temperaturanstieg ausgehend von 290 K auf über 320 K zu beobachten. Dieser Temperaturanstieg ist mit einem Abfall der Stratopausenhöhe um ca. 4 km verbunden. In der Folgezeit bleibt die Stratopausentemperatur permanent oberhalb von 300 K und erreicht am 21. Dezember um 9 Uhr einen Maximalwert von $T_{max} = (322 \pm 2)$ K in einer Höhe von 37,16 km. Dieser Maximalwert wird im weiteren Verlauf der Erwärmung nicht mehr erreicht, sondern sinkt immer weiter ab, jedoch bleibt die Temperatur bis zum Ende der Beobachtungszeit weiterhin oberhalb von 300 K.

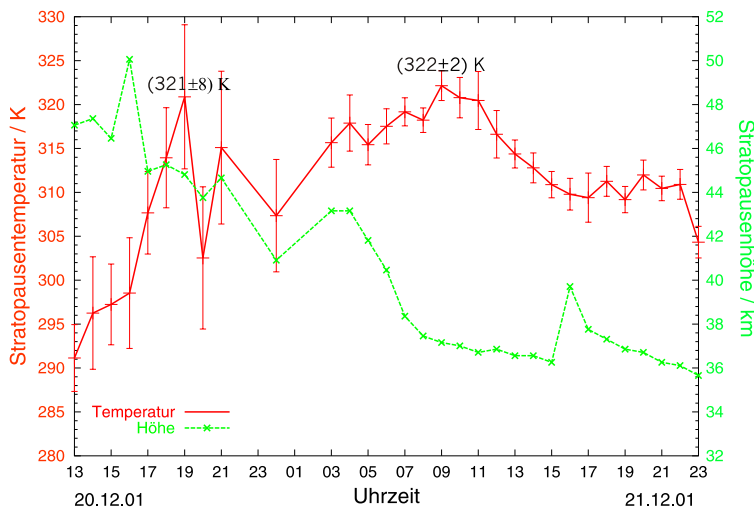


Abbildung 7.3: Stratopausentemperatur und -höhe während des 20. und 21. Dezembers 2001.

wird die herausragende Bedeutung der Dynamik auf die Temperaturstruktur der polaren Atmosphäre deutlich. Allein diese Stratosphärenenerwärmung umfasst eine Variabilität der Stratopausentemperatur von 30 K und eine Änderung der Stratopausenhöhe von ca. 15 km. Ganz im Gegensatz zu den Winterdaten ist die Temperaturstruktur der polaren Sommeratmosphäre durch eine sehr hohe Konstanz charakterisiert. Abb. 7.4 zeigt die aus den Lidar-

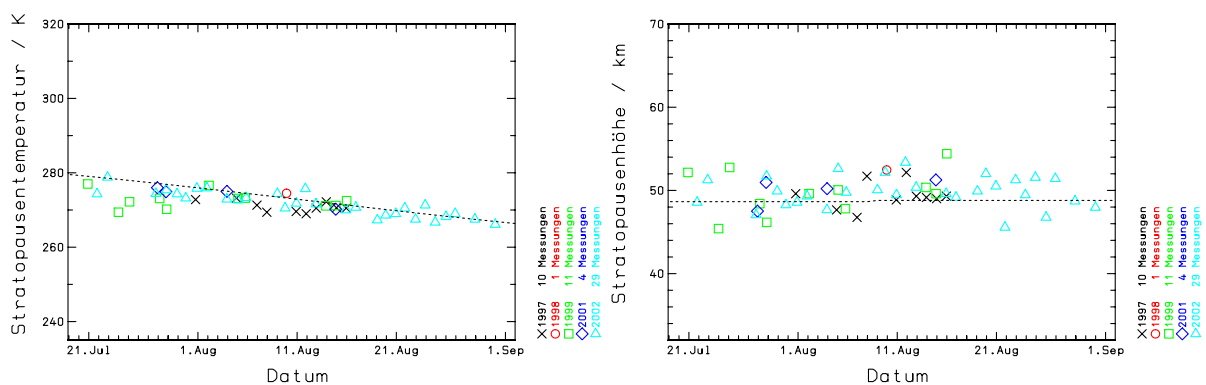


Abbildung 7.4: Stratopausentemperaturen (links) und -höhen (rechts) im polaren Sommer für unterschiedliche Jahre. Mit einer kurzgestrichelten Linie sind die Stratopausentemperaturen und -höhen aus der MSISE90-Modellatmosphäre eingezeichnet.

¹Sämtliche Uhrzeiten verstehen sich als Zeiten im Universal Time Code UTC

messungen bestimmten Stratopausentemperaturen und -höhen zusammen mit den Werten aus der MSISE90-Modellatmosphäre von Mitte Juli bis Ende August. Die gemessenen Temperaturen zeigen eine geringe Streuung von ca. 5 – 10 K im Vergleich der einzelnen Jahre. Die Modellatmosphäre stimmt mit der wirkliche Stratopausentemperatur weitestgehend überein. Weiterhin auffällig ist eine kontinuierliche Abnahme der Stratopausentemperatur von Mitte Juli bis Ende August. Diese Abnahme wird sowohl in den Lidarmessungen als auch im Modell beobachtet und kann auf die Abnahme der Sonneneinstrahlung zurückgeführt werden. Eine verminderte Sonneneinstrahlung reduziert die Photodissoziation von Ozon in der Stratosphäre (vgl. Kap. 2.1) und reduziert somit die dominante Wärmequelle. Dass das Absinken der Temperatur nicht dynamisch bedingt ist, sondern auf der Änderung der solaren Einstrahlung beruht, wird aus der Betrachtung der Stratopausenhöhe klar. Diese bleibt während des gesamten Beobachtungszeitraums konstant. Eine dynamische Abkühlung jedoch müsste mit einem adiabatischen Anheben der Luftmassen verbunden sein und somit zu einer höheren Stratopause führen. Für das im Modell dargestellte Absinken der Stratopausentemperatur um ca. 15 K wäre ein Ansteigen der Stratopause um mindestens 1,5 km notwendig, das weder die Daten noch das Modell anzeigen. Die mit dem Lidar beobachteten Temperaturen sinken etwas mehr als 15 K ab, wobei die Stratopausenhöhe nicht aufsteigt, sondern leicht absinkt. Im Gegensatz zu den Winterdaten unterschätzt das Modell die Stratopausenhöhe durchgehend.

Der Vergleich der Temperaturstruktur über der Esrange während der unterschiedlichen Messkampagnen im Winter und im Sommer zeigt deutlich, dass die Temperaturstruktur der polaren Winteratmosphäre eine wesentlich höhere Variabilität aufweist als die der polaren Sommeratmosphäre. Diese hohe Variabilität kann u. a. auf Stratosphärenwärmungen und damit auf dynamische Prozesse zurückgeführt werden. Auch die Stabilität der Sommeratmosphäre hat ihre Ursache in dynamischen Prozessen. In der unteren und mittleren Stratosphäre bilden sich im polaren Sommer aufgrund der vorherrschenden Windrichtungen regelmäßig kritische Niveaus aus, die die Ausbreitung von Schwerewellen behindern und somit als effektive Filtermechanismen wirken, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

7.2 Wellen und Temperaturen

Die Bestimmung von Temperaturprofilen in der polaren Atmosphäre aus Lidarmessungen ist auf der Esrange seit Inbetriebnahme des UBonn Lidars im Januar 1997 durchgeführt worden. Die lange Zeitreihe von Lidarmessungen mit dem UBonn Lidar auf der Esrange erlaubt neben dem jahreszeitlichen Vergleich der Temperaturstruktur auch die Analyse der Wellenaktivität. Somit kann ein jahreszeitlicher Vergleich von Wellenparametern sowie die Betrachtung der Änderung der Wellenaktivität mit den Jahren durchgeführt werden. Bevor jedoch die Zeitreihe untersucht wird, erfolgt zunächst eine beispielhafte Analyse der Schwerewellenaktivität über der Esrange für zwei ausgewählte Kampagnen, einer Sommer- und einer Winterkampagne. Für alle Messungen sind nach Möglichkeit Wellenanalysen mittels der gemessenen Temperaturprofile durchgeführt worden. Die Integrationszeit zur Berechnung der Temperaturprofile beträgt eine Stunde, wobei zwei aufeinander folgende Profile einen zeitlichen Abstand von jeweils 15 Minuten besitzen. Mittels Splinefitverfahren sind glatte Referenzprofile bestimmt und aus den Temperaturresiduen die potentielle Energiedichte der Schwerewellen und das Spektrum der vertikalen Wellenlänge berechnet worden.

7.2.1 Jahreszeitlicher Vergleich

Die erste Beispielkampagne ist die Sommerkampagne vom Juli/August 2002. Aus den Messungen von 32 Tagen sind insgesamt 421 Temperaturprofile zur Wellenanalyse berechnet worden.

Die Entwicklung der $GWPE_{vol}$ in unterschiedlichen Höhenintervallen ist in Abb. 7.5 dargestellt.

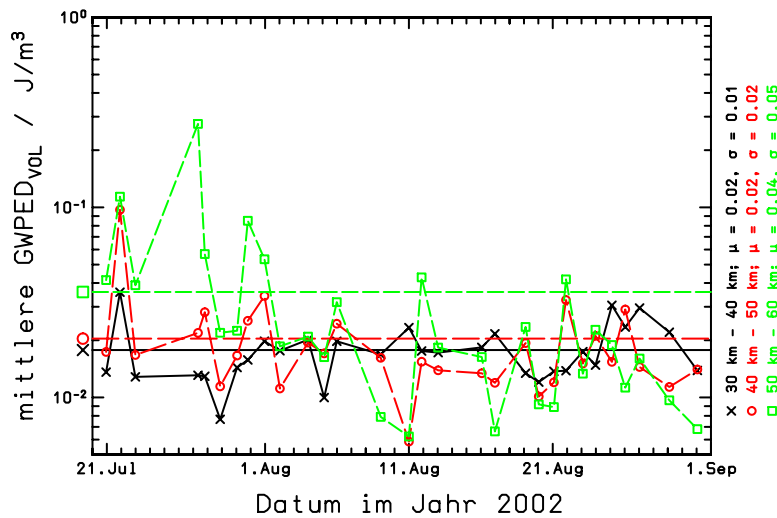


Abbildung 7.5: Zeitliche Entwicklung der $GWPE_{vol}$ in unterschiedlichen Höhenniveaus während der Sommerkampagne Juli/August 2002 (schwarz: 30 – 40 km, rot: 40 – 50 km, grün: 50 – 60 km). Die Mittelwerte der einzelnen Interalle sind als waagerechte Linien eingezeichnet und am linken Rand mit dem zugehörigen Symbolen gekennzeichnet.

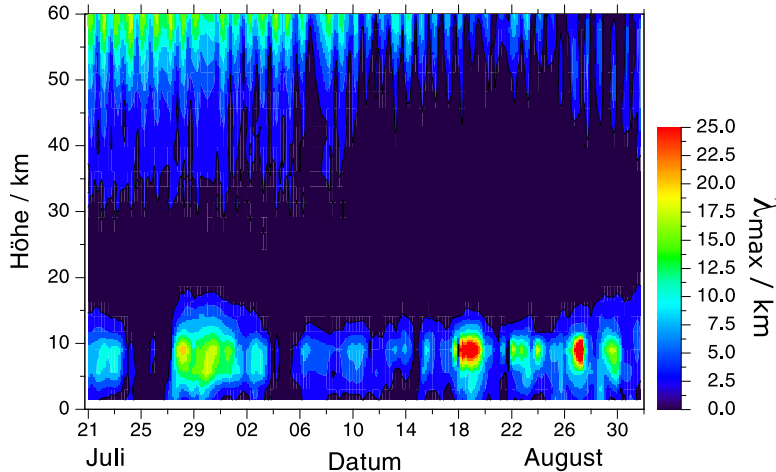


Abbildung 7.6: Maximale vertikale Wellenlänge λ_{max} , die aufwärts propagieren kann, unter der Annahme zonaler Wellenausbreitung für den Kampagnenzeitraum Juli/August 2002. Die Konturlinie für $\lambda_{max} = 2,5$ km ist eingezeichnet.

potentiellen Energiedichten der Wellen in großen Höhen wieder. Während der Mittelwert für die unteren beiden Höhen bei $\mu = 0,02 J/m^3$ liegt, beträgt er für das oberste Niveau den doppelten Wert von $\mu = 0,04 J/m^3$.

Geht man von einer ganzjährigen, gleichmäßigen Anregung orographischer Schwerewellen aus,

Trotz des hohen Sonnenuntergrundes während der Sommermessungen ist es möglich, Temperaturen für die drei Höhenintervalle mittlere Stratosphäre (30 – 40 km), obere Stratosphäre (40 – 50 km) und untere Mesosphäre (50 – 60 km) zu berechnen und somit Wellenanalysen auch in der unteren Mesosphäre durchzuführen. Dies ist von besonderem Interesse, weil im polaren Sommer Schwerewellen die Mesopausentemperatur maßgeblich beeinflussen. Die potentielle Energiedichte der Schwerewellen ist in den unteren beiden Höhen (30 – 40 km und 40 – 50 km) bis Anfang August deutlich niedriger als im obersten Niveau (50 – 60 km). Erst ab ungefähr Anfang August nimmt die $GWPE_{vol}$ im oberen Intervall ab und sinkt bis Mitte August auf niedrigere Werte als in den anderen beiden Höhen. Gleichzeitig setzt ein leichter Anstieg der potentiellen Energiedichte der Schwerewellen in der mittleren Stratosphäre ein, der ab ungefähr dem 25. August dazu führt, dass die potentiellen Energiedichte der Schwerewellen mit der Höhe abnimmt. Die Mittelwerte der $GWPE_{vol}$ in den einzelnen Höhen werden im Wesentlichen durch die Werte bis Mitte August bestimmt und spiegeln somit die hohen

so müssen die Änderungen in der Wellenbeobachtung auf veränderte Ausbreitungsbedingungen zurückzuführen sein. Wie in Kap. 2.2.1 beschrieben, hängt die vertikale Ausbreitung interner Schwerewellen von Windstärke und -richtung des mittleren Hintergrundwindes ab. Die gemäß Gl. (5.6), S. 47 unter der Annahme einer rein zonalen Ausbreitung der Schwerewellen bestimmte maximale vertikale Wellenlänge, die aufwärts propagieren kann, ist in Abb. 7.6 für den Kampagnenzeitraum dargestellt.

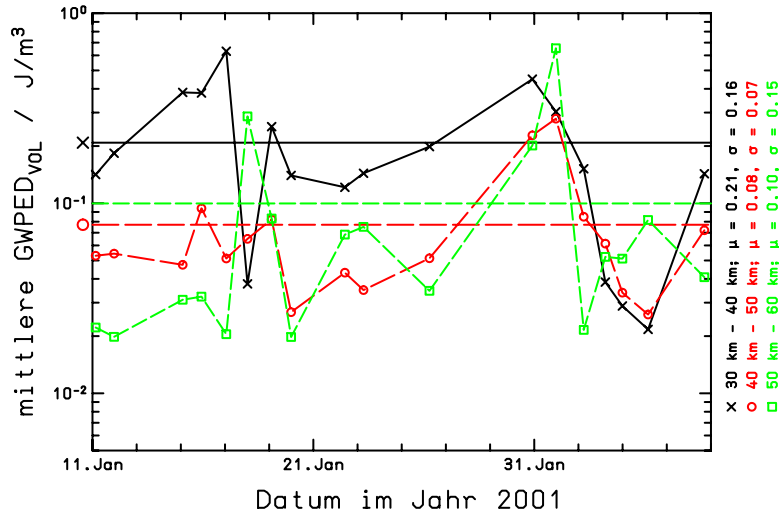


Abbildung 7.7: Zeitliche Entwicklung der $GWPED_{vol}$ für Januar und Februar 2001 (vgl. Abb. 7.5).

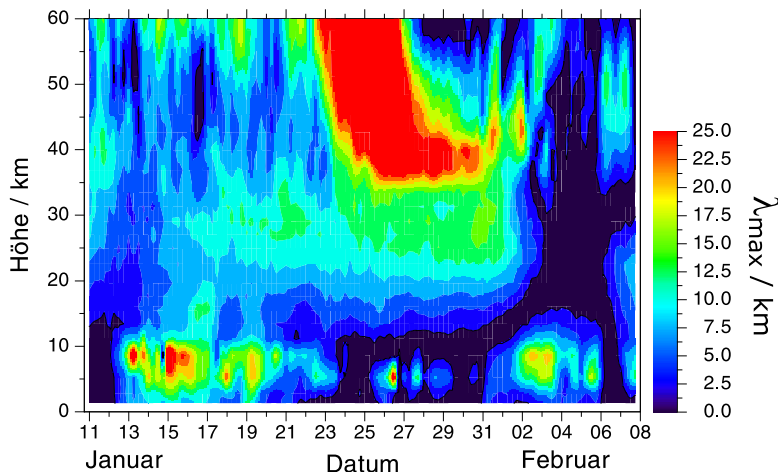


Abbildung 7.8: Maximale vertikale Wellenlänge λ_{max} , die aufwärts propagieren kann, unter der Annahme zonaler Wellenausbreitung für den Kampagnenzeitraum Januar/Februar 2001. Die Konturlinie für $\lambda_{max} = 2,5$ km ist eingezeichnet.

den Lidardaten bestimmt werden kann, wird die maximale Wellenlänge λ_{max} möglicherweise unterschätzt. Demnach kann die beobachtete Zunahme der Energiedichte auf Schwerewellen zurückzuführen sein, deren Ausbreitungsbedingungen nicht vollständig erfasst werden kann.

Während der gesamten Messkampagne liegt λ_{max} in der unteren Stratosphäre (zwischen 15 und 30 km Höhe) unterhalb von 2,5 km und unterbindet somit die Ausbreitung orographisch angeregter Schwerewellen. Oberhalb von 30 km Höhe jedoch steigt die maximale Wellenlänge kontinuierlich an und ermöglicht die vertikale Ausbreitung von Schwerewellen innerhalb der mittleren und oberen Stratosphäre bis hin in die Mesosphäre. Im Laufe der Messkampagne nimmt die Transparenz der Atmosphäre auch in der oberen Strato- und unteren Mesosphäre ab, und ab dem 10. August reicht die Höhe der kritischen Niveaus bis zur Stratopause.

Dies korreliert mit der abnehmenden $GWPED_{vol}$ in der unteren Mesosphäre ab Anfang August. Die leichte Zunahme der $GWPED_{vol}$ in der mittleren Stratosphäre kann mit der Änderung der maximalen Wellenlänge λ_{max} nicht direkt erklärt werden. Die Troposphäre weist gegen Ende August bessere Ausbreitungsbedingungen für orographisch angeregte Schwerewellen auf. Da jedoch die Ausbreitungsrichtung der Schwerewellen nicht bekannt ist und auch nicht aus

Im Gegensatz zu den Sommermessungen zeigen Wintermessungen in der Regel deutlich größere Wellenaktivität, wie dies bereits von Zahn und Meyer [1989] mittels Raketenmessungen festgestellt haben. Ein charakteristisches Beispiel sind die Messungen im Januar und Februar 2001. Während 20 Messtagen konnten 379 Temperaturprofile zur Wellenanalyse bestimmt werden. Die berechneten $GWPED_{vol}$ -Werte sind in Abb. 7.7 dargestellt.

Die beobachtete mittlere potentielle Energiedichte der Schwerewellen erreicht deutlich größere Werte als während der Sommerkampagne 2002. Der Mittelwert in der mittleren Stratosphäre liegt mit $\mu = 0,21 \text{ J/m}^3$ eine Größenordnung über dem vergleichbaren Sommerwert. Die Unterschiede in den oberen Atmosphärenniveaus sind nicht so stark ausgeprägt, der Wert für die obere Stratosphäre ist mit auf $\mu = 0,08 \text{ J/m}^3$ um einen Faktor 4 angestiegen und selbst in der unteren Mesosphäre ist die mittlere $GWPED_{vol}$ mit $\mu = 0,10 \text{ J/m}^3$ mehr als doppelt so hoch wie der Sommerwert. Zu Beginn der Messkampagne ist die $GWPED_{vol}$ in der mittleren Stratosphäre neun Tage lang relativ hoch, einzige Ausnahme bildet der 18. Januar. Nachfolgend sinkt die potentielle Energiedichte der Schwerewellen ein wenig ab, erreicht aber am 31. Januar erneut ein Maximum, bevor sie vollends absinkt. Dieses zweite Maximum fällt mit dem Auftreten einer Stratosphärenenerwärmung zusammen (vgl. Abb. 7.2). Nahezu durchgängig verläuft die beobachtete $GWPED_{vol}$ in allen drei betrachteten Höhenbereichen parallel, wobei allerdings in den Absolutwerten deutliche Unterschiede auftreten.

Unter der Annahme sich zonal ausbreitender Schwerewellen wird die maximale vertikale Ausbreitungswellenlänge λ_{max} berechnet. Abb. 7.8 zeigt deren Entwicklung. Vom 12. bis 21. Januar ist die gesamte Atmosphäre vom Boden bis in die untere Mesosphäre transparent für vertikal propagierende Schwerewellen. λ_{max} liegt deutlich oberhalb von 2,5 km. Insbesondere die Troposphäre erlaubt ein Aufsteigen großer vertikaler Wellenlängen und beim Übergang in die Stratosphäre tritt kein kritisches Niveau auf. Während diesen Zeitraums treten die hohen $GWPED_{vol}$ -Werte auf. Vom 23. Januar an ist die Troposphäre nicht mehr transparent, wohingegen die maximale vertikale Wellenlänge oberhalb von 30 km Höhe deutlich ansteigt. Auch während der Stratosphärenenerwärmung am 31. Januar können keine orographisch angeregten Wellen aufsteigen, wohl aber Wellen, die in der mittleren Stratosphäre angeregt werden. Die beobachtete hohe potentielle Energiedichte rührt demnach nicht von Bergwellen her, sondern von Schwerewellen, die in der Stratosphäre angeregt werden. Ab dem 2. Februar steigt die Höhe des kritischen Niveaus immer weiter an, bis es nahezu die gesamte Stratosphäre erfasst. Dies korreliert deutlich mit dem niedrigen $GWPED_{vol}$ -Werten, die ab dem 2. Februar beobachtet werden.

7.2.2 Langfristige Untersuchung

Neben den beiden dargestellten Messkampagnen ist die Wellenanalyse auch für alle weiteren Messdaten des UBonn Lidars auf der Esrange durchgeführt worden. Der zeitliche Verlauf der $GWPED_{vol}$ in den drei betrachteten Höhenintervallen sowie die spektrale Untersuchung ist für jede Kampagne einzeln im Anhang B dargestellt. Die $GWPED_{vol}$ -Werte für die unterschiedlichen Höhenintervalle sind über die einzelnen Kampagnen gemittelt worden, so dass für jede Kampagne ein Mittelwert der $GWPED_{vol}$ sowie die zugehörige geophysikalische Variabilität in drei Höhenbereichen vorliegt. Für die mittlere Stratosphäre und die untere Mesosphäre sind diese Werte in Abb. 7.9 dargestellt. Die Jahreszahlen markieren den Beginn eines Jahres. Die Messpunkte über den Jahreszahlen geben die Werte der Winterkampagnen, die zwischen den Jahreszahlen die Werte der Sommerkampagnen wieder. Sommerkampagnen sind überdies mit einem vertikalen Strich gekennzeichnet. Die Zeiträume der einzelnen Kampagnen sind sehr unterschiedlich. Die Winterkampagnen 1997 und 1998 umfassen Messungen von Januar – März,

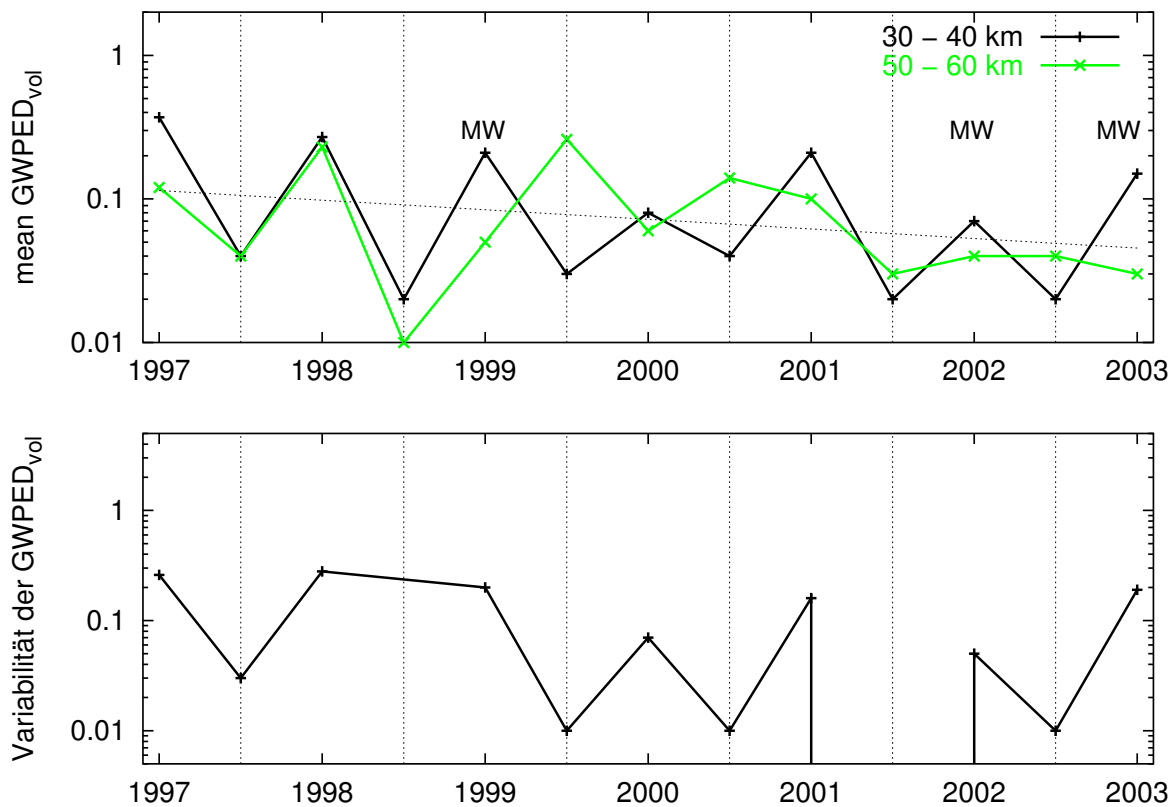


Abbildung 7.9: Mittelwert und Variabilität der $GWPED_{vol}$ für die einzelnen Messkampagnen in zwei unterschiedlichen Höhenbereichen sowie ein linearer Fit (dünn gestrichelte Linie) an die logarithmierten Daten der mittleren Stratosphäre (schwarze Linie). Senkrechte Striche markieren die Sommermessungen. Die Buchstaben MW bezeichnen Winter in denen ein Major Warming aufgetreten ist.

wohingegen die der Jahre 1999, 2001 und 2003 nur Daten der Monate Januar und Februar enthalten. Zeitlich umfassender - wenn auch nicht zwangsläufig größer - sind die Datensätze der Winter 2000 und 2002. Der Winter 2000 enthält Daten von November 1999 bis Februar 2000, und der Winter 2002 fasst die beiden Kampagnen vom Dezember 2001 und Januar/Februar 2002 zusammen. Sämtliche Sommerkampagnen umfassen Daten der Monate Juli und August. Lediglich im Jahr 2000 entstammen die Sommerdaten dem Monat Mai. Die Anzahl der verwendeten Messnächte ist für jede Kampagne unterschiedlich. Im Juli/August 1998 ist z. B. nur ein Messlauf der gesamten Kampagne für diese Auswertung verwertbar oder im Mai 2000 sind dies lediglich zwei Messnächte, wohingegen 42 Messnächte der Kampagne Januar – März 1997 vorliegen.

Beginnend im Winter 1997 zeigt die mittlere Stratosphäre (30 – 40 km, schwarze Linie) deutliche Maxima der potentiellen Wellenenergiedichte im Winter und Minima während der Sommermessungen. Bis zum Januar/Februar 1999 folgt die untere Mesosphäre (50 – 60 km, grüne Linie) dem Verhalten in niedrigeren Höhen mit durchwegs kleineren Werten. Dies deutet darauf hin, dass in den untersuchten Höhenbereichen die gleichen Wellen beobachtet werden, wobei die potentielle Energie der Wellen mit der Höhe abnimmt, diese sich also nur gedämpft aus-

breiten können oder brechen. Dieses Verhalten wird sowohl im Sommer als auch im Winter beobachtet und ist somit unabhängig von der Jahreszeit. Vom Juli/August 1999 an verlaufen die potentiellen Wellenenergien in den unterschiedlichen Höhen antikorreliert. Die mittlere potentielle Wellenenergie in der mittleren Stratosphäre ist im Winter höher als im Sommer, und dies gilt umgekehrt für die untere Mesosphäre. Aufgrund der vorherrschenden Windregime in unterschiedlichen Höhen, dringen im Sommer kaum orographisch angeregten Wellen in die obere Stratosphäre vor. Eine Windumkehr von 180° führt zur Ausbildung kritischer Niveaus. In der Winteratmosphäre hingegen dreht die stratosphärische Zirkulation um und verläuft gleichgerichtet mit dem troposphärischen Wind, so dass Schwerewellen von der Troposphäre ausgehend oberhalb von 30 km beobachtet werden. Aufgrund der exponentiellen Amplitudenzunahme mit der Höhe können diese im Bereich der mittleren Atmosphäre instabil werden und brechen, so dass diese deutlich stärker in der mittleren Stratosphäre auftreten als in der unteren Mesosphäre.

Die niedrigen $GWPED_{vol}$ Werte im Dezember 2001 und Januar/Februar 2002 rühren von einer sehr frühen starken Stratosphärenenerwärmung im Dezember 2001 her, die nachfolgend zu einer Windumkehr in der Stratosphäre geführt und somit kritische Niveaus erzeugt hat, so dass orographisch angeregte Schwerewellen nicht über die mittlere Stratosphäre hinaus vorgedrungen sind. Dass eine starke Stratosphärenenerwärmung jedoch keine hinreichende Bedingung für niedrige $GWPED_{vol}$ ist, zeigen die Winter Januar/Februar 1999 und Januar/Februar 2003, in denen trotz eines Major Warmings die gemessene potentielle Energiedichte der Schwerewellen hoch war.

Die Variabilität der beobachteten Mittelwerte der $GWPED_{vol}$ zeigt eine deutliche Korrelation mit den Mittelwerten, was darauf hinweist, dass das Grundniveau der potentiellen Energiedichte der Wellen niedrig ist und große Werte der $GWPED_{vol}$ durch Einzelereignisse erzeugt werden, an denen die Wellenaktivität außergewöhnlich hoch ist. Wäre die Wellenaktivität gleichbleibend hoch, so würde auch bei hohen Mittelwerten der $GWPED_{vol}$ eine niedrige Variabilität auftreten. Im Sommer 2001 ist die Variabilität so niedrig, dass sie bei der gewählten Skala nicht dargestellt werden kann.

Die an den dekadischen Logarithmus der $GWPED_{vol}$ gefittete Gerade ergibt eine Zeitkonstante von $\tau = -30 \text{ Jahr}^{-1}$. Der folglich exponentielle Abfall der $GWPED_{vol}$ beinhaltet eine Abnahme der potentiellen Energiedichte auf die Hälfte innerhalb von ca. 4,6 Jahren. Änderungen der Schwerewellenaktivität werden in der Regel durch Änderungen der Ausbreitungsbedingungen bestimmt, denn orographisch angeregte Schwerewellen werden bei jedem Windstrom über ein Gebirge erzeugt. Ein Mechanismus, der Einfluss auf die Ausbreitungsbedingungen von Schwerewellen nimmt und die Troposphäre mit der Stratosphäre koppelt ist die Nord-Atlantik-Oszillation (NAO). Sie beschreibt den Druckunterschied zwischen dem Islandtief und dem Azorenhoch. Die Schwankungen, denen dieser Druckunterschied unterliegt, können im sog. NAO-Index erfasst werden [Hurrell, 1995]. Sind die beiden Druckgebiete stark ausgeprägt, so dass eine große Druckdifferenz existiert, so ist dies mit einem hohen NAO-Index verbunden. Ambaum und Hoskins [2002] zeigen, dass eine Zunahme des NAO-Index zu einem stärker ausgeprägten polaren Vortex führt. Ein stark ausgeprägter polarer Vortex jedoch bietet gute Ausbreitungsbedingungen für vertikal aufsteigende Schwerewellen. In Abb. 7.10 ist die Entwicklung des NAO-Index von 1825 bis 2002 im jährlichen Mittel (schwarze Linie) sowie ein 11-jähriger Mittelwert (rote Linie) dargestellt, wobei der NAO-Index Jones et al. [1997] entnommen ist. Seit Beginn der 90er Jahre des letzten Jahrhunderts zeigt der langjährige gemittelte NAO-Index eine Abnahme, die bis zum Ende des Datensatzes anhält. Jedoch reichen die gemittelten Daten aufgrund der langen Mittelungszeit lediglich bis 1997, so dass hierin kein zeitlicher Überlapp mit den Lidardaten besteht. Gleichwohl zeigen aber die Jahresmittelwerte

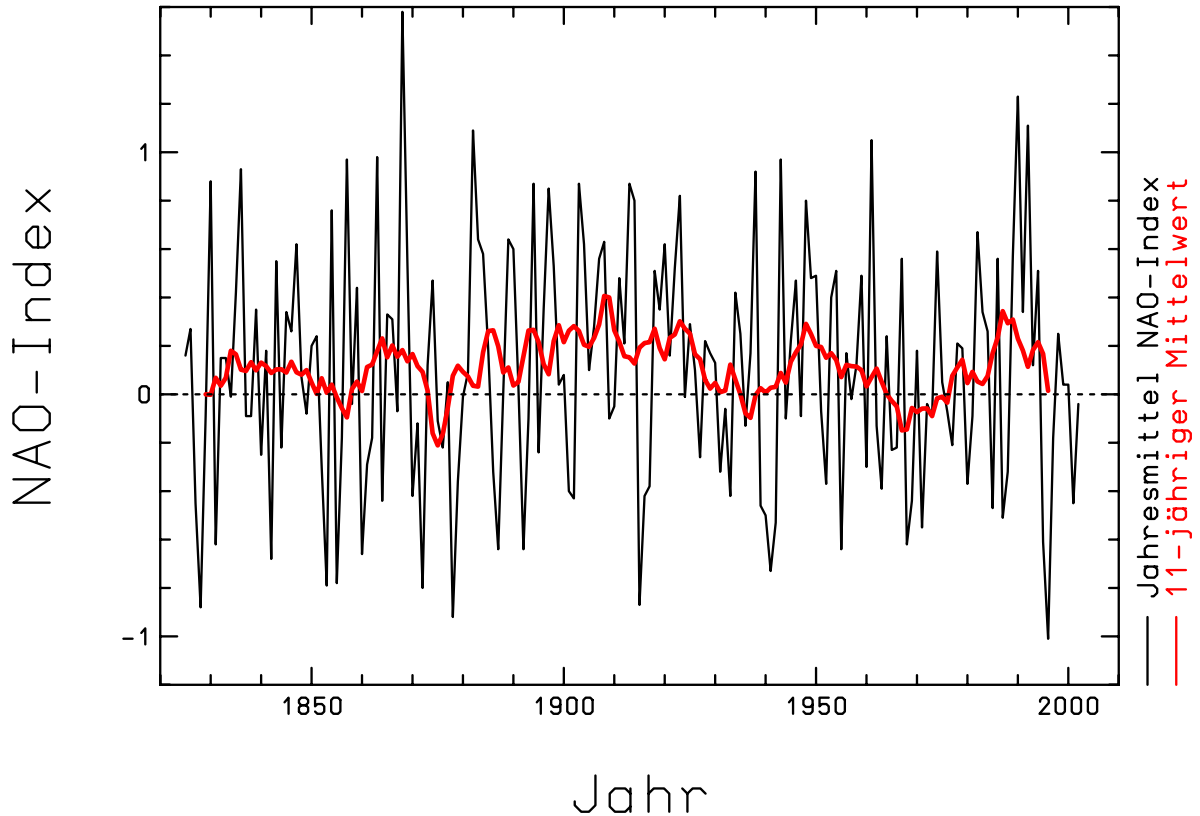


Abbildung 7.10: Entwicklung des NAO-Index von 1825 – 2002. Dargestellt sind die Jahresmittelwerte (schwarze Linie) und ein 11-jähriger gleitender Mittelwert (rote Linie), der als Tiefpassfilter wirkt.

des NAO-Index nachfolgend eine starke Abnahme, so dass die Vermutung berechtigt erscheint, dass das langzeitige Mittel auch weiterhin absinken wird. Mit der Nord-Atlantik-Oszillation ist somit ein Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen zur Erklärung der beobachteten Abnahme der $GWPEd_{vol}$ gegeben.

7.2.3 Schwerewellenspektren

Neben der potentiellen Energiedichte der Schwerewellen $GWPEd_{vol}$ ist aus den Residuen jeweils das Spektrum der vertikalen Wellenlänge bestimmt worden. In Abb. 7.11 sind zwei Histogramme der Wellenlängen dargestellt, die im jeweiligen Spektrum die größte Temperaturamplitude besitzen. Das linke Histogramm ist aus Winterdaten berechnet, das rechte aus Sommerdaten. In den Winterkampagnen sind 3969 Spektren der vertikalen Wellenlänge λ_z berechnet worden. Die beobachtete Verteilung zeigt eine deutliche Dominanz der kurzen Wellenlängen im Bereich von 2 – 5 km. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei 4,8 km, der Median bei 3,9 km Wellenlänge. Zur Berechnung des Mittelwertes sowie des Medians sind nur Wellenlängen kleiner als 20 km berücksichtigt worden. Aufgrund der unterschiedlichen Maximalhöhe, die während der einzelnen Messungen erreicht wird, sind Beobachtungen von Wellenlängen größer als 20 km oftmals mathematische Artefakte. Darüberhinaus liegen die theoretischen Erwartungen der vertikalen Wellenlängen von Schwerewellen unterhalb von 20 km. Aufgrund der verwendeten Glättung bei der Temperaturberechnung verringert sich die vertikale Auflösung der Temperaturprofile von 150 m auf 1000 m. Demzufolge können auch

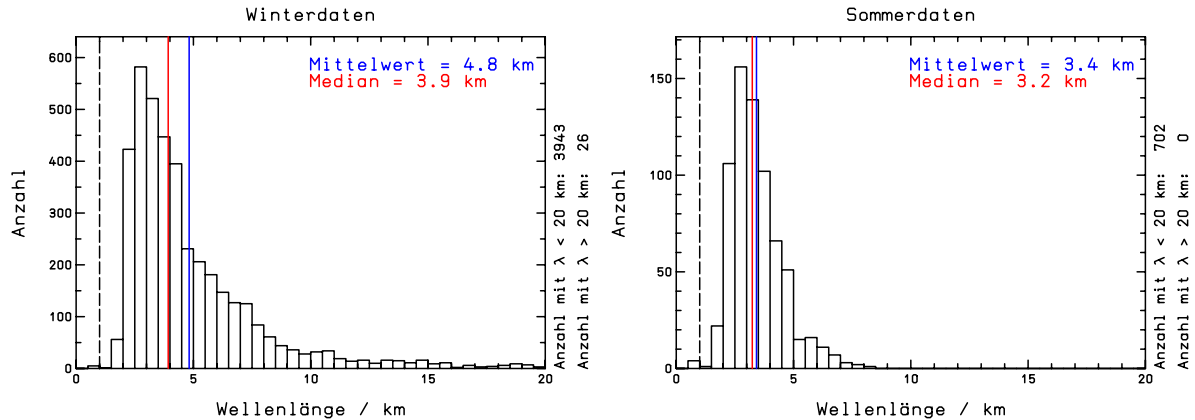


Abbildung 7.11: Histogramm der Wellenlängen mit der größten Amplitude aus sämtlichen Spektren aller Winter- bzw. Sommermesskampagnen. Vertikale gestrichelte Linien bei $\lambda = 1$ km markieren die minimale Auflösung aus den Lidarmessungen.

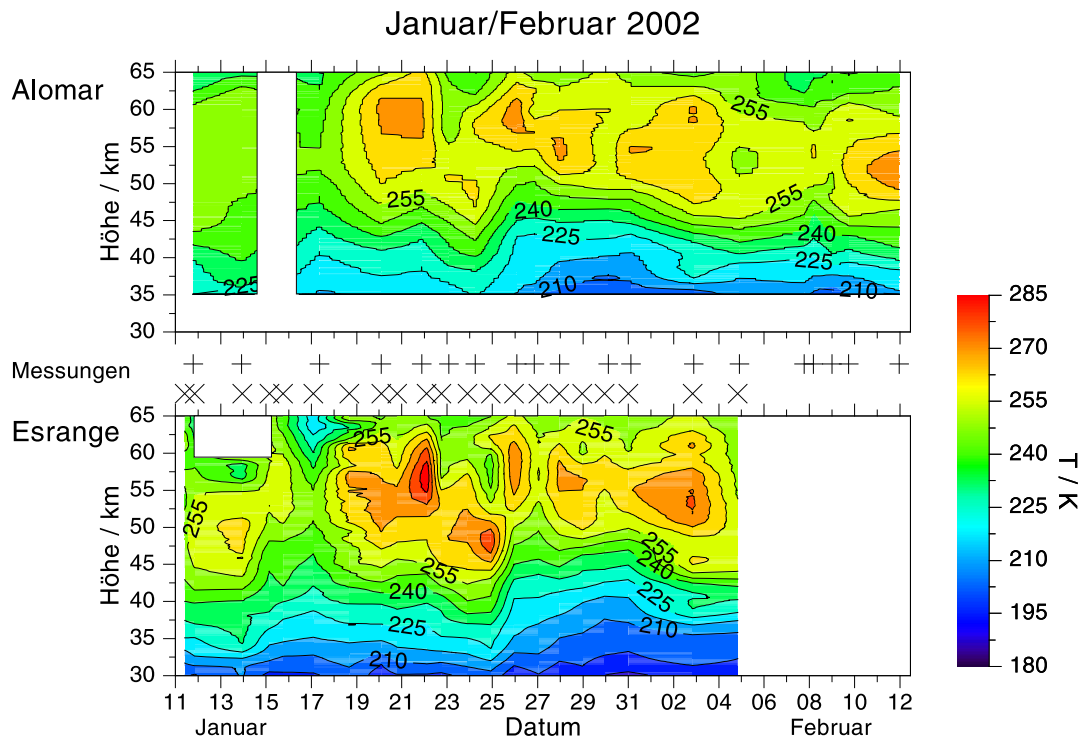
die vertikalen Wellenlängen von $\lambda_z = 1$ km oder niedriger nicht geophysikalische Beobachtung, sondern müssen ein Kunstprodukt des angewendeten Algorithmus sein. Der Datensatz der Sommerkampagnen ist mit 702 Spektren deutlich geringer als der der Winterkampagnen. Die Verteilung der maximalen Wellenlänge verläuft jedoch sehr ähnlich. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei 3,4 km und der Median bei 3,2 km Wellenlänge. Auch diese Verteilung wird im Wesentlichen durch kurzskalige Wellen dominiert. Im Vergleich zu den Wintermessungen fehlt der langskalige „Schwanz“ der Verteilung mit Wellenlängen von bis zu 20 km. Die Masse der beobachteten Schwerewellen zeigt unabhängig von der Jahreszeit einen kleinen Wert von ca. 3 – 5 km. Im polaren Winter treten darüberhinaus auch Wellen mit größerer vertikaler Wellenlänge auf. Werte zwischen 10 und 20 km vertikaler Wellenlänge machen ca. 3 – 5 % der Beobachtungen aus. Offenbar ist die auftretende vertikale Wellenlänge λ_z im Gegensatz zur potentiellen Energiedichte der Schwerewellen $GWPE_{vol}$ im Wesentlichen nicht von der Jahreszeit abhängig.

7.2.4 Simultane Lidarmessungen

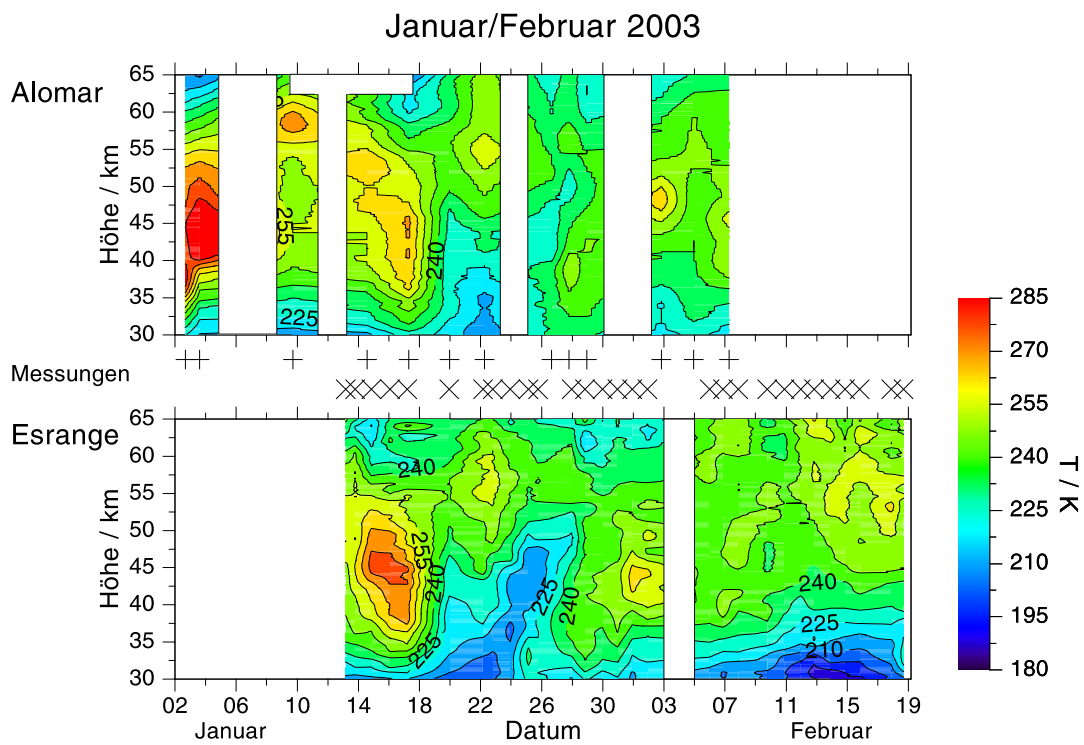
Zur weiteren Untersuchung orographisch angeregter Schwerewellen ist es hilfreich, Beobachtungen an zwei unterschiedlichen geographischen Orten zu vergleichen. Hierzu werden Wintermessungen mit dem UBonn Lidar auf der Esrange und dem ALOMAR RMR Lidar auf Andøya verwendet. Aufgrund der ostwärts gerichteten Winde, die in der polaren Troposphäre vorherrschen und weil die Esrange von zahlreichen Hügeln umgeben ist sowie westlich der Esrange der skandinavische Gebirgsrücken liegt, werden über der Esrange regelmäßig orographisch angeregte Schwerewellen erwartet, wohingegen westwärts von ALOMAR über einer Strecke von mehreren hundert Kilometern der Nordatlantik liegt, demzufolge keine orographischen Hindernisse vorhanden sind und somit dort kaum Leewellen auftreten können.

Die vorherrschenden Westwinde führen im Regelfall zu einer starken troposphärischen Bewölkung auf der norwegischen Seite der skandinavischen Berge und zu einem oftmals wolkenfreien Himmel auf der schwedischen Seite. Somit sind zeitgleiche Lidarmessungen auf beiden Seiten der Berge eher selten.

Zur Untersuchung des Einflusses der skandinavischen Berge auf die Anregung von Schwerewellen sind im Januar/Februar 2002 und 2003 zwei koordinierte Feldkampagnen mit dem UBonn



(a) Januar/Februar 2002



(b) Januar/Februar 2003

Abbildung 7.12: Temperaturentwicklung über ALOMAR und der Esrange für Januar/Februar 2002 und 2003. Messungen sind für ALOMAR mit (+)-Symbolen und für die Esrange mit (x)-Symbolen markiert.

Lidar auf der Esrange und dem ALOMAR RMR-Lidar auf Andøya durchgeführt worden. Der Datensatz aus dem Jahr 2002 umfasst 16 simultane Messungen, die von einer halben Stunde bis hin zu fast 18 Stunden andauert haben. Im Winter 2003 beträgt die Zahl der gleichzeitigen Messungen neun, wobei die einzelnen simultanen Messungen deutlich kürzer ausfallen. Die kürzeste beträgt wiederum eine halbe Stunde, die längste jedoch lediglich ungefähr sieben Stunden. Die Berechnung von Temperaturprofilen aus den Messungen erlaubt den Vergleich der Entwicklung der Temperaturstruktur über den beiden Messstationen. In Abb. 7.12(a) ist der Temperaturvergleich für die Kampagne im Winter 2002 und in Abb. 7.12(b) der für den Winter 2003 dargestellt. Die Abbildungen zeigen eine Übereinstimmung der groben Temperaturstruktur auf beiden Seiten der Berge während eines Jahres, was aufgrund der relativ kurzen Distanz der beiden Stationen von ca. 250 km zu erwarten ist. In der Feinstruktur jedoch sind Unterschiede erkennbar. Um die allgemeine meteorologische Situation darzustellen, soll im Folgenden das Hauptaugenmerk auf die gemeinsame Grobstruktur gelegt und somit ein zeitlich möglichst umfassendes Hintergrundbild erstellt werden.

Im Winter 2002 dominieren während des gesamten Beobachtungszeitraums stratosphärische Erwärmungen. Temperaturen von über 270 K werden regelmäßig erreicht. Ausgehend von der Stratosphärenenerwärmung im Dezember 2001 zeigt der Winter 2001/02 eine vollkommen gestörte Temperaturstruktur mit mehreren aufeinanderfolgenden Erwärmungen. Im Gegensatz dazu tritt eine Stratosphärenenerwärmung im Winter 2003 lediglich zu Beginn des Kampagnenzeitraums auf. Anfang Januar treten über ALOMAR Temperaturen von ca. 310 K auf und bis zum 18. Januar 2003 werden über beiden Stationen Temperaturen von 285 K und mehr beobachtet. Im Anschluss an diesen Zeitraum folgt eine zehntägige Periode, in der kalte Luft von unter 230 K bis in eine Höhe von über 50 km reicht. Erst ab Ende Januar setzt eine relativ ungestörte Temperaturstruktur für wenige Tage ein. Ab dem 5. Februar ist das beobachtete Temperaturprofil anhaltend nahezu isotherm über einen Höhenbereich von 40 – 70 km. Dieser Zustand ist die letzte Phase der Stratosphärenenerwärmung zu Beginn der Kampagne bevor die Atmosphäre wieder in einen ungestörten Zustand übergeht [vgl. Labitzke, 1981]. Beide Winter sind zu Beginn durch ein Major Warming bestimmt, was zu einer Windumkehr in der mittleren Stratosphäre geführt und somit die Ausbreitung für orographisch angeregte Schwerewellen behindert hat. Während im zweiten Winter die Erwärmung innerhalb einiger Tage abklingt, hält der gestörte Zustand in der ersten Kampagne an. Die unterschiedlichen Konsequenzen für die orographisch angeregten Schwerewellen können aus den Kampagnenmitteln der $GWPE_{vol}$ in verschiedenen Höhen abgelesen werden (vgl. Abb. B.12 und B.14 in Anhang B). Im Winter 2002 ist dieser in der mittleren Stratosphäre mit $\mu = 0,07 \text{ J/m}^3$ knapp halb so groß wie der Wert im darauf folgenden Winter 2003 mit $\mu = 0,15 \text{ J/m}^3$. In den größeren Höhen sind die Werte ähnlicher: $\mu = 0,05 \text{ J/m}^3$ (2002) und $\mu = 0,07 \text{ J/m}^3$ (2003) in der oberen Stratosphäre sowie $\mu = 0,05 \text{ J/m}^3$ (2002) und $\mu = 0,03 \text{ J/m}^3$ (2003) in der unteren Mesosphäre.

Für den weiteren Vergleich der beiden Messkampagnen und -stationen ist es sinnvoll, aus jeder Kampagne einen Tag mit einer langen, gleichzeitigen Messung zu wählen und diese einzeln zu betrachten. Hierzu werden die Messnacht vom 20./21. Januar 2002 und die vom 19./20. Januar 2003 gewählt. Am 20./21. Januar 2002 sind über neun Stunden simultaner Messungen erreicht worden, am 19./20. Januar 2003 über sieben Stunden. Neben der lang andauernden simultanen Messzeit zeichnen sich die ausgewählten Nächte durch eine gute Datenqualität aus, was sich in hoch reichenden Temperaturprofilen äußert. Die einzelnen, für die Wellenanalyse verwendeten Temperaturprofile sind in Abb. 7.13 gezeigt. Während der Messung im Jahr 2002 sind 35 Temperaturprofile auf Andøya mit einer Integrationszeit von einer Stunde und einem verschobenen Integrationsstartpunkt von jeweils 15 Minuten gewonnen worden, wohingegen auf der Esrange 31 solcher Profile vorliegen (Abb. 7.13 oben).

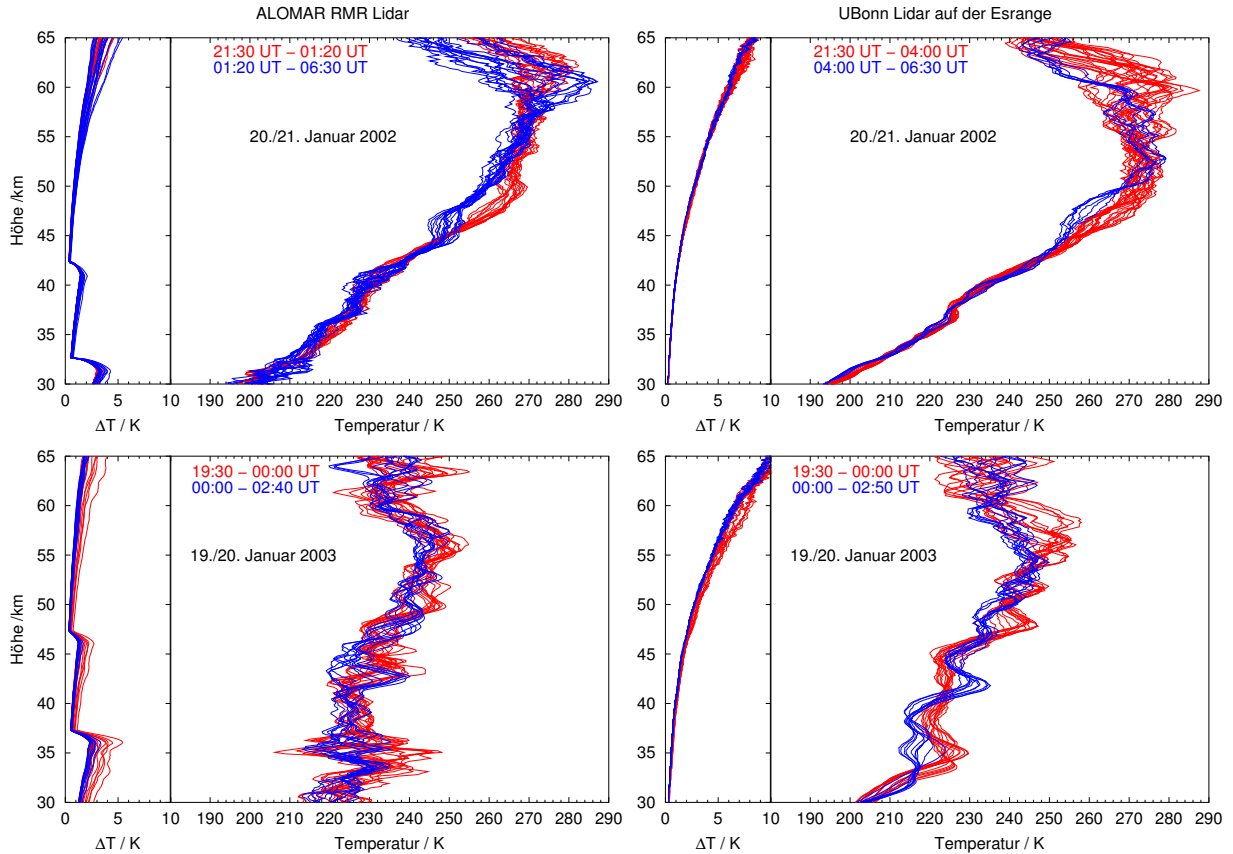


Abbildung 7.13: Temperaturprofile vom 20./21. Januar 2002 (obere Abbildungen) und vom 19./20. Januar 2003 (untere Abbildungen). Links sind die Daten des ALOMAR RMR Lidars, rechts die des UBonn Lidars dargestellt. Die Temperaturprofile sind Stundenmittel mit einem Versatz von jeweils 15 Minuten. Im linken Teil einer jeden Abbildung sind die Messfehler gezeigt.

Beide Abbildungen für das Jahr 2002 zeigen in der Stratosphäre nur sehr wenige und schwach ausgeprägte Wellensignaturen. Die Variabilität der Profile beträgt lediglich 5 – 10 K. Während die Daten des ALOMAR Lidars einen deutlichen Anstieg der Variabilität erst oberhalb von 60 km Höhe zeigen, beginnt dies auf der Esrange tiefer, bei ca. 45 km, knapp unterhalb der Stratopause.

Aus der Messung im nächsten Winter sind auf ALOMAR 29 und auf der Esrange 25 Profile berechnet worden (Abb. 7.13 unten). Ganz im Gegenteil zum Winter 2002 weisen die im Jahr 2003 betrachteten Temperaturprofile beider Stationen durchgehend Wellensignaturen auf. Die Variabilität reicht bis zu 25 K. Im Vergleich zu ALOMAR sind die über der Esrange gemessenen Wellensignaturen zeitlich konstanter. Es können Pakete gleichphasiger Wellen deutlicher beobachtet werden. Eine genauere Betrachtung der Esrange Daten zeigt, dass gleichphasige Wellenpakete zeitlich zusammengehören, wie dies aus der unterschiedlichen Markierung der einzelnen Temperaturprofile ersichtlich wird. Zeitlich getrennt sind die Profile nach Messungen vor und nach Mitternacht. Vor allem in der Stratosphäre ist die zeitliche Gruppierung der Wellenstruktur erkennbar. Im Gegensatz dazu zeigen die ALOMAR Daten eine zufällige Verteilung der Wellenstruktur, eine zeitliche Zuordnung ist nicht vorhanden. Die in den Temperaturen gesehenen Unterschiede finden sich auch in den $GWPE_{vol}$ -Profilen wieder. Abb. 7.14 zeigt die mittleren Profile der potentiellen Energiedichte der Schwerewellen für die beiden ausgewählten Kampagnentage über beiden Messstationen.

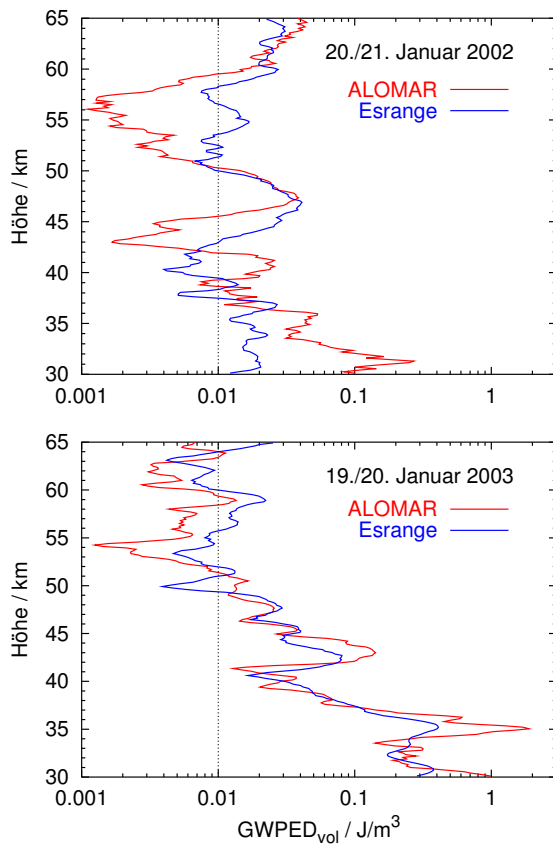


Abbildung 7.14: Vergleich der $GWPED_{vol}$ -Profile für beide Fallbeispiele. Die Daten von 2002 sind in der oberen Abbildung dargestellt, die von 2003 in der unteren. Die rote Linie repräsentiert die ALOMAR Messungen, die blaue Linie jene von der Esrange.

den und somit auch an den nordnorwegischen Inseln, die sich deutlich vom Nordatlantik abheben.

7.3 Wellen und Wolken

Zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Wolken in der polaren Stratosphäre und Schwerewellen werden zuerst die beobachteten PSCs mittels Rückstreuverhältnis und Aerosoldepolarisation klassifiziert. Die daraus erhaltenen Informationen über die notwendigen Atmosphärentemperaturen, die zur Existenz der beobachteten Wolken unterschritten werden müssen, werden mit den Analysedaten des ECMWF verglichen. Dieser Vergleich liefert Aussagen darüber, ob die PSCs aufgrund der mittleren meteorologischen Situation entstanden, also synoptischen Ursprungs oder durch Leewellen induziert sind und erlaubt eine Einschätzung des Einflusses von Wellen auf die Bildung von PSCs im Lee der skandinavischen Berge.

Während im Jahr 2002 die $GWPED_{vol}$ nahezu über den gesamten Höhenbereich im Mittel bei einem niedrigen Wert von ca. $0,01 \text{ J/m}^3$ liegt, beginnt die $GWPED_{vol}$ im Jahr 2003 bei deutlich größeren Werten und fällt erst in einer Höhe von ca. 50 km auf einen mittleren Wert von $0,01 \text{ J/m}^3$ ab, unterschreitet diesen jedoch in der Mesosphäre. In 2002 tritt nur eine sehr geringe Wellenaktivität zu Tage, deren potentielle Energiedichte mit zunehmender Höhe nicht abnimmt, während im Beispiel aus 2003 in der mittleren Stratosphäre deutliche Wellenaktivität mit einer um ein bis zwei Größenordnungen höheren Energiedichte beobachtet wird. Mit zunehmender Höhe jedoch verlieren die Wellen ihre Energie.

Beide Beispieltage repräsentieren die allgemeine Situation während der beiden Messkampagnen. Der Winter 2002 ist durch eine überaus geringe Schwerewellenaktivität charakterisiert wohingegen der Winter 2003 mehr Wellen aufweist. Die Wellen sind auf beiden Seiten der Berge ähnlich aber bei Weitem nicht identisch, was darauf schließen lässt, dass in den untersuchten Fällen die skandinavischen Berge Einfluss auf die beobachteten Schwerewellen haben. Weil jedoch auch in den ALOMAR-Daten Wellensignaturen beobachtbar sind, können die skandinavischen Berge nicht die einzige Quelle sein. Vielmehr müssen Schwerewellen bei jeder orographischen Erhebung angeregt werden

7.3.1 PSC-Beobachtungen und Klassifizierung

Polare Stratosphärenwolken wurden mit dem UBonn Lidar auf der Esrange von Januar – März 1997, im Januar und Februar 1998, im Dezember 1999, im Januar und Februar 2000, im Januar und Februar 2001, im Dezember 2001 und im Januar 2003 beobachtet. Wie in Müller [1999] dargelegt, fielen die meisten PSC-Beobachtungen der Messkampagne Januar – März 1997 in den Januar, wenige in den Februar und nur eine Beobachtung in den März. Ebenso fanden nahezu alle PSC-Beobachtungen während der Winterkampagne 1998 innerhalb einer Woche des Januars statt und lediglich einmal konnte im Februar eine PSC detektiert werden [Siebert, 2000]. Im Januar und Februar 2000 wurden PSCs nahezu durchgängig während der gesamten Kampagne beobachtet. Lediglich an zwei der zehn Messtage traten keine PSCs auf. Anders verhielt es sich im Januar und Februar 2001. Während acht der 21 Messnächte konnten polare Stratosphärenwolken mit dem Lidar gemessen werden. Diese Wolkenbeobachtungen traten vornehmlich zu Beginn der Kampagne auf. Ebenfalls zu Beginn der Kampagne im Dezember 2001 waren fast kontinuierlich PSCs über der Esrange, so dass diese an elf von 15 Messnächten beobachtet werden konnten. Erst gegen Ende der Kampagne, mit Einsetzen eines Major Warmings, lösten sich diese Wolken auf. Infolge dieser Stratosphärenenerwärmung blieb das Temperatur- und Windfeld den folgenden Januar und Februar über gestört und verhinderte so ein Abkühlen der Stratosphäre, das zur Bildung weiterer PSCs hätte führen können. Die bisher letzten PSC-Beobachtungen fanden Anfang Januar 2003 statt, die sich jedoch nur auf zwei Tage zu Beginn der Messkampagne erstreckten.

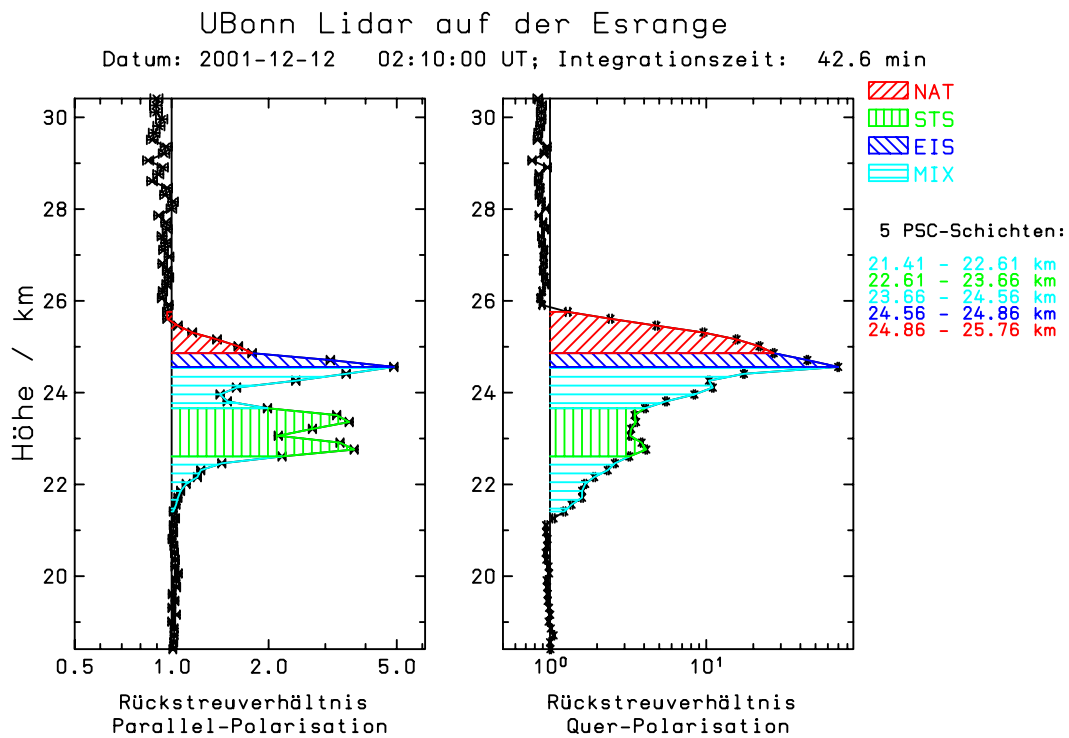
Unter Anwendung der in Kap. 5.1, Tab. 5.3, S. 41 getroffenen Klassifikationskriterien, können alle beobachteten Stratosphärenwolken der Jahre 1998 – 2003² typisiert werden. Dabei treten sowohl Messungen auf, in denen Wolken nur eines Typs vorkommen, als auch Messungen, die Mischwolken aus Schichten unterschiedlicher Typen zeigen.

Abb. 7.15(a) zeigt eine PSC vom 12. Dezember 2001, die alle vorkommenden Konstituenten in Rein- und in Mischform enthält und eine Ausdehnung von ungefähr 21,5 – 26,0 km Höhe erreicht. Die meisten über der Esrange beobachteten PSCs bestehen aus mehreren Konstituenten und zeigen solch eine geschichtete Struktur. Insofern kann die PSC-Beobachtung in Abb. 7.15(a) als eine typische polare Stratosphärenwolke betrachtet werden.

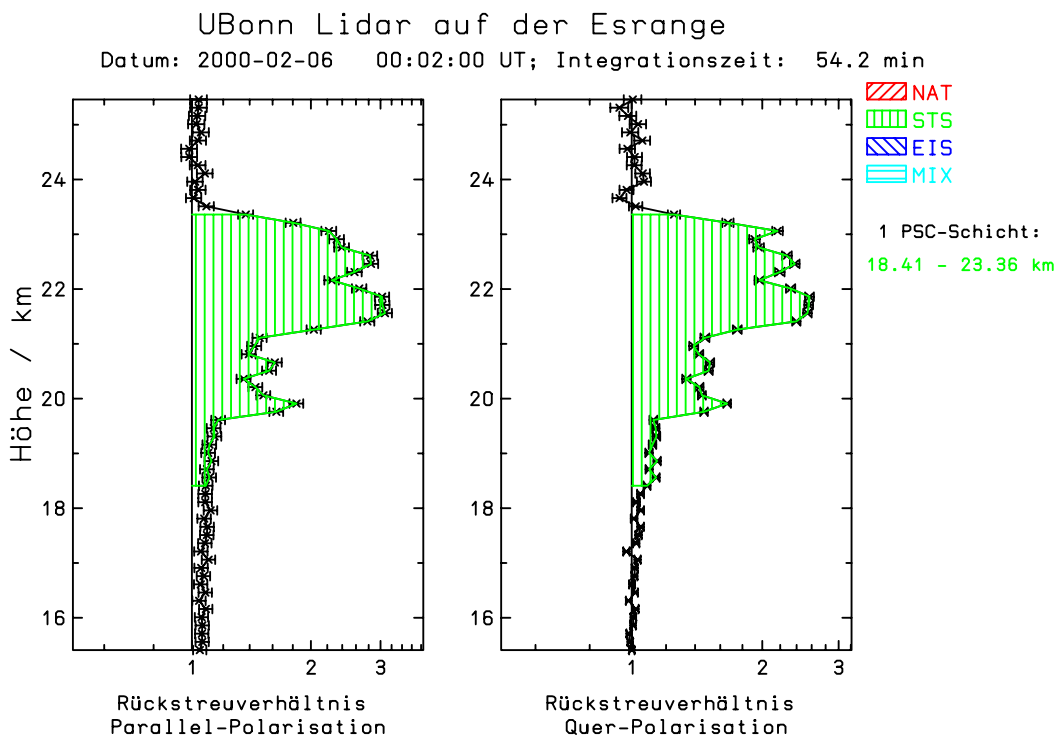
Die unteren 1,2 km der PSC bestehen aus einer Mischung der verschiedenen Konstituenten. Oberhalb dessen folgt eine 1 km breite Schicht, die als STS klassifiziert ist, worüber wiederum eine 900 m breite Mischwolken-schicht existiert. Anschließend kann eine 300 m breite Eiswolke beobachtet werden, bevor die PSC mit einer 900 m breiten NAT-Schicht abschließt. Offenbar besteht die beobachtete Wolke sowohl aus STS- als auch aus NAT-Teilchen, die sich stellenweise so stark durchmischen, dass nicht mehr ein Konstituent eindeutig dominiert. Aus der Existenz der 300 m breiten Eiswolke kann geschlossen werden, dass in diesem Höhenbereich die Atmosphärentemperatur bis unter die Bildungstemperatur für Eis abgekühlt ist.

Neben den typischen Mischwolken treten zeitweise auch Wolken auf, die fast ausschließlich einen Konstituenten enthalten. Abb. 7.15(b) zeigt eine PSC-Beobachtung vom 6. Februar 2000, die sich über einen Höhenbereich von ungefähr 18,5 – 23,5 km erstreckt. Im Quer- und Parallelkanal ist die beobachtete Struktur der Wolke ähnlich und die Größe der beiden Rückstreuverhältnisse stimmt annähernd überein. Die beobachteten Parameter R^{\parallel} , R^{\perp} und δ_{Aer} klassifizieren diese Wolke über den gesamten Höhenbereich als STS-PSC. Bei einer reinen STS-Wolke, die nur aus runden Aerosolpartikeln besteht, erwartete man eine Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} = 0\%$ und somit kein Signal im Querkanal. Das jedoch deutlich vorhandene

²Die Daten der Winterkampagne Januar – März 1997 werden hier ausgeschlossen, da zu dieser Zeit der Aufbau des Experimentes noch nicht abgeschlossen gewesen ist und den Daten systematische Fehler anhaften (vgl. Anh. C, S. 117).



(a) Mischwolke aus NAT, STS und Eis



(b) Fast homogene STS Wolke

Abbildung 7.15: Unterschiedliche PSCs im Dezember 2001 und im Februar 2000. Dargestellt sind das Rückstreuverhältnis im Parallel- und im Querkanal für 532 nm Wellenlänge. Während die Wolke vom 12. Dezember 2001 alle drei möglichen Konstituenten NAT, STS und Wassereis in Rein- und Mischform enthält, besteht die Wolke vom 6. Februar 2000 fast homogen aus STS.

Quersignal, das zu einer Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} \approx 0,35\%$ führt, bedeutet somit, dass die Wolke entweder einen zusätzlichen, depolarisierenden Konstituenten enthält oder die Messung systematische Fehler aufweist. Um einen systematischen Fehler auszuschließen, wird der Parallelkanal betrachtet. In diesem Kanal ist unterhalb der PSC eine schwache Aerosolschicht von 16 – 18 km Höhe zu erkennen. Dies ist die sog. Junge³-Schicht. Die aus einer wässrigen Schwefelsäurelösung bestehenden Aerosole bilden in der Atmosphäre sphärische Tropfen, die somit keine Depolarisation zeigen können. Diese Erwartung wird in der Beobachtung auch erfüllt; im Querkanal erscheint die Schicht nicht. Daher kann ein systematischer Fehler bei der Depolarisationsmessung ausgeschlossen werden, was bedeutet, dass die Messungen in der PSC ebenfalls stimmen. Demnach enthält die als STS klassifizierte Wolke auch einige feste und somit depolarisierende Teilchen und erzeugt so das beobachtete Signal im Querkanal. Der Wert der Aerosoldepolarisation δ_{Aer} liegt im Bereich der Moleküldepolarisation $\delta_{Mol} = 0,35\%$ und ist somit deutlich niedriger als bei Wasser oder NAT-Wolken.

Diese Klassifikationsmethode für polare Stratosphärenwolken kann auf alle Messdaten der Jahre 1998 – 2003 angewendet werden. Aus dieser Klassifikation der Daten kann eine Statistik über die Häufigkeit des Auftretens einzelner PSC-Typen gewonnen, und die synoptische Temperatur, die der ECMWF-Analyse entstammt, mit der notwendigen Gleichgewichtstemperatur für den jeweiligen Wolkentyp verglichen werden. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abb. 7.16 dargestellt.

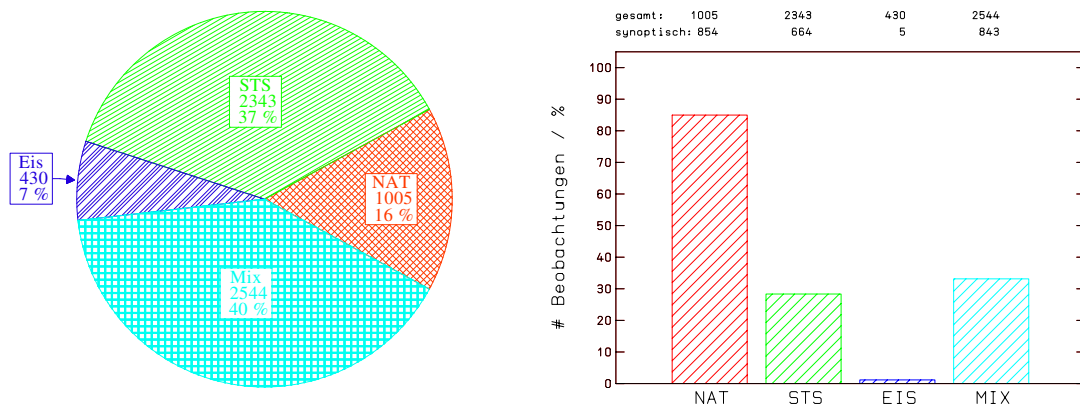


Abbildung 7.16: Häufigkeitsverteilung der unterschiedlichen PSC-Typen. Verwendet wurden die Daten der Jahre 1998 – 2003. Die linke Abbildung stellt die Häufigkeit des Auftretens der einzelnen PSC-Typen dar. Die rechte Abbildung zeigt die relative Anzahl der synoptisch erzeugten PSC-Beobachtungen. Dabei wurde $T_{Mix} = T_{STS}$ gewählt. Oberhalb der Abbildung sind die absoluten Zahlenwerte der gesamten und der synoptischen Beobachtungen angegeben.

Bei jeder PSC-Beobachtung ist für jedes Messintervall von 150 Metern Höhe der PSC-Typ bestimmt worden. Die relative Verteilung des Auftretens der einzelnen Typen während des Beobachtungszeitraums ist im linken Diagramm gezeigt. Dabei wird deutlich, dass Mischwolken mit 40 % am häufigsten beobachtet werden. Weiterhin treten vornehmlich STS-Wolken auf, deren relative Häufigkeit bei 37 % liegt. Die restlichen 23 % aller PSC-Beobachtungen verteilen sich auf NAT mit 16 % und mit 7 % auf Eiswolken.

Für die typisierten Wolkenschichten sind in der entsprechenden Höhe die zugehörigen Temperaturen aus den ECMWF-T106-Analysen mit den notwendigen Bildungstemperaturen aus Tab. 5.2, S. 38 verglichen und die Messpunkte gezählt worden, deren synoptische Temperatur unterhalb der entsprechenden Gleichgewichtstemperatur liegt. Die rechte Abbildung zeigt die

³Nach dem deutschen Physiker Christian Junge (1912 – 1996)

Tabelle 7.1: Relative Häufigkeiten einzelner PSC-Typen in den unterschiedlichen Kampagnen und im Mittel über alle Kampagnen. In Klammern angegeben ist die relative Zahl der synoptisch erzeugten PSCs des jeweiligen Typs.

Kampagne	relative Häufigkeit von			
	NAT (Typ Ia)	STS (Typ Ib)	Eis (Typ II)	Mischwolke
Jan-Mar 1998	13 % (90 %)	53 % (44 %)	4 % (3 %)	31 % (44 %)
Jan/Feb 2000	12 % (91 %)	54 % (36 %)	0 % (0 %)	34 % (5 %)
Jan/Feb 2001	14 % (91 %)	24 % (61 %)	17 % (2 %)	45 % (58 %)
Dez 2001	19 % (82 %)	33 % (13 %)	5 % (0 %)	43 % (25 %)
Jan/Feb 2003	2 % (0 %)	73 % (2 %)	0 % (0 %)	26 % (0 %)
Gesamt	16 % (85 %)	37 % (28 %)	7 % (1 %)	40 % (33 %)

relative Häufigkeit der synoptischen PSC-Beobachtungen, wobei auf der Ordinate die prozentuale Häufigkeit aufgetragen ist. Als Bildungstemperatur für Mischwolken sind die gleichen Temperaturen wie für STS angenommen worden.

Das Ergebnis zeigt, dass nur 33 % aller beobachteten Mischwolken synoptischen Ursprungs sind. Ähnliches gilt für STS-Wolken: lediglich 28 % können mittels der synoptischen Temperaturen erklärt werden; zur Erzeugung der restlichen 72 % sind Leewellen notwendig. Die Zahl der synoptisch erklärbaren Beobachtungen von Eis-PSC ist noch geringer: In nur 1 % aller Fälle liegt die synoptische Temperatur unterhalb der Gleichgewichtstemperatur für Eis; 99 % aller Eis-Beobachtungen benötigen Leewellen zur Erzeugung. NAT-Wolken hingegen werden vornehmlich synoptisch erzeugt: für 85 % der beobachteten NAT-Wolken reichen die ECMWF-Temperaturen zur Existenz, lediglich 15 % benötigen Wellenaktivität. Insgesamt ist die Existenz von 37 % aller PSC-Ereignisse mittels der synoptischen Temperaturstruktur erklärbar. 63 % hingegen benötigen Wellenaktivität zur Bildung und weiteren Existenz. Offenbar liegen über der Esrange die synoptischen Temperaturen im Regelfall zur PSC-Bildung zu hoch. Die Region um die Esrange ist jedoch eine sehr wellenaktive Gegend, so dass zahlreiche PSCs infolge von Abkühlung durch Leewellen auftreten. Tab. 7.1 fasst die Daten sowohl für die einzelnen Kampagnen als auch im Kampagnenmittel nochmals zusammen. Die angegebenen Prozentwerte beziehen sich auf die relative Anzahl der PSC-Beobachtungen eines Typs bzgl. der Gesamtzahl der beobachteten Stratosphärenwolken einer Kampagne, wohingegen die Prozentzahlen in Klammern sich auf die Anzahl der synoptisch erklärbaren Wolken pro Wolkentyp beziehen, d. h. im Dezember 2001 haben z. B. NAT-Wolken 19 % aller beobachteten PSCs ausgemacht, wobei 81 % dieser PSCs wiederum synoptisch erklärbar sind. Diese Ergebnisse stehen in gutem Einvernehmen mit den notwendigen Zeitkonstanten zur PSC-Bildung. Während NAT-Teilchen sehr lange Zeiten zur Bildung benötigen, können Eis-Teilchen nahezu instantan und somit in Wellen entstehen, sofern die notwendigen Temperaturen unterschritten werden.

Offensichtlich ist der Großteil der über der Esrange beobachteten PSCs nicht synoptischen Ursprungs, sondern durch Wellen induziert. Um die notwendige Amplitude der jeweiligen Temperaturwelle und somit den Einfluss der Wellen abschätzen zu können, sind in Abb. 7.17 die Anzahl der erklärbaren PSC-Beobachtungen gezeigt, unter der Annahme der jeweils angegebenen Wellenamplitude. Die angenommenen Atmosphärentemperaturen setzen sich dann aus dem jeweiligen ECMWF-Temperaturwert und der Wellenamplitude zusammen.

Die Teilabbildung oben links beschreibt die Beobachtungen, wenn keine Welle vorliegt und somit die Atmosphärentemperatur mit den ECMWF-Daten übereinstimmt. Anschließend fol-

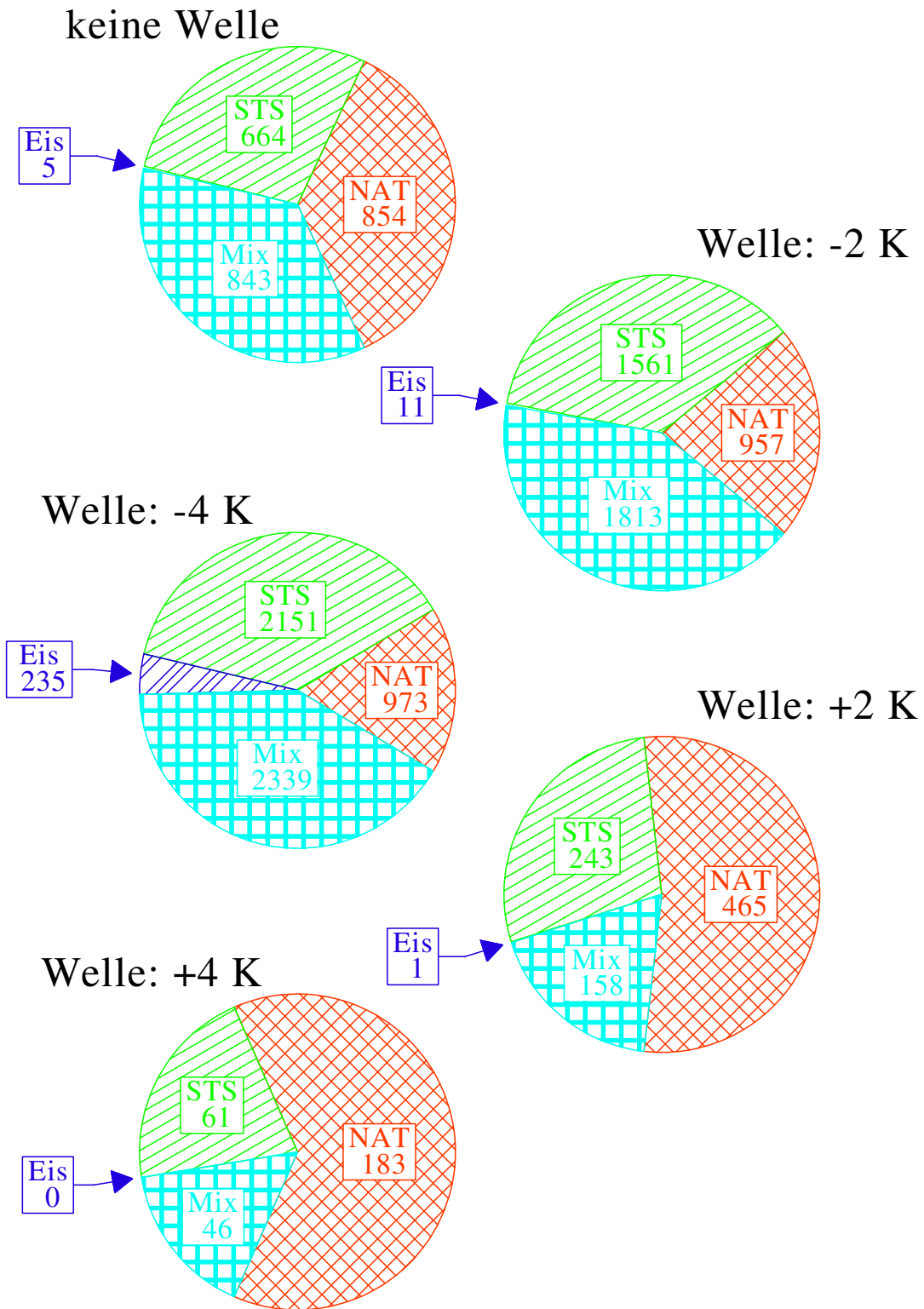


Abbildung 7.17: Anzahl der einzelnen PSC-Typen, die bei unterschiedlichen Wellenamplituden durch welleninduzierte Abkühlung erklärt werden können.

gen zwei Auswertungen, bei denen die Atmosphärentemperaturen um 2 bzw. 4 K abgesenkt werden. Die Zahl der PSCs, die mittels Leewellen erklärt werden können, steigt bei allen vier PSC-Typen, jedoch ist der Zuwachs bei NAT-Wolken am geringsten. Bei einer Wellenamplitude von $\Delta T = -4$ K können nahezu alle STS-, NAT- oder Mischwolken erklärt werden. Lediglich Eiswolken benötigen für fast die Hälfte der Beobachtungen eine noch größere Abkühlung. In den beiden weiteren Teilbildern wird die Atmosphärentemperatur um 2 bzw. 4 K erhöht, was deutliche Auswirkungen auf die Gesamtzahl der Wolken hat, die in dieser Atmosphäre gebildet werden können. Bei allen vier Wolkentypen nimmt die Zahl der möglichen PSC-Beobachtungen ab, wobei lediglich noch eine Eiswolke bei einer Erwärmung von 2 K beobachtbar ist und gar keine mehr, wenn die Welle die Atmosphäre noch stärker erwärmt. Ähnliches ist ebenfalls für die übrigen Wolkentypen beobachtbar, wenn auch nicht so extrem.

Offensichtlich können schon kleine Temperaturamplituden von nur wenigen Kelvin eine deutliche Auswirkung auf die Existenz polarer Stratosphärenwolken haben, wobei festzustellen bleibt, dass die Auswirkungen bei Erwärmungen für Eiswolken überproportional und bei Abkühlungen unterproportional sind.

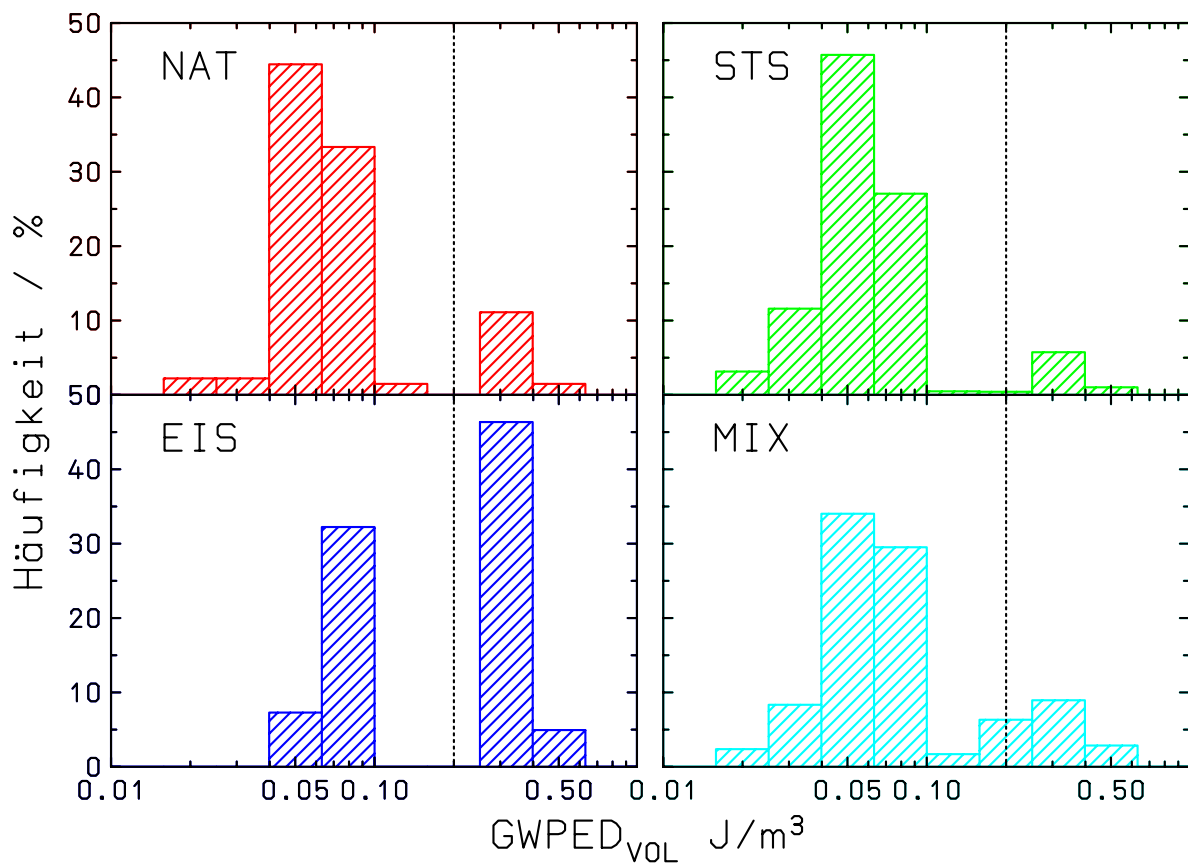


Abbildung 7.18: Häufigkeit des Auftretens nicht synoptisch erklärbarer PSCs bei unterschiedlichen $GWPE_{D_{vol}}$ -Werten der mittleren Stratosphäre. Die vertikalen schwarz-gestrichelten Linien markieren den mittleren Winterwert der $GWPE_{D_{vol}}$ während aller Winterkampagnen.

Um den Zusammenhang zwischen Schwerewellen und Wolkenbildung weiter zu analysieren, wird für alle PSC-Beobachtungen, die nicht synoptisch erklärbar sind, die mittlere $GWPE_{D_{vol}}$ in der mittleren Stratosphäre (30 –40 km) berechnet. Die Verteilung der einzelnen PSC-

Typen auf die unterschiedlichen potentiellen Wellenenergiedichten ist in Abb. 7.18 dargestellt. Ganz offensichtlich treten NAT-, STS- und Mischwolken bereits bei sehr niedrigen Werten der $GWPEd_{vol}$ auf. Über 80 % der nicht synoptisch erklärbaren NAT-PSC treten bei Wellenenergiedichten auf, die deutlich niedriger als der mittlere $GWPEd_{vol}$ -Wert aller Winterkampagnen (vertikale Linien) sind. Für STS- und Mischwolken ist dieses Verhalten identisch. Bei Eiswolken hingegen liegen regelmäßig hohe Werte der mittleren potentiellen Energiedichte der Wellen vor. Mehr als 50 % der PSC-Beobachtungen treten bei $GWPEd_{vol}$ -Werten auf, die größer als der mittlere Winterwert sind. Dies impliziert, dass zur welleninduzierten Erzeugung von Eis-PSC eine stark ausgeprägte Wellenaktivität mit großen Amplituden in der Atmosphäre vorherrschen muss, wohingegen für die anderen drei Typen lediglich kleine Temperaturfluktuationen ausreichen, um Existenzbedingungen zu schaffen. Demnach befindet sich die polare Winteratmosphäre regelmäßig nahe den Existenzbedingungen der PSCs vom Typ I, wohingegen PSCs vom Typ II eine deutlich größere Abhängigkeit von der dynamischen Situation der Atmosphäre aufweisen.

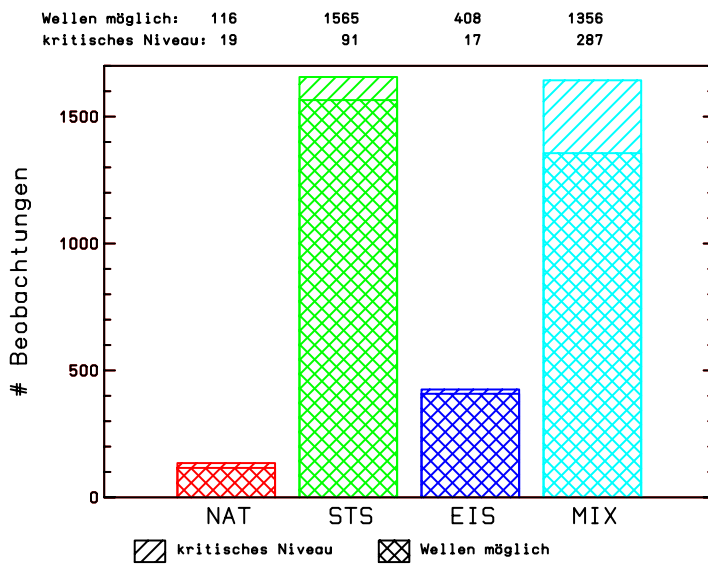


Abbildung 7.19: PSC-Beobachtungen, die nicht mittels der ECMWF-Temperatur erklärbar sind. Unterschieden sind die Beobachtungen, für die die ECMWF-Daten eine vertikale Ausbreitung von Schwerewellen bis in die notwendige Höhe erlauben und die Beobachtungen, für die vorher ein kritisches Niveau auftritt.

durchgeführt werden. Hiervon sind 16 NAT-Beobachtungen und 23 STS-Beobachtungen betroffen. Zu 58 Beobachtungen von Mischwolken fehlen ebenfalls die ECMWF-Daten. Zu allen Messungen von Eiswolken existieren jedoch ECMWF-Daten. Abb. 7.19 zeigt das Ergebnis dieser Abschätzung. Für alle PSC-Typen ist in über 80 % der Fälle die Atmosphäre transparent für Schwerewellen und lediglich in einigen Fällen tritt ein kritisches Niveau auf. Somit ist die überwiegende Zahl aller PSC-Beobachtungen entweder synoptisch oder dynamisch erklärbar. Ein weiteres Absenken der Grenzwellenlänge λ_{max} zur vertikalen Propagation von Schwerewellen führt zu keiner deutlichen Abnahme der Anzahl kritischer Niveaus. Das Auftreten eines kritischen Niveaus bedeutet nicht, dass keine Abkühlung der Atmosphäre mittels

In Kap. 2.2.1 sind die atmosphärischen Bedingungen vorgestellt worden, die zur vertikalen Ausbreitung von Schwerewellen in der Atmosphäre erfüllt sein müssen. Insbesondere ist dort das Auftreten kritischer Niveaus beschrieben, durch die eine Schwerewelle nicht propagieren kann. Für die Messungen, für die die synoptische Temperatur nicht zur PSC-Bildung ausreicht, wird gemäß Gl. (2.13), S. 12 die maximale vertikale Wellenlänge berechnet, die in den einzelnen Höhen noch aufwärts propagieren kann. Ein kritisches Niveau wird in der Höhe angenommen, in der die maximale Wellenlänge λ_{max} nicht mehr einen Kilometer übersteigt. Da die vorliegenden ECMWF-Daten nicht vollständig den Beobachtungszeitraum abdecken, kann die Untersuchung nach Temperaturen und Winden nicht für alle PSC-Beobachtungen

Wellen auftreten kann. Die z. B. beim Brechen der Schwerewellen erzeugte Turbulenz kann durchaus Quelle neuer Schwerewellen sein. Jedoch erlaubt das Auftreten der kritischen Niveaus, Gebirgswellen als Quelle der notwendigen Abkühlung auszuschließen. Nicht orographisch angeregte Wellen können ein Abkühlungsmechanismus zur Erklärung der bisher nicht erfassten Wolkenbeobachtungen sein.

7.3.2 Drei-Farben-Messungen

Wie in Kap. 5.1.2 dargestellt, erlaubt die Beobachtung polarer Stratosphärenwolken auf drei Wellenlängen eine Abschätzung der Teilchengrößen. Aufgrund technischer Schwierigkeiten (vgl. Kap. 3.5.1) werden Messungen auf drei Wellenlängen selten durchgeführt. Die bisher einzigen 3- λ -Messungen auf der Esrange sind im Januar 2001 während acht Messperioden durchgeführt worden. Polare Stratosphärenwolken sind während fünf dieser Messungen aufgetreten (vgl. Anh. A, Tab. A.3). Ein Beispiel hierzu ist in Abb. 7.20 gezeigt. Die Rückstreuverhältnisse aller

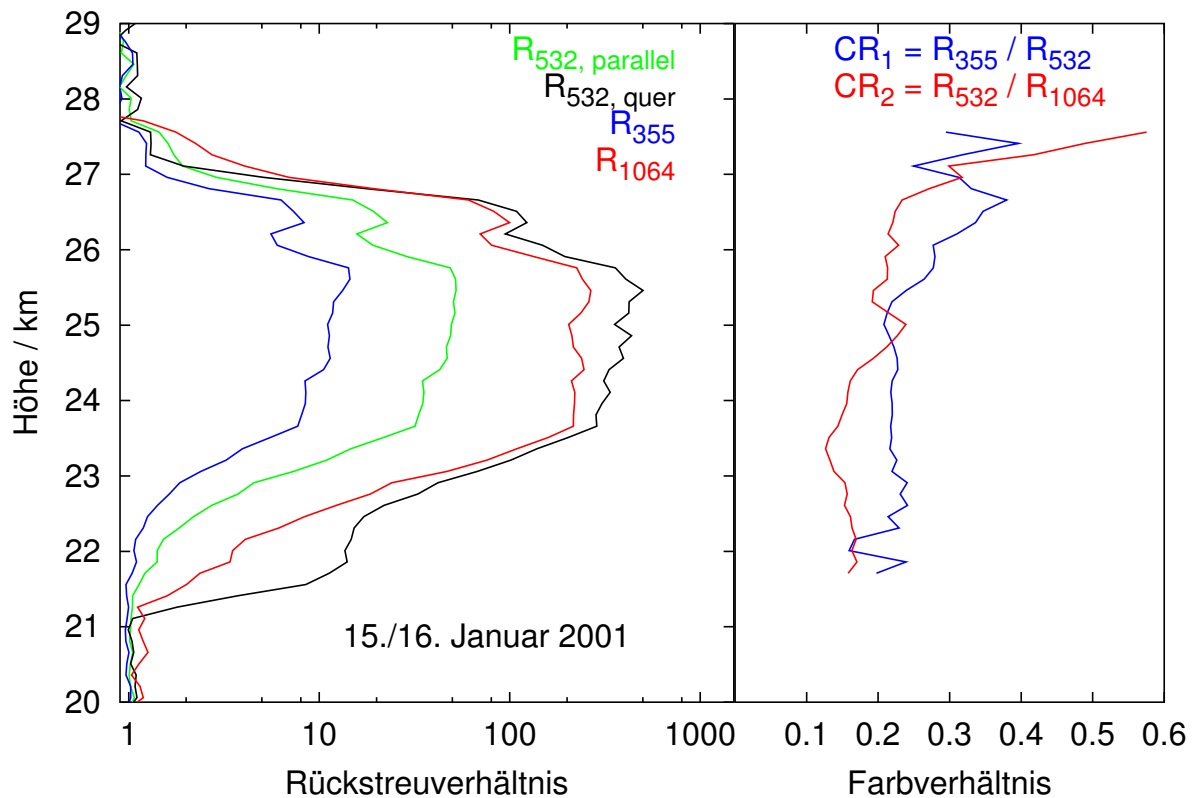


Abbildung 7.20: 3-Farben-Messung einer PSC vom 15. Januar 2001. Dargestellt sind die Rückstreuverhältnisse aller Kanäle (linkes Teilbild) sowie die daraus bestimmten Farbverhältnisse (rechte Abbildung).

Kanäle zeigen einen ähnlichen Verlauf mit jeweils unterschiedlicher Stärke des rückgestreuten Lichtes, abhängig von Wellenlänge und Polarisierung (linke Teilabbildung). Die beiden berechneten Farbverhältnisse (rechtes Teilbild) zeigen den aus den Rückstreuverhältnissen erwarteten nahezu konstanten Verlauf mit der Höhe. Der Betrieb des Lasers im 3-Farben-Modus führt zu einer geringeren Intensität des Laserstrahls auf den einzelnen Wellenlängen als im 1-Farben-Modus (vgl. Anh. F, Tab. F.1). Zusammen mit einer geringen Effizienz des Nachweiszweiges im Infraroten sowie einer niedrigen Atmosphärentransmission aufgrund troposphärischer

Bewölkung während der Messungen führt dies zu hohen Fehlern der einzelnen Rückstreuverhältnisse und somit der Farbverhältnisse und der Aerosoldepolarisation. Eine Übersicht über die Messfehler der Farbverhältnisse und der Aerosoldepolarisation im Höhenbereich der beobachteten Wolkenschichten ist in Abb. 7.21 gegeben. Das erste Farbverhältnis ist definiert als $CR_1 = R_{355}/R_{532}$, das zweite als $CR_2 = R_{532}/R_{1064}$. Vertikale, dünn gestrichelte Linien markieren relative Fehler von 10 % bzw. 20 %.

Für jeden der vier Tage mit PSC-Beobachtungen im 3-Farben-Betrieb (13.01.01, 14.01.01,

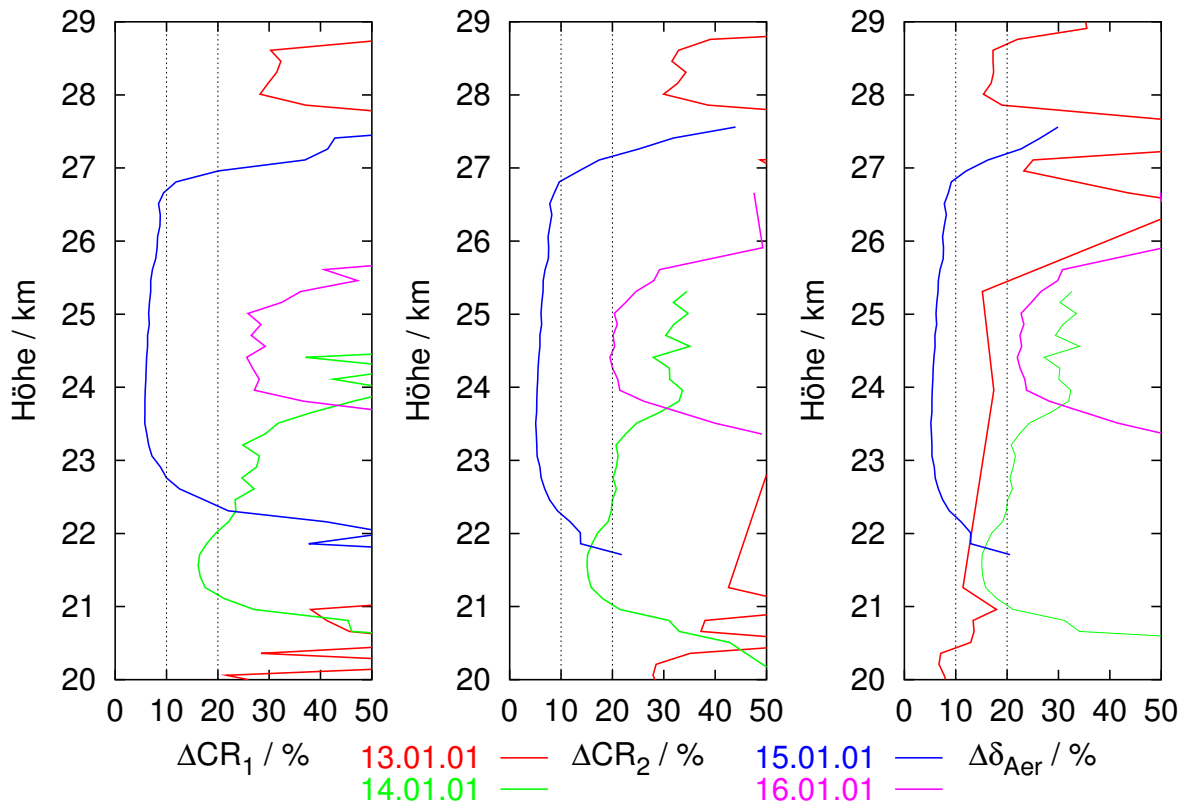


Abbildung 7.21: Fehlerbetrachtung der PSC-Beobachtungen im 3- λ -Modus. Dargestellt sind die relativen Fehler für die beiden verwendeten Farbverhältnisse CR_1 und CR_2 sowie für die Aerosoldepolarisation δ_{Aer} an den vier Tagen mit PSC-Beobachtungen im 3-Farben-Modus. Vertikale Linien markieren die 10 %- und 20 %-Werte.

15.01.01 und 16.01.01) sind die qualitativ besten Daten aufintegriert und die Rückstreuverhältnisse mit zugehörigen Fehlern mittels Ramanverfahren bestimmt worden. Die Integrationszeiten der einzelnen Messungen variieren von 2,15 Stunden bis zu 4,34 Stunden.

Trotz der genannten Schwierigkeiten bei den 3- λ -Messungen war es am 15. Januar 2001 möglich, in einem ca. 4 km breiten Höhenintervall Messfehler von unter 10 % zu erzielen. Von daher macht es Sinn, die Messung vom 15. Januar 2001 einer intensiveren Analyse zu unterziehen und als Fallbeispiel im nächsten Abschnitt ausführlich zu behandeln.

7.3.3 Fallbeispiel: 15. Januar 2001

Am 15. Januar 2001 haben die Lidarmessungen gegen 12:00 Uhr begonnen und bis ca. 1:30 Uhr am nächsten Tag andauert. Während der ersten acht Stunden Beobachtungszeit sind PSCs gemessen worden. Der 3-Farben-Modus hat gegen 14:30 UT bei einem Sonnenstand von ca.

-8° eingesetzt und bis zum Ende der Messnacht angedauert. Für die weitere Analyse der PSC-Beobachtung werden 46 Datensätze von je 5000 Laserschüssen ausgewählt, beginnend um 14:36 UT und endend um 19:44 UT, mit einer gesamten Integrationszeit von 3,22 Stunden. Auswahlkriterien für die Datensätze sind zum einen der Untergrund und zum anderen die erreichte Höhe nach Untergrundabzug. Weiterhin finden nur Daten mit einem Untergrund niedriger als 100 Hz und einer Maximalhöhe von mindestens 50 km Verwendung. Diese Daten werden aufintegriert, und mittels Ramanverfahren werden die Rückstreuverhältnisse der einzelnen Farben bestimmt. Anhand der Rückstreuverhältnisse der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm werden die vorkommenden PSC-Typen klassifiziert. Abb. 7.22 zeigt die beobachtete PSC. Dargestellt sind die Rückstreuverhältnisse in Parallel- und Querpolarisation auf 532 nm Wellenlänge.

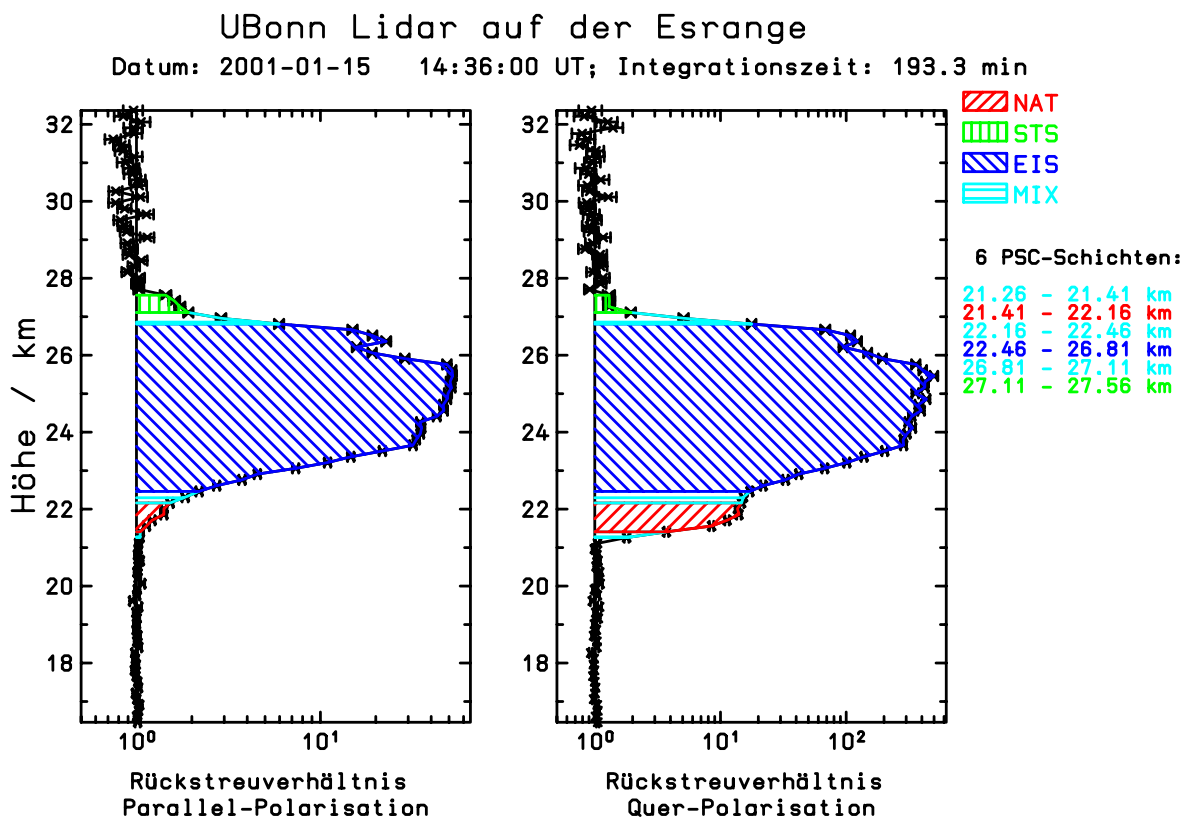


Abbildung 7.22: PSC-Beobachtung vom 15. Januar 2001. Dargestellt sind die Profile der Rückstreuverhältnisse in Parallel- und Querpolarisation bei 532 nm Wellenlänge sowie die Klassifizierung der einzelnen Wolkenschichten.

Die vorgenommene Klassifizierung ist ebenfalls angegeben und die Höhe der unterschiedlichen Wolkenschichten aufgelistet. Die beobachtete Wolke besteht im Wesentlichen aus einer ca. 4,4 km breiten Eisschicht, die sich von 22,46 – 26,81 km erstreckt. Unterhalb dieser Schicht befindet sich eine 750 m breite NAT-Schicht, die von dünnen Mischwolken umgeben ist, während die oberen 450 m der Wolke aus STS bestehen, ebenfalls durch einer Mischschicht von der Eisschicht abgetrennt. Zur Abschätzung der Teilchengröße werden Modellrechnungen für Sphäroide und Zylinder gewählt, mit Verteilungsbreiten von $\sigma = 1,05$, $\sigma = 1,1$, $\sigma = 1,2$ und $\sigma = 1,5$. Diese Rechnungen liegen sowohl für Sphäroide als auch für Zylinder vor, wobei die Modellwerte zylindrischer Teilchen nur für Wassereis berechnet worden sind. Weil reines STS flüssig

und somit rund ist, werden beim Vergleich mit den STS-Modellrechnungen nur Werte mit einem Achsenverhältnis von $\epsilon = 1$ als physikalisch sinnvoll erkannt. Das Achsenverhältnis ϵ ist dabei als das Verhältnis von Länge zu Durchmesser der Teilchen ($\epsilon = l/d$) definiert. Abb. 7.23 zeigt die erhaltenen Lösungen. Aufgrund der hohen Messfehler ist eine Abschätzung

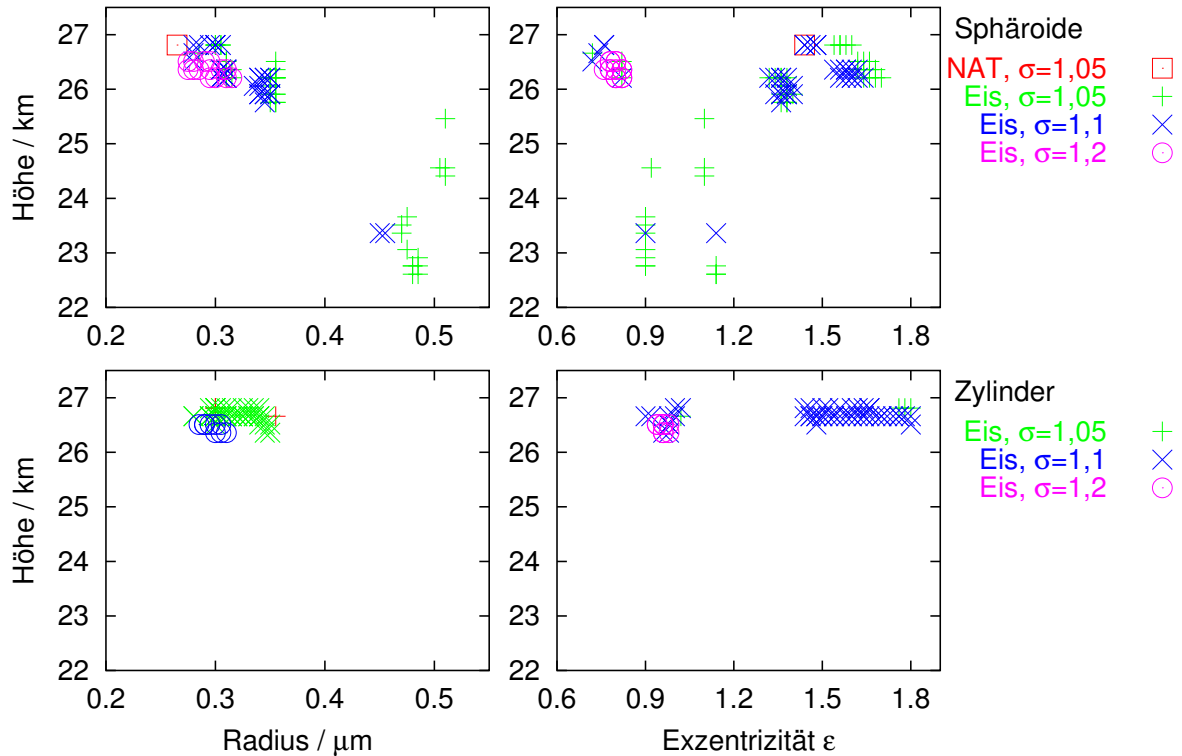


Abbildung 7.23: Teilchengrößenverteilung und Teilchenform der PSC-Beobachtung vom 15. Januar 2001. Dargestellt sind die Modenradien r_{mod} und Exzentrizitäten ϵ in den verschiedenen Höhen der beobachteten PSC für Wassereis und NAT bei unterschiedlichen Breiten σ der Verteilung.

der Teilchengröße und -form lediglich im Bereich der Eisschicht durchführbar. In den oberen beiden Abbildungen sind die Lösungen für Sphäroide, in den unteren beiden die für zylindrische Teilchen dargestellt. Die linken beiden Teilbilder zeigen die möglichen Modenradien r_{mod} der Verteilung, während die rechten beiden die zugehörigen Achsenverhältnisse ϵ darstellen. Die unterschiedlichen Konstituenten (NAT und Eis) sowie die verschiedenen Verteilungsbreiten σ sind durch Symbole unterscheidbar. Im unteren Teil der PSC treten nach dem Vergleich mit den Modellrechnungen nur Sphäroide mit Modenradien von $r_{mod} \approx 450 - 500$ nm auf, deren Achsenverhältnis sehr nahe bei $\epsilon = 1$ liegt, jedoch keine Zylinder. Die beobachteten Sphäroide können nach den Simulationsrechnungen sowohl prolat ($\epsilon > 1$) als auch oblat ($\epsilon < 1$) sein. Weiterhin finden sich diese Lösungen nur für schmale Verteilungen mit einer dominierenden Verteilungsbreite von $\sigma = 1,05$. Am oberen Rand der Wolke (zwischen 26 und 27 km) treten wesentlich kleinere Teilchen auf mit Radien von $r_{mod} \approx 280 - 350$ nm. Diese Teilchen können sowohl Sphäroide als auch Zylinder sein und breiteren Teilchenverteilungen (bis zu $\sigma = 1,2$) entstammen. Wiederum können die Sphäroide sowohl oblat als auch prolat sein, zeichnen sich jedoch durch größere Exzentrizitäten ($\epsilon \approx 0,7$ und $\epsilon \approx 1,3 - 1,7$) aus. Am oberen Rand der Eisschicht können auch kleine NAT-Partikel aufgetreten sein, die aus der

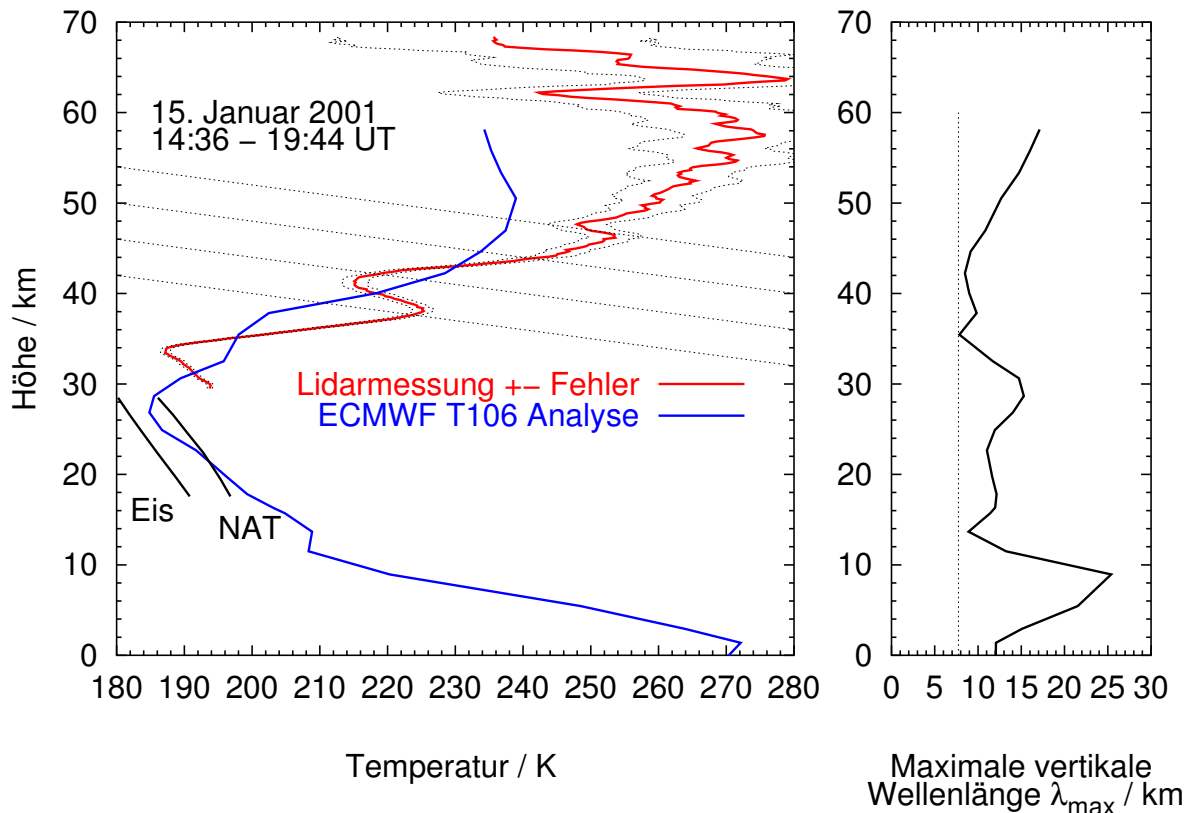


Abbildung 7.24: Temperaturmessung am 15. Januar 2001 mit dem UBonn Lidar auf der Esrange. Die linke Teilabbildung zeigt neben der Lidarmessung auch die ECMWF-T106-Analysedaten für 12 Uhr diesen Tages sowie die Existenztemperaturen für NAT- und Eiswolken. Die gestrichelten Linien zeigen den adiabatischen Temperaturgradienten mit $dT/dz = -10$ K/km. Das rechte Bild zeigt die aus den ECMWF-Daten bestimmte maximal mögliche vertikale Wellenlänge λ_{max} , die aufwärts propagieren kann (vgl. Kap. 2.2.1).

darüberliegenden Mischwolkenschicht entstammen. Während die NAT- und STS-Schichten im Wesentlichen synoptisch mit den Temperaturen der ECMWF-Analyse erklärt werden können, reichen diese Werte jedoch nicht unter die zur Bildung von Eiswolken notwendigen Temperaturen. Dementsprechend muss die beobachtete Eiswolke aufgrund einer welleninduzierten Abkühlung der Atmosphäre gebildet sein.

Um die Annahme der welleninduzierten PSC zu untersuchen, wird im Folgenden die dynamische Situation der Atmosphäre anhand der Temperaturberechnungen aus den Lidardaten und anhand der Winddaten aus dem ECMWF Modell betrachtet und analysiert. Das Temperaturprofil für den Beobachtungszeitraum (Abb. 7.24) zeigt über den gesamten betrachteten Höhenbereich Wellensignaturen, die besonders deutlich im Höhenbereich von 30 – 45 km ausgeprägt sind. In ca. 45 km Höhe tritt eine deutliche Änderung in der atmosphärischen Wellenstruktur auf. Während unterhalb dieser Höhe eine langwellige Welle mit großer Amplitude dominiert nimmt die Wellenlänge oberhalb von 45 km deutlich ab, ebenso wie die Amplitude, bevor diese oberhalb der Stratopause wieder zunimmt.

Der Temperaturgradient in 46,8 km Höhe liegt mit $-9,3$ K/km im Bereich des adiabatischen Temperaturgradienten von $\Gamma \approx -10$ K/km (gestrichelte Linien) und ist somit ein deutli-

ches Indiz für eine instabile Atmosphäre, die zum Brechen von Schwerewellen führt. Um das Wellenspektrum im Bereich der PSC fassen zu können, werden demnach lediglich die Temperaturmessungen bis ca. 45,5 km Höhe zur Wellenanalyse verwendet. Aus diesen Daten ergibt sich mittels Fouriertransformation eine dominante Wellenlänge von $\lambda = 7,0$ km mit einer Temperaturamplitude von ca. 15 K (Abb. 7.25). Weiterhin tragen 14 Wellenlängen mit Wellenamplituden von 1 – 6 K zu diesem Spektrum bei. Aufgrund der geringen Amplitude der restlichen Wellenlängen kann von einer quasi-monochromatischen Welle gesprochen werden.

Das rechte Teilbild der Abb. 7.24 zeigt das aus der ECMWF-Analyse berechnete Profil der maximal möglichen vertikalen Wellenlänge λ_{max} , die aufwärts propagieren kann. Das Windprofil erlaubt ein Aufsteigen von Schwerewellen vom Boden durch die gesamte Atmosphäre. Die kleinste erreichbare Wellenlänge tritt in ca. 35 km Höhe mit einem Wert von $\lambda_{max} \approx 7,8$ km auf. Diese vertikale Wellenlänge ist verträglich mit der aus dem Spektrum bestimmten dominanten Wellenlänge von $\lambda = 7,0$ km. Die Temperaturstruktur unterhalb der Lidarmessung im Höhenbereich der PSC kann nun mittels Synthese aus dem berechneten Spektrum und durch Extrapolation

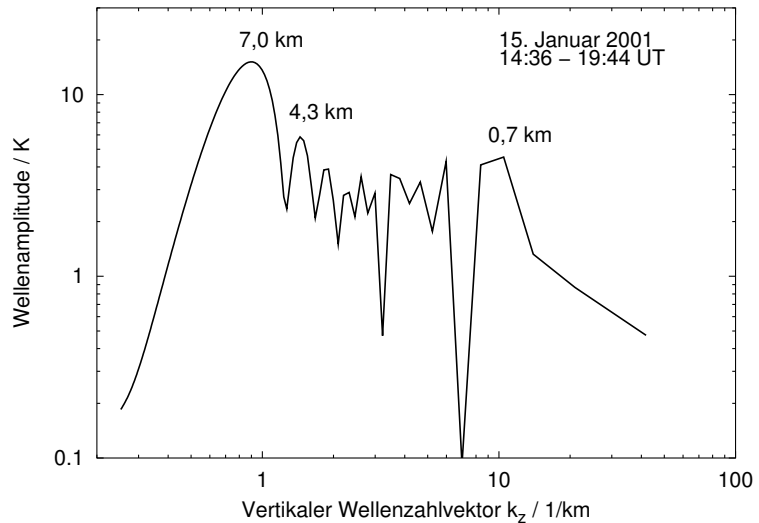


Abbildung 7.25: Spektrum der vertikalen Wellenzahl der im Temperaturprofil beobachteten Schwerewelle vom 15. Januar 2001. Die Abszisse zeigt den Wert des vertikalen Wellenzahlvektor k_z in km^{-1} , die Ordinate die berechnete Wellenamplitude in K.

bestimmt werden (vgl. Kap. 5.2.2). Da die Zahl der zu verwendenden Wellenlängen frei wählbar ist, kann das Temperaturprofil nicht eindeutig extrapoliert werden. Sieht man von der Annahme rein vertikal propagierender Wellen ab, so erhält man mit der horizontalen Phasengeschwindigkeit c_h überdies einen zusätzlichen Fitparameter. Aufgrund der Messdaten können bestmögliche Annahmen für die Parameter bestimmt werden. Weil die beobachtete Welle fast monochromatisch ist, müssen nur wenige Wellenlängen für die Synthese verwendet werden. Für die weiteren Rechnungen werden die drei stärksten Wellenlängen bei $\lambda = 7,0$ km, $\lambda = 4,3$ km und $\lambda = 0,7$ km ausgewählt.

Zur Berechnung der Wellenlängenmodulation mit der Höhe (Gl. (5.7), S. 47) wird das horizontale Windprofil aus der ECMWF-Analyse verwendet. Die Phasengeschwindigkeit der Welle wird variiert bis der χ^2 -Wert des Fits der Synthese an die Messdaten minimiert ist. Die so erhaltene horizontale Phasengeschwindigkeit der Welle liegt bei $c_h = -21$ m/s. Als Dämpfungsfaktor für die exponentielle Zunahme der Wellenamplitude mit der Höhe wird ein Wert von $\beta = 10$ gewählt (vgl. Gl. (5.3), S. 46), was einer stark gedämpften Wellenausbreitung entspricht. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist in Abb. 7.26 dargestellt.

Die Lidarmessung ist mit Kreuzen (\times) gezeigt. Die schwarze Linie gibt das glatte Hintergrundprofil an. Im Bereich der Lidarmessungen ist dies ein Splinefit an das wellige Temperaturprofil,

weiter unten werden hierzu die ECMWF-T106-Daten verwendet. Die rote Linie beschreibt die Kombination aus dem ungestörten Hintergrundprofil und dem berechneten Wellenprofil. Weiterhin ist mit einer grünen Linie das Temperaturprofil der Radiosondenmessung vom 16.01.01, gestartet um 7 Uhr, eingezeichnet. Die Bildungstemperaturen für Eis- und NAT-Wolken sind markiert und die Höhe der beobachteten Eis-PSC dargestellt.

Das kombinierte Temperaturprofil aus dem glatten Hintergrund- und dem extrapolierten

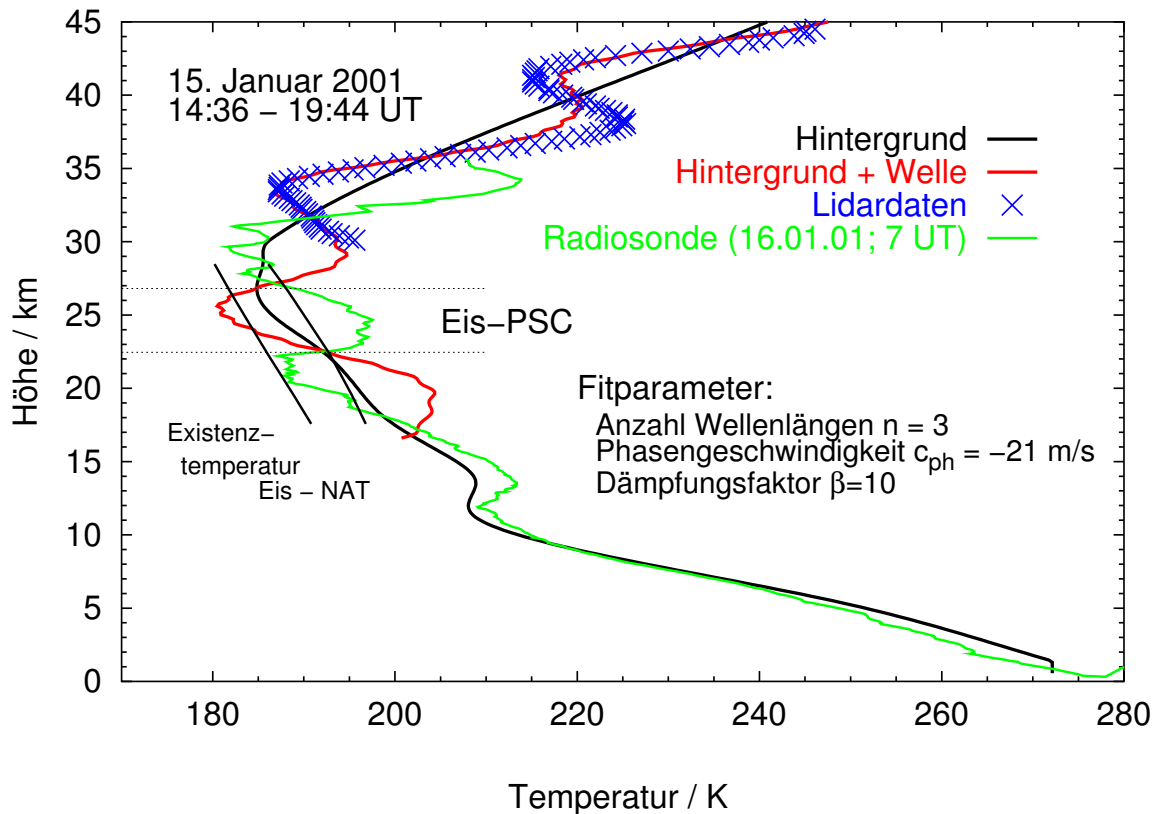


Abbildung 7.26: Wolken- und Temperaturbeobachtungen am 15. Januar 2001. Die Höhe der beobachtete Eiswolke sowie die zeitgleich gemessene, gefittete und extrapolierte Temperaturstruktur zusammen mit ECMWF- und Radiosondendaten sind dargestellt. Weitere Erläuterungen folgen im Text.

Wellenprofil zeigt im Bereich der PSC-Beobachtung eine deutliche Abkühlung, die über einen Höhenbereich von fast drei Kilometern die notwendige Existenztemperatur von Wassereis unterschreitet. Die Radiosondendaten zeigen von 10 km an aufwärts ebenfalls eine Wellenstruktur, die oberhalb von 15 km eine Phasenverschiebung von 180° zur berechneten Welle besitzt. Zwischen der Lidarbeobachtung und der Radiosondenmessung liegt eine Zeitspanne von ca. 14 Stunden was diese Phasenverschiebung erklären kann. Unter der Annahme, dass die beobachtete Phasenverschiebung zwischen der Welle in den Lidardaten und der in den Radiosondendaten einer halben Wellenlänge entspricht und nicht einem ungradzahligen Vielfachen dessen, folgt aus der somit beobachteten Periode von ca. 28 Stunden und der horizontalen Phasengeschwindigkeit von $c_h = -21$ m/s eine horizontale Wellenlänge von $\lambda_h \approx 2100$ km, was deutlich oberhalb der erwarteten Wellenlänge von maximal einigen hundert Kilometern liegt. Bei einer angenommenen Wellenlänge von $\lambda_h < 500$ km müsste die horizontale Pha-

sengeschwindigkeit unterhalb von 5 m/s liegen, was wesentlich besser mit der Annahme einer Bergwelle korreliert. Diese Überlegungen lassen den Schluss zu, dass die Ausbreitungsrichtung der Welle ungünstig gewählt wurde. Eine andere Annahme bzgl. der Ausbreitungsrichtung der Welle könnte zu einem minimalen χ^2 -Wert bei einer geringeren horizontalen Phasengeschwindigkeit führen. Eine derart ausführliche, theoretische Analyse der Beobachtungen geht jedoch weit über den Rahmen dieser Arbeit hinaus und wird von daher nicht durchgeführt. Es ist offensichtlich in großem Maße möglich, aus den Lidarmessungen Rückschlüsse auf die Erzeugungsmechanismen der beobachteten Eiswolke zu ziehen und somit das Zusammenspiel zwischen Schwerewellen und polaren Stratosphärenwolken beispielhaft zu erklären.

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel sind sämtliche Daten des Lidars auf der Esrange bzgl. Schwerewellen analysiert worden. Eine deutliche jahreszeitliche Variabilität mit hoher $GWPED_{vol}$ im Winter und niedriger $GWPED_{vol}$ im Sommer ist gefunden worden. Dies kann aufgrund der unterschiedlichen Windregime nachvollzogen werden. Darüberhinaus ist eine signifikante Abnahme der $GWPED_{vol}$ im Laufe der Jahre festgestellt worden, die eine Halbierung der potentiellen Wellenenergiedichte in ca. 4 Jahren bedeutet. Diese Abnahme beruht wahrscheinlich auf einer Änderung der Ausbreitungsbedingungen atmosphärischer Schwerewellen, die möglicherweise durch die Nord-Atlantik-Oszillation (NAO) beeinflusst werden. Ein Vergleich der Wellenaktivität vor und hinter den skandinavischen Bergen zeigt den Einfluss derselben auf die beobachteten Schwerewellen. Aufgrund der niedrigen Wellenaktivität während der Kampagne im Januar/Februar 2002 ist der Datensatz simultaner Messungen nicht umfassend genug, um weitergehende Aussagen über den Einfluss des skandinavischen Berge zu treffen.

Neben den Wellenanalysen sind die PSC-Beobachtungen der Jahre 1998 bis 2003 typisiert und deren Bildungsmöglichkeiten untersucht worden. Während der überwiegende Teil der auftretenden NAT-PSC synoptischen Ursprungs ist, trifft dies für STS-PSC und Mischwolken nur bei ungefähr einem Drittel zu. Nahezu alle Eis-PSC benötigen Schwerewellenaktivität, damit die zur Bildung notwendigen Temperaturen unterschritten werden. Anhand eines Fallbeispiels vom 15. Januar 2001 ist der Zusammenhang zwischen Schwerewellen und PSC-Bildung dargestellt worden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit ist es gewesen, mittels der beobachteten Temperaturstruktur Rückschlüsse auf atmosphärische Wellen zu ziehen, diese zu charakterisieren sowie den Einfluss der skandinavischen Berge zu beschreiben. Darüberhinaus ist eine Typisierung der beobachteten polaren Stratosphärenwolken sowie eine Klärung des Zusammenhangs zwischen den beobachteten Wolken und Wellen angestrebt worden. Als Ergebnis dieser Studien ist es möglich, Antworten auf die in der Einleitung gestellten Fragen zu formulieren.

- **Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre**
Temperaturbestimmungen aus Lidarmessungen erlauben die Beobachtung und Analyse von Schwerewellen. Während 13 Messzeiträumen von Januar/März 1997 bis Januar/Februar 2003 sind sowohl während des Winters als auch während des Sommers Temperaturmessungen durchgeführt und Schwerewellen über der Esrange beobachtet worden. Dieser außergewöhnlich lange und umfassende Datensatz ist hier erstmalig systematisch bzgl. Schwerewellen analysiert worden. Die auftretenden vertikalen Wellenlängen liegen unabhängig von Jahr und Jahreszeit im Mittel bei ca. 4 – 5 km. Die in den Schwerewellen deponierte potentielle Energie hingegen zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Jahreszeit und eine weniger deutliche, aber doch erkennbare Abhängigkeit von der Höhe. Diese Variabilität kann aufgrund der vorherrschenden Windverhältnisse in unterschiedlichen Höhen verstanden werden. Darüberhinaus zeigt die Untersuchung der Schwerewellen eine signifikante Abnahme der $GWPE_{D_{vol}}$ mit einer „Halbwertszeit“ von ca. 4,6 Jahren. Die Nord-Atlantische-Oszillation (NAO) ist eine mögliche Erklärung dieses Phänomens vorgestellt worden.
- Die weltweit einzigartige geographische Lage des UBonn Lidars auf der Esrange und des ALOMAR RMR Lidars erlaubt simultane Lidarmessungen vor und hinter den skandinavischen Berge und ermöglicht somit die Beobachtung des Einflusses der Orographie auf atmosphärische Wellen. Aufgrund der vorherrschenden meteorologischen Bedingungen erweist sich ein solches Messprogramm als schwierig. Die ersten simultanen Messungen sind in dieser Arbeit vorgestellt und ausgewertet worden. Ein Vergleich von Wellenbeobachtungen vor und hinter den skandinavischen Bergen lässt einen geringen Einfluss erkennen, der bisher nur schwer erfasst werden kann. Leider sind die zeitgleichen Beobachtungen oft auf Zeiträume nur geringer Wellenaktivität beschränkt gewesen.
- **Polare Stratosphärenwolken**
Die Daten des UBonn Lidars auf der Esrange ermöglichen eine Typisierung der beobachteten PSCs anhand von Rückstreuverhältnis R und Aerosoldepolarisation δ_{Aer} . Erstmals

wurde eine systematische Analyse aller PSC-Beobachtungen seit 1998 durchgeführt. Vornehmlich treten STS- und Mischwolken über der Esrange auf, die zusammen über 75 % der Messungen ausmachen. Die restlichen Beobachtungen sind vor allem NAT-Wolken; Eiswolken treten nur sehr selten und in Verbindung mit Wellenaktivität auf.

- **Zusammenhang Wellen – Wolken**

Der größte Teil der NAT-Wolken kann mittels der synoptischen Temperatur erklärt werden, wohingegen bei STS- und Mischwolken nur etwa ein Drittel synoptischen Ursprungs ist. Fast alle Eiswolken benötigen welleninduzierte Abkühlung zur Bildung und Existenz. Aus den Wolkenbeobachtungen folgt, dass die Esrange ein Ort starker und häufiger Wellenaktivität ist. Anhand eines Fallbeispiels vom 15. Januar 2001 ist gezeigt worden, wie der Zusammenhang zwischen beobachteten Stratosphärenwolken und auftretenden Schwerewellen hergestellt werden kann. Die eingangs erwähnte hohe Effektivität der Eiswolken bzgl. der Chloraktivierung (vgl. Kap. 2.4) wird durch das Auftreten dieser Wolken in Bergwellen deutlich gesteigert. Im Fall einer stationären Schwerewelle fließt permanent Luft durch die Welle, kühlt ab, bildet instantan eine Eiswolke und aktiviert nahezu gleichzeitig das im Luftpaket enthaltene Chlor, bevor die Luftmasse das durch die Welle erzeugte Temperturminimum wieder verlässt. Bei wärmeren Temperaturen schmelzen die Eisteilchen und die PSC löst sich somit wieder auf, das Chlor hingegen bleibt aktiviert. Bei einer typischen stratosphärischen horizontalen Windgeschwindigkeit von 25 m/s wird durch eine Bergwellen-induzierte Eiswolke, die über 12 Stunden existiert, genauso viel Chlor aktiviert wie durch eine synoptische Eis-PSC mit 1000 km Ausdehnung. Aus den Messungen des UBonn Lidars wird also deutlich, dass bei der Entwicklung des arktischen Ozonlochs die dynamisch induzierte Chloraktivierung grundlegende Bedeutung besitzt und die Simulationsrechnungen nicht allein aufgrund der synoptischen Temperaturen durchgeführt werden können.

In dieser Arbeit wurden mittels der vorgestellten Methoden aus den beobachteten Phänomenen Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Mechanismen gezogen. Somit konnten Antworten auf die eingangs gestellten Fragen gegeben werden. Die Durchführung der Analysen und Interpretation der Ergebnisse erlaubte es jedoch, nicht nur die Fragen zu beantworten, sondern warf gleichzeitig neue Ideen und Fragestellungen auf.

- Die Erweiterung des Lidarexperimentes um einen Rotations-Raman Kanal vergrößert den Bereich der Temperaturmessungen zu niedrigeren Höhen hin. Somit wäre die Temperaturstruktur in polaren Stratosphärenwolken bekannt und müsste nicht mittels Extrapolation abgeschätzt werden. Untersuchungen atmosphärischer Wellen könnten über einen weitaus größeren Höhenbereich durchgeführt und möglicherweise die Quelle der beobachteten Schwerewellen indentifiziert werden.
- Aus Messungen der zeitlichen Entwicklung der Temperaturstruktur kann die horizontale Phasengeschwindigkeit der beobachteten Schwerewellen abgeschätzt werden. Aus der Dispersionsrelation für Schwerewellen kann dann die horizontale Wellenlänge bestimmt werden. Unter Verwendung eines zuverlässigen Algorithmus' können weitere Schwerewellenparameter bestimmt werden.
- Stratosphärische Erwärmungen haben nicht nur Auswirkungen auf die darunterliegende Stratosphäre sondern auch auf die darüberliegende Mesosphäre. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Atmosphärenphysik an der Universität Rostock hat eine Untersuchung der Schwerewellen oberhalb einer Stratosphärenerwärmung anhand der starken Erwärmung im Dezember 2001 begonnen.

- Die Untersuchung polarer Stratosphärenwolken zeigt, dass das Auftreten welleninduzierter PSCs nur für Eiswolken mit hohen $GWPED_{vol}$ -Werten korreliert. Beobachtet das Lidar nicht die zur Wolkenbildung verantwortlichen Wellen oder ist die Wellenamplitude auch bei niedrigen $GWPED_{vol}$ -Werten zur Wolkenbildung ausreichend?
- Der archivierte Datensatz des UBonn Lidars und des ALOMAR RMR Lidars ist sehr umfassend. Neben den dargestellten simultanen Messungen sind dort noch weitere zu finden und somit zusätzliche Vergleichsmöglichkeiten gegeben.
- Die zeitliche Entwicklung der $GWPED_{vol}$ zeigt während der letzten sechs Jahre eine exponentielle Abnahme. Zeigt sich darin eine grundlegende Änderung der Stratosphäre?

Neben der weiteren Analyse bereits vorhandener Daten ist es ebenso notwendig und wünschenswert, die Messungen mit dem Lidar der Universität Bonn auf der Esrange in gleichem Umfang fortzuführen.

Anhang A

Messkampagnen und Messzeiten

Im Folgenden werden die Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange während der in Kap. 6 beschriebenen Kampagnen im Einzelnen aufgeführt, sowie weitere koordinierte Messungen erwähnt, sofern welche stattfanden.

Tabelle A.1: Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange, die keiner Kampagne zugeordnet werden können. Zeiten sind in UTC angegeben.

Beginn	Ende	Dauer / h
August/September 1999		
15. Aug 1999 22:32	16. Aug 1999 01:12	2,7
25. Aug 1999 21:16	26. Aug 1999 02:02	4,8
06. Sep 1999 20:43	07. Sep 1999 02:54	6,2
April/Mai 2000		
28. Apr 2000 20:38	29. Apr 2000 05:28	8,8
29. Apr 2000 20:57	29. Apr 2000 22:50	1,9
03. Mai 2000 18:48	04. Mai 2000 02:58	8,2
04. Mai 2000 20:36	04. Mai 2000 23:38	3,0
05. Mai 2000 12:06	05. Mai 2000 12:54	0,8
05. Mai 2000 19:19	05. Mai 2000 23:12	3,9
06. Mai 2000 09:18	07. Mai 2000 01:13	15,9
08. Mai 2000 05:45	08. Mai 2000 06:38	0,9
15. Mai 2000 19:35	16. Mai 2000 00:01	4,4
17. Mai 2000 08:01	17. Mai 2000 19:25	11,4
22. Mai 2000 21:54	22. Mai 2000 23:40	1,8
24. Mai 2000 19:43	24. Mai 2000 20:32	0,8
Dezember 2000		
03. Dez 2000 16:12	03. Dez 2000 18:37	2,4
05. Dez 2000 20:13	06. Dez 2000 01:45	5,5
11. Dez 2000 13:33	11. Dez 2000 22:02	8,5
Einzelmessungen 2001		
11. Apr 2001 21:57	12. Apr 2001 05:31	7,6
20. Nov 2001 16:19	20. Nov 2001 20:03	3,7

Tabelle A.2: Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange während der THESEO Kampagne im Januar/Februar 2000 sowie die Messungen des IRF zuvor. Zeiten sind in UTC angegeben.

Beginn	Ende	Dauer / h	Kommentar
26. Nov 1999 17:55	26. Nov 1999 19:59	2,1	keine PSC
28. Nov 1999 11:44	28. Nov 1999 14:20	2,6	keine PSC
29. Nov 1999 15:59	30. Nov 1999 02:41	10,7	keine PSC
30. Nov 1999 13:20	30. Nov 1999 16:02	2,7	keine PSC
01. Dez 1999 16:20	01. Dez 1999 21:37	5,3	keine PSC
13. Dez 1999 14:46	13. Dez 1999 20:34	5,8	keine PSC
14. Dez 1999 13:23	14. Dez 1999 19:58	6,6	keine PSC
15. Dez 1999 12:32	15. Dez 1999 14:59	2,5	keine PSC
22. Dez 1999 19:59	23. Dez 1999 00:39	4,7	PSC
10. Jan 2000 14:23	10. Jan 2000 15:42	1,6	keine PSC
11. Jan 2000 13:14	12. Jan 2000 08:54	19,7	PSC
13. Jan 2000 18:20	14. Jan 2000 02:04	7,7	PSC
14. Jan 2000 17:57	14. Jan 2000 21:07	3,2	PSC
15. Jan 2000 02:49	15. Jan 2000 05:27	2,6	keine PSC
15. Jan 2000 15:51	15. Jan 2000 18:43	2,9	keine PSC
27. Jan 2000 00:48	27. Jan 2000 23:25	22,6	PSC
31. Jan 2000 03:19	31. Jan 2000 14:12	10,9	PSC
05. Feb 2000 20:12	06. Feb 2000 01:46	5,6	PSC
06. Feb 2000 18:46	07. Feb 2000 07:55	13,2	PSC

Tabelle A.3: Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange während der Aerosol Kampagne im Januar/Februar 2001. Zeiten sind in UTC angegeben.

Beginn	Ende	Dauer / h	Kommentar
10. Jan 2001 17:57	11. Jan 2001 04:03	10,1	keine PSC
11. Jan 2001 18:54	12. Jan 2001 00:10	5,3	PSC (1- λ Messung)
13. Jan 2001 20:47	14. Jan 2001 02:54	6,1	PSC (1- λ +3- λ Messung)
14. Jan 2001 14:44	15. Jan 2001 02:37	11,9	PSC (1- λ +3- λ Messung)
15. Jan 2001 12:03	16. Jan 2001 01:25	13,4	PSC (1- λ +3- λ Messung)
16. Jan 2001 12:30	16. Jan 2001 18:06	5,6	PSC (1- λ +3- λ Messung)
16. Jan 2001 20:13	17. Jan 2001 01:57	5,7	PSC (1- λ +3- λ Messung)
17. Jan 2001 22:23	18. Jan 2001 01:20	2,9	keine PSC (3- λ Messung)
18. Jan 2001 16:43	18. Jan 2001 21:36	4,9	keine PSC (1- λ +3- λ Messung)
19. Jan 2001 01:15	19. Jan 2001 03:25	2,2	keine PSC (1- λ +3- λ Messung)
19. Jan 2001 14:42	20. Jan 2001 00:20	9,6	keine PSC
20. Jan 2001 21:17	21. Jan 2001 00:22	3,1	keine PSC
21. Jan 2001 12:14	23. Jan 2001 09:05	44,9	PSC
26. Jan 2001 00:00	26. Jan 2001 13:38	13,6	keine PSC
30. Jan 2001 07:46	30. Jan 2001 12:26	4,7	keine PSC
30. Jan 2001 19:54	30. Jan 2001 22:28	2,5	keine PSC
31. Jan 2001 14:41	31. Jan 2001 18:19	3,6	keine PSC
31. Jan 2001 20:59	01. Feb 2001 02:04	5,1	keine PSC
01. Feb 2001 12:34	01. Feb 2001 14:37	2,1	keine PSC
01. Feb 2001 16:30	02. Feb 2001 10:11	17,7	keine PSC
03. Feb 2001 00:19	03. Feb 2001 06:30	6,2	keine PSC
03. Feb 2001 12:19	03. Feb 2001 13:20	1,0	keine PSC
03. Feb 2001 17:13	04. Feb 2001 01:00	7,8	keine PSC
05. Feb 2001 02:07	05. Feb 2001 04:31	2,4	PSC
05. Feb 2001 23:10	06. Feb 2001 00:46	1,6	PSC
06. Feb 2001 22:09	07. Feb 2001 17:32	19,7	keine PSC

Tabelle A.4: Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange während der ODIN Validierungskampagne im Juli/August 2001. Zeiten sind in UTC angegeben.

Beginn	Ende	Dauer / h	Kommentar
25. Jul 2001 20:36	25. Jul 2001 21:46	1,2	NLC
26. Jul 2001 09:46	26. Jul 2001 13:41	4,1	keine NLC
26. Jul 2001 15:01	26. Jul 2001 17:16	2,3	NLC
27. Jul 2001 08:29	27. Jul 2001 08:52	0,4	kein NLC
27. Jul 2001 16:57	27. Jul 2001 18:49	1,9	NLC
27. Jul 2001 23:38	28. Jul 2001 06:11	6,5	NLC
28. Jul 2001 17:17	28. Jul 2001 20:17	3,0	keine NLC
03. Aug 2001 15:24	04. Aug 2001 04:02	12,4	keine NLC
14. Aug 2001 18:12	15. Aug 2001 00:40	6,5	keine NLC

Tabelle A.5: Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange während der Hygrosonden Kampagne im Dezember 2001. Zeiten sind in UTC angegeben.

Beginn	Ende	Dauer / h	Kommentar
07. Dez 2001 16:01	08. Dez 2001 07:28	15,5	PSC
08. Dez 2001 14:50	10. Dez 2001 02:15	35,4	PSC
10. Dez 2001 23:16	11. Dez 2001 00:45	1,5	PSC
11. Dez 2001 11:58	11. Dez 2001 16:52	4,9	PSC
12. Dez 2001 00:09	12. Dez 2001 15:05	14,9	PSC
12. Dez 2001 20:58	14. Dez 2001 08:39	35,7	PSC
14. Dez 2001 21:14	15. Dez 2001 06:54	9,7	PSC
15. Dez 2001 21:00	16. Dez 2001 00:08	3,1	PSC
16. Dez 2001 03:19	16. Dez 2001 04:38	1,3	PSC
16. Dez 2001 06:04	18. Dez 2001 03:41	45,6	PSC
19. Dez 2001 02:12	21. Dez 2001 01:39	47,5	keine PSC
21. Dez 2001 03:48	22. Dez 2001 00:26	10,6	keine PSC

Tabelle A.6: Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange und des ALOMAR RMR-Lidars während der koordinierten Feldmessungen im Januar/Februar 2002. Zeiten sind in UTC angegeben.

Esrange			ALOMAR			simultane Lidar Messungen		
Beginn	Ende	Dauer / h	Beginn	Ende	Dauer / h	Beginn	Ende	Dauer / h
12. Jan 05:04	13. Jan 02:30	21,4	12. Jan 17:40	12. Jan 20:08	2,5	12. Jan 17:40	12. Jan 20:08	2,5
13. Jan 10:39	13. Jan 13:40	3,0						
14. Jan 18:38	15. Jan 01:21	6,7	14. Jan 20:51	14. Jan 23:18	2,5	14. Jan 20:51	14. Jan 23:18	2,5
15. Jan 23:47	16. Jan 23:56	24,1	16. Jan 20:33	16. Jan 22:24	1,9	16. Jan 20:33	16. Jan 22:24	1,9
17. Jan 21:35	18. Jan 13:51	17,3	18. Jan 03:23	18. Jan 19:07	15,7	18. Jan 03:23	18. Jan 13:51	10,5
			18. Jan 23:13	19. Jan 01:27	2,2			
			19. Jan 11:30	19. Jan 12:04	0,6			
19. Jan 15:47	19. Jan 19:39	3,9						
20. Jan 11:54	22. Jan 01:04	37,2	20. Jan 00:46	20. Jan 13:16	12,5	20. Jan 00:46	20. Jan 13:16	12,5
–“–	–“–	–“–	20. Jan 21:18	21. Jan 06:50	9,5	20. Jan 21:18	21. Jan 06:50	9,5
22. Jan 14:51	23. Jan 20:47	29,9	22. Jan 16:42	23. Jan 01:49	9,1	22. Jan 16:42	23. Jan 01:49	9,1
			23. Jan 23:16	24. Jan 04:33	5,6			
24. Jan 13:36	25. Jan 04:31	14,9	25. Jan 03:56	25. Jan 07:59	4,1	25. Jan 03:56	25. Jan 04:31	0,6
			25. Jan 14:40	25. Jan 18:20	3,7			
25. Jan 21:08	26. Jan 00:02	2,9						
26. Jan 14:35	27. Jan 07:53	17,6	26. Jan 20:56	27. Jan 21:54	24,9	26. Jan 20:56	27. Jan 07:53	10,9
27. Jan 19:18	28. Jan 07:27	12,2	–“–	–‘–	–“–	27. Jan 19:18	27. Jan 21:54	2,6
28. Jan 14:39	29. Jan 07:58	17,6	28. Jan 09:07	29. Jan 14:45	29,6	28. Jan 14:39	29. Jan 07:58	17,6
29. Jan 14:39	30. Jan 06:32	15,9						
30. Jan 14:45	31. Jan 07:03	16,8	31. Jan 00:20	31. Jan 05:17	4,9	31. Jan 00:20	31. Jan 05:17	4,9
31. Jan 17:32	01. Feb 06:46	13,2	31. Jan 23:10	01. Feb 17:55	18,8	31. Jan 23:10	01. Feb 06:46	6,6
01. Feb 18:47	02. Feb 00:13	5,4						
			02. Feb 19:24	02. Feb 21:46	2,4			
03. Feb 17:53	04. Feb 00:43	6,8	03. Feb 20:11	03. Feb 22:30	2,3	03. Feb 20:11	03. Feb 22:30	2,3
05. Feb 10:43	06. Feb 01:54	15,2	05. Feb 01:23	05. Feb 06:22	4,9			
–“–	–“–	–“–	05. Feb 12:17	05. Feb 14:22	2,1	05. Feb 12:17	05. Feb 14:22	2,1
			05. Feb 17:54	06. Feb 06:13	12,3	05. Feb 17:54	06. Feb 01:54	8,0
			08. Feb 16:08	09. Feb 08:36	12,5			
			09. Feb 18:05	09. Feb 18:30	0,4			
			09. Feb 21:31	10. Feb 05:52	8,4			
			10. Feb 16:33	10. Feb 19:58	3,4			
			12. Feb 22:47	13. Feb 00:22	1,6			

Tabelle A.7: Messungen des UBonn Lidars auf der Esrange während der Envisat Validierungskampagne im Juli/August 2002. Zeiten sind in UTC angegeben.

Beginn	Ende	Dauer / h	Kommentar
17. Jul 2002 11:26	17. Jul 2002 13:02	1,6	keine NLC
18. Jul 2002 18:25	18. Jul 2002 21:28	3,1	NLC
19. Jul 2002 14:10	19. Jul 2002 15:29	1,3	keine NLC
19. Jul 2002 19:36	19. Jul 2002 20:45	1,2	keine NLC
20. Jul 2002 12:06	20. Jul 2002 23:46	9,7	keine NLC
21. Jul 2002 10:06	21. Jul 2002 22:40	12,6	NLC
22. Jul 2002 12:34	22. Jul 2002 13:59	1,4	keine NLC
22. Jul 2002 18:33	23. Jul 2002 00:26	5,9	NLC
27. Jul 2002 04:03	27. Jul 2002 10:12	6,2	NLC
27. Jul 2002 11:32	27. Jul 2002 20:06	8,6	keine NLC
28. Jul 2002 18:05	28. Jul 2002 21:41	3,6	keine NLC
29. Jul 2002 02:58	29. Jul 2002 03:48	0,8	keine NLC
29. Jul 2002 09:18	30. Jul 2002 20:10	34,9	keine NLC
31. Jul 2002 12:13	31. Jul 2002 13:01	0,6	keine NLC
31. Jul 2002 18:38	01. Aug 2002 00:33	5,9	keine NLC
01. Aug 2002 10:50	01. Aug 2002 12:55	2,1	keine NLC
01. Aug 2002 17:43	02. Aug 2002 02:03	6,6	keine NLC
02. Aug 2002 07:19	02. Aug 2002 11:17	3,9	keine NLC
03. Aug 2002 17:54	03. Aug 2002 22:29	4,6	NLC
04. Aug 2002 17:52	06. Aug 2002 00:38	30,8	NLC
06. Aug 2002 18:45	06. Aug 2002 20:29	1,7	keine NLC
08. Aug 2002 11:09	08. Aug 2002 15:09	4,0	keine NLC
08. Aug 2002 22:02	09. Aug 2002 20:35	22,6	keine NLC
10. Aug 2002 14:23	11. Aug 2002 01:51	11,5	keine NLC
11. Aug 2002 10:53	11. Aug 2002 23:19	12,4	NLC
12. Aug 2002 11:18	13. Aug 2002 01:39	14,4	keine NLC
15. Aug 2002 04:52	16. Aug 2002 04:17	23,4	keine NLC
16. Aug 2002 19:32	17. Aug 2002 00:35	5,1	NLC
19. Aug 2002 00:46	19. Aug 2002 03:41	2,9	keine NLC
19. Aug 2002 19:20	20. Aug 2002 02:00	6,3	keine NLC
20. Aug 2002 18:36	21. Aug 2002 02:49	8,2	keine NLC
21. Aug 2002 14:14	21. Aug 2002 14:32	0,3	keine NLC
21. Aug 2002 18:27	21. Aug 2002 22:54	4,5	keine NLC
22. Aug 2002 14:16	23. Aug 2002 03:50	17,6	keine NLC
23. Aug 2002 19:32	24. Aug 2002 00:14	4,7	keine NLC
24. Aug 2002 14:30	25. Aug 2002 14:14	23,7	keine NLC
25. Aug 2002 22:37	26. Aug 2002 01:39	3,0	keine NLC
26. Aug 2002 19:19	27. Aug 2002 01:31	6,2	keine NLC
28. Aug 2002 10:49	29. Aug 2002 03:28	16,7	keine NLC
30. Aug 2002 14:07	30. Aug 2002 15:49	1,7	keine NLC
30. Aug 2002 20:44	31. Aug 2002 02:00	5,3	keine NLC

Tabelle A.8: Messzeiten des UBonn Lidars auf der Esrange, des ALOMAR RMR-Lidars und der fallenden Kugeln während der Envisat Validierungskampagne im Januar/Februar 2003. Zeiten sind in UTC angegeben.

Esrange			ALOMAR			simultane Lidar Messungen			Fallende Kugeln
Beginn	Ende	Dauer / h	Beginn	Ende	Dauer / h	Beginn	Ende	Dauer / h	
13. Jan 00:58	14. Jan 00:49	23,9							
14. Jan 15:43	15. Jan 01:15	9,7	14. Jan 13:00	14. Jan 13:44	0,7				
16. Jan 01:06	16. Jan 02:50	1,7							15. Jan 13:00
17. Jan 04:28	17. Jan 05:06	0,6							16. Jan 13:00
			17. Jan 06:38	17. Jan 09:58	3,3				
									17. Jan 13:00
									18. Jan 13:00
									19. Jan 13:00
19. Jan 14:21	20. Jan 10:18	20,0	19. Jan 19:28	20. Jan 02:40	7,2	19. Jan 19:28	20. Jan 02:40	7,2	
–“–	–“–	–“–	20. Jan 05:49	20. Jan 06:37	0,8	20. Jan 05:49	20. Jan 06:37	0,8	
									21. Jan 13:00
22. Jan 00:23	22. Jan 07:53	7,5	22. Jan 05:16	22. Jan 06:56	1,7	22. Jan 05:16	22. Jan 06:56	1,7	
									22. Jan 13:00
22. Jan 14:03	22. Jan 23:59	9,9							
23. Jan 13:54	24. Jan 07:26	17,5							23. Jan 13:50
									24. Jan @ 13:11, 14:03, 15:05, 16:00, 17:00, 18:00 19:01, 20:00, 21:02, 22:00, 23:00 25. Jan @ 00:00, 00:58
24. Jan 23:25	25. Jan 08:28	9,1							
25. Jan 14:25	25. Jan 21:42	7,3							26. Jan 13:00
			26. Jan 15:12	26. Jan 15:59	0,8				
			27. Jan 05:55	27. Jan 06:28	0,6				
27. Jan 14:30	28. Jan 18:19	27,8	27. Jan 15:04	27. Jan 21:02	6,0	27. Jan 15:04	27. Jan 21:02	6,0	27. Jan 13:00
–“–	–“–	–“–	28. Jan 01:00	28. Jan 01:36	0,6	28. Jan 01:00	28. Jan 01:36	0,6	27. Jan 15:05, 28. Jan 13:00
–“–	–“–	–“–	28. Jan 15:12	29. Jan 08:34	17,4	28. Jan 15:12	28. Jan 18:19	3,1	28. Jan @ 15:04, 15:57, 17:05, 17:57
									28. Jan @ 18:42, 19:42
28. Jan 23:43	29. Jan 00:41	1,0	–“–	–“–	–“–	28. Jan 23:43	29. Jan 00:41	1,0	
									29. Jan 13:00
29. Jan 16:24	01. Feb 05:37	61,2	30. Jan 02:26	30. Jan 03:14	0,8	30. Jan 02:26	30. Jan 03:14	0,8	30. Jan @ 13:12, 21:10, 22:03
01. Feb 20:25	01. Feb 23:49	3,4							
			02. Feb 18:09	02. Feb 23:37	5,5				
			03. Feb 16:40	03. Feb 17:08	0,5				
05. Feb 14:29	06. Feb 04:15	13,8	04. Feb 15:31	05. Feb 18:12	26,7	05. Feb 14:29	05. Feb 18:12	3,7	
06. Feb 16:06	07. Feb 02:11	10,1							
			07. Feb 06:05	07. Feb 10:54	4,8				
07. Feb 17:44	07. Feb 23:40	5,9							
09. Feb 15:27	09. Feb 21:16	5,8							
10. Feb 15:23	11. Feb 02:19	10,9							
11. Feb 20:30	12. Feb 01:50	5,6							
12. Feb 15:19	13. Feb 00:01	8,7							
13. Feb 16:17	14. Feb 03:03	10,8							
14. Feb 15:22	15. Feb 00:57	9,6							
15. Feb 17:15	15. Feb 22:12	4,9							
17. Feb 15:29	17. Feb 17:32	2,1							
18. Feb 00:42	18. Feb 02:31	1,8							
18. Feb 16:06	18. Feb 16:52	0,8							

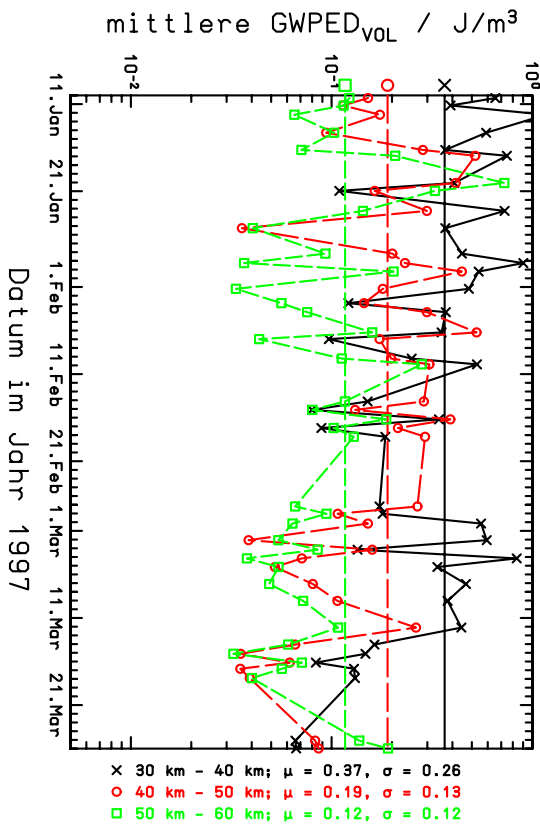
fett: simultan mit Esrange Lidar

Anhang B

Schwerewellenanalyse der Messkampagnen

Auf den folgenden Seiten sind die Ergebnisse der Schwerewellenanalysen für sämtliche Kampagnen abgebildet. Für jede Kampagne ist die $GWPED_{vol}$ gemittelt für die drei Höhengniveaus mittlere Stratosphäre (30 – 40 km), obere Stratosphäre (40 – 50 km) und untere Mesosphäre (50 – 60 km) berechnet sowie die Verteilung der stärksten Wellenlänge in den jeweiligen Spektren der vertikalen Wellenlänge bestimmt worden. Zur Bestimmung des Referenzprofils sind sowohl das Nachtmittel- als auch das Splinefitverfahren (vgl. Kap. 5.2.1) angewendet worden. Die Ergebnisse beider Verfahren sind zum Vergleich dargestellt. Das Spektrum der vertikalen Wellenlänge ist bei beiden Verfahren sehr ähnlich. Einige Abweichungen gibt es bei der Bestimmung der $GWPED_{vol}$. Oftmals enthält das Residuum aus individuellem Temperaturprofil und Nachtmittel einen Trend, der als Temperaturamplitude die $GWPED_{vol}$ -Berechnung beeinflusst.

Berechnet mittels Splinesfit



Berechnet mittels Nachmittel

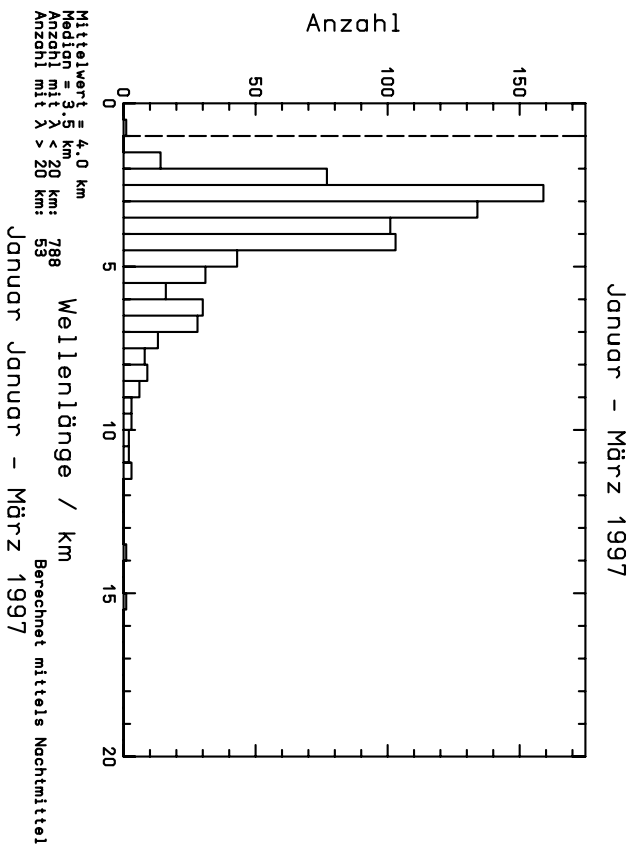
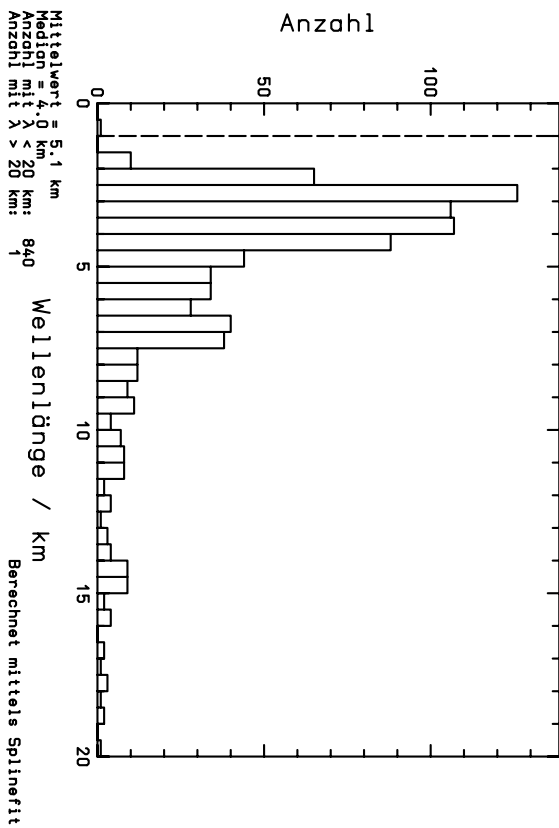
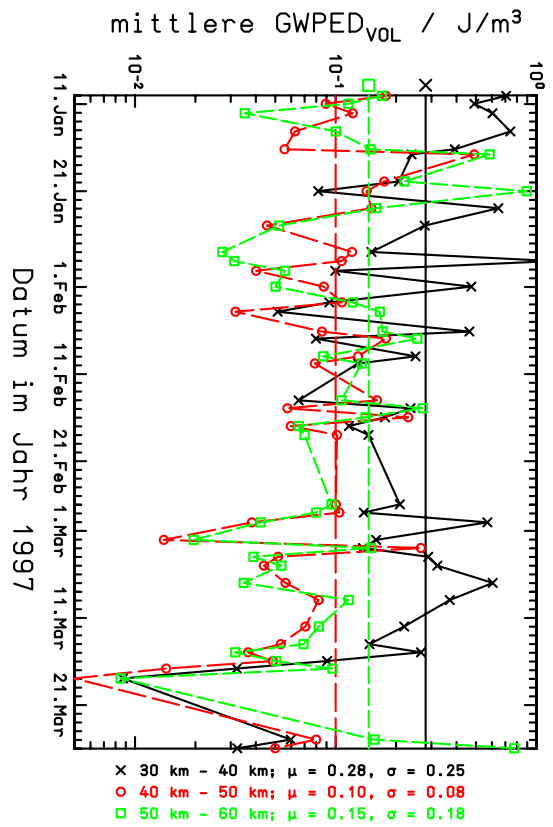


Abbildung B.1: Schwerewellenanalyse Januar - März 1997

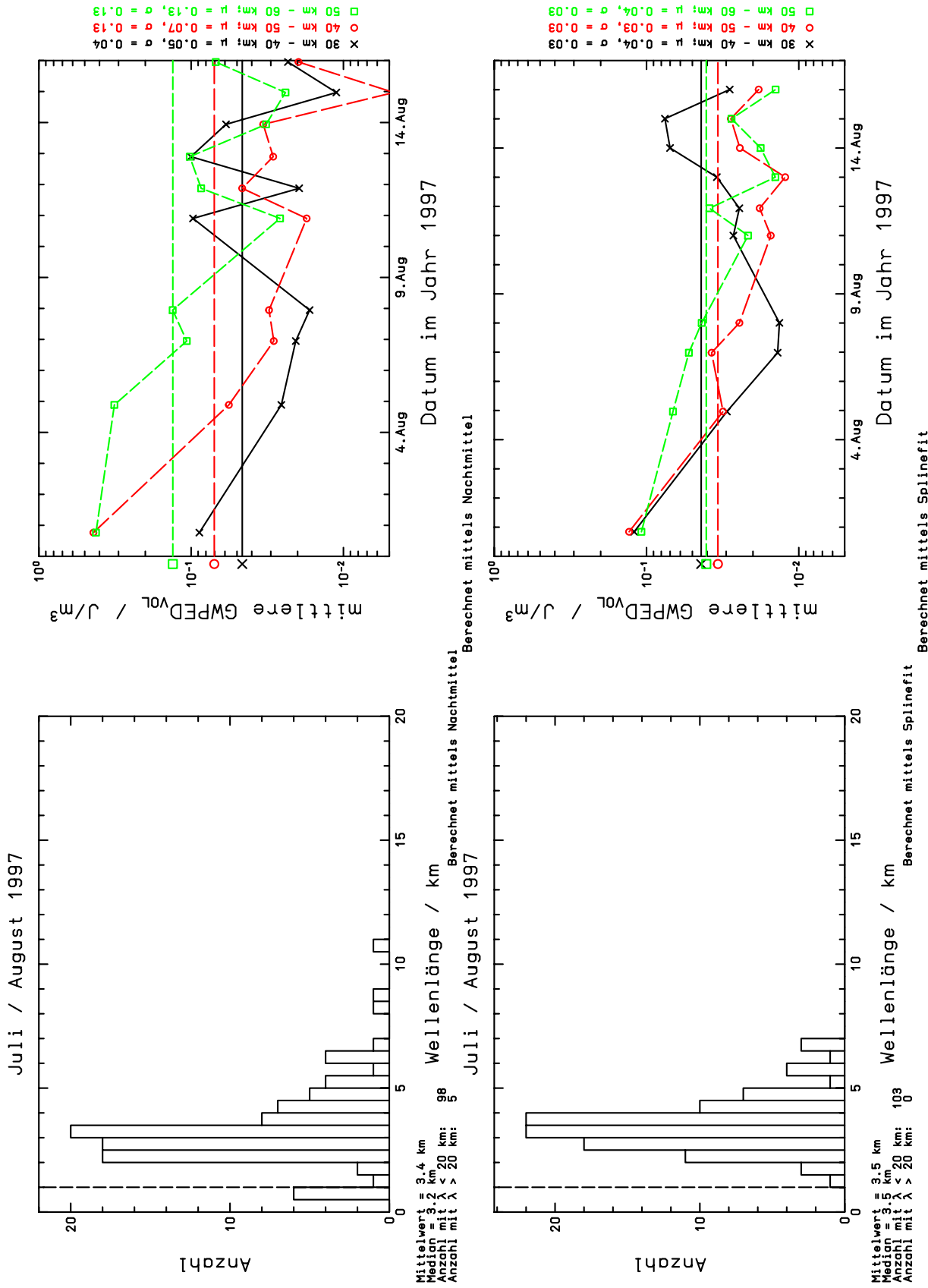


Abbildung B.2: Schwerewellenanalyse Juli/August 1997

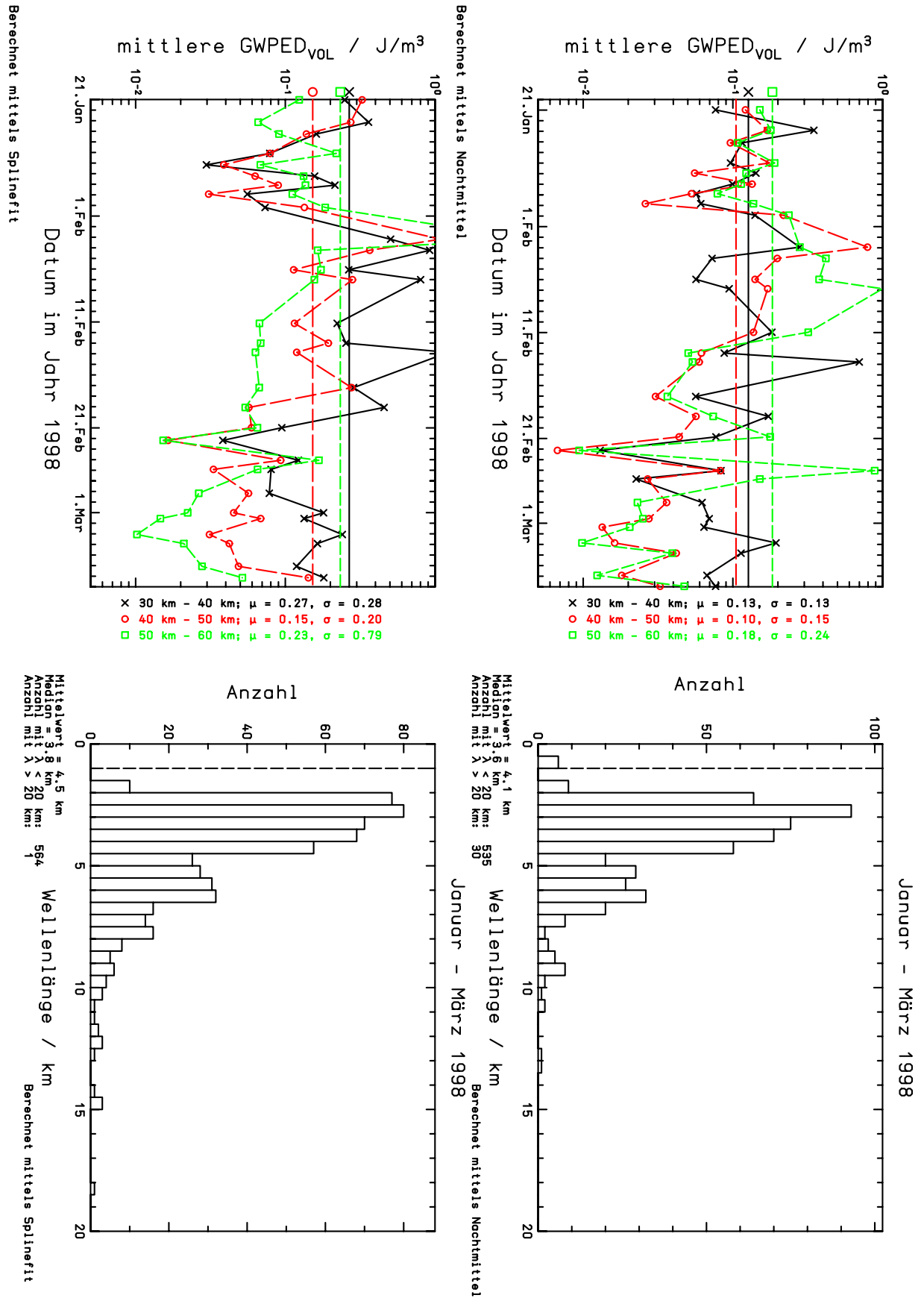


Abbildung B.3: Schwerewellenanalyse Januar - März 1998

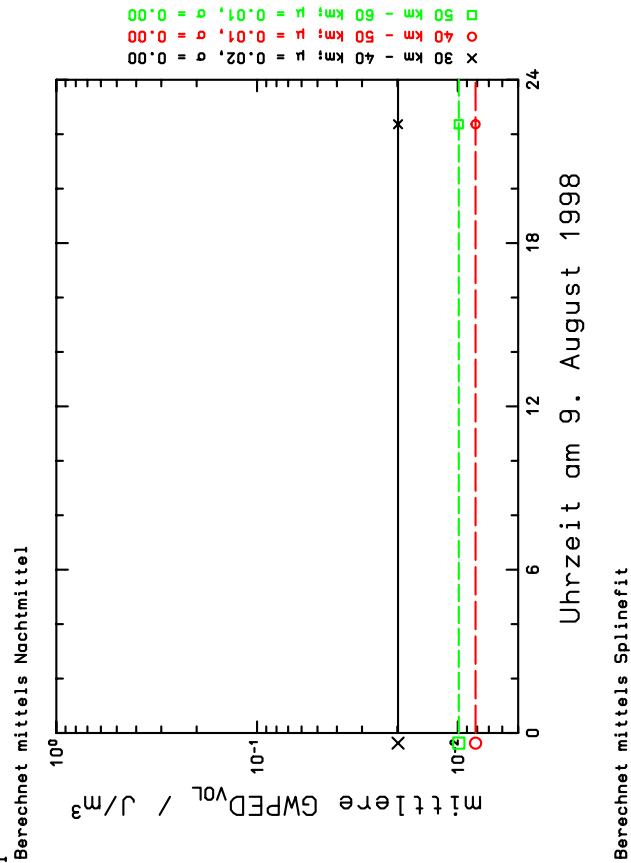
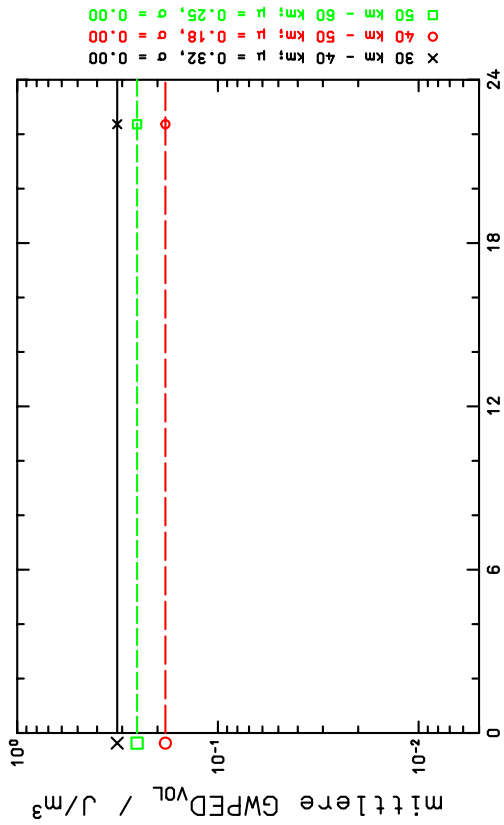
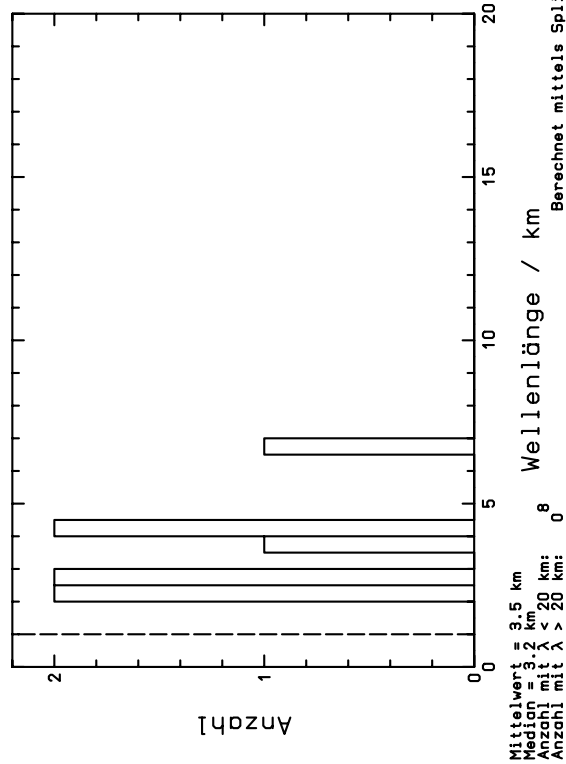
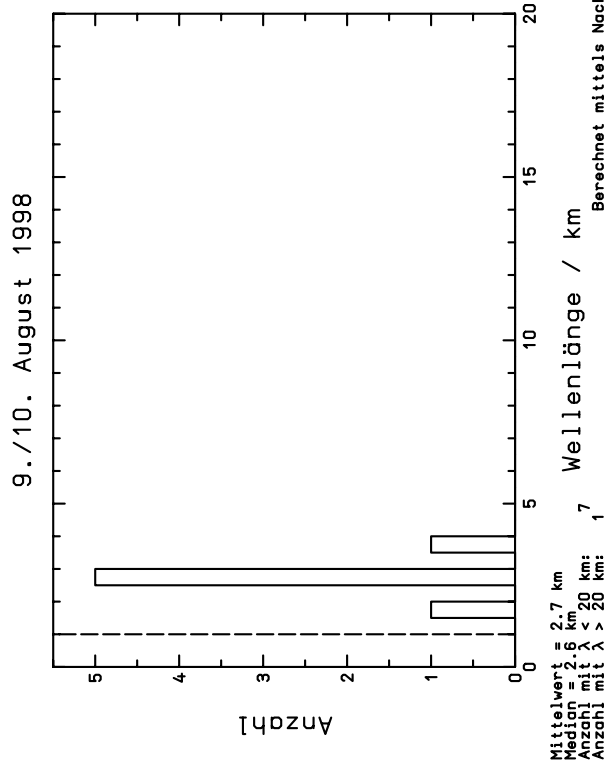


Abbildung B.4: Schwerewellenanalyse Juli/August 1998

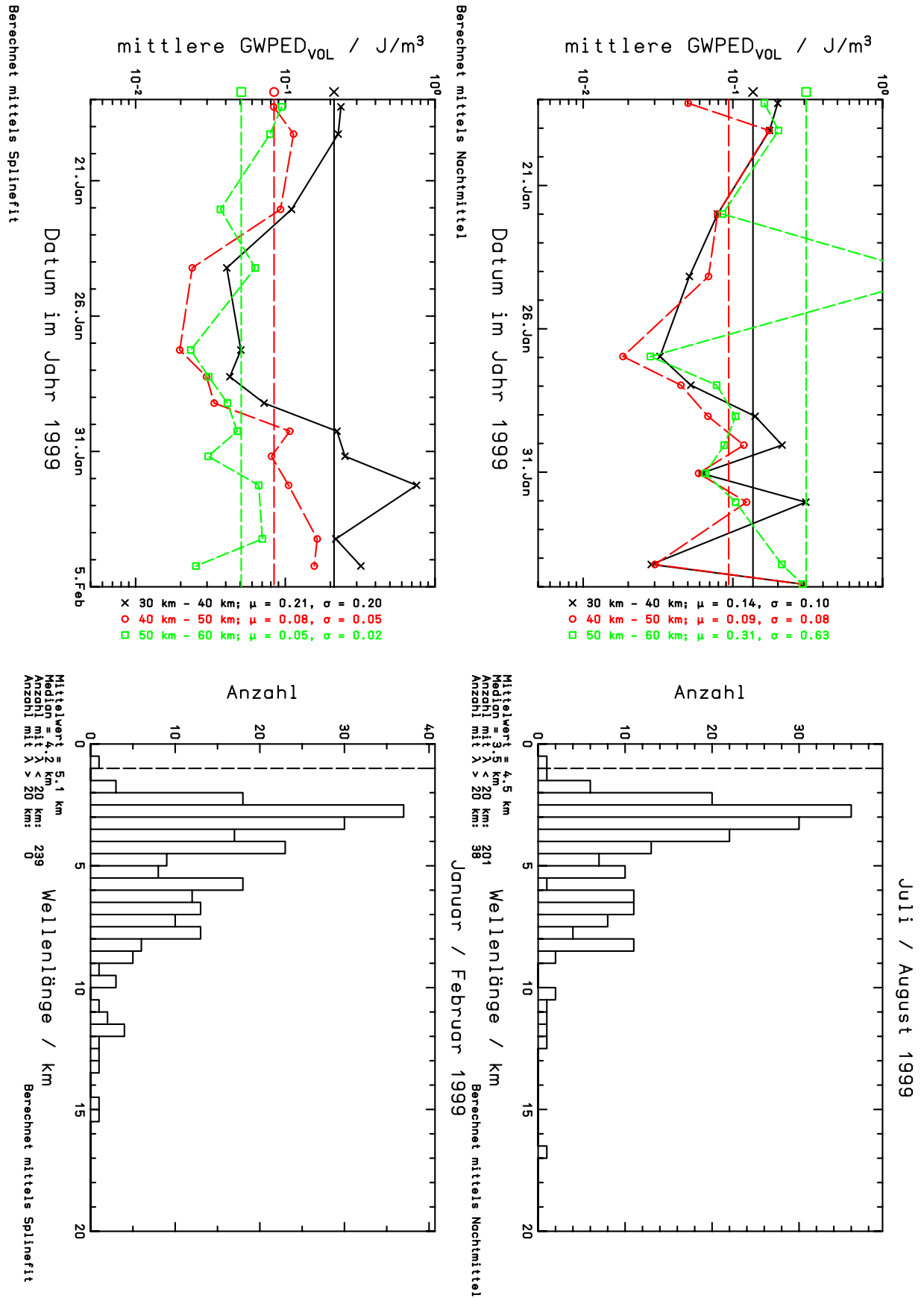


Abbildung B.5: Schwerwellenanalyse Januar/Februar 1999

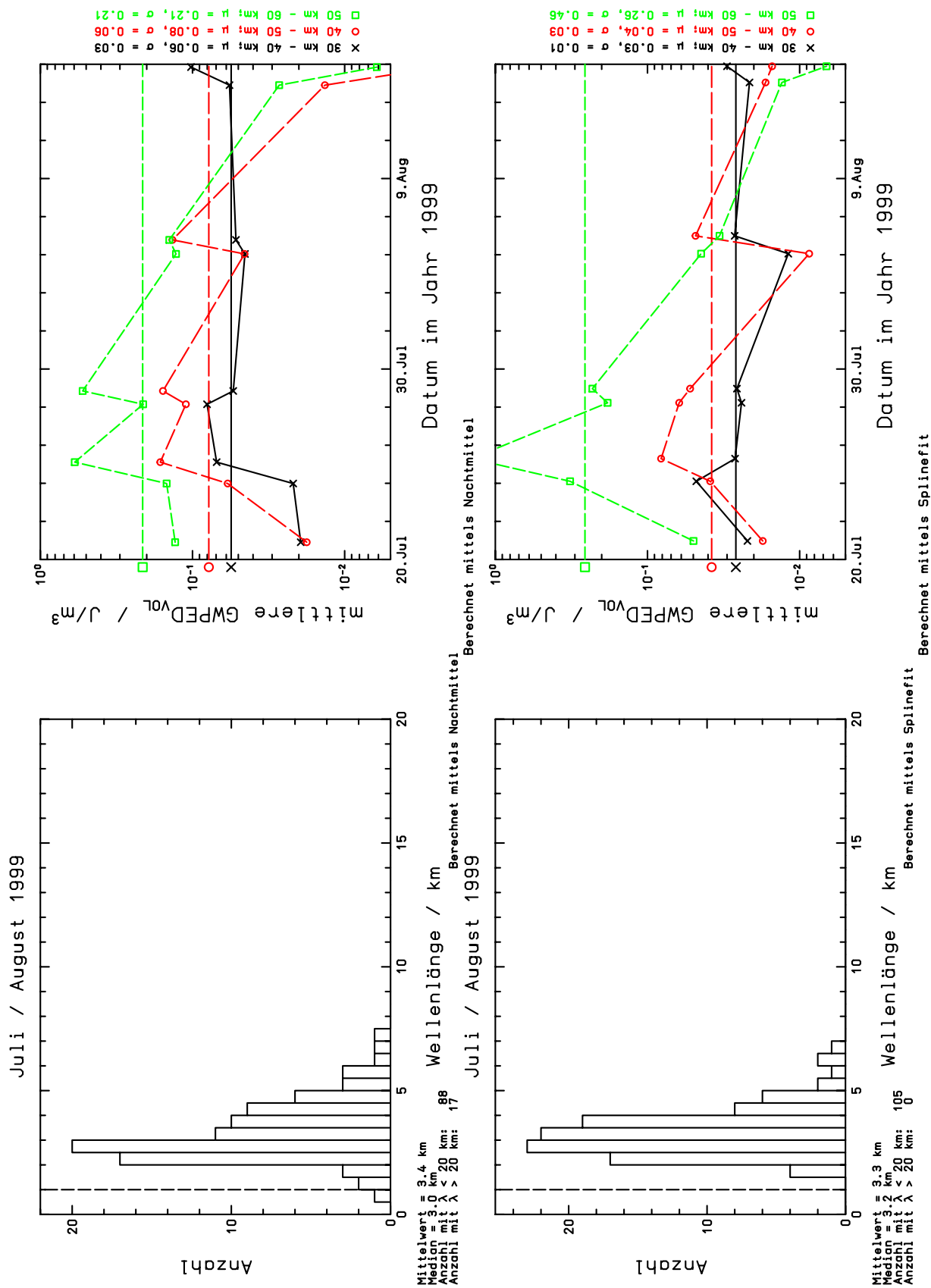


Abbildung B.6: Schwerewellenanalyse Juli/August 1999

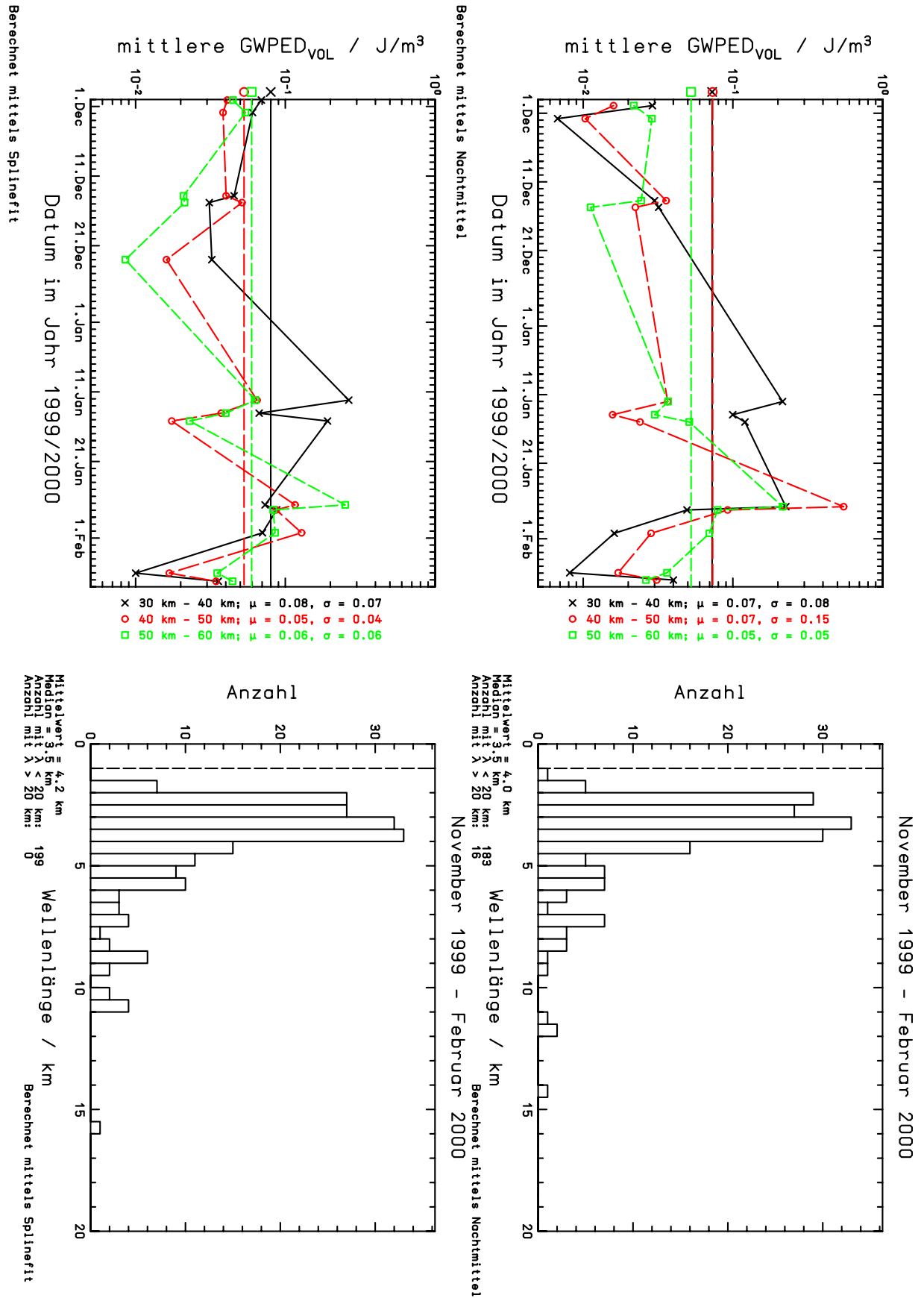


Abbildung B.7: Schwerwellenanalyse Januar/Februar 2000

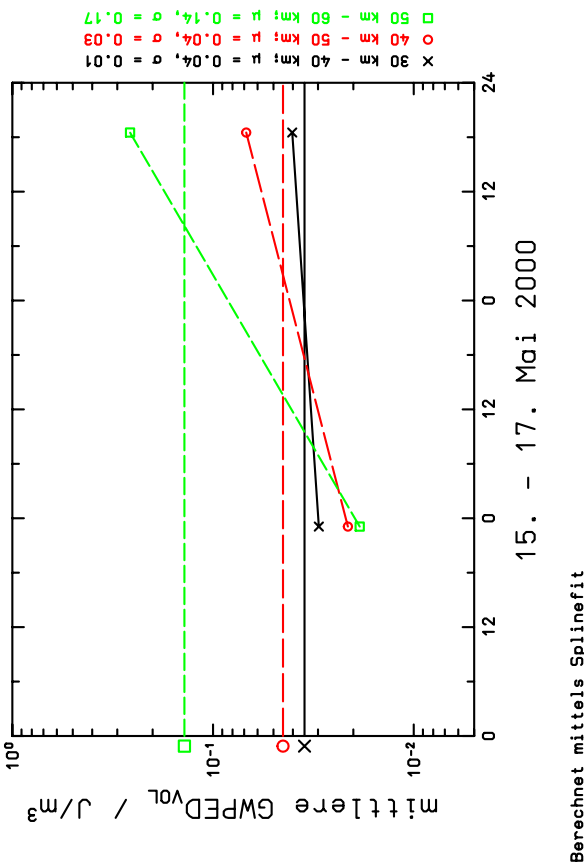
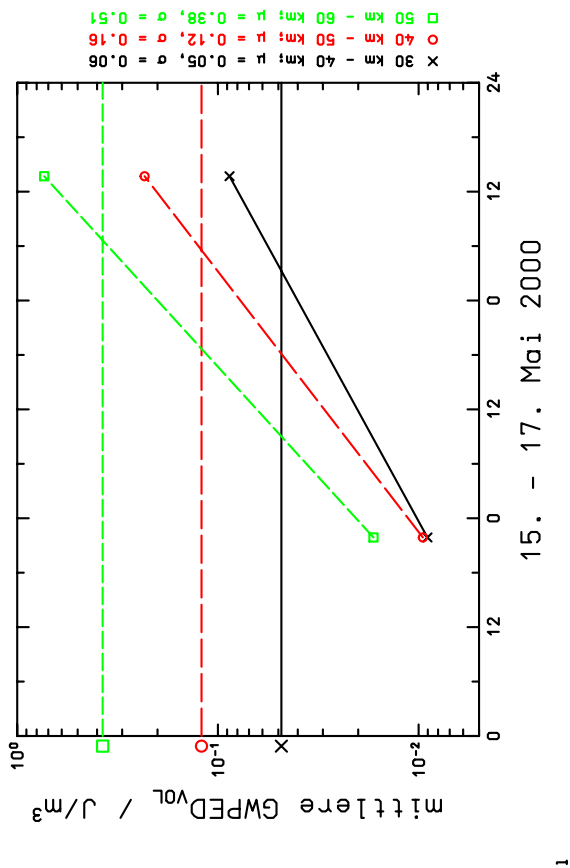
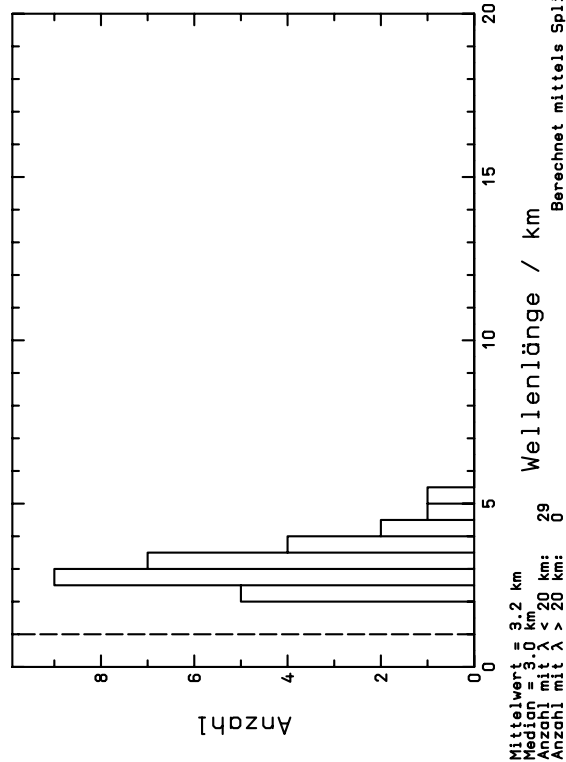
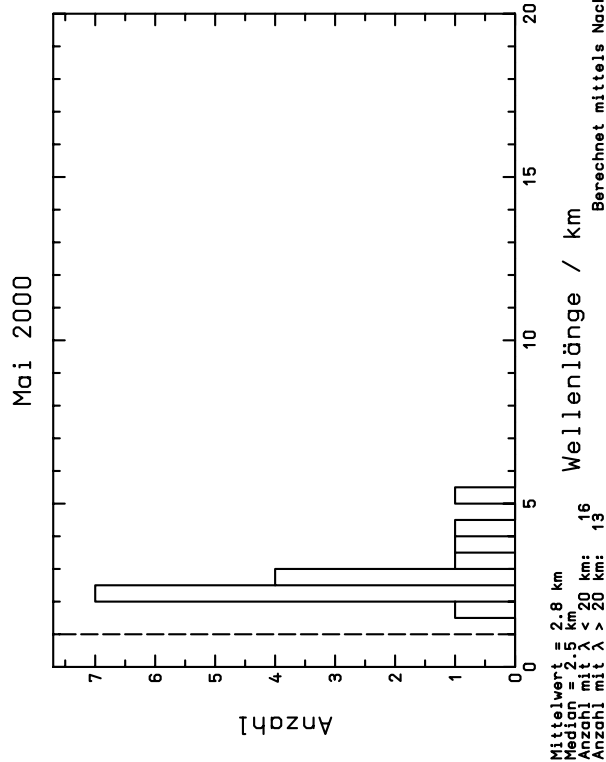


Abbildung B.8: Schwerewellenanalyse Mai 2000

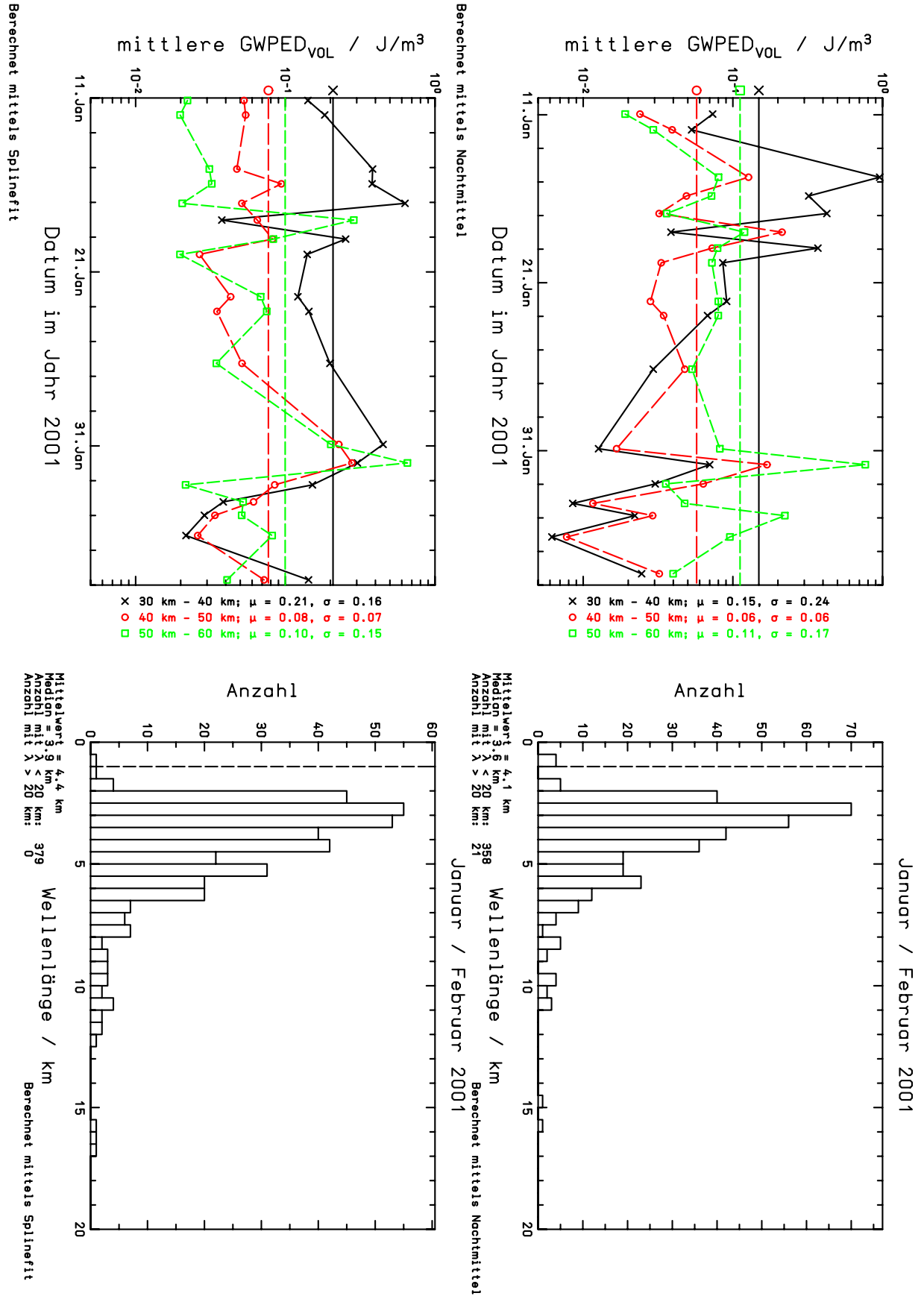


Abbildung B.9: Schwerewellenanalyse Januar/Februar 2001

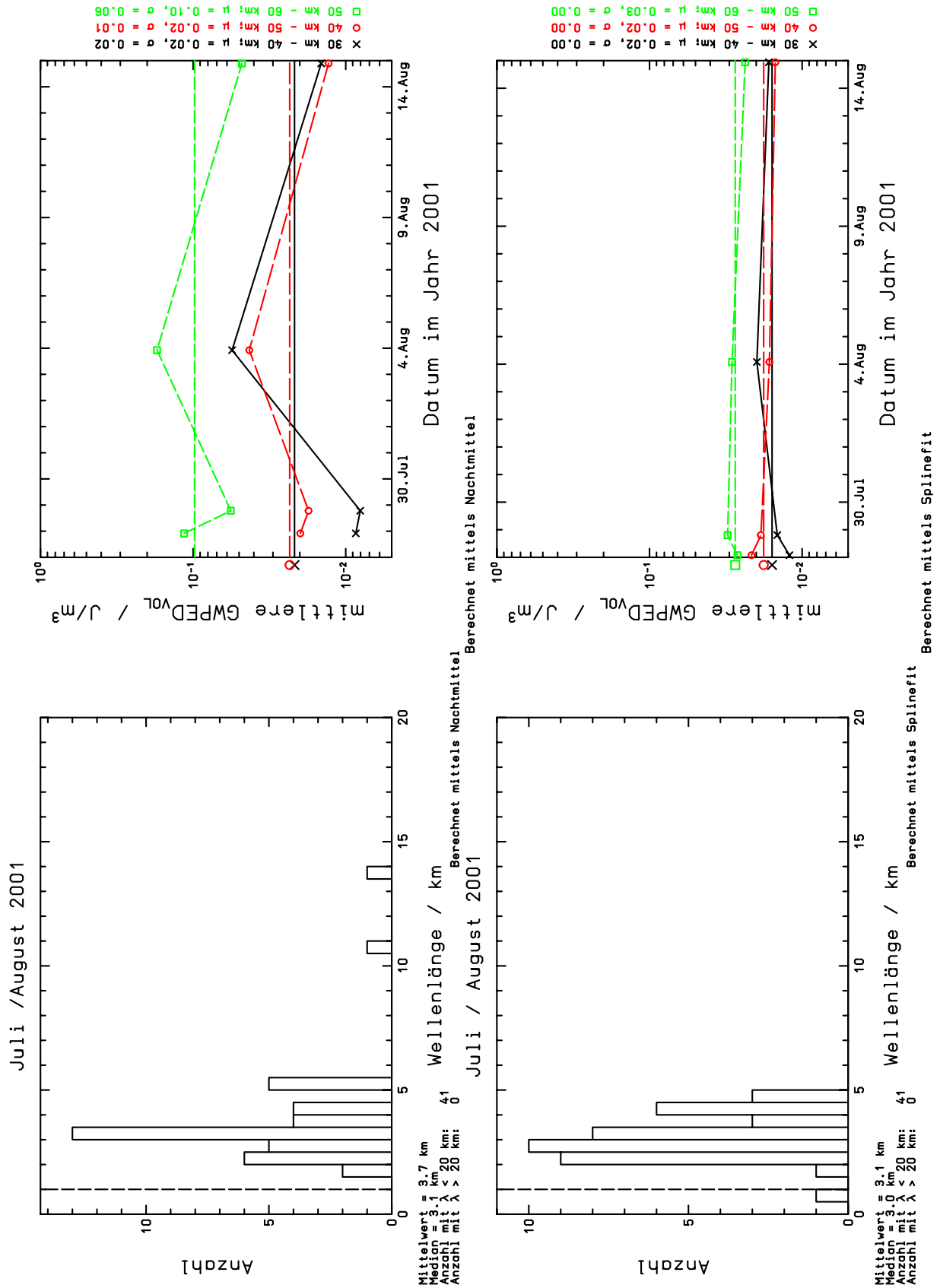


Abbildung B.10: Schwerwellenanalyse Juli/August 2001

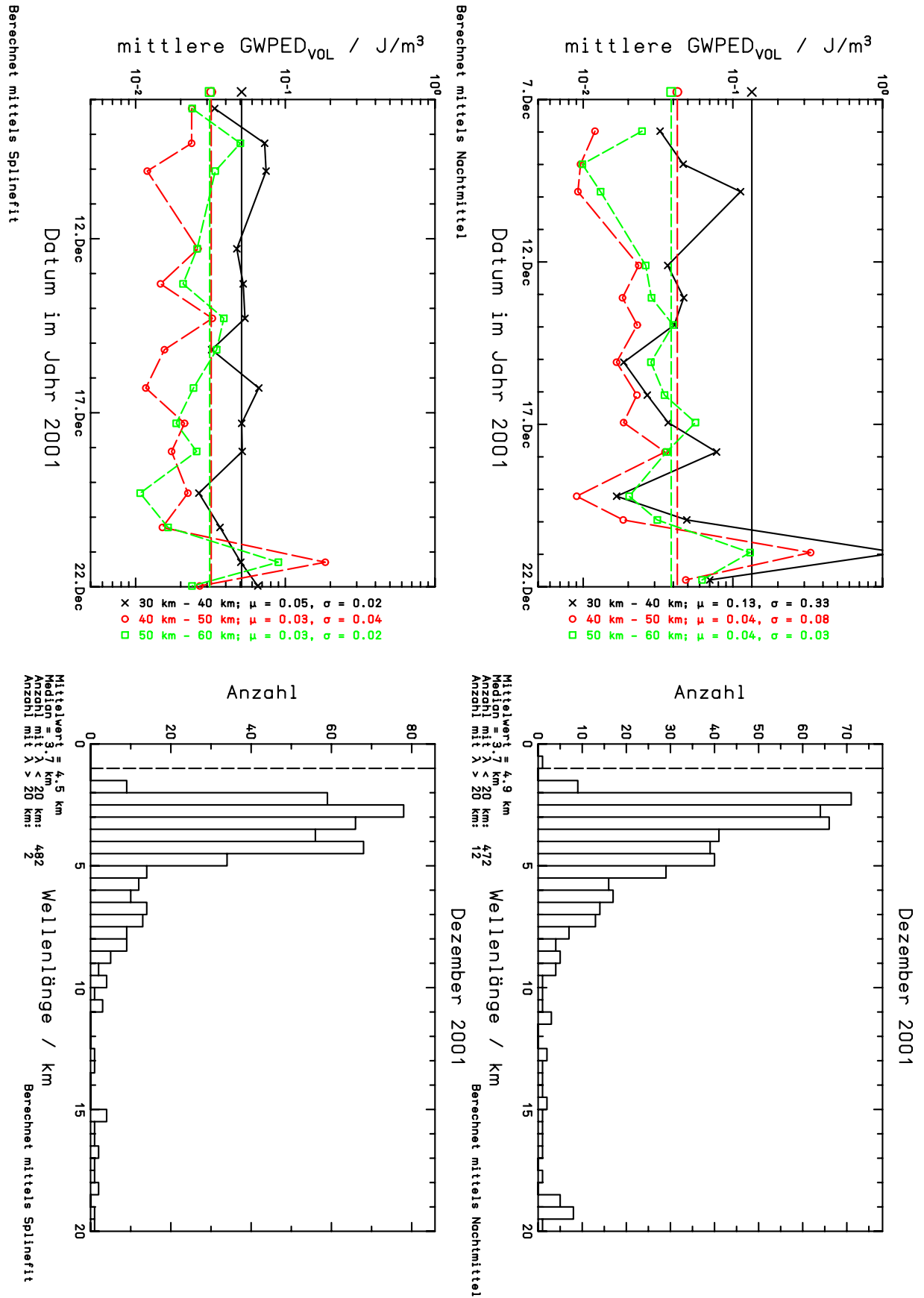


Abbildung B.11: Schwerewellenanalyse Dezember 2001

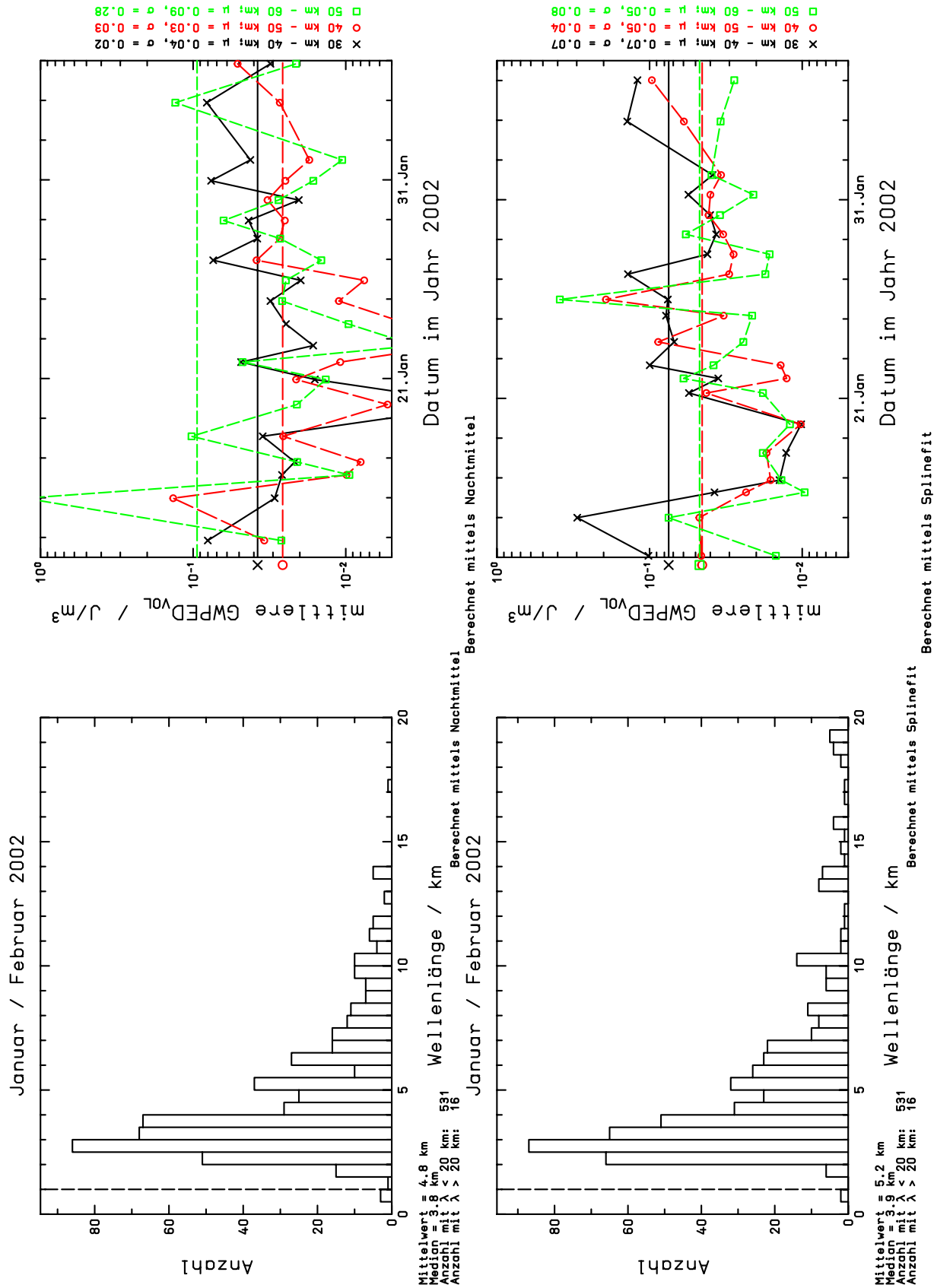


Abbildung B.12: Schwerewellenanalyse Januar/Februar 2002

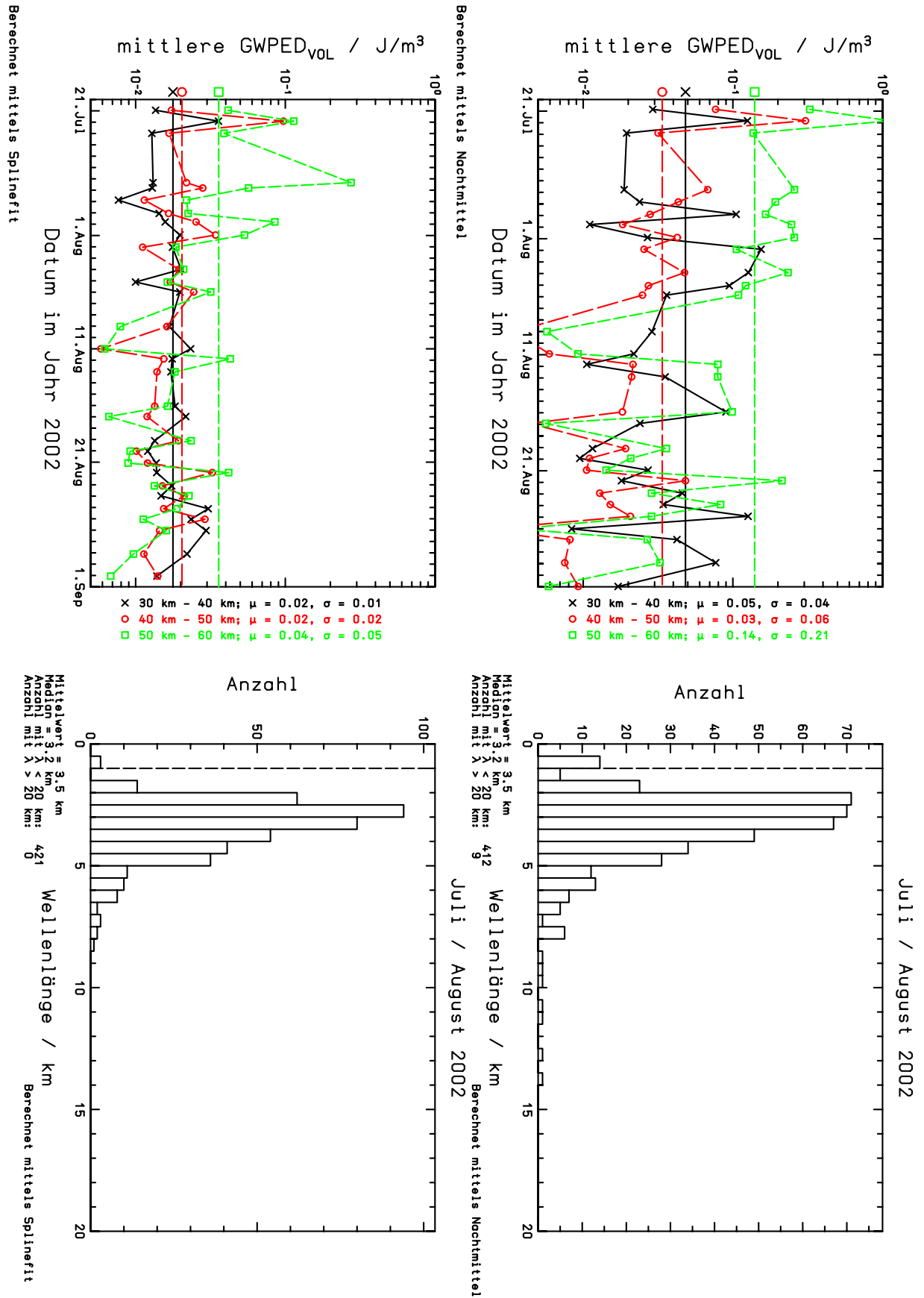


Abbildung B.13: Schwerewellenanalyse Juli/August 2002

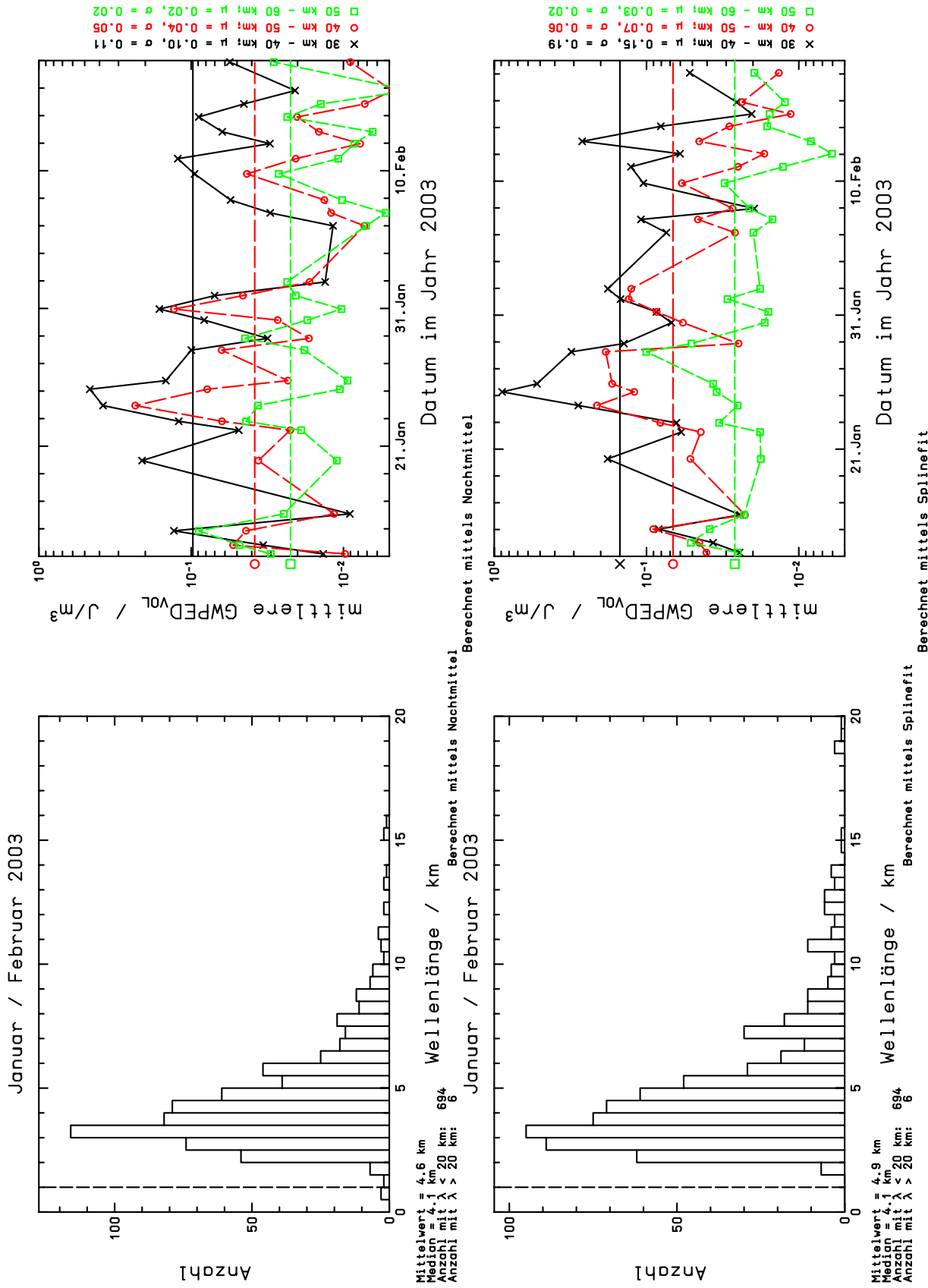


Abbildung B.14: Schwerewellenanalyse Januar/Februar 2003

Anhang C

Fehldepolarisation

Aufgrund unterschiedlicher Mechanismen stimmt die beobachtete Aerosoldepolarisation δ'_{Aer} im Regelfall nicht mit der wirklichen Aerosoldepolarisation δ_{Aer} überein (vgl. Kap. 5.1). Dieser Effekt kann auf einer systematisch verursachten Fehldepolarisation δ_f beruhen. Im Wesentlichen gibt es vier Beiträge zur Fehldepolarisation, die alle bisher im Einzelnen nicht quantifizierbar sind.

1. Laserfehldepolarisation δ_l

Der Laser emittiert linear polarisiertes Licht, dessen Fehldepolarisation ca. 0,5 % beträgt. Um diese Fehldepolarisation zu mindern, befindet sich direkt hinter dem Laser eine Brewster-Platte, deren Effektivität mindestens 99 % beträgt.

2. Weg-Depolarisation δ_w

Tritt auf dem Weg durch die Atmosphäre Mehrfachstreuung in Vorwärtsrichtung auf, so kann die Polarisationsrichtung des Laserstrahls so geändert werden, dass das rückgestreute Licht nicht mehr allein die Polarisationsseigenschaften besitzt, die auf der Streuung am Wolkenteilchen beruhen, sondern ebenso beeinflusst ist von Streuprozessen, die sich auf dem Weg durch die Atmosphäre ereignen.

3. Misch-Depolarisation δ_m

Besteht eine beobachtete Wolke nicht alleine aus flüssigen Teilchen, so führen die festen Wolkenteilchen zu einem Beitrag im Quersignal und somit zu einer von Null verschiedenen, gemessenen Aerosoldepolarisation δ'_{Aer} .

4. Justagefehldepolarisation δ_j

Unter der Annahme, dass die oberen drei Quellen der Fehldepolarisation keinen Beitrag liefern, ist eine Aerosoldepolarisation von $\delta'_{Aer} = 0$ nur dann beobachtbar, wenn die geometrische Justage des Empfangsteils derart ist, dass die Beobachtungsebene exakt parallel bzw. senkrecht zur Polarisationssebene des ausgesandten Laserstrahls liegt. Jede geometrische Fehljustage führt zu einem Überschneiden zwischen den beiden Kanälen.

Zur Vereinfachung werden δ_l , δ_w , δ_m und δ_j zu einer äquivalenten Fehldepolarisation δ_f zusammengefasst. Es ist möglich, aus den beobachteten Rückstreuverhältnissen $R^{\parallel'}$ und $R^{\perp'}$ sowie der beobachteten Aerosoldepolarisation δ'_{Aer} und der Fehldepolarisation δ_f die wahre Aerosoldepolarisation δ_{Aer} zu berechnen.

Nach *Baumgarten* [1997] gilt: $R^{\parallel} \sim R^{\parallel'}$ und $R^{\perp} \sim R^{\perp'} + (R^{\perp'} - R^{\parallel'})\delta_f/\delta_{Mol}$.

Weiterhin gilt: $\delta_{Aer} = (R^{\perp} - 1)/(R^{\parallel} - 1) \cdot \delta_{Mol}$ (vgl. Gl. (4.5), S. 34). Einsetzen liefert:

$$\begin{aligned}
\delta_{Aer} &= \frac{R^{\perp} - 1}{R^{\parallel} - 1} \cdot \delta_{Mol} \\
&= \frac{R^{\perp'} + (R^{\perp'} - R^{\parallel'})\delta_f/\delta_{Mol} - 1}{R^{\parallel'} - 1} \cdot \delta_{Mol} \\
&= \frac{R^{\perp'} - 1}{R^{\parallel'} - 1} \cdot \delta_{Mol} + \frac{(R^{\perp'} - R^{\parallel'})\delta_f}{(R^{\parallel'} - 1)\delta_{Mol}} \cdot \delta_{Mol} \\
&= \delta'_{Aer} + \frac{R^{\perp'} - R^{\parallel'}}{R^{\parallel'} - 1} \cdot \delta_f \\
&= \delta'_{Aer} - \frac{R^{\parallel'} - R^{\perp'}}{R^{\parallel'} - 1} \cdot \delta_f
\end{aligned}$$

Andererseits lässt sich somit die Fehldepolarisation δ_f bestimmen zu

$$\delta_f = \frac{R^{\parallel'} - 1}{R^{\parallel'} - R^{\perp'}} (\delta'_{Aer} - \delta_{Aer}). \quad (C.1)$$

Da die wahre Aerosoldepolarisation δ_{Aer} nicht bekannt ist, ist die Bestimmung der Fehldepolarisation nur für Messdaten möglich, deren wahre Aerosoldepolarisation δ_{Aer} abgeschätzt werden kann. Hierzu ist es hilfreich, auf Daten ohne Aerosoldepolarisation ($\delta_{Aer} = 0$) zurückzugreifen. Damit gilt für die Fehldepolarisation δ_f :

$$\delta_f^0 = \frac{R^{\parallel'} - 1}{R^{\parallel'} - R^{\perp'}} \delta'_{Aer} \quad (C.2)$$

Unabhängig von den unterschiedlichen Prozessen, die zur Fehldepolarisation δ_f beitragen, kann die Fehldepolarisation δ_f als neue Laserfehldepolarisation δ_l betrachtet werden. Aus diesem Grund wird die Fehldepolarisation δ_f durch die Laserfehldepolarisation δ_l ersetzt.

Im Folgenden sollen Auswahlkriterien für die Messdaten zur Bestimmung der Laserfehldepolarisation δ_l hergeleitet und diese bestimmt werden. Unter der Annahme, dass das den Laser verlassende Licht nicht zu 100 % polarisiert ist, kann die emittierte Leistung als $P = P^{\parallel} + P^{\perp}$ geschrieben werden, woraus die Laserfehldepolarisation zu $\delta_l = P^{\perp}/P^{\parallel}$ definiert werden kann. Weiterhin gilt für die Moleküldepolarisation $\delta_{Mol} = \beta_{Mol}^{\perp}/\beta_{Mol}^{\parallel}$. Mit diesen Voraussetzungen können die beobachteten Rückstreuverhältnisse für das Parallel- und das Quersignal folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
R^{\parallel'} &= \frac{\beta_{Mol}^{\parallel} P^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\perp} P^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel} P^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp} P^{\perp}}{\beta_{Mol}^{\parallel} P^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\perp} P^{\perp}} \\
&= \frac{\beta_{Mol}^{\parallel} P^{\parallel} + \delta_{Mol} \beta_{Mol}^{\parallel} \delta_l P^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\parallel} P^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp} \delta_l P^{\parallel}}{\beta_{Mol}^{\parallel} P^{\parallel} + \delta_{Mol} \beta_{Mol}^{\parallel} \delta_l P^{\parallel}} \\
&= 1 + \frac{\beta_{Aer}^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp} \delta_l}{(1 + \delta_{Mol} \delta_l) \beta_{Mol}^{\parallel}} \quad (C.3) \\
R^{\perp'} &= \frac{\beta_{Mol}^{\perp} P^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\parallel} P^{\perp} + \beta_{Aer}^{\perp} P^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\parallel} P^{\perp}}{\beta_{Mol}^{\perp} P^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\parallel} P^{\perp}}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\delta_{Mol}\beta_{Mol}^{\parallel}P^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\parallel}\delta_l P^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp}P^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\parallel}\delta_l P^{\parallel}}{\delta_{Mol}\beta_{Mol}^{\parallel}P^{\parallel} + \beta_{Mol}^{\parallel}\delta_l P^{\parallel}} \\
&= 1 + \frac{\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel}\delta_l}{(\delta_{Mol} + \delta_l)\beta_{Mol}^{\parallel}} \tag{C.4}
\end{aligned}$$

Im Falle nicht depolarisierender Teilchen gilt $\beta_{Aer}^{\perp} = 0$ und somit $\delta_{Aer} = \beta_{Aer}^{\perp}/\beta_{Aer}^{\parallel} = 0$. Daraus folgt für die beobachteten Rückstreuverhältnisse von nicht depolarisierenden Wolkenteilchen:

$$\begin{aligned}
{}^0R^{\parallel'} &= 1 + \frac{\beta_{Aer}^{\parallel}}{(1 + \delta_{Mol}\delta_l)\beta_{Mol}^{\parallel}} \\
{}^0R^{\perp'} &= 1 + \frac{\beta_{Aer}^{\parallel}\delta_l}{(\delta_{Mol} + \delta_l)\beta_{Mol}^{\parallel}}
\end{aligned}$$

Ein Vergleich der beiden Rückstreuverhältnisse zeigt, dass für alle Messungen von nicht depolarisierenden Teilchen ${}^0R^{\parallel'} > {}^0R^{\perp'}$ gelten muss.

$$\begin{aligned}
{}^0R^{\parallel'} > {}^0R^{\perp'} &\Leftrightarrow \\
\frac{\beta_{Aer}^{\parallel}}{(1 + \delta_{Mol}\delta_l)\beta_{Mol}^{\parallel}} > \frac{\beta_{Aer}^{\parallel}\delta_l}{(\delta_{Mol} + \delta_l)\beta_{Mol}^{\parallel}} &\Leftrightarrow \\
\delta_{Mol} + \delta_l > \delta_l + \delta_{Mol}\delta_l^2 &\Leftrightarrow \\
1 > \delta_l^2 &
\end{aligned}$$

Ansonsten wäre nämlich $\delta_l > 1$, was nicht definiert ist. $R^{\parallel'} > R^{\perp'}$ ist jedoch nur eine notwendige, keine hinreichende Bedingung, um Messpunkte mit einer Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} = 0$ zu finden, denn mit den Gleichungen C.3 und C.4 folgt:

$$\begin{aligned}
R^{\perp'} < R^{\parallel'} &\Leftrightarrow \\
\frac{\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel}\delta_l}{\delta_{Mol} + \delta_l} < \frac{\beta_{Aer}^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp}\delta_l}{1 + \delta_{Mol}\delta_l} &\Leftrightarrow \\
\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel}\delta_l + \beta_{Aer}^{\perp}\delta_{Mol}\delta_l + \beta_{Aer}^{\parallel}\delta_{Mol}\delta_l^2 < \beta_{Aer}^{\parallel}\delta_{Mol} + \beta_{Aer}^{\perp}\delta_l + \beta_{Aer}^{\perp}\delta_l\delta_{Mol} + \beta_{Aer}^{\perp}\delta_l^2 &\Leftrightarrow \\
\beta_{Aer}^{\perp}(1 - \delta_l^2) < \beta_{Aer}^{\parallel}(\delta_{Mol} - \delta_{Mol}\delta_l^2) &\Leftrightarrow \\
\delta_{Aer} = \frac{\beta_{Aer}^{\perp}}{\beta_{Aer}^{\parallel}} < \delta_{Mol} &
\end{aligned}$$

Für Messdaten mit $R^{\perp'} < R^{\parallel'}$ gilt also $0 \leq \delta_{Aer} < \delta_{Mol}$ unabhängig von der Laserfehldepolarisation δ_l . Weiterhin kann kein fester Faktor c bestimmt werden, so dass für alle $R^{\perp'} < c \cdot R^{\parallel'}$ die wahre Aerosoldepolarisation verschwindet ($\delta_{Aer} = 0$).

$$\begin{aligned}
R^{\perp'} < c \cdot R^{\parallel'} &\Leftrightarrow \\
1 + \frac{\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel}\delta_l}{(\delta_l + \delta_{Mol})\beta_{Mol}^{\parallel}} < c + c \frac{\beta_{Aer}^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp}\delta_l}{(1 + \delta_{Mol}\delta_l)\beta_{Mol}^{\parallel}} &\Leftrightarrow
\end{aligned}$$

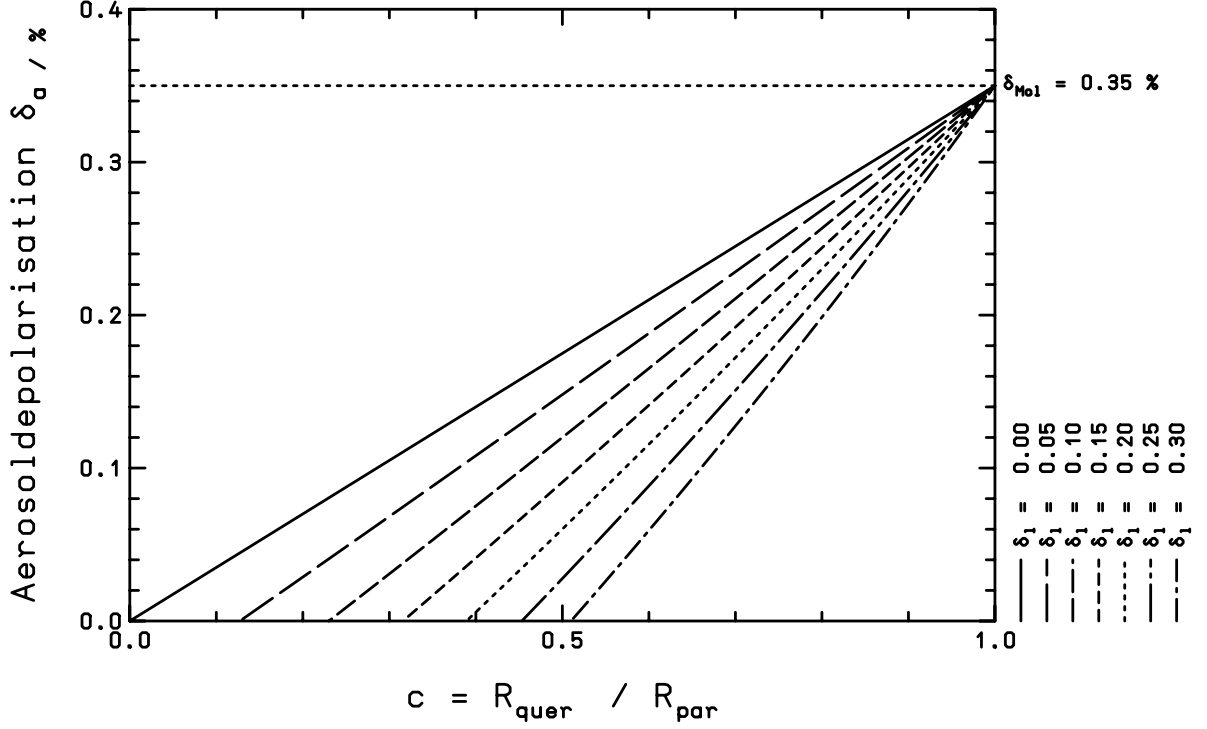


Abbildung C.1: Simulation der Aerosoldepolarisation δ_{Aer} in Abhängigkeit von der Laserfehldepolarisation δ_l und dem Verhältnis $R^{\perp}/R^{\parallel} = c$. Die einzelnen Linien stellen den maximal erreichbaren Wert der Aerosoldepolarisation für den gegebenen Parametersatz dar.

$$\frac{\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel} \delta_l}{(\delta_l + \delta_{Mol}) \beta_{Mol}^{\parallel}} < (c-1) + c \frac{\beta_{Aer}^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp} \delta_l}{(1 + \delta_{Mol} \delta_l) \beta_{Mol}^{\parallel}} \Leftrightarrow$$

$$(\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel} \delta_l)(1 + \delta_{Mol} \delta_l) \beta_{Mol}^{\parallel} < (c-1)(1 + \delta_{Mol} \delta_l) \beta_{Mol}^{\parallel} \cdot (\delta_{Mol} + \delta_l) \beta_{Mol}^{\parallel} +$$

$$c(\beta_{Aer}^{\parallel} + \beta_{Aer}^{\perp} \delta_l)(\delta_{Mol} + \delta_l) \beta_{Mol}^{\parallel} \Leftrightarrow$$

$$\beta_{Aer}^{\perp} + \beta_{Aer}^{\parallel} \delta_l + \delta_{Mol} \delta_l \beta_{Aer}^{\perp} + \delta_{Mol} \delta_l^2 \beta_{Aer}^{\parallel} < (c-1)(\delta_{Mol} \beta_{Mol}^{\parallel} + \delta_l \beta_{Mol}^{\parallel} + \delta_{Mol}^2 \delta_l \beta_{Mol}^{\parallel} + \delta_{Mol} \delta_l^2 \beta_{Mol}^{\parallel}) +$$

$$c(\beta_{Aer}^{\parallel} \delta_{Mol} + \beta_{Aer}^{\perp} \delta_l + \delta_{Mol} \delta_l \beta_{Aer}^{\perp} + \delta_l^2 \beta_{Aer}^{\parallel}) \Leftrightarrow$$

$$\beta_{Aer}^{\perp} (1 + \delta_{Mol} \delta_l (1-c) - c \delta_l^2) < \beta_{Aer}^{\parallel} (c \delta_{Mol} + (c-1) \delta_l - \delta_{Mol} \delta_l^2) + (c-1) \cdot k$$

mit $k = \delta_{Mol} \beta_{Mol}^{\parallel} + \delta_l \beta_{Mol}^{\parallel} + \delta_{Mol}^2 \delta_l \beta_{Mol}^{\parallel} + \delta_{Mol} \delta_l^2 \beta_{Mol}^{\parallel}$

mit der Annahme $k = 0$ folgt:

$$\frac{\beta_{Aer}^{\perp}}{\beta_{Aer}^{\parallel}} = \delta_{Aer} < \frac{c \delta_{Mol} + (c-1) \delta_l - \delta_{Mol} \delta_l^2}{1 + \delta_{Mol} \delta_l (1-c) - c \delta_l^2}$$

Eine Simulation der Aerosoldepolarisation δ_{Aer} in Abhängigkeit von der Laserfehldepolarisation δ_l und dem Verhältnis $R^{\perp}/R^{\parallel} = c$ ist in Abb. C.1 zu finden.

Die Simulation zeigt, dass es abhängig von der Größe der Laserfehldepolarisation δ_l unterschiedliche Verhältnisse $c = R^{\perp}/R^{\parallel}$ gibt, bei denen die Aerosoldepolarisation $\delta_{Aer} = 0\%$ ist. Je kleiner die Fehldepolarisation des Laser δ_l ist, desto kleiner muss auch das Verhältnis c sein, um eine verschwindende Aerosoldepolarisation δ_{Aer} zu erreichen.

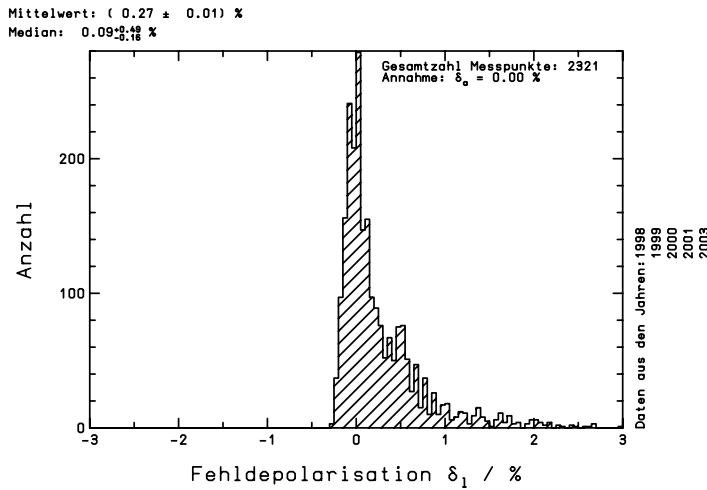
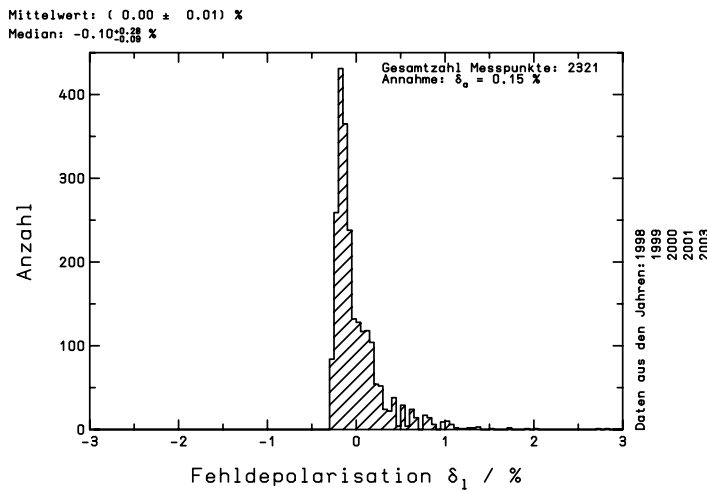
(a) Annahme $\delta_{Aer} = 0,00 \%$ (b) Annahme $\delta_{Aer} = 0,15 \%$

Abbildung C.2: Verteilung der berechneten Fehldepolarisation δ_l unter der Annahme einer mittleren Aerosoldepolarisation von $\overline{\delta_{Aer}} = 0,00 \%$ bzw. $\overline{\delta_{Aer}} = 0,15 \%$. Die Histogramme zeigen die Häufigkeitsverteilung der einzelnen Fehldepolarisationswerte. Verwendet wurden Daten der Jahre 1998 – 2003.

17- und 83-Quantile verwendet, die wie der $1\text{-}\sigma$ Fehlerbalken 66 % aller Messpunkte umfassen. Der Mittelwert einer Verteilung als unverzerrter Schätzwert des Erwartungswertes der Gaußverteilung hat jedoch nur dann Aussagekraft, wenn die beobachteten Verteilung annähernd gaußförmig ist, was bei der vorliegenden asymmetrischen Verteilung eindeutig nicht der Fall ist. Von daher wird in diesem Fall der Median als mittlerer Wert der Verteilung angenommen. Die deutlich asymmetrische Verteilung ist möglicherweise auf eine Beimischung von asphäri-

Zur Bestimmung der Laserfehldepolarisation δ_l werden PSC-Beobachtungen aus den Jahren 1998 – 2003 genutzt. Die PSC-Beobachtungen des Jahres 1997 können nicht verwendet werden, da während dieser Messungen die Brewster-Platte noch nicht hinter dem Laser eingebaut war und somit die Laserfehldepolarisation δ_l aufgrund der unterschiedlichen Bauweise deutlich größer war als in den folgenden Jahren. Die PSC-Beobachtungen werden stundenweise ausgewertet und Rückstreuverhältnisse mittels der Ramanfitmethode (vgl. Kap. 4.2) bestimmt. Aus diesen beobachteten Rückstreuverhältnissen wird die beobachtete Aerosoldepolarisation nach Gl. (4.5), S. 34 bestimmt.

Gemäß obiger Rechnung werden nur Datenpunkte mit $R^{\perp'} < R^{\parallel'}$ für die Bestimmung der Fehldepolarisation ausgewählt. Weiterhin darf die Differenz der beiden Rückstreuverhältnisse innerhalb der Fehlerbalken nicht gleich Null sein (Definitionslücke bei verschwindendem Nenner in Gl. (C.2)). Die Verteilung der aus diesen Daten berechneten Werte für die Fehldepolarisation unter der Annahme $\delta_{Aer} = 0 \%$ ist in Abb. C.2(a) dargestellt.

Der Mittelwert der Verteilung liegt bei $\bar{\mu} = (0,27 \pm 0,01) \%$. Der Median der Verteilung liegt bei $\mu = (0,09_{-0,16}^{+0,49}) \%$. Dabei wurden zur Bestimmung des Fehlerbereichs die

schen Aerosolen, also auf eine nicht verschwindende Aerosoldepolarisation $\delta_{Aer} > 0$ % zurückzuführen. Wird die Aerosoldepolarisation systematisch unterschätzt, so tendieren die berechneten Werte für die Laserfehldepolarisation δ_l zu größeren Werten, wie Gl. (C.1) zeigt. Aus obigen Rechnungen und Abb. C.1 geht hervor, dass der Einfluss depolarisierender Teilchen bei den gewählten Einschränkungen ($R^{\perp'} < R^{\parallel'}$) von dem wirklichen Verhältnis c der beiden Rückstreuverhältnisse abhängt.

Um dem systematischen Fehler bei der Berechnung der Laserfehldepolarisation δ_l entgegenzuwirken, wird das mittlere Verhältnis der beiden Rückstreuverhältnisse c unter den verwendeten Messdaten bestimmt. Dieses liegt bei $\bar{c} = 0,90 \pm 0,06$. Aus der Simulation folgt, dass dies einer maximalen Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} = (0,30 \pm 0,03)$ % bei einer Laserfehldepolarisation von $\delta_l = 0,10$ % entspricht. Da nicht klar ist, welcher Verteilung die Werte für die Aerosoldepolarisation δ_{Aer} im Datensatz unterliegen, wird von einer gleichmäßigen Verteilung ausgegangen, so dass die mittlere Aerosoldepolarisation im verwendeten Datensatz mit $\bar{\delta}_{Aer} = 0,15$ % abgeschätzt wird. Berechnet man die Verteilung der Laserfehldepolarisation δ_l mit diesem mittleren Wert $\bar{\delta}_{Aer}$ neu, so ergibt dies eine Verteilung, wie sie in Abb. C.2(b) dargestellt ist. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei $\bar{\mu} = (0,00 \pm 0,01)$ %. Der Median der Verteilung liegt bei $\mu = (-0,10^{+0,28}_{-0,09})$ %. Auch diese neue Verteilung zeigt eine starke Asymmetrie, so dass zur Beschreibung dieser Verteilung wieder der Median verwendet wird. Eine weitere Möglichkeit die zu einer asymmetrischen Verteilung der Laserfehldepolarisation δ_l führen kann, liegt in der troposphärischen Transmission begründet. In den Wert der Laserfehldepolarisation δ_l geht neben anderen Parametern auch die Depolarisation aufgrund atmosphärischer Mehrfachstreuung ein. Je nach Aerosolbeladung der Troposphäre kann dies zu unterschiedlichen Werten für die Fehldepolarisation δ_l führen. Ein Maß zur Bestimmung der troposphärischen Transmission ist der SQL-Wert. Dieser Wert ist definiert als die Anzahl der registrierten Photonen pro Laserschuss und Kilometer in 30 km Höhe und hat somit die Einheit [SQL] = 1/(Schuss*km). Je größer demnach der SQL-Wert ist, desto höher ist die Transmission der Atmosphäre bzw. desto geringer ist die troposphärische Aerosolbeladung, die zu einer Fehldepolarisation führen kann. In Abb. C.3(a) ist die berechnete Laserfehldepolarisation δ_l in Abhängigkeit vom SQL-Wert aufgetragen. Dabei wurde eine wahre Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} = 0$ % angenommen. Für ein SQL-Intervall von 5 (Schuss*km)⁻¹ ist jeweils der Mittelwert der Laserfehldepolarisation δ_l sowie der 1- σ Fehler des Mittelwertes eingezeichnet. Weiterhin sind die Werte $\delta_{Aer} = 0$ % und $\delta_{Aer} = \delta_{Mol}$ durch senkrechte Striche markiert. Für nahezu alle Mittelwerte gilt $0\% \leq \bar{\delta}_l \leq \delta_{Mol} = 0,35$ %. Lediglich der Mittelwert für das SQL-Intervall 0 – 5 (was einer sehr niedrigen Transmission und schlechter Datenqualität entspricht) liegt bei $\bar{\delta}_l \approx 0,6$ %. Des Weiteren wird deutlich, dass die Fehldepolarisation mit abnehmendem SQL-Wert zunimmt. Für eine angenommene Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} = 0,15$ % ist eine ebensolche Auswertung in Abb. C.3(b) dargestellt. In dieser Abbildung ist die Abhängigkeit der Fehldepolarisation von der Troposphärentransmission nicht mehr deutlich erkennbar. Vielmehr sinkt die Fehldepolarisation δ_l allgemein, so dass eine verschwindende Fehldepolarisation erkennbar wird. Welche der beiden Annahmen über den Wert der wahren Aerosoldepolarisation korrekt ist, kann nicht eindeutig entschieden werden. Jedoch scheint eine angenommene Aerosoldepolarisation von $\delta_{Aer} = 0$ % die Wirklichkeit besser widerzugeben als eine von $\delta_{Aer} = 0,15$ %, weil im ersten Fall die mittleren Fehldepolarisationen δ_l allesamt größer als Null bleiben, wohingegen diese im zweiten Fall negative und damit physikalisch unsinnige Werte annehmen. Mit den hier verwendeten Mitteln ergibt sich, dass das Lidarsystems keine Fehlerdepolarisation δ_l mehr aufweist. Dies zeigt, dass der Einbau der Brewsterplatte eine deutliche Verbesserung von ehemals $\delta_l = (0,5 \pm 0,1)\%$ [Baumgarten, 1997] gebracht hat.

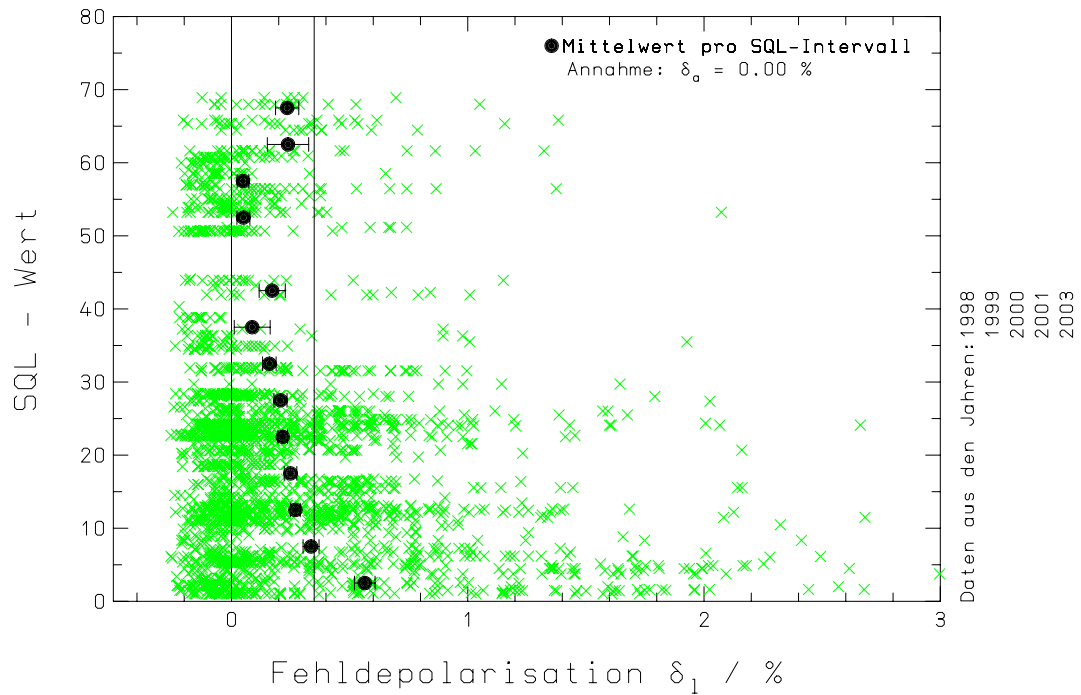
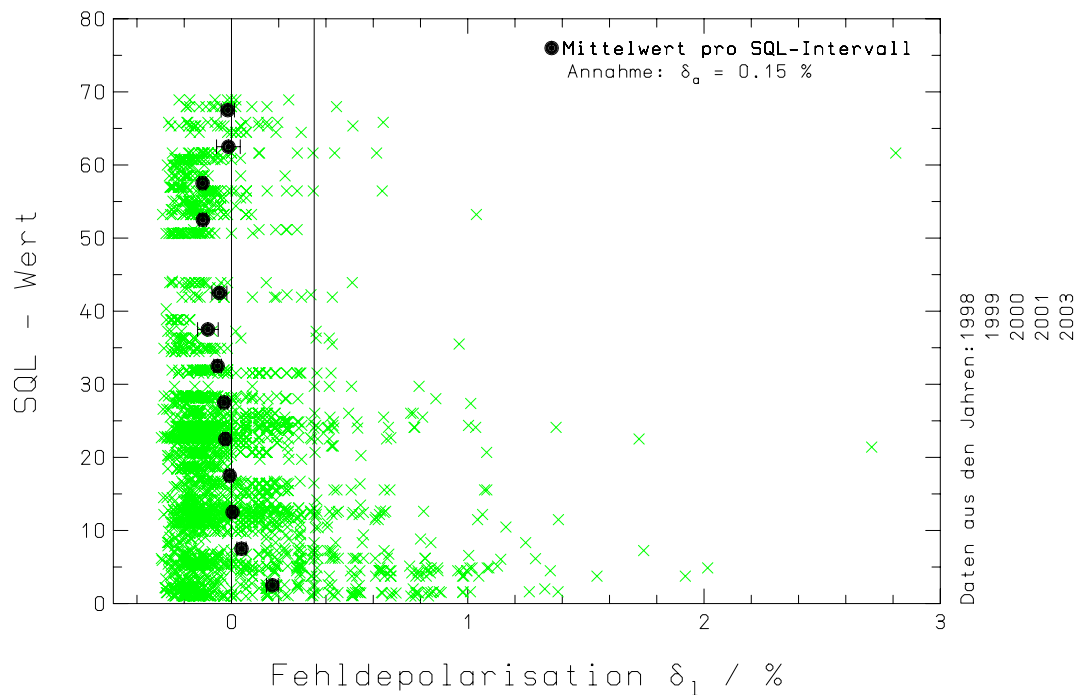
(a) Annahme: $\delta_{Aer} = 0,00 \%$ (b) Annahme: $\delta_{Aer} = 0,15 \%$

Abbildung C.3: Verteilung der berechneten Fehldepolarisation δ_l unter der Annahme einer mittleren Aerosoldepolarisation von $\overline{\delta_{Aer}} = 0,00 \%$ bzw. $\overline{\delta_{Aer}} = 0,15 \%$ in Abhängigkeit von der troposphärischen Transmission. Die Ordinate gibt den SQL-Wert an, während auf der Abszisse die Laserfehldepolarisation δ_l dargestellt ist. Verwendet wurden Daten der Jahre 1998 – 2003. Darüberhinaus ist jeweils für ein Intervall von $\Delta SQL = 5$ (Schuss*km)⁻¹ der Mittelwert der Laserfehldepolarisation δ_l mit 1- σ Fehler des Mittelwertes eingezeichnet. Weiterhin sind eine senkrechte Linie bei einer Fehldepolarisation von $\delta_l = 0 \%$ und eine bei $\delta_l = \delta_{Mol} = 0,35 \%$ eingezeichnet.

Zusammenfassung Aus den Messdaten polarer Stratosphärenwolken der Jahre 1998 – 2003 kann die Fehldepolarisation des Lidarsystems abgeschätzt werden, die neben der Fehldepolarisation des Lasers δ_l und der geometrischen Fehljustage zwischen Sende- und Empfangszweig auch von der Troposphäre beeinflusst ist. Unterschiedliche Abschätzungen ergeben Werte für die Fehldepolarisation von $\delta_l = -0,10$ % bis zu $\delta_l = +0,09$ %. Diese Werte zeigen eine geringe Variation mit der troposphärischen Transmission, jedoch nimmt die Streuung mit abnehmendem SQL-Wert zu. Eine von Null verschiedene Fehldepolarisation δ_l kann ausgeschlossen werden.

Anhang D

NLC-Beobachtungen

Die NLC-Beobachtungen des UBonn Lidars auf der Esrange von 1997 bis 1999 sind in *Siebert* [2000] dargestellt. Im Folgenden werden die NLC-Messungen der Jahre 2001 und 2002 aufgelistet. Im Jahr 2000 sowie im Jahr 2003 gab es keine Sommerkampagne auf der Esrange, so dass für diese Jahre keine NLC-Beobachtungen vorliegen.

Tabelle D.1: NLC-Beobachtungen im Juli/August 2001

Datum; Uhrzeit	NLC Höhe / km	$R_{max}, z(R_{max})$
25. Jul 2001; 20:36 – 21:38 UT	82,0 – 85,0	70 @ 83,5 km
26. Jul 2001; 16:43 – 17:01 UT	84,5 – 86,0	50 @ 85,3 km
27. Jul 2001; 18:28 – 18:36 UT	82,0 – 85,0	25 @ 83,8 km
27. Jul 2001; 23:39 – 03:10 UT	79,5 – 85,0	55 @ 82,8 km
03. Aug 2001; 19:39 – 21:12 UT	81,3 – 83,2	46 @ 82,3 km

Tabelle D.2: NLC-Beobachtungen im Juli/August 2002

Datum; Uhrzeit	NLC Höhe / km	$R_{max}, z(R_{max})$
18. Jul 2002; 18:25 – 20:59 UT	81,6 – 83,5	27 @ 82,8 km
21. Jul 2002; 14:57 – 16:03 UT	81,3 – 84,1	45 @ 83,4 km
22. Jul 2002; 18:40 – 23:51 UT	81,6 – 84,7	14 @ 83,7 km
27. Jul 2002; 04:03 – 10:04 UT	81,6 – 83,7	14 @ 82,5 km
03. Aug 2002; 21:35 – 22:00 UT	82,3 – 83,8	6 @ 83,1 km
04. Aug 2002; 20:31 – 21:28 UT	81,7 – 84,6	7 @ 82,3 km
11. Aug 2002; 20:33 – 22:33 UT	82,8 – 84,4	14 @ 83,7 km
16. Aug 2002; 21:28 – 23:00 UT	81,9 – 83,7	7 @ 83,1 km

Anhang E

Brechungsindizes unterschiedlicher PSC-Konstituenten

Die Brechungsindizes für Eis sind der Veröffentlichung von *Warren* [1984] entnommen. Zur Bestimmung der Brechungsindizes für Salpetersäure und Schwefelsäure gibt es im Internet Modellrechner unter den Adressen www.lapeth.ethz.ch und www.luxpop.com, die auf dem Modell von *Krieger et al.* [2000] basieren. Das Mischungsverhältnis von H_2SO_4 und HNO_3 für die Berechnung der Brechungsindizes von STS ist *Carshaw und Peter* [1997] entnommen. Tab. E.1 gibt die verwendeten Werte der Brechungsindizes an.

Tabelle E.1: Brechungsindizes unterschiedlicher PSC-Konstituenten.

PSC Typ λ/nm	NAT		STS		Eis	
	n_r	n_i	n_r	n_i	n_r	n_i
355	1,4796	$1 \cdot 10^{-12}$	1,429	$1 \cdot 10^{-12}$	1,3243	$3,6493 \cdot 10^{-9}$
532	1,4542	$1 \cdot 10^{-12}$	1,409	$1 \cdot 10^{-12}$	1,3118	$2,5456 \cdot 10^{-9}$
1064	1,4399	$1 \cdot 10^{-12}$	1,393	$1 \cdot 10^{-12}$	1,3002	$1,8480 \cdot 10^{-6}$

Anhang F

Verwendete Bauteile und Optiken

Im Folgenden sollen die verwendeten Bauteile im Sende- und Empfangszweig mit ihren Eigenschaften aufgelistet werden. Eine Erklärung der Funktionsweise findet sich in Kap. 3. Viele der folgenden Tabellen wurden den Arbeiten von *Müller* [1999] und *Siebert* [2000] entnommen und bedurften nur geringer Änderung, da sich an diesen Stellen der Aufbau nur in einigen Detailpunkten geändert hat. Stand: Januar 2003

F.1 Bauteile und Optiken im Sendezweig

Tabelle F.1: Technische Daten des Sendelasers

Sendelaser	Nd:YAG Festkörperlaser		
Hersteller, Baujahr	Continuum, 1990		
Typbezeichnung	YG682-20		
Seederlaser	Lightwave 1.06 μm cw-Laser		
Pulsfrequenz	20 Hz		
Pulsdauer	6 - 9 nsec		
Strahldurchmesser	9 mm		
Strahldivergenz	500 μrad		
Linienbreite @ 1064 nm ungeseedet	120 GHz, 450 pm		
Linienbreite @ 1064 nm geseedet	250 MHz, 0,9 pm		
Wellenlängen	1064 nm	532 nm	355 nm
Energie pro Schuss			
Polarisationsrichtung			
1064 nm	1200 mJ horizontal		
1064 nm, 532 nm	420 mJ elliptisch	600 mJ vertikal	
1064 nm, 532 nm, 355 nm	251 mJ elliptisch	335 mJ vertikal	183 mJ horizontal

Tabelle F.2: Technische Daten der Aufweitungsteleskope

Bezeichnung	AWT 532 nm	AWT 355 nm / 1064 nm
Hersteller	Halle	DoroTEK
Typ	Galileo	Galileo
Optimiert für	532 nm und 632 nm	355 nm und 1064 nm
Vergrößerungsfaktor	10	3

Tabelle F.3: Technische Daten der Auskoppelspiegel

Wellenlänge	532 nm	355 nm / 1064 nm
Durchmesser	200 mm	51 mm
Justage mittels Schrittmotoren		
Motortyp	Digimic	
Winkelauflösung	1,5" oder 435 μ rad	
Schrittmotorsteuerung	S02 mit IEEE-Schnittstelle	
Hersteller	Owis	

Tabelle F.4: Optiken und Bauteile im Sendezweig (vgl. Abb. 3.2, S. 21)

Bezeichnung	Hersteller, Lieferant	Bemerkung
532 nm - Zweig		
DST3	Laseroptik	T 532 nm, R 355 nm + 1064 nm
IST1	Laseroptik	Beschriftung: 1 % ST 532
Brewsterplatte BP	Continuum	Randbeschriftung: 199.0088
Energiemeter (E_{532})	Gentec	Kalibrierungsfaktor: 9,5 V/J
Wattmeter	Gentec	Kalibrierungsfaktor: 8670 μ V/W
355 nm / 1064 nm - Zweig		
3- λ Umlenkspiegel	Laseroptik	Nr.: 231119K1
DST4	Laseroptik	T 355 nm + 1064 nm, R 532 nm
IST2	Laseroptik	Beschriftung: AR/AR 355/1064
IF 355 nm	Andover	Nr.: 355FS10-25 AM-3477-01
Energiemeter (E_{355})	Gentec	Kalibrierungsfaktor: 10,25 V/J

F.2 Bauteile und Optiken im Empfangszweig

Tabelle F.5: Technische Daten der Empfangsteleskope

Typ		Newton	
Anzahl		3	
Primärspiegel		Sekundärspiegel	
Hersteller		Hersteller	S&H
Dt. Vertreiber	Frank & Endig	Form	elliptisch
Material	Pyrex	Große Halbachse / mm	113
Form	Paraboloid	Kleine Halbachse / mm	80
Durchmesser / cm	50,8	Substrat	BK7
Brennweite / cm	254,0	Beschichtung	Aluminium
numerische Apertur	0,1	Reflektivität	80 %

Tabelle F.6: Optiken und Bauteile in den Fokalboxen (vgl. Abb. 3.3, S. 22)

Bezeichnung	Parameter	Hersteller	Bestellnr.	Beschichtung	Bemerkungen
BL	$\varnothing=1,0$ mm	S&H			
L1	f=30,8 mm, $\varnothing=12,3$ mm	JML	DBL 13962/100	MgF ₂	Parallelisierung
PSW	Kantenlänge l=10 mm	S&H	335512	ARB2	
Reflexionszweig, 532 nm und 608 nm					
DST1	$\lambda_{tr}=532$ nm, $\lambda_r=608$ nm	BiFO			
pk-Linse (L2)	f=30 mm, $\varnothing=18$ mm	S&H	063042	ARB2	$\Rightarrow 532$ nm
pk-Linse (L2)	f=20 mm, $\varnothing=12,5$ mm	S&H	063040	ARB2	$\Rightarrow 532$ nm
pk-Linse (L3)	f=30 mm, $\varnothing=18$ mm	S&H	063042	ARB2	$\Rightarrow 608$ nm
pk-Linse (L3)	f=20 mm, $\varnothing=12,5$ mm	S&H	063040	ARB2	$\Rightarrow 608$ nm
Transmissionszweig, 532 nm \perp und 355/1064 nm					
DST2	$\lambda_{tr}=532$ nm, $\lambda_r=355/1064$ nm	BiFO			
pk-Linse (L4)	f=30 mm, $\varnothing=18$ mm	S&H	063042	ARB2	$\Rightarrow 532$ nm \perp
pk-Linse (L4)	f=20 mm, $\varnothing=12,5$ mm	S&H	063040	ARB2	$\Rightarrow 532$ nm \perp
pk-Linse (L5)	f=30 mm, $\varnothing=18$ mm	S&H	063042	ARBS	$\Rightarrow 355/1064$ nm
pk-Linse (L5)	f=20 mm, $\varnothing=12,5$ mm	S&H	063040	ARBS	$\Rightarrow 355/1064$ nm

Tabelle F.7: Technische Daten der Glasfasern

Hersteller	Ceram	
	Quarz/Quarz	
Wellenlänge / nm	532, 608	355, 1064
\varnothing Kern (Einzelfaser) / μm	365	545
\varnothing Kern (Dreierfaser) / μm	870	1290
\varnothing Cladding (Einzelfaser) / μm	400	600
Steckertyp	SMA	SMA

Tabelle F.8: Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 532 nm parallel (vgl. Abb. 3.4, S. 24)

Bezeichnung	Parameter	Bemerkungen
Faserhalterung	SMA-Stecker	S&H
pk-Linse (L1)	f=40 mm, $\varnothing=22,4$ mm	1. Linse Glasfasereinkopplung
pk-Linse (L1)	f=140 mm, $\varnothing=63$ mm	2. Linse Glasfasereinkopplung
Etalon (Et)	siehe Tab. F.10	
IF	$\lambda=(532,13 \pm 0,12)$ nm	Barr, Lieferung #1400, #1
pk-Linse (L2)	f=254 mm, $\varnothing=50$ mm	1. Linse Keplerfernrohr
Blendenrad (BR)	4 Blenden, 1 Difuser	
pk-Linse (L3)	f=60(?) mm, $\varnothing=40$ mm	2. Linse Keplerfernrohr
IST1	T=90 %, R=10 %, $\varnothing=50$ mm	DoroTEK
Transmissionszweig, RayHi		
pk-Linse (L4)	f=27 mm, $\varnothing=31,5$ mm	asphärische Kondensorlinse
Chopper (Ch)	siehe Tab. F.14	
pk-Linse (L5)	f=27 mm, $\varnothing=31,5$ mm	asphärische Kondensorlinse
pk-Linse (L6)	f=80 mm, $\varnothing=40$ mm	Linse vor RayHi, BK7
Photomultiplier (PM1)	4220P, siehe Tab. F.15	
Reflexionszweig, RayMe/RayLo		
IST2	T=90 %, R=10 %, $\varnothing=50$ mm	DoroTEK
Transmissionszweig, RayMe		
pk-Linse (L7)	f=80 mm, $\varnothing=40$ mm	Linse vor RayMe, S&H
FLC	siehe Tab. F.14	
Photomultiplier (PM2)	4220P, siehe Tab. F.15	
Reflexionszweig, RayLo		
pk-Linse (L8)	f=80 mm, $\varnothing=40$ mm	Linse vor RayLo
Abschwächer	NF D=0,7, $\varnothing=22,4$ mm	S&H
Photomultiplier (PM3)	4240P, siehe Tab. F.15	

Tabelle F.9: Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 532 nm quer

Bezeichnung	Parameter	Bemerkungen
Faserhalterung	SMA-Stecker	S&H
pk-Linse	f=40 mm, $\varnothing=22,4$ mm	1. Linse Glasfasereinkopplung
pk-Linse	f=150 mm, $\varnothing=50$ mm	2. Linse Glasfasereinkopplung S&H, BK7, Nr. 312335
Etalon	siehe Tab. F.10	
IF	$\lambda=(532,13 \pm 0,13)$ nm	Barr, Lieferung #1400, #2
IST	T=90 %, R=10 %, $\varnothing=50$ mm	DoroTEK
Transmissionszweig, RayXH		
pk-Linse	f=200 mm, $\varnothing=50$ mm	1. Linse vor RayXH
pk-Linse	f=-100 mm, $\varnothing=22,4$ mm	2. Linse vor RayXH
FLC	siehe Tab. F.14	
Photomultiplier	4220P, siehe Tab. F.15	
Reflexionszweig, RayXL		
pk-Linse	f=150 mm, $\varnothing=50$ mm	Linse vor RayXL
Abschwächer	NF D=0,3, $\varnothing=22,4$ mm	S&H
Photomultiplier	4220P, siehe Tab. F.15	

Tabelle F.10: Technische Daten der Etalons, zusammengestellt nach *Langer* [1993]

	Etalon 1	Etalon 2
Hersteller	Halle	
Zentralwellenlänge / nm	532,4	
Halbwertsbreite / pm	< 4,80	< 5,92
Freier Spektralbereich / pm	120,0	148,1
Finesse	25 – 30	
Plattenabstand / mm	1,181	0,957
freie Apertur / mm	38	
Reflektivität bei 532 nm / %	92,4	
Planität	$\lambda/70$	
Fahrbar montiert auf Owis-Verschiebetischen		

Tabelle F.11: Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 608 nm

Bezeichnung	Parameter	Bemerkungen
Faserhalterung	SMA-Stecker	S&H
pk-Linse	f=40 mm, $\varnothing=22,4$ mm	1. Linse Glasfasereinkopplung
pk-Linse	f=100 mm, $\varnothing=22,4$ mm	2. Linse Glasfasereinkopplung
IF	$\lambda=(608,36 \pm 3,00)$ nm	Barr Lieferung #1792
pk-Linse	f=90 mm, $\varnothing=40$ mm	Linse vor Raman
Photomultiplier	C31034, siehe Tab. F.15	

Tabelle F.12: Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 355 nm und 1064 nm

Bezeichnung	Parameter	Bemerkungen
Faserhalterung	SMA-Stecker	S&H
pk-Linse	f=40 mm, $\varnothing=24,4$ mm	1. Linse Glasfasereinkopplung
pk-Linse	f=100 mm, $\varnothing=24,4$ mm	2. Linse Glasfasereinkopplung
DST	$\lambda_{tr}=1064$ nm, $\lambda_r=355$ nm	
Transmissionszweig, RayIR		
IF	$\lambda=(1064 \pm 10)$ nm	LOT
Linse		Linse vor RayIR
Photomultiplier	R3236, siehe Tab. F.15	
Reflexionszweig, RUVHi/RUVLo		
IST	T=90 %, R=10%, $\varnothing=50$ mm	DoroTEK
Transmissionszweig, RUVHi		
pk-Linse	f=80 mm, $\varnothing=40$ mm	Linse vor RUVHi, S&H, BK7 Nr. 312350
Photomultiplier	R4220P, siehe Tab. F.15	
Reflexionszweig, RUVLo		
pk-Linse	f=80 mm, $\varnothing=40$ mm	Linse vor RUVLo, S&H, BK7 Nr. 312350

Tabelle F.13: Verwendete Abkürzungen

AL	Achromatische Linse
DST	Dichroitischer Strahlteiler
IF	Interferenzfilter
IST	Intensitätsstrahlteiler
BL	Lochblende
PSW	Polarisationsstrahlteilerwürfel
pk	plankonvex
pkk	plankonkav

Tabelle F.14: Technische Daten des Choppers und der FLCs

Chopperblatt	
# Flügel	4
Radius ohne Flügel / mm	65
Radius mit Flügel / mm	85
Flügelbreite / mm	17
Motor	
Hersteller	KaVo
Bezeichnung	SF-Motorspindel EWL 4010
Drehzahl / min^{-1}	ca. 6000
Kühlung	Wasser
FLC-Shutter	
Hersteller	Displaytech
Durchmesser / mm	22,4
freie Apertur / mm	12,5
Steuermodul	DR-95

Tabelle F.15: Photomultiplier und Spannungsversorgung

Bezeichnung	Seriennr.	Hersteller	Dunkelzählrate / Hz	Kanal	Fassung	Bemerkung
4220P	MD9951	Hamamatsu	5,3	RayHi	E717-37	ungekühlt
4220P	MD7958	Hamamatsu		RayMe	E717-37	ungekühlt
4220P	MD5920	Hamamatsu	25,0	RayLo	E717-50	ungekühlt
4220P	ME0165	Hamamatsu	19,0	RayXH	E717-37	ungekühlt
4220P	MD7228	Hamamatsu		RayXL		ungekühlt
4220P	ME1447	Hamamatsu		RUVHi		ungekühlt
4220P	ME1446	Hamamatsu		RUVLo		ungekühlt
R3236sel	GA0207	Hamamatsu	646	RayIR	E678-19A (?)	gekühlt
C031034		Burle		Raman		gekühlt
Hochspannungsversorgung						
Hersteller	Typbezeichnung	Kanäle			Spannung / kV	
Oltronix	HIGHPAC A2K5-20HR	RayHi/Me/Lo, RayXH/XL, RUVHi/Lo			0,770	
Oltronix	HIGHPAC A2K5-20HR	RayIR			1,7 - 2,0	
Knott	NL1251	Raman			2,2	

Tabelle F.16: Technische Daten der Nachweiselektronik

Vorverstärker	
Hersteller	PS
Typ	PS6950
Verstärkung	10fach
Bandbreite	300 MHz
verstellbare Offset-Spannung (Ausgang)	± 250 mV
Diskriminator	
Hersteller	PS
Typ	PS708
Bandbreite	300 MHz
# Kanäle	8
einstellbare Diskriminator-Schwelle	-10 mV bis -1 V
Zähler	
Hersteller	Joerger
Typ	Counter S3
Bandbreite	150 MHz
Zählfenster / μs	1, 2, 20, 100, 200, 1000
Speichergröße	$2^5 - 2^{12}$ Speichereinheiten

Tabelle F.17: Belegung der Steckplätze im Camac-Crate UEC-01

Platz #	Belegung	Hersteller	Bemerkung
1	Borer 1802 Dataway Display	Borer	Monitorgerät
2	leer		
3 - 4	Diskriminator PS708	PS	300 MHz, 8 Kanäle
5	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RayHi
6	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RayMe
7	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RayLo
8	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RayXH
9	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RayXL
10	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, Raman
11	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RUVHi
12	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RUVLo
13	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, RayIR
14	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, z. Z. ungenutzt
15	Joerger Counter S3	Joerger	150 MHz, z. Z. ungenutzt
16	leer		
17 - 18	Diskriminator PS708	PS	300 MHz, 8 Kanäle
19	Transienten Rekorder TR612/3	Joerger	ungenutzt
20 - 21	Synchronisationselektronik	E-Werkstatt	Eigenbau
22	Analog-Digital Wandler ADC 505L	HyTec	16 Kanäle
23	leer		
24 - 25	Camac Controller Hytec 1330	HyTec	Schnittstelle zum Computer

Tabelle F.18: Hersteller und Lieferanten verwendeter Bauteile

Abkürzung	Name & Adresse	WWW
Andover	Andover Corporation	www.andcorp.com
Barr	Barr Associates, Inc. P.O. Box 557, 2 Lyberty Way, Westford, MA 01886, USA	www.barrassociates.com www.barr-associates-uk.com
BiFO	Berliner Institut für Optik, jetzt Fisba Optik AG Rorschacher Straße 268, CH-9016 St. Gallen, Schweiz	www.fiba.ch
Borer	Borer Electronics AG, existiert nicht mehr	
Burle	Burle Industries GmbH Hermann-Hollerith-Str. 6, D-52499 Baesweiler	www.burle.com
Ceram	CeramOptec GmbH Siemensstr. 44, D-53121 Bonn	www.ceramoptec.de
Continuum	Continuum GmbH, jetzt Excel Technology Europe GmbH Röntgenstr. 84, D-64291 Darmstadt	www.continuumlasers.com www.excel-europe.com
DoroTEK	DoroTEK Gesellschaft für Systemtechnik mbH Grenzweg 2, D-15344 Strausberg	www.dorotek.de
Displaytech	Displaytech, Inc. 2602 Claver Basin Drive, Longmont, CO 80503, USA	www.displaytech.com
Frank & Endig	Frank & Endig Fernrohrsysteme Oberer Lährer Weg 38, D-92319 Neumarkt	www.fernrohrsysteme.de
Gentec	Gentec 2555 Heathrow Drive, Colorado Springs, CO 80920, USA	www.gentec.com
Halle	Bernhard Halle Nachfl. GmbH Hubertusstr. 10, D-12163 Berlin	www.b-halle.de
Hamamatsu	Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching	www.hamamatsu.de
Hytec	Hytec Electronics Ltd. 5 Cradock Road, Reading, Berkshire, RG2, OJT, UK	www.hytec-electronics.co.uk
JML	JML Optical Industries, Inc. 690 Portland Avenue, Rochester, NY 14621, USA	www.jmloptical.com
Joerger	Joerger Enterprise, Inc. 166 Laurel Road, East Northport, NY 11731, USA	www.joergerinc.com
KaVo	KaVO Dental GmbH & Co KG Bismarckring 39, D-88400 Biberach	www.kavo.de
Knott	Knott Elektronik, wurde 1992 aufgelöst	
Laseroptik	Laseroptik GmbH Gneisenastr. 14, D-30826 Garbsen	www.laseroptik.de
LOT	LOT-Oriel GmbH & Co KG Im Tiefen See 58, D-64293 Darmstadt	www.lot-oriel.com
Oltronix	Power Electronics BV Euroweg 15, NL-9351EM Leek, Niederlande	www.oltonix.nl
Owis	Owis GmbH Im Gaisgraben 7, D-79219 Staufen	www.owis-staufen.de
PS	Phillips Scientific Robert-Bosch-Str. 32, D-63303 Dreieich	www.phillipsscscientific.com
S&H	Spindler & Hoyer, jetzt Linos Photonics GmbH Königsallee 23, D-37081 Göttingen	www.linos.com

Abbildungsverzeichnis

2.1	Vertikale Temperaturstruktur der Atmosphäre bei 70° N	6
2.2	Idealisierte Trajektorie einer Rossby-Welle	11
3.1	Geographische Lage des UBonn Lidars	19
3.2	Schematische Darstellung des Sendezweiges	21
3.3	Schematische Darstellung der Fokalbox	22
3.4	Schematische Darstellung der optischen Bank 532 	24
5.1	PSC-Messungen klassifiziert nach unterschiedlichen Temperaturbereichen . . .	39
5.2	PSC-Beobachtungen der Jahre 1998 – 2003	40
5.3	Abhängigkeit des Splinefits vom Amplitudenparameter α	43
5.4	Probleme bei der Verwendung der Nachtmittelprofile als Referenzprofile	45
7.1	Monatsmitteltemperaturen Januar und August	56
7.2	Stratopausentemperaturen und -höhen im Winter	57
7.3	Entwicklung der Stratosphärenenerwärmung am 20./21. Dezember 2001	58
7.4	Stratopausentemperaturen und -höhen im Sommer	58
7.5	Zeitliche Entwicklung der $GWPED_{vol}$ während Juli/August 2002	60
7.6	Maximale vertikale Wellenlänge λ_{max} während Juli/August 2002	60
7.7	Zeitliche Entwicklung der $GWPED_{vol}$ während Januar und Februar 2001	61
7.8	Maximale vertikale Wellenlänge λ_{max} während Januar/Februar 2001	61
7.9	Entwicklung der $GWPED_{vol}$ über sämtliche Messkampagnen	63
7.10	Entwicklung des NAO-Index von 1825 – 2002	65
7.11	Histogramme der stärksten vertikalen Wellenlängen	66
7.12	Temperaturentwicklung über ALOMAR und der Esrange im Januar/Februar 2002 und 2003	67
7.13	Temperaturprofile vom 20./21. Januar 2002 und 19./20. Januar 2003	69
7.14	Vergleich der $GWPED_{vol}$ am 20./21. Januar 2002 und 19./20. Januar 2003 . .	70
7.15	Beispiele von PSC-Beobachtungen im Dezember 2001 und im Februar 2000 . .	72
7.16	Häufigkeitsverteilung unterschiedlicher PSC-Typen	73
7.17	Anzahl erklärbarer PSC-Beobachtungen bei Variation der Wellenamplitude . .	75
7.18	Häufigkeit des Auftretens nicht synoptisch erklärbarer PSCs bei unterschiedli- chen $GWPED_{vol}$ -Werten	76
7.19	Histogramm nicht synoptisch erklärbarer PSC-Beobachtungen	77
7.20	3-Farben-Messung einer PSC vom 15. Januar 2001	78
7.21	Fehlerbetrachtung der PSC-Beobachtungen im 3-Farben-Modus	79
7.22	PSC-Beobachtung vom 15. Januar 2001	80
7.23	Teilchengrößenverteilung der PSC-Beobachtung vom 15. Januar 2001	81
7.24	Temperaturprofil vom 15. Januar 2001	82

7.25	Wellenzahlspektrum vom 15. Januar 2001	83
7.26	Wolken und Wellen am 15. Januar 2001	84
B.1	Schwerewellenanalyse Januar – März 1997	98
B.2	Schwerewellenanalyse Juli/August 1997	99
B.3	Schwerewellenanalyse Januar – März 1998	100
B.4	Schwerewellenanalyse Juli/August 1998	101
B.5	Schwerewellenanalyse Januar/Februar 1999	102
B.6	Schwerewellenanalyse Juli/August 1999	103
B.7	Schwerewellenanalyse Januar/Februar 2000	104
B.8	Schwerewellenanalyse Mai 2000	105
B.9	Schwerewellenanalyse Januar/Februar 2001	106
B.10	Schwerewellenanalyse Juli/August 2001	107
B.11	Schwerewellenanalyse Dezember 2001	108
B.12	Schwerewellenanalyse Januar/Februar 2002	109
B.13	Schwerewellenanalyse Juli/August 2002	110
B.14	Schwerewellenanalyse Januar/Februar 2003	111
C.1	Simulation der Aersolodepolarisation δ_{Aer}	116
C.2	Verteilung der Fehldepolarisation δ_l	117
C.3	Fehldepolarisation δ_l in Abhängigkeit von der Toposphärentransmission	119

Tabellenverzeichnis

3.1	Nachweiskanäle des UBonn Lidars	25
5.1	PSC-Klassifikation nach <i>Browell et al.</i> [1990]	38
5.2	Gleichgewichtstemperaturen einzelner PSC-Typen	38
5.3	Klassifikationskriterien für PSC-Beobachtungen	41
6.1	Kampagnenzeiträume und -messzeiten	53
7.1	Relative Häufigkeitsverteilung einzelner PSC-Typen	74
A.1	Kampagnenlose Messzeiten	91
A.2	Messzeiten während THESEO 2000/EuroSolve	92
A.3	Messzeiten während Aerosol 2001	92
A.4	Messzeiten während ODIN Validierung 2001	93
A.5	Messzeiten während Hygrosonde 2001	93
A.6	Messzeiten während Koordinierte Feldmessungen 2002	94
A.7	Messungen während Envisat Validierung 2002	95
A.8	Messungen während Envisat Validierung 2003	96
D.1	NLC-Beobachtungen im Juli/August 2001	121
D.2	NLC-Beobachtungen im Juli/August 2002	121
E.1	Brechungsindizes unterschiedlicher PSC-Konstituenten.	123
F.1	Technische Daten des Sendelasers	125
F.2	Technische Daten der Aufweitungsteleskope	126
F.3	Technische Daten der Auskoppelspiegel	126
F.4	Optiken und Bauteile im Sendezweig	126
F.5	Technische Daten der Empfangsteleskope	127
F.6	Optiken und Bauteile in den Fokalboxen	127
F.7	Technische Daten der Glasfasern	127
F.8	Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 532 nm parallel	128
F.9	Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 532 nm quer	128
F.10	Technische Daten der Etalons	129
F.11	Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 608 nm	129
F.12	Optiken und Bauteile in der Optischen Bank für 355 nm und 1064 nm	129
F.13	Verwendete Abkürzungen	130
F.14	Technische Daten des Choppers und der FLCs	130
F.15	Photomultiplier und Spannungsversorgung	130
F.16	Technische Daten der Nachweiselektronik	131

F.17 Belegung der Steckplätze im Camac-Crate UEC-01	131
F.18 Hersteller und Lieferanten verwendeter Bauteile	132

Literaturverzeichnis

- Ambaum, M. H. P., and B. J. Hoskins, The NAO troposphere-stratosphere connection, *J. Climate*, 15, 1969–1978, 2002.
- Avaste, O., Noctilucent clouds, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 55(2), 133–143, 1993.
- Bacmeister, J., Mountain-wave drag in the stratosphere and mesosphere inferred from observed winds and simple mountain-wave parametrization scheme, *J. Atmos. Sci.*, 50, 337–399, 1993.
- Baumgarten, G., Erste Messungen des Bonner Rayleigh/Mie/Raman-Lidar auf Esrange, Schweden, zur Untersuchung von dynamisch induzierten polaren Stratosphärenwolken im Januar 1997, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1997, BONN-IB-97-26.
- Behrendt, A., and J. Reichardt, Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational raman lidar by use of interference-filter-based polychromator, *Appl. Optics*, 39, 1372–1378, 2000.
- Beyerle, G., H. Deckelmann, R. Neuber, J. M. Rosen, E. Reimer, and M. R. Schoeberl, Occurrence of solid particles in the winter polar stratosphere above the nitric acid trihydrate coexistence temperature inferred from ground-based polarization lidar observations at Ny-Ålesund, Spitsbergen, *J. Geophys. Res.*, 106, 2979–2992, 2001.
- Biele, J., A. Tsias, B. P. Lou, K. S. Carslaw, R. Neuber, G. Beyerle, and T. Peter, Nonequilibrium coexistence of solid and liquid particles in Arctic stratospheric clouds, *J. Geophys. Res.*, 106, 22991–23007, 2001.
- Blum, U., K. H. Fricke, and K. Stebel, Synoptically and leewave induced PSCs above the Esrange – lidar measurements during the four winters 1996/97 - 1999/00, *Paper presented at the Solve/Theseo 2000 Science Meeting held at Palermo, Italy, 25 to 29 September, 2000*.
- Blum, U., K. H. Fricke, and K. Stebel, Observation of clouds in the stratosphere with the U. Bonn lidar at the Esrange, *Proceedings of the 15th ESA symposium on European Rocket and Ballon Programmes and Related Research, Biarritz May/June 2001, France, ESA-SP-471*, 189–193, 2001.
- Blum, U., K. H. Fricke, G. Baumgarten, and A. Schöch, Lidar observations of atmospheric dynamics on both sides of the Scandinavian mountains, *Proceedings of the 16th ESA symposium on European Rocket and Ballon Programmes and Related Research, St. Gallen 2003, Switzerland, ESA-SP-530*, 389–394, 2003a.
- Blum, U., K. H. Fricke, S. R. Pal, and R. Berman, Early validation of Gomos limb products altitude registration by backscatter lidar using temperature and density profiles, *Proceedings of the Envisat Validation Workshop, Frascati 2002, Italy (ESA-SP-531)*, 2003b.

- Bramstedt, K., et al., Comparison of scientific products with ground-based measurements, *Proceedings of the Envisat Validation Workshop, Frascati 2002, Italy (ESA-SP-531)*, 2003.
- Browell, E. V., C. F. Butler, S. Ismail, P. A. Robinette, A. F. Carter, N. S. Higdon, O. B. Toon, M. R. Schoeberl, and A. F. Tuck, Airborne lidar observations in the wintertime arctic stratosphere: Polar stratospheric clouds, *Geophys. Res. Lett.*, *17*(4), 385–388, 1990.
- Carslaw, K. S., and T. Peter, Modelling the composition of liquid stratospheric aerosols, *Rev. Geophys.*, *35*, 125–154, 1997.
- Carslaw, K. S., J. A. Kettleborough, M. J. Northway, S. Davies, R.-S. Gao, D. W. Fahey, D. G. Baumgardner, M. P. Chipperfield, and A. Kleinböhl, A vortex-scale simulation of the growth and sedimentation of large nitric acid hydrate particles, *J. Geophys. Res.*, *107*, doi:10.1029/2001JD000467, 2002.
- Chapman, S., A theory of upper atmospheric ozone, *Mem. R. Soc.*, *3*, 103, 1930.
- Chapman, S., and R. S. Lindzen, *Atmospheric Tides*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1970.
- Continuum Lasers, Operation and maintenance manual YG680, 681 & 682, Santa Clara, California, 1989.
- Crutzen, P., and F. Arnold, Nitric acid cloud formation in the cold antarctic stratosphere: A major cause for springtime 'ozone hole', *Nature*, *324*, 651–655, 1986.
- Deshler, T., et al., Large nitric acid particles at the top of an Arctic polar stratospheric cloud, *J. Geophys. Res.*, *108*(D16), doi:10.1029/1003JD003479, 2003.
- Dierckx, P., *Curve and surface fitting with splines*, Oxford University Press, 1993.
- Dörnbrack, A., M. Leutbecher, H. Volkert, and M. Wirth, Mesoscale forecasts of stratospheric mountain waves, *Meteorol. Appl.*, *5*, 117–126, 1998.
- Dörnbrack, A., T. Birner, A. Fix, H. Flentje, A. Meister, H. Schmid, E. V. Browell, and M. J. Mahoney, Evidence for inertia gravity waves forming polar stratospheric clouds over Scandinavia, *J. Geophys. Res.*, *107*(D20), 2002, doi:10.1029/2001JD000452.
- Fabian, P., *Atmosphäre und Umwelt*, Springer Verlag, 1989.
- Fahey, D. W., et al., The detection of large HNO₃-containing particles in the winter arctic stratosphere, *Science*, *291*, 1026–1031, 2001.
- Farman, J. C., B. G. Gardiner, and J. D. Shanklin, Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction, *Nature*, *315*, 207–210, 1985.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, and M. Corney, Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as function of latitude, *Adv. Space Res.*, *10*(12), 11–59, 1990.
- Fricke, K. H., Meßelektronik des Cabannes Lidar, Bonn, 1990, interner Bericht.
- Fricke, K. H., Umkehrung von Lidarprofilen, Bonn, 2001, interner Bericht.

- Fricke, K. H., and U. Blum, Early validation of vertical profiles from the Envisat atmospheric instruments GOMOS and MIPAS with the University of Bonn Lidar at the Esrange in July and August 2002, *Proceedings of the Envisat Validation Workshop, Frascati 2002, Italy (ESA-SP-531)*, 2003.
- Fricke, K. H., and U. von Zahn, Mesopause temperatures derived from probing the hyperfine structure of the D₂ resonance line of sodium by lidar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *47*, 499–512, 1985.
- Fritts, D. C., Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations, *Rev. Geophys.*, *22 (3)*, 275–308, 1984.
- Fritts, D. C., and M. J. Alexander, Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, *41(1)*, 1003, doi:10.1029/2001RG000106, 2003.
- Gerding, M., G. Baumgarten, U. Blum, J. P. Thayer, K. H. Fricke, R. Neuber, and J. Fiedler, Observation of an unusual 38-km aerosol layer in the Arctic: possible sources and implications for polar vortex dynamics, *Ann. Geophys.*, *21*, 1057–1069, 2003.
- Gille, J. C., P. L. Bailey, and C. A. Craig, Revised reference model for nitric acid, *Adv. Space Res.*, *18 (9/10)*, 125–138, 1996.
- Hanson, D., and K. Mauersberger, Laboratory studies of the nitric acid trihydrate: Implications for the south polar stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 855–858, 1988.
- Hedin, A. E., Neutral atmosphere empirical model from the surface to the lower exosphere MSISE90, *J. Geophys. Res.*, *96*, 1159–1172, 1991.
- Höffner, J., U. von Zahn, W.-J. McNeil, and E. Murad, The 1996 Leonid shower as studied with a potassium lidar: observations and inferred meteoroid sizes, *J. Geophys. Res.*, *104*, 2633–2643, 1999.
- Hofmann, D. J., S. J. Oltmans, J. M. Harris, B. J. Johnson, and J. A. Lathrop, Ten years of ozonesonde measurements at the south pole: Implications for recovery of springtime antarctic ozone, *J. Geophys. Res.*, *102*, 8931–8943, 1997.
- Hurrell, J. W., Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: Regional temperatures and precipitation, *Science*, *269*, 676–679, 1995.
- Hyatt, H. A., J. M. Cherlow, W. R. Fenner, and S. P. S. Porto, Cross section for the Raman effect in molecular nitrogen gas, *J. Opt. Soc. Am.*, *63*, 1604–1606, 1973.
- Jesse, O., Auffallende Abenderscheinungen am Himmel, *Meteorol. Zeitung*, *2(8)*, 311–312, 1885.
- Jesse, O., Die Höhe der leuchtenden Nachtwolken, *Astr. Nachr.*, *140(3347)*, 161–168, 1896.
- Jones, P. D., T. Jonsson, and D. Wheeler, Extension to the North Atlantic Oscillation using early instrumental pressure observations from Gibraltar and south-west Island, *Int. J. Climatol.*, *17*, 1997, Datenbank im Internet unter: www.cru.uea.ac.uk/cru/data/nao.htm, (24. Oktober 2003).

- Khaplanov, M., et al., Middle atmospheric water vapour and dynamics during the Hygrosonde-2 campaign, *Proceedings of the 16th ESA symposium on European Rocket and Ballon Programmes and Related Research, St. Gallen 2003, Switzerland, ESA-SP-530*, 551–556, 2003.
- Khaplanov, M., J. Gumbel, N. Wilhelm, and G. Witt, Hygrosonde – A direct measurement of water vapour in the stratosphere and mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 1645–1648, 1996.
- Koop, T., U. M. Biermann, W. Raber, B. P. Luo, P. J. Crutzen, and T. Peter, Do stratospheric aerosol droplets freeze above the ice frost point?, *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 917–920, 1995.
- Kraus, H., *Die Atmosphäre der Erde*, Vieweg Verlag, 2000.
- Krieger, U. K., J. C. Möisinger, B. Luo, U. Weers, and T. Peter, Measurement of the refractive indices of H₂SO₄-HNO₃-H₂O solutions to stratospheric temperatures, *Appl. Optics*, *39*, 3691–3703, 2000.
- Labitzke, K., Stratospheric-mesospheric midwinter disturbances: A summary of observed characteristics, *J. Geophys. Res.*, *86*, 9665–9678, 1981.
- Langer, M., Lidarmessungen in der mittleren polaren Atmosphäre bei Tageslicht, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1993, BONN-IB-93-07.
- Lübken, F. J., The thermal structure of the arctic summer mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *104*, 9135–9149, 1999.
- Lübken, F. J., and U. v. Zahn, The thermal structure of the Mesopause region at polar latitudes, *J. Geophys. Res.*, *96*(D11), 20841–20857, 1991.
- Marchand, S., et al., Gomos validation: Air-density and temperature profiles, *Proceedings of the Envisat Validation Workshop, Frascati 2002, Italy (ESA-SP-531)*, 2003.
- McIntyre, M. E., and T. N. Palmer, Breaking planetary waves in the stratosphere, *Nature*, *305*, 593–600, 1983.
- Mie, G., Beiträge zur Optik trüber Medien, *Ann. Physik*, *25*, 377–445, 1908.
- Mishchenko, M. I., J. W. Hovenier, and L. D. Travis, *Light scattering by nonspherical particles*, Academic Press, San Diego, 1999.
- Müller, K.-P., Ein neues Rückstreu-Lidar zur ganzjährigen Untersuchung von Temperaturen und Wolkenphänomenen in der polaren Strato- und Mesosphäre, Dissertation, Universität Bonn, 1999, BONN-IR-00-03.
- Murray, F. W., On the computation of saturation vapor pressure, *J. Appl. Meteorol.*, *6*, 203–204, 1967.
- Murtagh, D., et al., An overview of the Odin atmospheric mission, *Can. J. Phys.*, *80*, 309–319, 2002, doi: 10.1139/P01-157.
- Naujokat, B., K. Krüger, K. Matthes, J. Hoffmann, M. Kunze, and K. Labitzke, The early major warming in December 2001 – exceptional?, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 2023, doi:10.1029/2002GL015316(21), 2002.
- Newton, I., *Philosophiae naturalis principia mathematica*, London, 1687.

- Pichler, H., *Dynamik der Atmosphäre*, B.I.-Wissenschaftsverlag, 1984.
- Raffalski, U., et al., Stratospheric observations at Kiruna, Sweden: A local perspective, *Paper presented at the Solve/Theseo 2000 Science Meeting held at Palermo, Italy, 25 to 29 September, 2000*.
- Salby, M. A., *Fundamentals of atmospheric physics*, Academic Press, 1996.
- Schäfer, J., Charakterisierung und Messung der zeitlichen Variation stratosphärischer Aerosole mit Hilfe eines Rayleigh-Raman Lidars, Dissertation, Universität Bonn, 1994, BONN-IR-96-05.
- Scherhag, R., Die explosionsartige Stratosphärenenerwärmung des Spätwinters 1951/1952, *Ber. Dtsche. Wetterdienstes*, 6(38), 51–62, 1952.
- Schets, H., D. D. Muer, K. H. Fricke, U. Blum, V. Cuomo, and G. Pappalardo, Validation of MIPAS temperature, density and water vapour profiles, *Proceedings of the Envisat Validation Workshop, Frascati 2002, Italy (ESA-SP-531)*, 2003.
- Schoeberl, M. R., and D. L. Hartmann, The dynamics of the stratospheric polar vortex and its relation to springtime ozone depletions, *Science*, 51, 46–52, 1991.
- Siebert, J. S., Lidarbeobachtungen von Aerosolen, Temperaturen und Wellen in der polaren, mittleren Atmosphäre über der Esrange (69°N, 21°O), Nordschweden, Dissertation, Universität Bonn, 2000, BONN-IR-2000-07.
- Solomon, S., Stratospheric ozone depletion: A review of concepts and history, *Rev. Geophys.*, 37, 275–316, 1999.
- Sommerfeld, A., *Mechanik*, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1949.
- Stebel, K., U. Blum, K. H. Fricke, and S. Kirkwood, Study of gravity waves and dynamically induced PSCs above Esrange during winter 1999/2000, *Paper presented at the 27th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods, held at Stockholm, Sweden, 2000*.
- Størmer, C., Remarkable clouds at high altitudes, *Nature*, 123, 260–261, 1929.
- Toon, O. B., E. V. Browell, S. Kinne, and J. Jordan, An analysis of lidar observations of polar stratospheric clouds, *Geophys. Res. Lett.*, 17(4), 393–396, 1990.
- Turco, R., A. Plumb, and E. Condon, The airborne Arctic stratosphere expedition: Prologue, *Geophys. Res. Lett.*, 17(4), 313–316, 1990.
- Visconti, G., *Fundamentals of physics and chemistry of the atmosphere*, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2001.
- Voigt, C., et al., Nitric acid trihydrate (NAT) in polar stratospheric clouds, *Science*, 290, 1756–1758, 2000.
- von Zahn, U., and W. Meyer, Mesopause temperatures in polar summer, *J. Geophys. Res.*, 94, 14647–14651, 1989.

- von Zahn, U., G. von Cossart, J. Fiedler, K. H. Fricke, G. Nelke, G. Baumgarten, D. Rees, A. Hauchecorne, and K. Adolfsen, The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: Objectives, configuration, and performance, *Ann. Geophys.*, *18*, 815–833, 2000.
- Warren, S. G., Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Appl. Optics*, *23*, 1206–1223, 1984.
- Whiteway, J. A., and A. I. Carswell, Lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere over Toronto, *J. Geophys. Res.*, *100*, 14113–14124, 1995.
- Wilson, R., A. Hauchecorne, and M. L. Chanin, Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 1585–1588, 1990.
- Young, A. T., Rayleigh scattering, *Appl. Optics*, *20*, 533–535, 1981.
- Zdunkowski, W., and A. Bott, *Dynamics of the Atmosphere*, Cambridge University Press, 2003.
- Zellner, R., T. Peter, K. Dämmer, and L. Quintern (Hrsg.), *10 Jahre Deutsche Ozonforschung*, Verlag für Marketing und Kommunikation GmbH, Worms, 1999.