

## INAUGURAL-DISSERTATION

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

### Experimentelle Untersuchungen mit einem Lidar zur thermischen Struktur der Mesopausen-Region bei polaren und mittleren Breiten

von  
Jens Lautenbach

**Abstract:** Remote sensing of layers in the upper mesosphere provides important information about the thermal and dynamical background conditions in a part of our atmosphere which is experimentally difficult to access. This work presents a comprehensive study of the temperature structure of the Earth's middle atmosphere. Temperature and potassium density profiles at mesopause altitudes (80–105 km) are measured using an groundbased potassium resonance lidar. During three campaigns (2001–2003) at the polar island Svalbard (78° N) a unique data set from February to October was obtained. In addition, observations at the Leibniz-Institute of Atmospheric Physics (54° N) were carried out (2002–2005). The seasonal variations of potassium density and temperature are analyzed. The analyses of these two data sets support the concept of a global two-level mesopause with low temperatures during summer time. At Svalbard the temperatures are compared with co-located and simultaneously measured polar mesosphere summer echoes (PMSE). In particular the thermal structure at the topside and above PMSE layers is analyzed. In contrast to the present PMSE theory it is shown that the temperature above of PMSE is low enough to allow the existence of ice particles and hence the lack of PMSE must not be interpreted as the temperature being too high for the existence of ice particle. Another object of this work was the further development of the lidar system. An iron doppler lidar system was developed to enhance functionality and daylight capability. Besides the new technical development a new exact temperature retrieval was designed taking into account the isotopic shifts of the iron isotopes as well as the use of etalons for daylight suppression.

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

IAP Kühlungsborn  
Dezember 2007  
IAP Nr. 22/2007  
ISSN 1615–8083





**Experimentelle Untersuchungen mit einem Lidar zur  
thermischen Struktur der Mesopausen-Region bei polaren und  
mittleren Breiten**

von  
**Jens Lautenbach**

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

Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Lübken (Universität Rostock)  
Prof. Dr. E. V. Thrane (Universitetet i Oslo, Norwegen)

verteidigt am: 29. November 2007



## Zusammenfassung

Detaillierte Kenntnisse der atmosphärischen Lufttemperatur sind von grundlegender Bedeutung um physikalische Zusammenhänge und dynamische Hintergrundprozesse in der Erdatmosphäre zu erforschen. In der Mesopausen-Region zwischen 80 und 105 km Höhe sind solche Messungen nur mit hohem experimentellen Aufwand möglich. In dieser Arbeit wurden mit einem Kalium-Resonanzlidar die thermische Struktur und die atomare Kaliumschicht in Höhe der Mesopausen-Region an zwei verschiedenen Orten untersucht.

Es erfolgten drei Feld-Kampagnen in polaren Breiten ( $78^\circ$  N) mit einem transportablen Kalium-Resonanzlidar (2001 bis 2003) und kontinuierliche Messungen in mittleren Breiten ( $54^\circ$  N) mit einem stationären Kalium-Resonanzlidar (2002 bis 2005). Es wurde ein großer Satz an Temperatur- und Kaliumdichtedaten zusammengetragen, der im Gegensatz zu den meisten Lidarmessungen nicht nur Messungen während der Nacht, sondern auch am Tag enthält. Von Ende Februar bis Anfang Oktober entstand somit erstmals ein konsistentes Bild der thermischen Struktur und des Kaliumdichteverlaufs über Spitzbergen ( $78^\circ$  N). Diese Messungen und auch die Messungen über Kühlungsborn bestätigen das globale Zwei-Niveau-Verhalten der Mesopause mit sehr niedrigen Temperaturen während des Sommers.

Die thermische Struktur über Spitzbergen wurde außerdem in Bezug auf simultan auftretende Polare Mesosphärische Sommererechos (PMSE) untersucht. Dabei standen die Temperaturprofile an der PMSE-Oberkante und oberhalb der PMSE im Vordergrund. Entgegen dem bisherigen theoretischen Verständnis von PMSE hat sich gezeigt, dass auch oberhalb der gemessenen PMSE die Temperaturen niedrig genug sind um die Existenz von PMSE zuzulassen.

Die Messungen in Spitzbergen haben die technischen Grenzen des Kalium-Resonanzlidars aufgezeigt, weshalb im Rahmen dieser Arbeit eine Weiterentwicklung des Kalium-Resonanzlidars zum Eisen-Dopplerlidar erfolgte. Damit wurden die Einsatzmöglichkeiten des Lidars und die Sondierung der Temperatur am Tag in der Mesopausen-Region wesentlich verbessert. Neben der technischen Realisierung des Umbaus musste auch der Eisen-Resonanzübergang genau untersucht werden. Dabei zeigte sich, dass die Isotopieverschiebung des Eisen-Resonanzübergangs bei der Temperaturberechnung unbedingt berücksichtigt werden muss und dass Etalons als Tageslichtfilter eingesetzt werden können.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie und Messmethode</b>	<b>5</b>
2.1	Grundlagen . . . . .	5
2.1.1	Streuprozesse in der Atmosphäre . . . . .	6
2.1.2	Die Lidar-Gleichung . . . . .	7
2.1.3	Randbedingungen der Lidar-Gleichung . . . . .	10
2.2	Temperaturmessungen mit dem Kalium-Resonanzlidar . . . . .	12
2.2.1	Messmethode . . . . .	13
2.2.2	Sendeeinheit . . . . .	17
2.2.3	Empfangseinheit . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Dichte- und Temperaturverlauf bei 78° N und 54° N</b>	<b>25</b>
3.1	Lidarmessdaten . . . . .	25
3.2	Metallschichten in der Mesopausen-Region . . . . .	28
3.2.1	Die Kaliumschicht über Spitzbergen, 78°N . . . . .	29
3.2.2	Die Kaliumschicht über Kühlungsborn, 54°N . . . . .	31
3.2.3	Diskussion der Kaliumschicht . . . . .	32
3.3	Thermische Struktur der Mesopausen-Region . . . . .	34
3.3.1	Thermische Struktur über Spitzbergen, 78°N . . . . .	35
3.3.2	Thermische Struktur über Kühlungsborn, 54°N . . . . .	39
3.3.3	Zwei-Niveau-Mesopause . . . . .	44
3.3.4	Diskussion . . . . .	47
3.4	Zusammenfassung . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Temperaturen und PMSE bei 78° N</b>	<b>55</b>
4.1	Polare Mesosphärische Sommerechos (PMSE) . . . . .	56
4.1.1	PMSE-Theorie . . . . .	56
4.1.2	PMSE-Messungen . . . . .	58
4.2	Die thermische Struktur oberhalb der PMSE . . . . .	61
4.2.1	Beispiel-Analyse am 25./26. Juli 2001 . . . . .	63
4.2.2	Die Jahre 2001 und 2003 . . . . .	68
4.3	Diskussion . . . . .	70
4.3.1	Einordnung der Ergebnisse . . . . .	70
4.3.2	Weiterführende Überlegungen . . . . .	77
4.4	Zusammenfassung . . . . .	78

<b>5</b>	<b>Entwicklung eines Eisenlidars</b>	<b>79</b>
5.1	Kalium-Resonanzlidar vs. Eisen-Dopplerlidar . . . . .	79
5.2	Atom- und kernphysikalische Daten der Eisenresonanzlinie . . . . .	81
5.2.1	Auswahl des Eisen-Resonanz-Übergangs . . . . .	81
5.2.2	Isotopenverteilung . . . . .	83
5.2.3	Der Eisen-Resonanz-Rückstreuquerschnitt . . . . .	84
5.3	Apparativer Aufbau . . . . .	87
5.3.1	Umrüstung der Sendeeinheit . . . . .	88
5.3.2	Aufbau des Empfangszweiges . . . . .	90
5.3.3	Derzeitiger Zustand des Eisen-Dopplerlidars . . . . .	90
5.4	Messungen mit dem Eisen-Dopplerlidar . . . . .	92
5.4.1	Vergleichs- und Nachtmessungen . . . . .	92
5.4.2	Tageslichtmessungen . . . . .	95
5.5	Erzielte Ergebnisse . . . . .	96
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Atomphysikalische Daten</b>	<b>101</b>
A.1	Kalium . . . . .	101
A.2	Eisen . . . . .	103
<b>B</b>	<b>Lidarmessdaten</b>	<b>105</b>
<b>C</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>109</b>
C.1	Mathematische Methoden . . . . .	109
C.2	Temperaturtabellen . . . . .	111
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>117</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>129</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>131</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>133</b>

# Kapitel 1

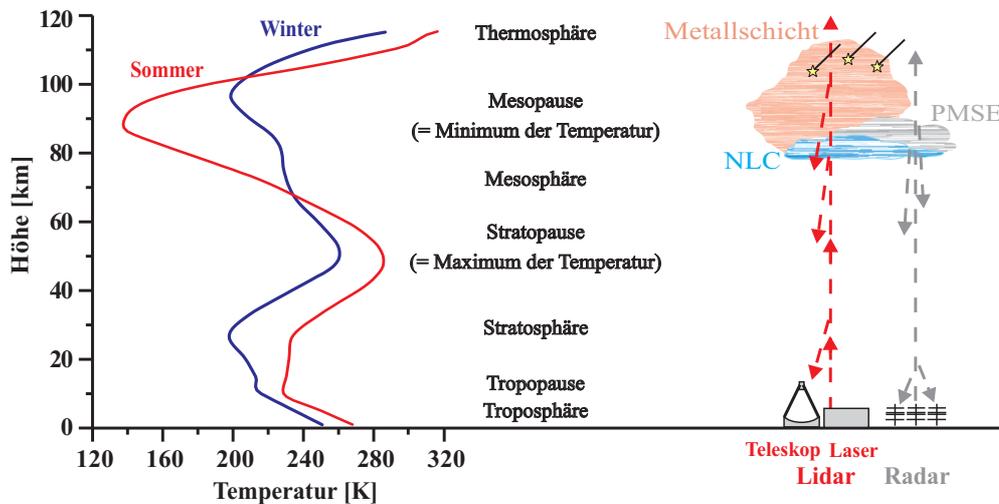
## Einleitung

Der Höhenbereich unserer Erdatmosphäre zwischen 80 und 105 km Höhe, der als Mesopausen-Region bezeichnet wird, ist von besonderem wissenschaftlichem Interesse. Viele der wichtigen physikalischen Prozesse unterscheiden sich in diesem Höhenbereich grundlegend von denen in tieferen Atmosphärenschichten. So weicht z.B. die thermische Struktur auf Grund von dynamischen Prozessen um bis zu 100 K vom Strahlungsgleichgewicht ab, und relevante Spurengase wie z.B. Kohlendioxid sind nicht im lokalem thermodynamischem Gleichgewicht. Zudem führen chemische Reaktionen zur Aufheizung in diesen Höhen, die in der gleichen Größenordnung wie der solare Strahlungseintrag liegen. In die Erdatmosphäre eindringende Meteoroiden verdampfen überwiegend in der Mesopausen-Region, weil die Erhitzung durch Luftreibung in der immer dichter werdenden Atmosphäre zunimmt. Die deponierten Bestandteile sind z.B. eine Vielzahl verschiedener atomarer Metalle, die nur in diesen Höhen als sogenannte Metallschicht zu beobachten sind. Vor allem in polaren Breiten, in denen die Sonne während des Sommers ununterbrochen scheint, beheimatet die Mesopausen-Region interessante Phänomene. Hier sind z.B. die niedrigsten Temperaturen in der gesamten Erdatmosphäre mit bis zu 120 K zu beobachten und es können sich die höchsten, jemals beobachteten Wolken ausbilden.

Es ist also von großem Interesse, die thermische Struktur und diese Eiswolken (NLC & PMSE) in der Mesopausen-Region zu untersuchen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der thermischen Struktur in mittleren und in polaren Breiten und untersucht die Temperaturen in polaren Breiten in Bezug auf das Auftreten solcher Wolken. Wie später gezeigt wird, ist die thermische Struktur der Atmosphäre eine elementare Größe, ohne die eine Vielzahl von dynamischen und chemischen Prozessen nicht erklärt werden kann. Darüber hinaus wurde im Rahmen dieser Arbeit die Methode zur Temperatursondierung in genau diesem Höhenbereich weiterentwickelt und verbessert.

## Aufbau der Erdatmosphäre

In der unteren Schicht unserer Atmosphäre (< 15 km) findet das Wettergeschehen statt. Dennoch nehmen auch die darüberliegenden Schichten (Sphären) Einfluss auf unser tägliches Leben. Ausgelöst durch Teisserenc de Bort und Aßmann [Teisserenc de Bort, 1902; Aßmann, 1902], rückte die Erdatmosphäre oberhalb von 10 km erst vor gut 100 Jahren in das wissenschaftliche Interesse. Sie entdeckten, dass die Temperatur nur bis etwa 10 km mit der Höhe abnimmt und nicht bis in den Weltraum, wie es bis zu dieser Zeit noch angenommen wurde. Heutzutage wird die Atmosphäre nach dem vertikalen Temperaturverlauf eingeteilt: die Troposphäre (vom Boden bis 8-15 km), die Stratosphäre (bis ca. 50 km), die Mesosphäre (bis ca. 100 km) und die Thermosphäre oberhalb von 100 km. Der Übergang zwischen den Sphären ist durch den Wechsel des Temperaturgradienten gekennzeichnet und wird als Tropo-, Strato- und Mesopause bezeichnet. Der Temperaturverlauf bei 78° N ist im linken Teil von Abbildung 1.1 anhand der Werte aus der Referenzatmosphäre CIRA-86 [COSPAR International Re-



**Abbildung 1.1:** Modell der Temperaturstruktur in 78° N für Juni (rot) und Dezember (blau) nach CIRA-86. Außerdem sind NLC, PMSE und die Metallschicht schematisch eingezeichnet.

ference Atmosphere 1986, *Fleming et al.*, 1990] dargestellt.

Die Temperatur in der Troposphäre wird durch Konvektions- und Strahlungsprozesse (z.B. Aufheizung vom Boden) gesteuert. In der Stratosphäre überwiegen die heizenden Prozesse gegenüber den kühlenden, so ist der Temperaturanstieg vor allem auf die Absorption von solarer Strahlung durch Ozon zurückzuführen (Hartley-Bänder, 200 bis 310 nm Wellenlänge). Durch die Emission von Wärmestrahlung in den Weltraum (z.B. durch Kohlendioxid) und die geringere Absorption (abnehmende Ozon-Konzentration), nimmt die Temperatur in der Mesosphäre stark ab. Erst in Höhe der Mesopause nimmt die Temperatur durch Absorption kurzweiliger UV-Strahlung durch molekularen Sauerstoff wieder zu (Schumann-Runge-Bänder, Wellenlängen kleiner 205 nm). Oberhalb der Mesopause, in der Thermosphäre, steigt die Temperatur bis über 1000°C an.

Die Atmosphäre ist also keineswegs eine homogene Hülle, sondern sie befindet sich in einem komplexen chemischen und physikalischen Gleichgewicht. Dieses wird einerseits durch dynamische Prozesse wie die residuelle Zirkulation und kleinskalige Prozesse (Schwerewellen) gesteuert und andererseits durch z.B. Absorption solarer Strahlung, Emission thermischer Strahlung und den Austausch von Materie mit dem Weltraum. Untersuchungen haben gezeigt, wie stark die chemischen, dynamischen und thermischen Prozesse zwischen den einzelnen Sphären miteinander gekoppelt sind [z. B. *Summers*, 1999; *Brasseur et al.*, 2000; *Baldwin und Dunkerton*, 2001; *Becker und Schmitz*, 2003]. Einer der entscheidenden Parameter ist dabei die Temperatur. Sie ist das Ergebnis der Energiebilanz der Atmosphäre und damit einer der wichtigsten Parameter, der die Struktur der Atmosphäre insgesamt beschreibt. Die Atmosphäre muss also als ein globales und über alle Höhen gekoppeltes System betrachtet werden. Nur so kann z.B. der Lebenszyklus von Wellen untersucht werden, die sich von unteren Atmosphärenschichten bis in die Mesosphäre ausbreiten.

## Die Mesopausen-Region

In der Mesopausen-Region (80 bis 105 km) werden im Sommer niedrigere Temperaturen als im Winter beobachtet (siehe Abb. 1.1). Das erscheint zunächst widersprüchlich, da im Som-

mer die Sonnenscheindauer wesentlich länger ist als im Winter. In polaren Gebieten ist die Sommermesosphäre sogar ununterbrochen der solaren Einstrahlung ausgesetzt. Seit langem wird davon ausgegangen, dass dynamische Prozesse in der oberen Mesosphäre die thermische Struktur maßgeblich bestimmen. Dabei spielen Schwerewellen die entscheidende Rolle [z.B. *Fritts und Alexander*, 2003]. Schwerewellen können in der Troposphäre u.a. durch topographische Hindernisse oder konvektive Prozesse an Wetterfronten angeregt werden und breiten sich nach oben bis in die Mesosphäre aus. Das Brechen von Schwerewellen (Erzeugung von Turbulenz) und der damit verbundene Impulseintrag führen zu ageostrophischen Winden, die eine globale meridionale Zirkulation vom Sommer- zum Winterpol zur Folge haben. In der Sommerhemisphäre bewirkt dies eine adiabatische Abkühlung der Mesosphäre durch aufsteigende Luftmassen und in der Winterhemisphäre eine adiabatischen Aufheizung durch absinkende Luftmassen. Deswegen treten die tiefsten Temperaturen in der gesamten Atmosphäre, mit teilweise unter  $-120\text{ K}$  in der polaren Sommermesopause auf. Jedoch sind auch viele Aspekte des Zustands der Mesopausen-Region im Detail noch nicht verstanden. So ist z.B. die Energiebilanz der Mesosphäre quantitativ noch immer nicht genau bestimmt [*Lübken*, 1993; *Mlynczak*, 2000]. Messungen der thermischen Struktur der Mesopausen-Region können dabei helfen, die Energiebilanz genauer zu bestimmen. Vor allem in polaren Gebieten ist der saisonale Verlauf der thermischen Struktur nur unzureichend bekannt. Nur mit Hilfe von kontinuierlichen Temperaturmessungen kann dies untersucht werden.

Durch extrem niedrige Temperaturen in 80 bis 95 km Höhe können sich in polaren Gebieten im Sommer Eiswolken bilden, obwohl nur äußerst wenig Wasserdampf ( $> 3\text{ ppmV}$ ) vorhanden ist. Die Eispartikel in den Wolken können im Mittel bis zu Größen von  $\sim 30\text{ nm}$  anwachsen und unter bestimmten Bedingungen visuell beobachtet werden. Die ersten visuellen Beobachtungen dieser sogenannten Leuchtenden Nachtwolken (englisch NLC = *noctilucent cloud*) werden aus dem Jahre 1883 berichtet [z.B. *Backhouse*, 1885; *Leslie*, 1885]. Etwa 100 Jahre später wurde entdeckt, dass im Höhenbereich der NLC und auch oberhalb starke Signale in Radarmessungen auftreten. Diese werden als Polare Mesosphärische Sommerechos (PMSE) bezeichnet. Heutzutage wird davon ausgegangen, dass es sich hierbei um sehr kleine Eispartikel handelt, die auf das ionosphärische Plasma Einfluss nehmen [*Kelley et al.*, 1987; *Cho und Kelley*, 1993; *Rapp und Lübken*, 2004]. *Thomas et al.* [1989] spekulierten, dass die Eiswolken sehr sensitiv gegenüber Wasserdampfveränderungen sind und somit einen Indikator für klimatologische Veränderungen in der Mesopausen-Region darstellen. In den letzten Jahren rückten sie gerade deswegen immer wieder in das wissenschaftliche Interesse und lösten kontroverse Diskussionen aus [z.B. *von Zahn*, 2003; *Thomas et al.*, 2003]. Die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der Eiswolken sind weitestgehend verstanden, doch es gibt immer noch viele offene Details, die teilweise nur durch kontinuierliche Temperaturmessungen im selben Volumen zu klären sind. Vor allem die oberhalb und der Höhenbereich über den Eiswolken ist dabei von großem Interesse.

Die Messungen atmosphärischer Parameter in der Mesopausen-Region stellen jedoch eine große Herausforderung dar. Flugzeuge und Ballons erreichen diese Höhen wegen der geringen Luftdichte nicht. In-situ Messungen in der Mesosphäre sind nur mit raketentragenen Instrumenten möglich. Das ist jedoch mit einem hohen finanziellen Aufwand verbunden und aufgrund von Sicherheitsbestimmungen nur an wenigen Orten der Erde durchführbar. Diese Messungen stellen eine kurze Momentaufnahme der atmosphärischen Parameter dar. Die Fernerkundung der Mesosphäre mit Satelliten liefert Messdaten mit einer großen räumlichen Abdeckung, aber geringer räumlicher und zeitlicher Auflösung. Aufgrund der Umlaufbahn der Satelliten um die Erde sind diese Messungen selten in hohen polaren Breiten verfügbar. Li-

dars (englisch *light detection and ranging*) sind besonders gut geeignet, um Temperatursondierungen der Atmosphäre durchzuführen. Damit können Messungen mit hoher vertikaler und zeitlicher Auflösung über lange Zeiträume gemacht werden. Zur Sondierung der Mesopausen-Region, werden u.a. Metall-Resonanzlidars genutzt [z. B. *Fricke und von Zahn, 1985*]. In der vorliegenden Arbeit wird ein Kalium-Resonanzlidar verwendet, das die Temperatur unter Ausnutzung des Dopplereffekts an freien Kaliumatomen ableitet. Freie Metallatome befinden sich im Höhenbereich von etwa 80 bis 120 km (siehe Abb. 1.1). Die Metallschicht wird durch den Eintrag von kosmischer Materie verursacht, die beim Eintritt in die Erdatmosphäre aufgrund der Erhitzung durch Luftreibung verdampft. Der größte Eintrag entsteht durch kosmischen Staub, der neben Nicht-Metallen wie Kohlenstoff vor allem Silizium, Eisen, Kalium und weitere Metalle enthält. Staubkörner mit Durchmessern größer als ein Millimeter leuchten beim Verdampfen auf und können visuell beobachtet werden (Sternschnuppen, Meteore).

Erst ein tageslichtfähiges Lidar machte es möglich, Messungen während des polaren Sommers durchzuführen, in dem die Sonne ununterbrochen scheint. Denn das Sonnenlicht verursacht einen ständigen solaren Untergrund, der durch geeignete Filter unterdrückt werden muss. Das Kalium-Resonanzlidar ist mit solch einem Filter ausgestattet, wodurch die Messungen in dieser Arbeit überhaupt erst möglich wurden. Bei diesen Messungen hat sich jedoch auch gezeigt, dass die Tageslichtfähigkeit verbessert werden muss, um auch am Tage über den selben Höhenbereich und mit gleicher Genauigkeit wie in der Nacht Temperaturen messen zu können. Die Verbesserung der Messmethode selbst ist deshalb eine wesentliche Aufgabe, um die oben dargestellten Fragestellungen zu lösen.

## Struktur der Arbeit

Die vorliegende Arbeit wurde am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn angefertigt und beschäftigt sich mit der thermischen Struktur der Mesopausen-Region. Dazu wurden Messungen bei mittleren Breiten ( $54^\circ$  N) und polaren Breiten ( $78^\circ$  N) mit dem Kalium-Resonanzlidar durchgeführt.

Im zweiten Kapitel werden die methodischen Grundlagen für diese Arbeit erläutert. Die Messungen der thermischen Struktur und des Dichteverlaufs der Kaliumschicht werden in Kapitel drei analysiert. Es werden die saisonalen Verläufe von Temperatur bzw. Dichte in mittleren und polaren Breiten miteinander verglichen. Außerdem werden die Mesopausentemperaturen und -höhen in mittleren und polaren Breiten diskutiert. Im vierten Kapitel wird die thermische Struktur an der PMSE-Oberkante und oberhalb der PMSE bei  $78^\circ$  N verglichen. Die Auswertung und eine quantitative Analyse geschehen anhand von 35 gleichzeitigen Messungen von Temperatur und PMSE im selben Messvolumen. Dabei wird auch im Detail diskutiert, wie die mit dem derzeitigen theoretischen Verständnis der PMSE nicht übereinstimmenden Ergebnisse einzuordnen sind. Die Verbesserungsmöglichkeiten des Kalium-Resonanzlidars werden im fünften Kapitel dargestellt. Das führte zur Weiterentwicklung des Kalium-Resonanzlidars zu einem Eisen-Dopplerlidar. Nach einer kurzen Diskussion über die Vorzüge und Nachteile der beiden Lidars in Bezug auf Tageslichtmessungen wird der Eisen-Resonanzübergang untersucht. Die Beschreibung des eigentlichen Umbaus und erste erfolgreiche Testmessungen am Tage werden am Ende des Kapitels präsentiert. Abschließend wird im sechsten Kapitel eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick auf mögliche weiterführende Studien gegeben.

# Kapitel 2

## Methodische Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den theoretischen und technischen Grundlagen von Lidar-Messungen in der Erdatmosphäre. Es werden verschiedene Streuprozesse in der Atmosphäre sowie das Prinzip von Lufttemperatur- und Kaliumdichte-Messungen mit einem Kalium-Resonanzlidar erläutert.

### 2.1 Grundlagen des Lidar-Messprinzips

Das Akronym Lidar (englisch *light detection and ranging*) beschreibt genauso wie bei einem Radar das Funktionsprinzip und die Messdatengewinnung (Abb. 2.1). Anstelle von Radiowellen wird bei einem Lidar ein kurzer Lichtpuls von einem Laser in die Atmosphäre ausgesendet. Das rückwärtsgestreute Licht wird mit Hilfe eines Teleskops aufgefangen und über eine Glasfaser zum Detektor geleitet. Dabei gibt es verschiedene Streumechanismen, die für die Rückstreuung verantwortlich sind (siehe 2.1.1). Der Abstand zum Streuzentrum wird über die Laufzeit zwischen ausgesenden und empfangen der Lichtpulse ermittelt. In Abhängigkeit vom ausgesendeten Licht werden eine Vielzahl von Informationen über das Streumedium anhand der rückgestreuten Intensität, spektralen Verteilung und Polarisation ermittelt.

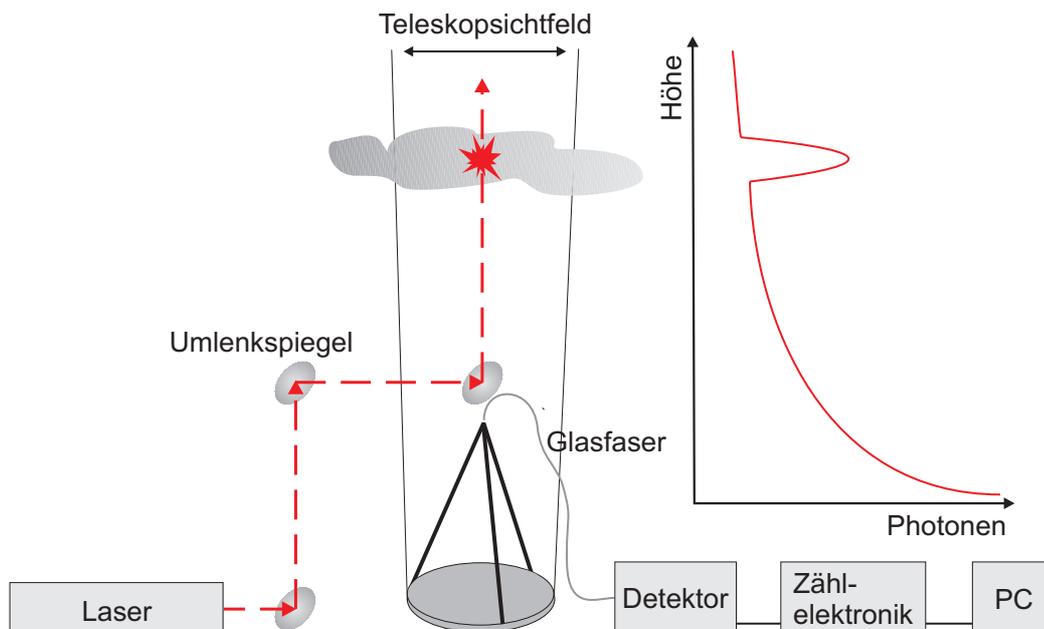


Abbildung 2.1: Schematische Zeichnung des Funktionsprinzips eines Lidar-Instruments

### 2.1.1 Streuprozesse in der Atmosphäre

Das Licht eines Lidar-Instruments wird in der Atmosphäre durch verschiedene Streuprozesse zurückgestreut. Trifft eine Lichtwelle auf ein Ensemble von streuenden Teilchen mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , dann streut die Intensität  $dI$  des Lichtes in einem Winkel  $d\Omega$  in die Richtung  $\vartheta$ .

$$\left. \frac{dI}{d\Omega} \right|_{\vartheta} = \frac{I_0}{A} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\vartheta} N \quad (2.1)$$

Wobei  $I_0$  die Intensität und  $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\vartheta}$  der differentielle Rückstreuquerschnitt der Anzahl der streuenden Teilchen  $N$  im Volumen  $V$  der Länge  $l$  und Fläche  $A$  ist. Unter Verwendung der lokalen Dichte der streuenden Teilchen (Massendichte)  $\rho = N/(A \cdot l)$ , wird Gleichung 2.1 zu:

$$\left. \frac{dI}{d\Omega} \right|_{\vartheta} = I_0 l \rho \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\vartheta}. \quad (2.2)$$

Bei einem Lidar ist  $d\Omega$  sehr klein und es wird nur das Licht in  $\vartheta \approx 180^\circ$  detektiert. Der differentielle Rückstreuquerschnitt wird oft durch den Volumen-Rückstreuoeffizienten  $\beta$  ersetzt:

$$\beta = \rho \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{180^\circ} \quad (2.3)$$

Die Intensität des Lichtes  $dI$  wird nun als  $I_0 \beta l d\Omega$  geschrieben und zur Entwicklung der Lidar-Gleichung verwendet (siehe 2.1.2).

Je nach Größe des Streuzentrums (Atome, Moleküle, Aerosole), Wellenlänge des Lichts und ob das Licht mit der gleichen Wellenlänge empfangen wird, wie es ausgesendet wurde, sind verschiedene Streuprozesse verantwortlich. Diese Streuprozesse können in drei Kategorien zusammengefasst werden:

**Rayleighstreuung** tritt an Objekten auf, deren Durchmesser wesentlich kleiner als die Wellenlänge des eingestrahlten Lichts ist. Sie beinhaltet die Cabannes- und Raman-Streuung [Young, 1981]. Es handelt sich hierbei hauptsächlich um Streuung an Molekülen wie z.B.  $N_2$  und  $O_2$  [She, 2001]. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Ray}}$  ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge ( $\sim \lambda^{-4}$ ), das heißt je kleiner die Wellenlänge ist, umso effektiver wird die Rayleighstreuung. Blaues Licht wird also um ein Vielfaches stärker gestreut als rotes Licht. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Laserwellenlänge  $\lambda = 770 \text{ nm}$  beträgt  $\left. \frac{d\sigma_{\text{Ray}}}{d\Omega} \right|_{180^\circ} = 1.373 \cdot 10^{-32} \frac{\text{m}^2}{\text{sr}}$  [Bucholtz, 1995]. Er ist höhenunabhängig bis etwa 100 km, da die Atmosphäre unterhalb turbulent durchmischt ist. Damit ist  $\beta_{\text{Ray}}$  bis dorthin direkt proportional zur Dichte der Atmosphäre ( $\beta_{\text{Ray}} = \left. \frac{d\sigma_{\text{Ray}}}{d\Omega} \right|_{180^\circ} N(z_i)$ ).

**Miestreuung** geschieht an Aerosolen (z.B. Staub, Wasserdampf), deren Durchmesser in der Größenordnung der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts ist. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Mie}}$  steigt stark mit dem Durchmesser der streuenden Teilchen an und ist von deren Form abhängig. Die Größenverteilung der Aerosole wird unter Annahme der Form und Zusammensetzung mit Hilfe der Wellenlängenabhängigkeit des Rückstreuoeffizienten ermittelt [z. B. Müller und Quenzel, 1985]. Für sehr kleine Teilchen (kleiner als 100 nm) nähert sich der Mie-Wirkungsquerschnitt dem Rayleigh-Wirkungsquerschnitt an.

**Resonanzstreuung** geschieht, wenn die eingestrahlte Wellenlänge ein Elektron des atmosphärischen Konstituenten auf ein reelles Niveau anregt und es durch Ausstrahlung der

gleichen Wellenlänge wieder in den Ausgangszustand relaxiert. Wenn das Elektron nicht in den Ausgangszustand relaxiert, sondern in einen anderen, so ist das im klassischen Sinne keine Resonanzstreuung. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Res}}$  kann dabei um mehr als 15 Größenordnungen stärker als bei der Rayleighstreuung ( $\sigma_{\text{Ray}}$ ) sein. Sie wird daher benutzt, um gering konzentrierte Konstituenten wie z. B. Metallatome in der Mesosphäre zu untersuchen.

Der totale Volumen-Rückstreukoeffizient ist die Summe der einzelnen Streuprozesse und ergibt sich wie folgt:

$$\beta = \beta_{\text{Ray}} + \beta_{\text{Mie}} + \beta_{\text{Res}}. \quad (2.4)$$

Für ein Kalium-Resonanzlidar bei dem nur Kaliumatome an der Resonanzstreuung beteiligt sind ergibt sich:

$$\beta = \rho_{\text{air}} \left. \frac{d\sigma_{\text{Ray}}}{d\Omega} \right|_{180^\circ} + \beta_{\text{Mie}} + \rho_{\text{K}} \left. \frac{d\sigma_{\text{K}}}{d\Omega} \right|_{180^\circ}. \quad (2.5)$$

Die Resonanzstreuung  $\beta_{\text{Res}}$  ist sehr stark Wellenlängenabhängig, weshalb es möglich ist sie gegenüber den anderen Streuprozesse ( $\beta_{\text{Mie}}, \beta_{\text{Ray}}$ ) zu unterscheiden. Variiert man die Wellenlänge nur geringfügig ( $1:10^6$ ), so hat das einen großen Einfluss auf  $\beta_{\text{Res}}$ , wobei  $\beta_{\text{Mie}}$  und  $\beta_{\text{Ray}}$  sich quasi nicht verändern.

### 2.1.2 Die Lidar-Gleichung

Ein Lidar-Instrument detektiert die Intensität des rückgestreuten Signals aus der Atmosphäre. Um die Intensität auswerten zu können, wird für das Gesamtsystem Laser-Atmosphäre-Teleskop-Detektor eine so genannte Lidar-Gleichung aufgestellt. Die Entfernung ( $z = 2ct$ ) zum Streuvolumen ergibt sich aus der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Laufzeit  $t$  zwischen ausgesendetem Laserpuls und detektiertem Signal. Die absolute Höhe  $h$  des Streuvolumens ergibt sich aus der Standorthöhe  $h_0 + z_i$  für einen vertikal ausgerichteten Laser. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Kalium-Resonanzlidar wird die Intensität aus der Entfernung  $z_i$  über ein Höhenintervall von 200 m integriert, was einem Zeitintervall von  $1.334 \mu\text{s}$  entspricht. Somit ergibt sich die Lidar-Gleichung für eine Intensität  $I$  aus dem Entfernungsintervall  $[z_i \pm dz/2]$  mit der Wellenlänge  $\lambda$  wie folgt:

$$I(\lambda, z_i) = I_0(\lambda) \beta(\lambda, z_i) dz \eta(\lambda) T^2(\lambda, z_i) \frac{A}{z_i^2} p(z_i) + U(z_i). \quad (2.6)$$

Dabei haben die einzelnen Terme folgende physikalische Bedeutung:

- $I_0(\lambda)$  : Intensität vom ausgesendetem Laserpuls in die Atmosphäre (z. B. Energie, Anzahl der Photonen)
- $\beta(\lambda, z_i)$  : Totaler Volumen-Rückstreukoeffizient
- $\eta(\lambda)$  : Empfindlichkeit unter Berücksichtigung aller Komponenten der Empfangseinheit. Dies beinhaltet Transmissions- und Reflektionsverluste von optische Bauteilen (z. B. Teleskop, Glasfaserkabel, Linsen, Interferenzfilter) und der Effizienz die Detektors.

$T(\lambda, z_i)$  : Transmission der Atmosphäre auf der Strecke zwischen Sender und dem Ort der Streuung  $z_i$ . Diese geht quadratisch ein, da die Strecke doppelt durchlaufen wird, und ist wie folgt definiert:

$$T(\lambda, z_i) = \exp\left(-\int_0^{z_i} \alpha(\lambda, z) dz\right). \quad (2.7)$$

Dabei bezeichnet  $\alpha$  den effektiven Absorptionskoeffizienten, der durch verschiedene Ursachen zustande kommt, wie Atmosphärendämpfe, Aerosole oder Wolken.

$A$  : Wirksame Fläche des Empfangsspiegels mit dem Winkel  $d\Omega = A/z_i^2$  (in sr) von Streuvolumen aus betrachtet.

$p(z_i)$  : Geometrische Überlappfunktion von Laserstrahl und Teleskopgesichtsfeld. Für das Kalium-Resonanzlidar gilt oberhalb von 20 km  $p = 1$ .

$U(z_i)$  : Gesamter Untergrund aus atmosphärischem Untergrund  $U_a$ , wie beispielsweise Mond- oder Sonnenlicht, und elektronischem Untergrund  $U_e$ , wie z. B. Rauschen oder Nachleuchten des Detektors.

$$U(z_i) = \int U_a(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda + U_e(z_i). \quad (2.8)$$

Viele Größen der Lidar-Gleichung sind nicht genau genug bekannt, um den Volumerrückstreuoeffizienten  $\beta(z_i)$  direkt auszurechnen. So ist zum Beispiel die Transmission der Troposphäre sehr stark wellenlängenabhängig. Die Transmission oberhalb von 35 km ist wiederum so hoch, dass  $T(z_i \geq 35 \text{ km}) = 1$  sehr gut erfüllt ist. Indem Relativmessungen zwischen zwei Höhenbereichen durchgeführt werden, bei denen die Transmissionsverluste vernachlässigbar sind, kann Gleichung 2.6 vereinfacht werden. So ergibt sich für Relativmessungen oberhalb 35 km:

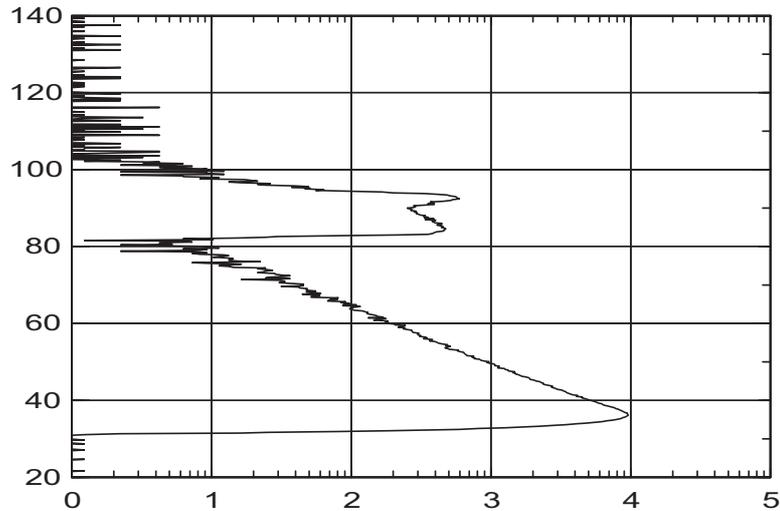
$$I(\lambda, z_i) = \text{const} \cdot \frac{\beta(\lambda, z_i)}{z_i^2} + U(z_i). \quad (2.9)$$

Der Untergrund ist typischerweise höhenunabhängig. Er wird in Höhen bestimmt, in dem der totale Volumen-Rückstreuoeffizient ( $\beta$ ) gleich Null ist (z.B. oberhalb von 120 km), und dann vom Signal abgezogen. Das höhenkorrigierte Signal ergibt sich aus  $\hat{I}(z_i) = (I(z_i) - U) z_i^2$  und ist direkt proportional zum Volumerrückstreuoeffizienten  $\beta(\lambda)$ .

Wenn der Rückstreuoeffizient in einer Höhe  $z_0$  bekannt ist, so kann er für jede beliebige Höhe bestimmt werden. Typischerweise wird  $z_0$  in einer Höhe bestimmt in der das rückgestreute Signal sehr hoch ist und es sich ausschließlich um Rayleighstreuung handelt (z. B. 40 km). Um  $\beta(z_0) = \beta_{\text{Ray}}(z_0) \sim \rho_{\text{air}}(z_0)$  zu bestimmen, wird die Luftdichte aus einer Referenzatmosphäre entnommen (z.B. CIRA-86 [Fleming et al., 1990]), daraus lässt sich dann der Volumerrückstreuoeffizient wie folgt ableiten:

$$\beta(z_i) = \beta_{\text{Ray}}(z_0) \cdot \hat{I}(z_i) / \hat{I}(z_0). \quad (2.10)$$

Mit Hilfe dieser Relativmessung können oberhalb von ca. 35 km Teilchendichten und in der Mesopausenregion Metallichten bestimmt werden.



**Abbildung 2.2:** Rückstreuprofil (Photonen-Zählrate) einer Nachtmessung vom 26. Juni 2005 in Kühlungsborn, über ein Zeitintervall von 4000 Laserpulse und einer Höhenauflösung von 200 m

Abbildung 2.2 zeigt ein gemessenes Photonenzählratenprofil des Kalium-Resonanzlidars, aufsummiert über 4000 Laserpulse (ca. 2 Minuten) mit einer Höhenauflösung von 200 m. Das Lidar ist vertikal ausgerichtet und die Höhenangabe ist auf Meereshöhe normiert. Unterhalb von 30 km wird das Licht durch den *Chopper* geblockt. Oberhalb ist das exponentiell abfallende Rayleigh-Signal (30-80 km) und das Resonanz-Signal aus der Kaliumschicht (80-100 km) zu erkennen. Von etwa 105 km an ist nur noch der Untergrund erkennbar.

### Temperaturberechnung

Die Temperatur der Atmosphäre kann auf verschiedene Weisen mit einem Lidar bestimmt werden. Im Rahmen dieser Arbeit kommen zwei Methoden zum Einsatz. Die Temperaturberechnung unter Ausnutzung der Resonanzstreuung und der Rayleighstreuung. Der Temperaturbestimmung mit Hilfe der Resonanzstreuung ist ein eigenes Unterkapitel 2.2 gewidmet, da sie den Hauptteil dieser Arbeit ausmacht. Im Folgenden wird die Temperaturbestimmung unter Ausnutzung der Rayleighstreuung erläutert.

Für den Fall der reinen Rayleighstreuung ( $30 \text{ km} < z < 80 \text{ km}$ ) ist das Lidarsignal proportional zur Teilchendichte  $n(z)$ . Daraus wird die absolute Temperatur  $T(z)$  der Atmosphäre abgeleitet, im Folgenden als „Dichte-Temperatur“ bezeichnet. Mit Hilfe von Gleichung 2.10 lässt sich aus der gemessenen Intensität ein relativer Höhenverlauf der Teilchendichte  $n(z)$  der Luft bestimmen:

$$n(z_i) = n_0 \left( I(z_i) - U(z_i) \right) \frac{z_i^2}{z_0^2}. \quad (2.11)$$

Zur Herleitung des Zusammenhangs zwischen vertikaler Temperatur und Teilchendichte wird die Gültigkeit der idealen Gasgleichung ( $p = nkT$ )<sup>a</sup> für den Druck  $p(z)$  und der hydrostatischen

<sup>a</sup> $k$  = Boltzmann-Konstante

Grundgleichung ( $\frac{dp}{dz} = -\rho g$ )<sup>b</sup> angenommen.

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz}(nkT) &= -\rho g \\ [nT]_{z_0}^{z_i} &= -\frac{1}{k} \int_{z_0}^{z_i} \rho(z)g(z)dz\end{aligned}\quad (2.12)$$

Für eine isotherme Atmosphäre ergibt diese Gleichung ein mit zunehmender Höhe exponentiell abnehmendes Dichteprofil. Die Gleichung lässt sich nach der Temperatur auflösen und mit dem Einsetzen von ( $\rho = m \cdot n$ )<sup>c</sup> kann aus dem Profil der Teilchendichte ein Temperaturprofil berechnet werden.

$$T(z_i) = \frac{1}{n(z_i)} \left( n(z_0)T(z_0) - \frac{m}{k} \int_{z_0}^{z_i} g(z)n(z)dz \right) \quad (2.13)$$

Man sieht, dass nur ein relatives Dichteprofil in die Rechnung eingeht. Zusätzlich wird ein Startwert  $T(z_0)$ , der Temperatur an Oberrand des Integationsbereichs, benötigt. Dieser wird meistens aus einer Referenzatmosphäre (CIRA-86, [Fleming et al., 1990]) entnommen. In größeren Höhen sind diese Daten aber sehr ungenau und können zeitabhängig um mehr als 20 K abweichen, wie die Untersuchungen in Abschnitt 3.3.4 zeigen. Da auch die Dichte  $n(z_0)$  nur ungenau bekannt ist, tragen diese notwendigen Randbedingungen zu dem Fehler für die berechnete Temperatur zunächst erheblich bei. Da mit abnehmender Höhe der Anteil des Integrals in der Gleichung den konstanten Anteil überwiegt, stabilisiert sich die Temperaturberechnung bei Abwärtsintegration selbst und das Profil wird unabhängig vom gewählten Startwert. Dabei ist der durch die Anfangswerte verursachte Fehler nach 15 km auf 1 % gesunken.

### 2.1.3 Randbedingungen

Durch verschiedene Einflüsse kann es dazu kommen, dass die vereinfachte Lidar-Gleichung 2.9 nicht mehr in ihrer Linearität erfüllt ist. Um korrekte Temperatur- und Dichteberechnungen durchführen zu können, müssen solche Effekte berücksichtigt werden. Die im Folgendem erwähnten Einschränkungen gelten hauptsächlich für das Kalium-Resonanzlidar (Unterkapitel 2.2) und nur zum Teil für das zukünftige Eisen-Dopplerlidar (Kapitel 5).

#### Instrumentelle Effekte

Der häufigste instrumentelle Effekt ist eine Nichtlinearität des Detektors, was z.B. durch zu starke gepulste Beleuchtung hervorgerufen wird. In diesem Fall ist das Ausgangssignal vom Detektor nicht mehr proportional zum detektierten Licht. Die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren haben meistens eine Bandbreite von 15 MHz, sind aber bei gepulster Beleuchtung nur bis 200 kHz linear. Als gepulster Beleuchtung ist bei Tageslichtmessungen nicht nur das Rayleigh-Signal, sondern auch der Tageslicht-Untergrund zu betrachten. In der Lidar-Gleichung ist dann die Empfangsempfindlichkeit ( $\eta$ ) nicht mehr konstant. Deshalb wird die starke Rückstreuung aus den unteren Kilometern so weit geblockt, bis die Zählrate den Detektor nicht mehr überlastet.

Um den Tageslichtuntergrund möglichst gut unterdrücken zu können, muss das Gesichtsfeld des Teleskops so klein wie möglich sein. Somit muss auch der Laserstrahldurchmesser

<sup>b</sup> $\rho$  = Massendichte

<sup>c</sup> $m = 4,81 \cdot 10^{-26}$  kg, prozentuale Häufigkeit der Hauptkomponenten der Atmosphäre ist bekannt

klein sein, damit die geometrische Überlappfunktion  $p = 1$  ist. Die Laserenergiedichte sollte allerdings nicht die Sättigungsgrenze des Metallatoms überschreiten. Wie im Folgendem erklärt wird, hängt die Sättigungsgrenze von den Lasereigenschaften und der Atomphysik des angeregten Atoms ab.

### Atomphysikalische Effekte (Sättigung)

Ist die rückgestreute Intensität des Resonanzübergangs nicht mehr proportional zur ausgesandten Intensität, so wird das als *Sättigung* bezeichnet [von der Gathen, 1990]. Grund ist die mit zunehmender Energiedichte größer werdende Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Atom im Messvolumen bereits im angeregten Zustand befindet und zur Anregung nicht mehr zur Verfügung steht. Die angeregten Atome müssen erst in den Grundzustand relaxieren, um eine erneute Anregung erfahren zu können. Es kann sogar durch die anregenden Photonen zur stimulierten Emission der schon angeregten Atome kommen, bei der sich die Photonen dann in Anregungsrichtung ausbreiten und für das Lidar nicht zu detektieren sind.

Die Sättigung ist für jedes Lidar unterschiedlich und insofern auch ein instrumenteller Effekt. Zur Berechnung des Sättigungseffekts müssen die Eigenschaften des Resonanzübergangs (z.B. Lebensdauer, Wirkungsquerschnitt), die Laserparameter (Divergenz, spektrale Breite, Energiedichte und Pulslänge) und atmosphärische Parameter (Höhe der Metallschicht und die Transmission der Atmosphäre) genau bekannt sein. Einige dieser Parameter sind nur unzureichend bekannt, so dass die Sättigung lediglich abgeschätzt werden kann. Abschätzungen von Fricke-Begemann [2004] haben für das hier verwendete Kalium-Resonanzlidar (siehe Unterkapitel 2.2) eine Sättigung von 50 % ergeben. Um Sättigungseffekt zu vermeiden, müsste demnach die Energiedichte des Laser um eine Größenordnung gesenkt werden. Der durch die Sättigung verursachte systematische Temperaturfehler ist jedoch gering, bei 10 % Sättigung beträgt er 0,2 K und bei 80 % weniger als 5 K [von Zahn und Höffner, 1996; Fricke-Begemann, 2004].

### Atmosphärische Effekte

Der Rückstreuquerschnitt eines Atoms ist außer von seinen atomphysikalischen Eigenschaften noch von der Polarisation des eingestrahlten Lichts, sowie der Stärke und Orientierung des umgebenden Magnetfelds abhängig. Die magnetischen Felder sind in der Atmosphäre klein, so dass der *Zeeman-Effekt* zu vernachlässigen ist. Auch der *Stark-Effekt* kommt nicht zum Tragen. Hanle [1924] hat erstmals experimentell nachgewiesen, dass ein äußeres Magnetfeld zu einer Präzessionsbewegung des angeregten Elektrons um die Magnetfeldachse führt. Auf diese Weise wird die Polarisationsrichtung der eingestrahlten Lichtwelle gedreht während die Schwingung abklingt, die Geometrie der Abstrahlung ändert sich. Wie weit die Polarisations Ebene gedreht wird hängt von der Stärke des Magnetfeldes, der Abklingzeit (Lebensdauer des angeregten Zustandes) und der Polarisation ab. Der *Hanle-Faktor* berücksichtigt die veränderte Geometrie der abgestrahlten Lichtwelle. Aufgrund der atomphysikalischen Eigenschaften von Kalium braucht dieser Faktor nicht berücksichtigt werden so lange linear polarisiertes Licht eingestrahlt wird [Zimmermann, 1975; von Zahn und Höffner, 1996; Eska, 1998].

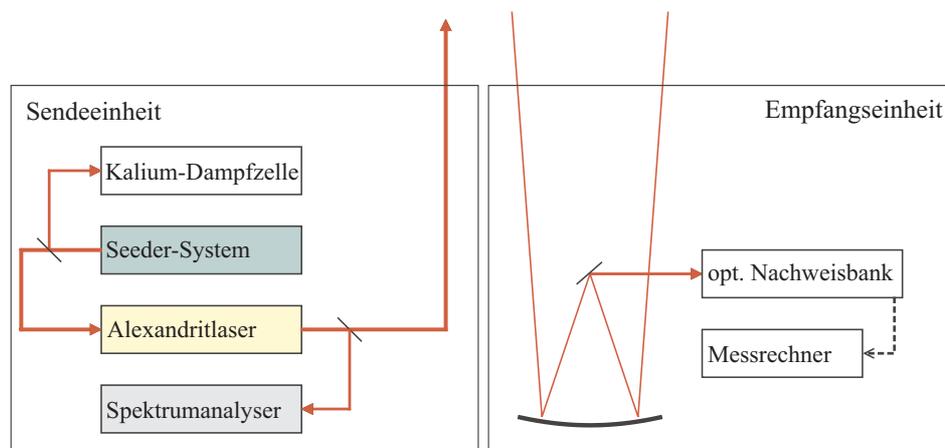
Schließlich kann die Metallschicht selbst eine Abschwächung des Laserstrahls verursachen und somit die rückgestreute Intensität beeinflussen. Dies geschieht bei hohen Metalldichten vor allem auf dem Maximum der Metallschicht. So muss z.B. beim Natrium-Resonanzlidar dieser Effekt bei der Temperaturberechnung mit 2-8 K berücksichtigt werden [Yu und She, 1993].

## 2.2 Temperaturmessungen mit dem Kalium-Resonanzlidar

Es gibt verschiedene Lidar-Instrumente, die nach den gemessenen Parametern, den Streuprozessen oder den genutzten atmosphärischen Konstituenten bezeichnet werden. Bodengebundene Temperaturmessungen in der Mesopausenregion sind bis jetzt nur unter Ausnutzung der mesosphärischen Metallschicht (80-110 km) möglich. Dabei werden Metalle wie z. B. Kalium, Eisen oder Natrium zur Resonanzstreuung mit einem Laser angeregt. Erste Temperaturabschätzungen wurden von *Blamont et al.* [1972] unternommen, indem die Resonanzstreuung an einer Stelle (auf dem Maximum) der Metallresonanzlinie gemessen wurde. Allerdings gelang es erst mit der Methode von *Fricke und von Zahn* [1985] korrekte Temperaturprofile in der Mesosphäre mit einem Lidar zu messen. Dabei wird mit einem schmalbandigen Laser die spektrale Form der Metallresonanzlinie (z.B. Natriumresonanzlinie) höhenabhängig vermessen. Das in dieser Arbeit verwendete Kalium-Resonanzlidar wurde in *von Zahn und Höffner* [1996] beschrieben. Hierbei wird die spektrale Form der Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie vermessen. Auf Grund der thermischen Dopplerverbreiterung lässt sich aus der Form der K-D<sub>1</sub>-Linie die Temperatur der Kalium-Atome bestimmen. Da die Metallatome im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung stehen, ist die Kalium-Temperatur zugleich die Temperatur der Atmosphäre.

Erste erfolgreiche Messungen mit diesem „mobilen“ Kalium-Resonanzlidar fanden an der Außenstelle des IAP in Juliusruh statt [*Höffner und von Zahn*, 1995]. Danach wurden Kampagnen an verschiedensten Orten der Welt durchgeführt, zum Schluss auf der arktischen Insel Spitzbergen (siehe 3.2.1 und 3.3.1). Das zweite „stationäre“ Kalium-Resonanzlidar wurde 1999 direkt am IAP in Kühlungsborn aufgestellt und dient seit 2002 zu Routinemessungen (siehe 3.2.2 und 3.3.2). Bis 2000 konnte das mobile Kalium-Resonanzlidar nur während der Dunkelheit betrieben werden. Mit der Entwicklung eines Tageslichtfilters sind seit 2000 auch Messungen am Tage, unter Einfluss von Sonnenlicht, möglich [*Fricke-Begemann et al.*, 2002a]. Das erste (mobile) Kalium-Resonanzlidar des Leibniz-Instituts für Atmosphärenphysik wurde von 1995 bis Ende 2003 betrieben und seitdem im Rahmen dieser Arbeit zu einem Eisen-Dopplerlidar weiterentwickelt (siehe Kapitel 5). Eine detaillierte Messstatistik beider Kalium-Resonanzlidars findet sich im Anhang B.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch die wesentlichen Bestandteile des Kalium-Resonanzlidars. Da beide Kalium-Resonanzlidars im wesentlichen baugleich sind, wird im Folgenden haupt-



**Abbildung 2.3:** Schematischer Aufbau des Kalium-Resonanzlidars mit Sendeeinheit und Empfangseinheit

sächlich das mobile Kalium-Resonanzlidar beschrieben. Die Sendeeinheit (siehe Abschnitt 2.2.2) besteht aus dem Alexandrit-Ringlasersystem, dem Seeder-Lasersystem, der mit Hilfe einer Kalium-Dampfzelle auf die Kaliumresonanzlinie stabilisiert wird, und dem Spektrumanalyser, der die Wellenlänge jedes einzelnen Laserpulses misst. Das rückgestreute Licht wird mit einem Teleskop in eine Glasfaser fokussiert und dann zur Empfangseinheit (siehe Abschnitt 2.2.3) geleitet. Dort wird das Licht spektral gefiltert und in elektrische Signale umgewandelt.

### 2.2.1 Messmethode

Wie bereits erwähnt, wird die thermische Dopplerverbreiterung der Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie genutzt um atmosphärische Temperaturen zu berechnen.

#### Dopplerverbreiterung

Bei Gasen unter niedrigem Druck ist die Dopplerverbreiterung die dominierende Ursache für die beobachtete Linienbreite, wobei die Dopplerbreite proportional zur Wellenlänge ist. Die natürliche Linienbreite ergibt sich aus der mittleren Lebensdauer  $\tau$  des angeregten Zustands  $\delta\nu_N = (2\pi\tau)^{-1}$ . Für den Fall der Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie ist die mittlere Lebensdauer 26,2 ns und die natürliche Linienbreite 6 MHz.

In der Atmosphäre ist die Linienbreite durch thermische Bewegungen der Atome bestimmt und ist immer deutlich breiter als die natürliche Linienbreite. Wird die Lichtfrequenz  $\nu_0$  vom Boden ausgesandt, so „sieht“ das Atom durch den Dopplereffekt die Frequenz  $\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{c-w}{c+w}} \approx \nu_0(1 - w/c)$ . Dabei ist  $w$  die relative Geschwindigkeitskomponente zwischen ruhendem Beobachter und dem sich bewegenden Atom. Die Auflösungsgrenze des Kalium-Resonanzlidars ist 0,7 MHz, dies entspricht bei der Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie (769,898 nm) einer Geschwindigkeitsauflösung von  $w = 0,5 \text{ m/s}$ .

Im thermischen Gleichgewicht haben die Atome eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung. Für die Anzahl der Atome  $n(w)$  mit den Geschwindigkeitskomponenten  $w$  und  $w + dw$  bei einer bestimmten Temperatur  $T$  gilt dann:

$$n(w)dw = \frac{\rho}{w_p \sqrt{\pi}} e^{-(w/w_p)^2} dw, \quad (2.14)$$

wobei  $\rho$  die Gesamtdichte der Atome ist. Die mittlere Geschwindigkeit  $w_p$  ist aus der Temperatur, der Atommasse  $m$  und der Boltzmannkonstante  $k_B$  nach  $\frac{1}{2}mw_p^2 = k_B T$  berechenbar. Die Dichte der Atome, deren Resonanzfrequenz  $\nu_0$  in das Intervall von  $\nu$  bis  $\nu - d\nu$  verschoben ist, erhält man aus:

$$n(\nu)d\nu = \frac{c\rho}{w_p \nu_0 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{c(\nu-\nu_0)}{w_p \nu_0}\right)^2} d\nu. \quad (2.15)$$

Das stellt eine Gaußverteilung dar, deren Halbwertbreite

$$\delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{w_p}{c} \nu_0 = \sqrt{8 \ln 2} \frac{k_B T}{mc^2} \nu_0 \quad (2.16)$$

ist und als Dopplerbreite bezeichnet wird. Die Dopplerbreite ist proportional zu  $\sqrt{T}$  und steigt bei gegebener Temperatur für Atome mit kleiner Masse  $m$  besonders stark an, somit erhält man:

$$n(\nu)d\nu = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\rho d\nu}{\delta\nu_D} \exp - \left( 2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_0}{\delta\nu_D} \right)^2. \quad (2.17)$$

Für Kaliumatome bei einer Temperatur vom  $T = 200$  K ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $w_p = 292$  m/s, bei nur einem Resonanzübergang wäre die Halbwertsbreite  $\delta\nu_D = 631$  MHz, bzw.  $\delta\lambda_D = 1,25$  pm.

Das Lidar misst als Funktion der Laserfrequenz den effektiven Volumenrückstreuoeffizienten  $\beta(\nu)$  (Gl. 2.3), welcher proportional zur Dichte der streuenden Atome bei dieser Laserfrequenz ist. Für einen schmalbandigen Laser ist  $\beta$  gleich der Integralfunktion über die spektrale Linienform  $g$ , welche auf  $\int g(\nu')d\nu' = 1$  normierten ist.

$$\beta(\nu) = \int g(\nu')n(\nu')d\nu' \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{180^\circ} \quad (2.18)$$

Der differentielle Rückstreuquerschnitt kann durch den temperaturabhängigen *effektiven* Rückstreuquerschnitt  $\sigma_{\text{eff}}$  ersetzt werden:

$$\sigma_{\text{eff}}(\nu) \equiv \beta(\nu)/\rho, \quad (2.19)$$

wobei hier  $\rho$  die Anzahldichte der Atome ist. Da die dopplerverbreiterte Linienform wesentlich breiter als die natürliche Linienform ist wurde letztere in diesem Fall vernachlässigt (z.B. siehe Abb. 2.4 links).

Für akkurate Temperaturmessungen ist es aber nötig, die natürliche Linienbreite und die Laserbandbreite zu berücksichtigen, um die spektrale Form der Linie berechnen zu können. Hierbei wird die dopplerverbreiterte Linienbreite (Voigtfunktion) mit der Laserbandbreite (Lorenzfunktion) gefaltet, was den effektiven Rückstreuquerschnitt  $\sigma_{\text{eff}}$  beschreibt.

### Die Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie

Kalium kommt in der Natur hauptsächlich in den Isotopen  $^{41}\text{K}$  und  $^{39}\text{K}$  vor, wobei das Isotop  $^{39}\text{K}$  mit 93,1 % am häufigsten vorhanden ist und den wesentlichen Anteil zur beobachteten Resonanzkurve beiträgt. Das seltenere Isotop  $^{41}\text{K}$  (6,73 %) führt jedoch auch zu einer Veränderung der Resonanzkurve und darf deshalb nicht vernachlässigt werden. Der atomare Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzübergang ( $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ ) hat aufgrund des Kernspins 3/2 der beiden Isotope eine Hyperfeinaufspaltung in vier Linien. Die Hyperfeinaufspaltung und der Linien-schwerpunkt sind für beide Isotope unterschiedlich, der Abstand beträgt 235 MHz (0,465 pm). Nach *Humayun und Clayton* [1995a, b] wurde selbst in extraterrestrischen Proben keine Abweichung zu dieser Isotopenzusammensetzung gefunden. Die Daten der einzelnen Übergänge sind im Anhang A ausführlich beschrieben, eine Übersicht gibt Tabelle 2.1.

**Tabelle 2.1:** Quantenzahlen, Frequenzverschiebungen und relative Linienstärken des K(D<sub>1</sub>)-Resonanzübergangs nach *Saloman* [1993].

$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$	$^{39}\text{K}$		$^{41}\text{K}$		relative Linienstärke
		[MHz]	[pm]	[MHz]	[pm]	
F=1	F'=2	310	-0,61	405	0,80	5
	F'=1	254	-0,50	375	0,74	1
F=2	F'=2	-152	0,30	151	0,30	5
	F'=1	-208	0,41	121	0,24	5

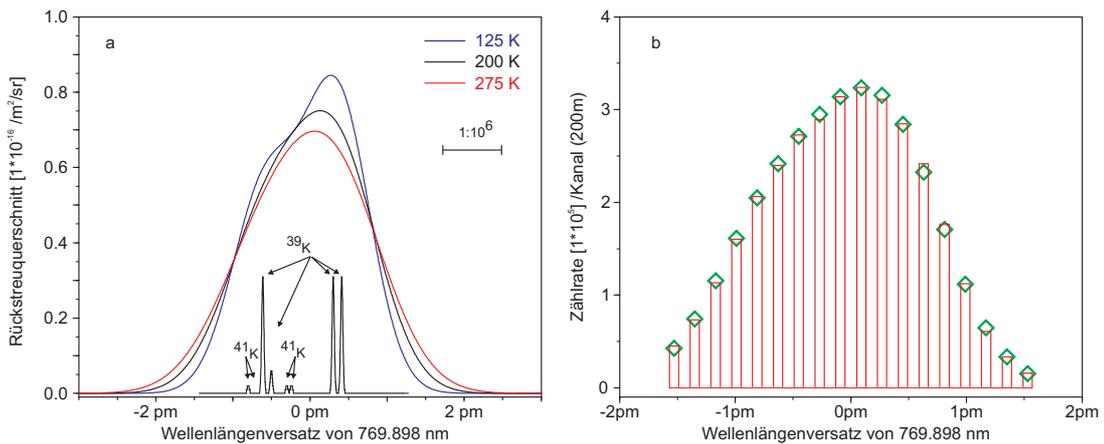
Die beobachtete Linienform ergibt sich aus der Superposition des Wirkungsquerschnitts der beiden Isotope und ihrer natürlichen Häufigkeit  $h_A$ . Durch die thermische Bewegung der Atome kommt es zu der bereits beschriebenen dopplerverbreiterten Linie. Der effektive Rückstreuquerschnitt ist dann eine Superposition der dopplerverbreiterten Linien:

$$\sigma_{\text{eff}}(T) = \sum_{i=1}^4 \sum_{A=39,41} g_i h_A \sigma_{i,A}(T), \quad (2.20)$$

wobei  $g_i$  die Linienstärke bzw. das statistische Gewicht der vier Hyperfeinübergänge ist und  $A$  deren Atommasse. Abbildung 2.4 a zeigt  $\sigma_{\text{eff}}(T)$  gefaltet mit der Laserbandbreite von 20 MHz, der maximalen spektralen Breite des Alexandritlasers [von Zahn und Höffner, 1996]. Die Zentralwellenlänge des Kalium-D<sub>1</sub>-Übergangs ist in Luft 769,9 nm und im Vakuum 770,109 nm. Die Linienform und Breite sind temperaturabhängig, bei 200 K ist die Halbwertsbreite 936 MHz (1,85 pm) und verbreitert sich um circa 1 MHz/K. Der effektive Rückstreuquerschnitt ist bei dieser Temperatur  $7,65 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{sr}$ .

Die Wellenlänge des Kalium-Resonanzlidars wird bei der Messung sinusförmig über den zentralen Teil der Resonanzkurve durchgestimmt und jeweils einem von 18 Wellenlängenkanälen zugeordnet (siehe Abb. 2.4 b). Aus den Zählraten an diesen Stützstellen wird dann die Kurve bestimmt, aus deren Form und Halbwertsbreite die Temperatur der Kaliumatome ermittelt werden kann. Die Form der Kurve ist für drei unterschiedliche Temperaturen in Abbildung 2.4 a dargestellt.

Der gemessene Rückstreuquerschnitt  $\sigma_{\text{eff}}$  ist durch 3 physikalische Parameter der Atmosphäre bestimmt. Die Amplitude ist proportional zur Kaliumdichte  $\rho_K(z)$ . Vertikaler Wind verursacht eine Verschiebung entlang der Wellenlängenachse und die Temperatur  $T(z)$  ist durch die Form und Breite der Kurve bestimmt.



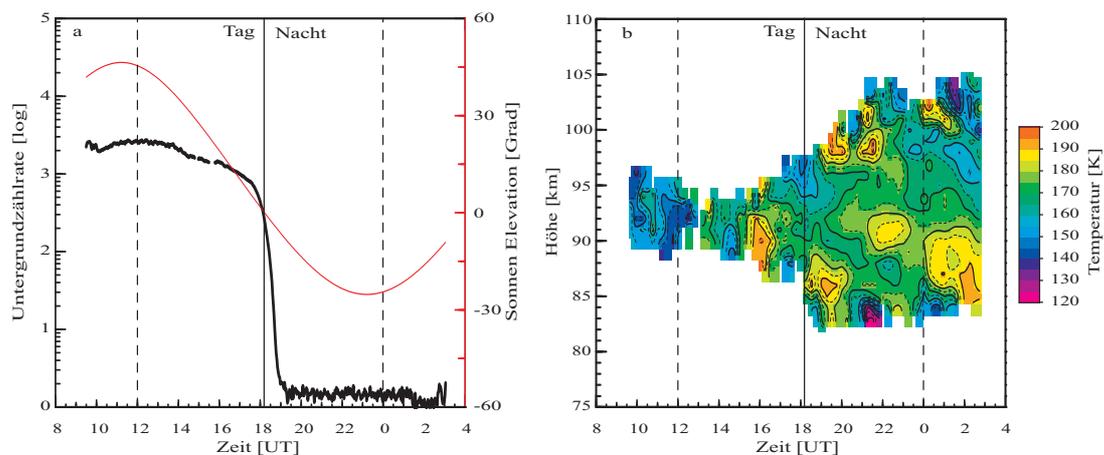
**Abbildung 2.4:** Links (a) : Der effektive Rückstreuquerschnitt des K(D<sub>1</sub>)-Resonanzübergang für drei typische Temperaturen (125, 200 und 275 K). Die individuellen Hyperfeinstrukturlinien sind für eine Laserbandbreite von 20 Mhz dargestellt. Ein Wellenlängenversatz von 1 pm entspricht 506 MHz. Darstellung basiert auf von Zahn und Höffner [1996]. Rechts (b): Beispiel einer gemessenen Zählrate (Balken), eingeteilt in 18 Wellenlängenkanäle (je 0,18 pm breit), und die daran angepasste Spektrallinie (Quadrate).

### Temperaturbestimmung mit den Kalium-Resonanzlidar

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wird aus der Form und Breite der rückgestreuten Resonanzkurve die Temperatur ermittelt. Dabei wird das theoretische Spektrum des effektiven Rückstreuquerschnitts (Abb. 2.4 a) an die 18 Wellenlängenkanäle des gemessenen Spektrums des Rückstreuoeffizienten  $\beta(\lambda)$  angefitet (Abb. 2.4 b). Für die numerische Berechnung werden die Zählraten über ein Höhenintervall von 200 m aufintegriert. Die Temperaturen werden dann typischerweise mit einer vertikalen Auflösung von 1 km berechnet.

Der systematische Fehler der Temperaturberechnung wurde in *von Zahn und Höffner* [1996] auf 3 K abgeschätzt und trifft immernoch zu. Die Unsicherheitsfaktoren sind dabei die Kenntnis über atomphysikalische Konstanten und über die Bandbreite des Lasers. Derartige Fehler haben keinen Einfluss auf den Temperaturgradienten, sondern nur auf die absolute Temperatur.

Der statistische Fehler hängt von der Photonenzählrate in den 18 Wellenlängenkanälen, in dem betrachteten Höhenintervall ab. Ein entscheidender Faktor ist dabei das Verhältnis zwischen der Zählrate aus der Kaliumschicht und dem Untergrund. Da der Untergrund höhenunabhängig ist, kann der Fehler gerade an den Rändern der Kaliumschicht, wo die Dichte immer geringer wird, innerhalb weniger Kilometer von 1 K auf über 10 K anwachsen. Werden 10 K Fehler als Obergrenze zugelassen, so ist es für Nachtmessungen mit normalem Untergrund und Zählrate möglich, über den gesamten Höhenbereich der Kaliumschicht Temperaturen zu berechnen. Abbildung 2.5 a zeigt den zeitlichen Verlauf von Untergrundzählrate in Abhängigkeit vom Sonnenstand. Der Untergrund beträgt bei Nacht typischerweise weniger als 1 Photon pro 200 m und 2 min, am Tage steigt er auf das 1000 bis 10000-fache an. Das Höhenprofil der Zählrate ist am Tage und in der Nacht in Abbildung 5.1 mit und ohne Untergrund dargestellt. Das Signal- zu Untergrundverhältnis ist am Tage viel schlechter als in der Nacht, so dass am Tage nur auf dem Maximum der Kaliumschicht Temperaturen berechnet werden können (siehe Abb. 2.5 b).



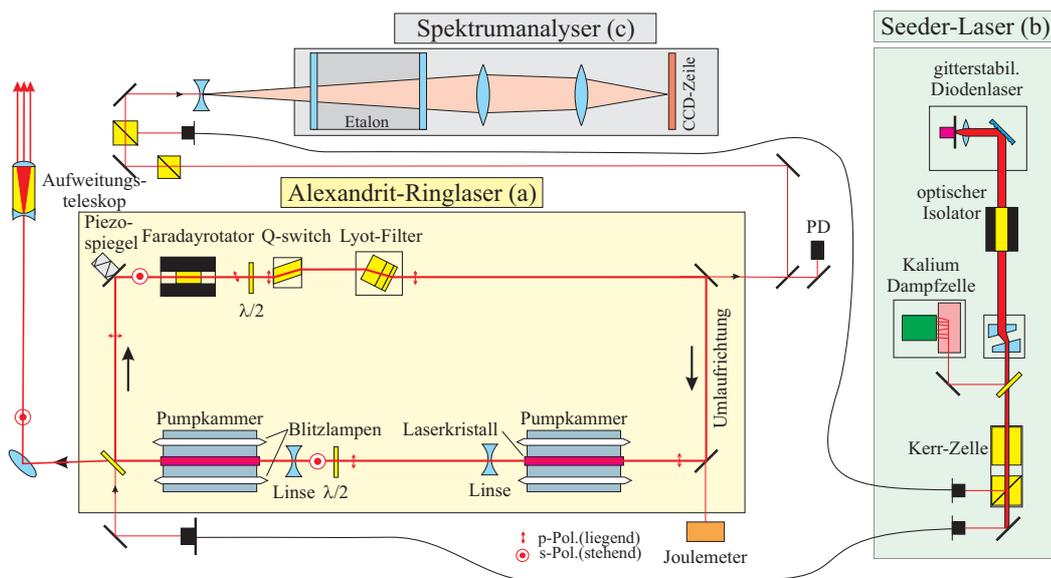
**Abbildung 2.5:** Temperaturmessung vom 15./16. April 2004 in Kühlungsborn, a: Untergrund (schwarze Line) in Abhängigkeit vom Sonnenstand (rote Linie); b: Temperaturverlauf im Zeithöhenschnitt. Die gestrichelten Linien zeigen den Zeitpunkt des Tages- und Nachtprofils in Abb. 5.1

### 2.2.2 Sendeeinheit

Die Sendeeinheit des Kalium-Resonanzlidars (Abb. 2.6) besteht aus dem Alexandrit-Ringlasersystem (a), dem Seeder-Lasersystem (b) und dem Spektrumanalyser (c). Der Alexandrit-Ringlaser ist das Herzstück des Kalium-Resonanzlidars, er besteht aus Komponenten eines Lasers der Firma Light Age, Inc. (Modell PAL-101PRO) [Schmitz, 1994]. Der Laser wurde hausintern speziell für die Anwendung für Temperaturmessungen am Tage in der Atmosphäre entwickelt [Höffner priv. Mitteilung; Fricke-Begemann, 2004]

Abbildung 2.6 a zeigt den Alexandrit-Ringlaser mit seinen optischen Komponenten. Alexandrit-Laser gehören zu den ersten durchstimmbaren Festkörperlasern [Walling *et al.*, 1979]. Das Material Alexandrit ( $\text{Cr}^{3+} : \text{BeAl}_2\text{O}_4$ ) ist ähnlich zu dem von Rubin, welches ein drei-Niveau-Laser-Material ist. Alexandrit dagegen ist ein vier-Niveau-Laser-Material, da das unterste Niveau der Chrom-Ionen vibrationsverbreitert ist. Dadurch ist es leichter, die Laserschwelle zu überschreiten und es ist möglich, den Laser in einem Wellenlängenbereich von ca. 700 nm bis 820 nm zu betreiben [Walling, 1987]. Gepumpt wird der Kristall von zwei Blitzlampen, die parallel zum Kristall in einer doppelt-elliptischen Pumpkammer untergebracht sind. Der Kristall wird durch ein Wasserbad auf einer Betriebstemperatur von ca. 88°C gehalten. Der Alexandritkristall ist optisch doppelbrechend und strahlt bei spontaner Emission stark polarisiertes Licht ab. Der Verstärkungsfaktor bei stimulierter Emission ist 10-mal größer, wenn das Licht in dieser Ebene polarisiert ist. Aus diesem Grund arbeitet der gesamte Laser mit linear polarisiertem Licht.

Der Laser besitzt einen Ringaufbau und eine festgelegte Umlaufrichtung des Laserlichts („unidirektionaler Ringlaser“). Die Kristalle emittieren allerdings Licht in beide Richtungen, so dass eine Umlaufrichtung unterdrückt werden muss (siehe unten). Der Aufbau enthält zwei Pumpkammern, die entlang der optischen Achse um 90° gegeneinander verdreht sind um den Astigmatismus des Laserkristalls auszugleichen. Zwischen ihnen befindet sich eine  $\lambda/2$ -Platte, die die Polarisation des Lichts um 90° dreht, um die Umlaufrichtung zu erzwingen. Ein Piezospiegel steuert die Frequenz des Lasers.



**Abbildung 2.6:** Sendeeinheit des Kalium-Resonanzlidars bestehend aus Alexandrit-Ringlasersystem (a), Seeder-Lasersystem (b) und Spektrumanalyser (c)

um die Polarisationssebene des umlaufenden Strahls ebenfalls um  $90^\circ$  zu drehen. Um die Lasereigenschaften zu verbessern und das *thermal lensing* auszugleichen, befinden sich zwei Linsen im Resonator. *Thermal lensing* ist eine Linsenwirkung, die aufgrund der nichtlinearen Brechungsindexänderung und der radialen Temperaturverteilung beim Pumpen der Alexandritstäbe entsteht.

Die Umlaufrichtung des linear polarisierten Lichts wird durch einen optischen Isolator vorgegeben. Er besteht aus Faradayrotator und Quarzrotator. Der Faradayrotator dreht die Polarisationssebene in Abhängigkeit der Strahlrichtung um  $45^\circ$ , der Quarzrotator ( $\lambda/2$ -Platte) dagegen dreht die Polarisationssebene unabhängig von der Strahlrichtung um  $45^\circ$ . So wird die Polarisationssebene nur in der vorgegebenen Umlaufrichtung um  $90^\circ$  gedreht und kommt mit der richtigen Polarisation bei der Pumpkammer an. Der Strahl mit der unerwünschten Umlaufrichtung ist nur um  $45^\circ$  gedreht und wird an den folgenden Optiken so stark gedämpft, dass es zu keinem Laserprozess kommt.

Zum Durchstimmen der Laserwellenlänge dient ein so genannter *Lyot-Filter*, er besteht aus mehreren doppelbrechenden Glasplatten [Preuss und Gole, 1980]. Mit ihm kann das Transmissionsmaximum auf die gewünschte Wellenlänge eingestellt werden.

Um beim Pumpen der Alexandritkristalle mit den Blitzlampen stimulierte Emission zu verhindern wird ein Güteschalter (*Q-switch*) eingesetzt. Der *Q-switch* ist eine Pockels-Zelle, die den elektro-optischen Effekt ausnutzt, um die Polarisation des umlaufenden Strahls zu beeinflussen. Zunächst ist der *Q-switch* so eingestellt, dass die Verluste im Resonator groß sind und die effektive Verstärkung nicht ausreicht um einen Laserprozess auszulösen. Erst wenn die Besetzungsinversion im Alexandritkristall maximal ist und der Piezospiegel (siehe Abb. 2.6) die optische Resonatorlänge auf die passende Wellenlänge abgestimmt hat, wird der *Q-switch* freigeschaltet und es kommt zum Laserprozess. Die passende Wellenlänge ist gegeben, wenn die Photodiode (PD) hinter dem Resonatorspiegel das Interferenzmaximum vom Alexandrit-Ringlaser verstärkten Seeder-Laser detektiert. Diese *Ramp and Fire* Technik wurde erstmal von Henderson et al. [1986] für einen Nd:YAG-Laser<sup>d</sup> beschreiben und für den Alexandrit-Ringlaser wesentlich weiterentwickelt [Fricke-Begemann, 2004]. Über die Einkopplung des Seederlasers in den Resonator wird die Wellenlänge des Laserpulses vorgegeben. Wenn die Photonen des schmalbandigen Single-Mode-Lasers im Resonator vorhanden sind und der *Q-switch* den Laserprozess zulässt, dominiert die stimulierte Emission auf der Wellenlänge des Seeder-Lasers. Dadurch wird ein kurzer starker Laserpuls erzeugt, die Qualität (Stärke und Pulsdauer) wird durch *Q-switch* und Resonatorgeometrie mitbestimmt.

Nachdem der Laserpuls den Ring-Laser verlassen hat, durchläuft er ein Aufweitungsteleskop (AWT) um die Divergenz des Strahls auf  $0,3$  mrad zu verringern. Somit wird ein vollständiger Überlapp von Laserstrahl und dem Gesichtsfeld des Empfangsteleskops erreicht um die gesamte Intensität des rückgestreuten Lichts zu detektieren (siehe Abschnitt 2.2.3). Allerdings kommt es auf Grund der Divergenzverringern zu einer Erhöhung der Laserenergiedichte im Laserstrahl und somit zu Sättigungseffekten in der Kaliumschicht (siehe 2.1.3). Durch variation des Aufweitungsfaktor (der Divergenz) in Kombination mit dem Teleskopgesichtsfelds innerhalb einer Messnacht haben Fricke-Begemann [2004] und Höffner (priv. Mitteilung) gezeigt, dass die Sättigung keinen Einfluss auf die Genauigkeit der Temperaturmessung hat. Jedoch muss die Kaliumdichte um den Faktor 3 nach oben korrigiert werden und hat eine verbleibende Unsicherheit von 50 % [Lübken und Höffner, 2004]. Tabelle 2.2 gibt eine Übersicht über die Eigenschaften des Alexandrit-Lasers, wie er bei Routinemessungen betrieben wird.

<sup>d</sup>Nd:YAG = Neodym dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser

**Tabelle 2.2:** Eigenschaften der Sendeeinheit des mobilen Kalium-Resonanzlidars in den Jahren von 2000 bis 2003

Lasermedium	2 Alexandritkristalle, $\text{Cr}^{3+} : \text{BeAl}_2\text{O}_4$
Geometrie	Ringresonator, unidirektional
Wellenlänge	770 nm, durchstimmbar
Modenstruktur	$\text{TEM}_{00}$
Bandbreite	$\ll 20$ MHz (FWHM)
Polarisation	linear
Repetitionsrate	35 Hz
Pulsenergie	150 mJ
Energieschwankungen	5 % ( $1\sigma$ )
Pulslänge	250 ns (FWHM)
Strahldurchmesser	2,5 mm, nach AWT 6,7 mm
Strahldivergenz (voller Winkel)	0,45 mrad, nach AWT 0,3 mrad

### Seederlaser

Der Seederlaser (Abb. 2.6 b) ist ein extern gitterstabilisierter Diodenlaser der Firma Toptica Photonics AG (Modell DL 100) in Littrow-Anordnung. Die cw-Single-Mode-Laserdiode emittiert mit einer Leistung von ca. 20 mW. Mit Hilfe eines Piezokristalls kann das externe Reflexionsgitter des Diodenlasers bewegt werden, was eine Veränderung der Resonatorstrecke und somit eine Wellenlängenänderung des Diodenlasers zur Folge hat. Dadurch kann die Wellenlänge des Diodenlasers auf die geforderte Wellenlänge eingestellt werden. Außerdem wird durch eine Temperaturstabilisierung des Gehäuses und die Regelung des Stroms der Laserdiode die eingestellte Wellenlänge des Diodenlasers auf einige MHz stabilisiert. Somit ist es möglich im Single-Mode-Betrieb einen Wellenlängenbereich von mehreren GHz zu durchfahren. Mit diesem Seeder wurde in *Lautenbach* [2001] anhand einer dopplerfreien Polarisations-Spektroskopie die relative Genauigkeit des Spektrumanalysers bestimmt. Dabei wurde auch die Linienbreite des Seeders auf kleiner 9 MHz (FWHM) abgeschätzt.

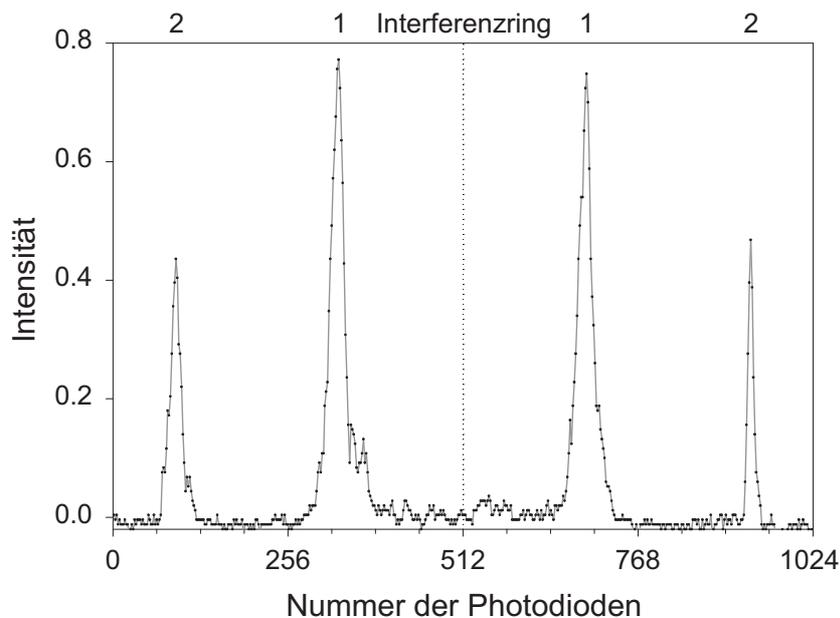
Während der Lidarmessung wird die Kalium- $\text{D}_1$ -Resonanzlinie kontinuierlich über einen Bereich von 1,64 GHz abgetastet. Um immer auf dem Zentrum der Resonanzlinie zu bleiben wird ein kleiner Teil des Laserstrahls in eine Kaliumdampfzelle geführt. Durchfährt der Diodenlaser den richtigen Wellenlängenbereich so kommt es zur Resonanzstreuung an den Kaliumatomen in der Zelle. Das Signal aus der Kaliumdampfzelle wird zur Steuerung eines Lock-In-Reglers verwendet, der den Piezokristall des externen Gitters steuert. Somit ist immer garantiert, dass das Lidar den richtigen Wellenlängenbereich durchfährt.

Der Seeder-Laserstrahl durchläuft nach dem Austritt aus dem Diodenlaser einen optischen Isolator (Linos, 60 db). Dieser verhindert Rückkopplungen des Laserlichts aus dem Alexandrit-Ringlaser in den Diodenlaser. Zum Schluss durchläuft der Laserstrahl einen Laser-Modulator (Linos, LM2020), mit dem er auf einen von zwei Ausgängen geschaltet werden kann. Hinter den Ausgängen wird der Laserstrahl in Glasfasern eingekoppelt, die eine leitet das Licht in den Alexandrit-Ringlaser und die andere in den Spektrumanalyser.

### Spektrumanalyser

Ein geringer Anteil des vom Alexandrit-Ringlaser emittierten Laserlichts wird in den Spektrumanalyser eingekoppelt (Abb. 2.6 c). Dieser besteht aus einem temperaturstabilisierten Fabry-

Perot-Etalon, dessen Plattenabstand durch Piezokristalle genau konstant gehalten wird (Firma Hovemere ltd.). Der freie Spektralbereich beträgt 1 GHz, was bei einer Wellenlänge von 770 nm etwa 2 pm entspricht. Die Interferenzringe werden auf eine lineare CCD-Zeile mit 512 Photodioden abgebildet (1024 beim stationäres Kalium-Resonanzlidar). Sie wird nach jedem Laserpuls ausgelesen, um aus den Informationen die genaue Wellenlänge und die spektrale Reinheit des Pulses in Echtzeit zu berechnen (Abb. 2.7). Die Software des Messcomputers ordnet dann den Laserpuls einem von 18 Wellenlängenkanälen zu, die jeweils 0,18 pm breit sind. Ist die spektrale Reinheit des Pulses nicht gegeben, wird er bei der Datenauswertung nicht berücksichtigt. Je nach Justierung und Lage der Interferenzringe auf der CCD-Zeile beträgt das spektrale Auflösungsvermögen des Spektrumanalysers zwischen 20 und 60 MHz. Mit der dopplerfreien Polarisations-Spektroskopie war es möglich, die relative Genauigkeit des Spektrumanalysers auf 1 MHz zu bestimmen. Die Langzeitstabilität des Spektrumanalysers ist allerdings nicht ausreichend zur absoluten Wellenlängenbestimmung, deshalb wird während der Messung die Kaliumdampfzelle als Wellenlängenreferenz verwendet. Die absolute Wellenlänge wird dann anhand des Resonanz-Signals aus der Atmosphäre bei der Auswertung bestimmt.



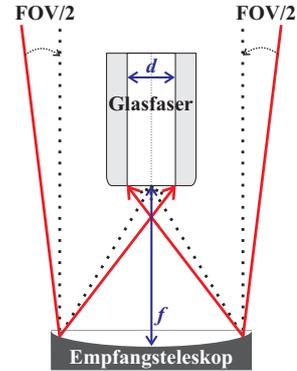
**Abbildung 2.7:** Frequenzspektrum eines einzelnen Laserpulses, aufgenommen mit dem Spektrumanalysers. Die Pulsbreite (FWHM) ist durch das spektrale Auflösungsvermögen von ca. 40 MHz begrenzt.

### 2.2.3 Empfangseinheit

Das aus der Atmosphäre rückgestreute Licht wird mit einem Teleskop aufgefangen und durch eine Glasfaser in die so genannte optische Nachweisbank geführt. Dort wird das Licht gefiltert, um den störenden Untergrund (meist Sonnenlicht) zu unterdrücken. Ein Detektor wandelt das Signal anschließend in elektronisch zählbare Pulse um, die von einem Computer aufgezeichnet werden. Trotz des starken Lasers ist dabei die geringe Signalstärke des rückgestreuten Lichts eine Herausforderung. Das ist unter anderem durch den Abstandsterm  $A/z^2$  in der Lidargleichung (2.6) begründet, der einen Raumwinkel des Empfangsteleskops von ca.  $10^{-10}$  sr ergibt.

Dadurch ist die Intensität des rückgestreuten Lichts aus der Mesosphäre so gering, dass nur einzelne Photonen mit dem Detektor gezählt werden.

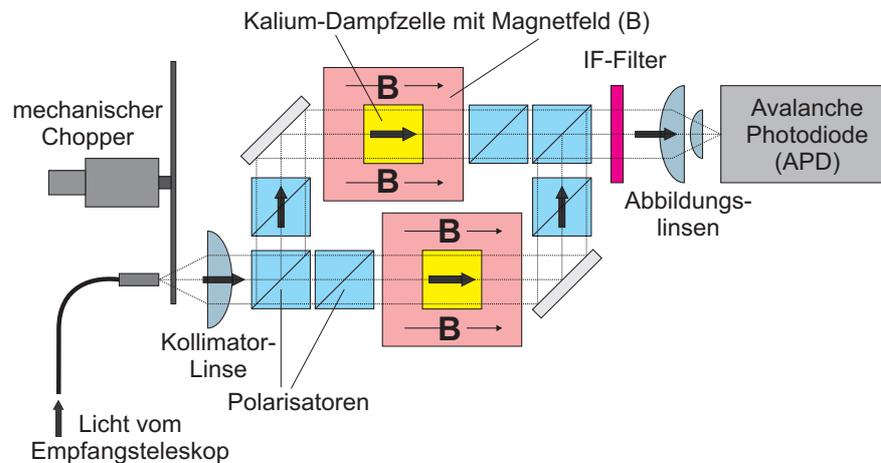
Die Signalstärke ist proportional zur Fläche des Empfangsspiegels. Dafür wird im mobilen und stationären Kalium-Resonanzlidar ein parabolischer Spiegel mit 80 bzw. 72 cm Durchmesser benutzt. Die Brennweite des Empfangsspiegels im mobilen Lidar beträgt  $\sim 1,9$  m und im stationären  $\sim 3,2$  m. Im Fokus ist eine Glasfaser montiert, mit deren Durchmesser das Gesichtsfeld des Teleskops nach  $(d_{Faser}/f_{Spiegel})$  bestimmt werden kann. Abbildung 2.8 zeigt schematisch das Teleskopgesichtsfeld. Zur Reduzierung des Tageslichtuntergrundes sollte das Gesichtsfeld des Empfangsteleskops so klein wie möglich sein. Der Glasfaserdurchmesser im mobilen Kalium-Resonanzlidar ist so gewählt, dass das Teleskop ein Gesichtsfeld von  $192 \mu\text{rad}$  besitzt. Das Empfangsteleskop ist bei beiden Lidars senkrecht in die Atmosphäre gerichtet.



**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung vom Gesichtsfeld des Empfangsteleskops (*field of view, FOV*)

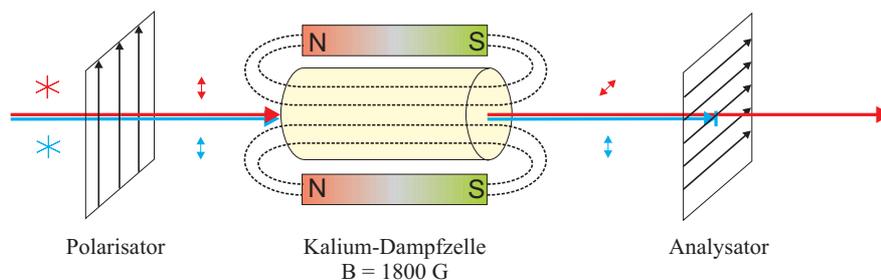
### Optische Nachweisbank

Das vom Teleskop in die Glasfaser fokussierte Licht wird in die optische Nachweisbank (siehe Abb. 2.9) geleitet und trifft zunächst auf einen mechanischen Chopper. Die mit vier Flügeln besetzte Scheibe rotiert mit ca. 10000 Umdrehungen pro Minute und moduliert das Licht mit 667 Hz. Der Laser ist so auf den Chopper synchronisiert, dass er nur dann einen Laserpuls abgibt, wenn die Glasfaser gerade von einem Flügel verdeckt ist. Dadurch wird der empfindliche Detektor vor der hohen Intensität des unterhalb von 30 km rückgestreuten Lichts geschützt. Nach zirka 0,2 ms ist die Glasfaser nicht mehr verdeckt und das Licht passiert den Chopper. Der



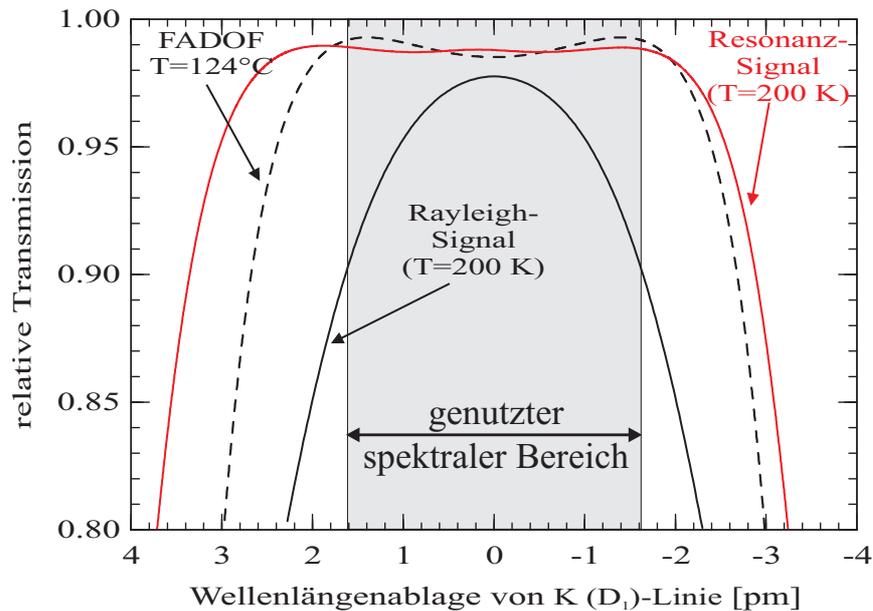
**Abbildung 2.9:** Optische Nachweisbank des Kalium-Resonanzlidars mit Chopper, FADOF-Tageslichtfilter und Detektor (APD) wie in *Fricke-Begemann et al.* [2002a] beschrieben

Lichtstrahl wird anschließend durch eine Linse parallelisiert und durchläuft den Tageslichtfilter. Dieser Tageslichtfilter ist in *Fricke-Begemann et al.* [2002a] beschrieben und besteht aus zwei FADOF-Zellen (*Faraday Anomalous Dispersion Optical Filter*). Der hier ausgenutzte Faraday-Effekt verursacht eine Drehung der Polarisationsachse im Magnetfeld. Dieser Effekt ist in der Nähe von Resonanzlinien extrem verstärkt und zeigt eine anomale Dispersion. Befindet sich eine Kalium-Dampfzelle in einem starken Magnetfeld, so tritt dieser Effekt an den beiden Zeeman-verschobenen Resonanzlinien auf. Dabei erfahren nur die Wellenlängen des Lichtes eine Drehung der Polarisation, die mit der Resonanzwellenlänge übereinstimmen. Alle anderen Wellenlängen des Lichts werden nicht gedreht und durch den Analysator geblockt. Zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren ergibt sich dann für Drehwinkel von  $90^\circ$ ,  $270^\circ$  usw. eine sehr hohe Transmission auf der zu detektierenden Wellenlänge (770 nm). Abbildung 2.10 zeigt schematisch das Funktionsprinzip des FADOF-Filters. Durch ein ausreichend starkes Magnetfeld und eine geeignete Zellentemperatur ist die Filterkurve (6,7 pm FWHM) über den verwendeten spektralen Bereich (3,2 pm) sehr flach. Die FADOF-Zelle hat einschließlich aller Optiken eine Transmission von ca. 75 %.



**Abbildung 2.10:** Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des FADOF-Filters. Das Licht wird linear polarisiert und durchläuft eine Kalium-Dampfzelle in einem Magnetfeld. Nur das Licht auf der Resonanzwellenlänge der Kaliumatome erfährt eine Drehung der Polarisationsachse und kann den Analysator passieren. Entnommen aus *Fricke-Begemann* [2004].

Das detektierte Signal ist ein Produkt aus der Filtertransmission  $\mathcal{T}_K$  der FADOF-Zellen und des Resonanz-Signals der Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie (Abb. 2.11). Bei einer Zellentemperatur von  $124^\circ\text{C}$  variiert die Transmission um weniger als 0,5 % innerhalb des genutzten spektralen Bereichs (3,24 pm). Dies hat nach *Höffner und Fricke-Begemann* [2005] einen Einfluss auf die berechnete atmosphärische Temperatur  $T_K$  von weniger als 0,5 K. Wesentlich entscheidender ist der Einfluss der Filtertransmission auf das Rayleigh-Signal, das zur Normierung der Signalintensität benötigt wird (siehe 2.1.2). Die Filtertransmission  $\mathcal{T}_{\text{Ray}}$  ist innerhalb des genutzten spektralen Bereichs sehr stark wellenlängenabhängig und variiert um 8 %. Das verursacht einen systematischen Fehler von bis zu 10 K auf die berechnete Temperatur  $T_K$ . Um das zu umgehen ist es auch möglich, auf die Anzahl der Laserpulse pro Wellenlängenkanal zu normieren anstatt auf das Rayleigh-Signal. Dies setzt aber voraus, dass die Laserenergie und die Transmission der Atmosphäre ( $T(\lambda)$ ) nicht wellenlängenabhängig sind. Nach *Höffner und Fricke-Begemann* [2005] ist die Wellenlängenabhängigkeit des Kalium-Resonanzlidars unter 1 % und es kann auf diese Weise eine Normierung durchgeführt werden. Nach dem sehr schmalbandigen Tageslichtfilter kommt noch ein breitbandiger Filter zum Einsatz. Dieser Interferenzfilter (1 nm FWHM) filtert das gesamte Spektrum jenseits von  $\pm 500$  pm zur Zentralwellenlänge der Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie. Anschließend werden die Photonen auf den Detektor fokussiert.



**Abbildung 2.11:** Spektrale Transmissionskurve des FADOF-Tageslichtfilters bei 124 K (gestrichelte Linie),  $\mathcal{T}_{\text{Ray}}$ : das Rayleigh Signal aus der Stratosphäre (schwarze Linie) und  $\mathcal{T}_{\text{K}}^{\text{eff}}$ : berechnete effektive Transmissionskurve für das Kalium-Resonanzsignal (rote Linie) als Funktion der Laserwellenlänge bei 200 K. Entnommen aus Höffner und Fricke-Begemann [2005].

Die Avalanche Photodiode (APD) ist ein sehr effizienter Detektor für das nahe Infrarot mit hoher Empfindlichkeit bei 700 nm, sie besitzt jedoch eine kleine Detektorfläche von ca. 170  $\mu\text{m}$ . Die eingesetzte APD (EG&G SPCM-AQR-13) hat eine Dunkelzählrate von 250 Hz und eine Effizienz von 68 % bei der verwendeten Wellenlänge von 770 nm. Die Bandbreite der Photonenzählrate ist mit 15 MHz angegeben. Die Eigenschaften der Empfangseinheit sind für das mobile Lidar in Tabelle 2.3 zusammengefasst.

**Tabelle 2.3:** Eigenschaften der Empfangseinheit des mobilen Kalium-Resonanzlidars in den Jahren von 2000 bis 2003

Teleskope	$d = 80 \text{ cm}, f = 1995 \text{ cm}$
Gesichtsfeld	192 $\mu\text{rad}$
breitbandige Filterung	IF-Filter (1 nm, $\mathcal{T} = 70 \%$ )
schmalbandige Filterung	Zwei K-FADOF (1800 G, 124° C, $\mathcal{T} = 75 \%$ )
gesamte Transmission	50 %
Kontrast (FADOF)	1:10000
Bandbreite (FWHM)	6,7 pm
Einfluss auf die Temperatur	$\pm 0,5 \text{ K}$
Detektor	APD
Photoneneffizienz	68 % @ 770 nm



# Kapitel 3

## Klimatologie der Mesopausen-Region

Seit nun über 10 Jahren werden mit dem mobilen und stationären Kalium-Resonanzlidar an verschiedenen Standorten atmosphärische Messungen durchgeführt. In dieser Zeit ist ein großer Satz an Temperatur- und Kaliumdichtedaten entstanden. Zunächst wird der hier verwendete Datensatz vorgestellt, aus dem Temperaturen und Kaliumdichten abgeleitet werden. In den Kapiteln 3.2 und 3.3 werden deren mittlere Zustände und jahreszeitliche Variationen dargestellt, wobei der Schwerpunkt der Auswertung auf den Temperaturmessungen in polaren Breiten liegt. Da die Voraussetzung zur Temperaturberechnung die freien Kaliumatome an sich darstellen, werden zunächst die Kaliumdichten und dann die Temperaturdaten präsentiert.

### 3.1 Lidarmessdaten

Die ersten erfolgreichen Messungen mit dem mobilen Kalium-Resonanzlidar wurden 1995 an der Außenstelle des Instituts in Juliusruh ( $54^{\circ}38'N$ ,  $13^{\circ}24'O$ ) durchgeführt [Höffner und von Zahn, 1995]. Im Anschluss wurde 1996 eine Messkampagne auf dem Forschungsschiff „Polarstern“ des Alfred-Wegener-Instituts unternommen, um die Breitenabhängigkeit der Mesopause von  $71^{\circ}S$  bis  $45^{\circ}N$  zu untersuchen. Die während dieser Kampagne gemessenen Kaliumdichten und die dazu entwickelten Modelle sind in Eska et al. [1999] im Detail beschrieben. Dabei wurde auf experimentellem Weg das bimodale Höhenverhalten der Mesopause, die so genannte Zwei-Niveau-Mesopause entdeckt [von Zahn et al., 1996]. Von Juni 1996 bis Februar 1999 wurde das mobile Lidar dann am Institut in Kühlungsborn zu Routinemessungen betrieben ( $54^{\circ}07'N$ ,  $11^{\circ}46'O$ ,  $z_0 = 70$  m). Somit wurden über Jahre hinweg kontinuierliche Temperaturmessungen durchgeführt. Diese bestätigten das Zwei-Niveau-Verhalten der Mesopause [She und von Zahn, 1998] und lieferten neue Erkenntnisse des jahreszeitlichen Verhaltens der Kaliumschicht [Eska et al., 1998]. Eine Klimatologie für diese Jahre findet sich in Fricke-Begemann [2004]. Von Juni 1999 bis August 2001 wurden die Messungen mit einem weitgehend baugleichen, stationären Kalium-Resonanzlidar in Kühlungsborn weitergeführt.

Das mobile Kalium-Resonanzlidar wurde von März 1999 bis Dezember 2000 auf der Kanarischen Insel Teneriffa ( $28^{\circ}18'N$ ,  $17^{\circ}31'W$ ) in einer Höhe von 2390 m aufgestellt, um in niedrige Breiten das Zwei-Niveau-Verhalten der Mesopause zu untersuchen. Dort wurden auch erste Versuche zur Entwicklung eines Tageslichtfilters durchgeführt [Fricke-Begemann et al., 2002a]. Ende 2000 wurde erstmals kontinuierlich über sieben Tage hinweg gemessen [Fricke-Begemann und Höffner, 2005]. Später wurde auch das stationäre Kalium-Resonanzlidar zu einem tageslichtfähigen Instrument umgebaut [Fricke-Begemann, 2004]. Anfang 2002 waren diese Umbauten abgeschlossen, der endgültige Zustand der nun wieder baugleichen Kalium-Resonanzlidars ist im Unterkapitel 2.2 beschrieben.

Nachdem das mobile Kalium-Resonanzlidar wieder in Kühlungsborn war, wurde es gewartet und für den Einsatz in hohen polaren Breiten vorbereitet. Von Mai 2001 bis August 2003 wurde das Lidar im Rahmen dieser Arbeit auf der arktischen Insel Spitzbergen in der

Nähe des Ortes Longyearbyen (78°14'N, 15°23'O) auf einem Hochplateau ( $z_0 = 400$  m) betrieben. Neben der Untersuchung von NLC und deren jahreszeitlichen Verhalten [Höffner *et al.*, 2003a] stand die Untersuchung der thermischen Struktur der Mesopause im Vordergrund. Dieser einzigartige Datensatz, der nahezu unter ständigem Tageslichteinfluss entstanden ist, wird im Folgenden ausgewertet. Als Vergleich zu den Messungen in polaren Breiten werden auch die Messungen in Kühlungsborn zwischen 2002 und 2006 präsentiert.

Die Messdaten die in dieser Arbeit ausgewertet werden, sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst und in vier jahreszeitliche Abschnitte unterteilt. Zusätzlich sind die Tageslichtmessungen aufgeführt, deren Anteil an den Gesamtmessungen für Spitzbergen ca. 76 % und für Kühlungsborn ca. 25 % betragen. Ein Messtag erstreckt sich von 12 Uhr Mittag (UT) des einen Tages bis 12 Uhr Mittag (UT) des darauf folgenden Tages. Eine vollständige und detaillierte Auflistung aller Messdaten findet sich im Anhang B.

**Tabelle 3.1:** Lidarmessdaten des mobilen und stationären Kalium-Resonanzlidars. Die Messstunden sind für den jeweiligen Zeitraum angegeben (Jan = Januar des Folgenden Jahres). Der Anteil der Tageslichtmessungen ist in der zweiten Spalte aufgeführt.

Jahr	Breite	Lidar	Feb.-Mär.-Apr.		Mai.-Jun.-Jul.		Aug.-Sep.-Okt.		Nov.-Dez.-Jan.	
2001	78°N	mobile	—	—	107 h	107 h	169 h	139 h	—	—
2002	78°N	mobile	120 h	6 h	—	—	—	—	—	—
2003	78°N	mobile	56 h	42 h	178 h	178 h	37 h	37 h	—	—
2002	54°N	stat.	22 h	11 h	37 h	18 h	45 h	4 h	76 h	24 h
2003	54°N	stat.	166 h	64 h	78 h	42 h	174 h	6 h	68 h	3 h
2004	54°N	stat.	153 h	9 h	152 h	42 h	301 h	111 h	51 h	—
2005	54°N	stat.	222 h	31 h	126 h	20 h	323 h	108 h	124 h	—

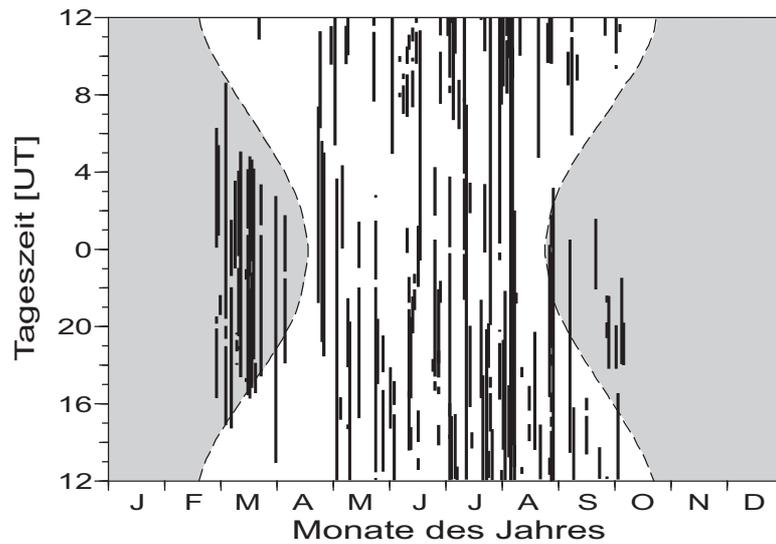
### Messdaten von Spitzbergen, 78°N

Die arktischen Witterungsbedingungen stellten besonders hohe Anforderungen an die Messkampagnen in Spitzbergen. So wurden auf Grund der zu erwartenden Wetterbedingungen (Wolkenbedeckung, Schneefall, usw.) in den Monaten November bis Januar keinerlei Messkampagnen durchgeführt. In den Monaten April bis August ist die Sonne ständig oberhalb des Horizonts, so dass es in diesen Zeitraum nur Tageslichtmessungen gibt.

Anfang Mai 2001 wurde das Lidar nach Spitzbergen transportiert und aufgestellt. Danach folgten bis Ende August 2003 drei Feldkampagnen mit einer Gesamtmesszeit von 667 Messstunden an 375 Kampagnentagen. In der folgenden Tabelle sind die Kampagnezeiten, Messtage und Stunden aufgeführt:

- 8. Mai bis 10. Oktober 2001: 50 Messtage mit 276 Messstunden
- 10. Februar bis 29. März 2002: 17 Messtage mit 120 Messstunden
- 23. März bis 25. August 2003: 53 Messtage mit 271 Messstunden

Die Messzeiten der einzelnen Messungen und der Sonnenstand sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die tageszeitliche Abdeckung durch die Messungen ist bis auf die Monate Februar bis April gut gegeben. Zu geringe Kaliumdichten und schlechtes Wetter sind der Hauptgrund für die mäßige Abdeckung von Februar bis April. Denn die Wetterbedingungen müssen besonders



**Abbildung 3.1:** Tageszeitliche Verteilung der Messstunden von 12 UT bis 12 UT des Folgetages. Die gestrichelte Linie zeigt den Sonnenauf- und Untergang in Spitzbergen ( $78^\circ\text{N}$ ), im grauen Bereich ist die Sonne unterhalb des Horizonts. Zwischen Mitte April und Ende August ist die Sonne ständig über dem Horizont.

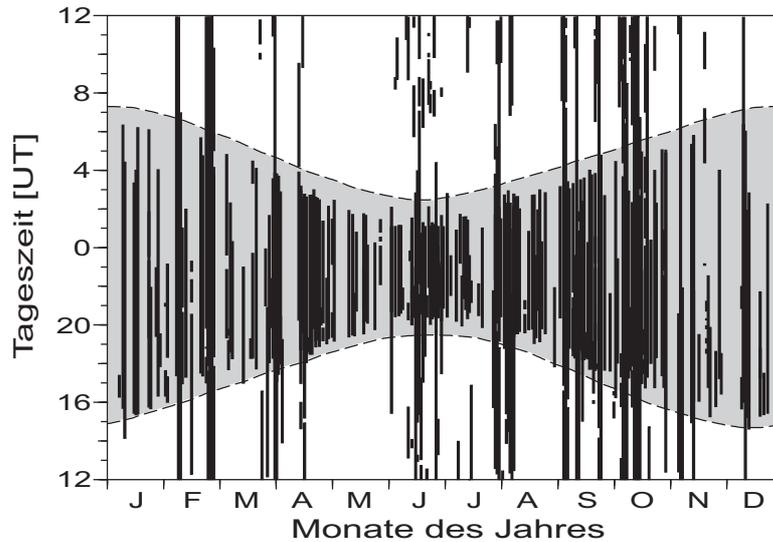
gut sein, um bei geringen Kaliumdichten noch Tageslichtmessungen durchführen zu können. Die längste Messlücke mit 18 Tagen liegt ebenfalls in diesem Zeitraum, sie war im April 2003 durch schlechtes Wetter bedingt.

Obwohl die Messungen keinen ganzen Jahreszyklus abdecken, umfassen sie doch den interessantesten Zeitraum des Jahres. Gerade die polare Sommermesopause ist von besonderem Interesse, da in dieser Zeit die kältesten Temperaturen vorherrschen und NLC bzw. PMSE beobachtet werden können.

Erste Erkenntnisse dieser Kampagnen wurden von *Höffner et al.* [2003b] präsentiert. Im Folgenden werden die im Detail ausgewerteten Temperatur- und Dichtemessungen präsentiert.

### Messdaten von Kühlungsborn, $54^\circ\text{N}$

Das stationäre Kalium-Resonanzlidar wurde von 1999 bis 2002 zu einem tageslichtfähigen System umgebaut. Parallel dazu wurden auch neue Teleskope am IAP installiert. Die Datenauswertung wird zunächst unabhängig von den alten, nur auf Nachtmessungen beschränkten Messdaten des mobilen Kalium-Resonanzlidars von 1996 bis 1999 (854 Messstunden) durchgeführt. Der weitaus größere Anteil der Messungen in Kühlungsborn (2120 Messstunden) wurde mit dem stationären, tageslichtfähigen Kalium-Resonanzlidar von Februar 2002 bis Januar 2006 durchgeführt. Die längste kontinuierliche Messung mit 113 Messstunden wurde im Februar 2003 durchgeführt und in *Fricke-Begemann und Höffner* [2005] ausgewertet. Abbildung 3.2 zeigt die Messzeiten der einzelnen Messungen von 2002 bis 2006, sowie den Sonnenstand für Kühlungsborn. Auch hier sind gerade in den Wintermonaten noch einige Messlücken, die auf Grund schlechter Wetterbedingungen zustande gekommen sind. Obwohl das Kalium-Resonanzlidar auch am Tage betrieben werden kann, sind die Tageslichtmessungen auf Grund des hohen solaren Untergrunds besonders empfindlich gegenüber zusätzlichem Untergrund (z.B. Nebel oder diesige Wetterlagen). Deshalb wurden nur 25 % der gesamten Mes-



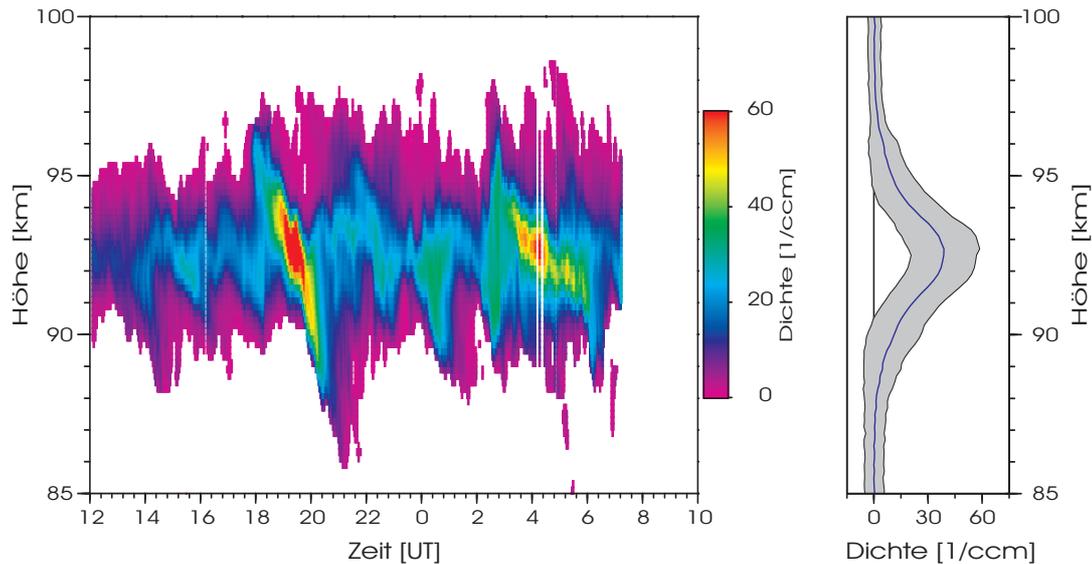
**Abbildung 3.2:** Tageszeitliche Verteilung der Messstunden von 12 UT bis 12 UT des Folgetages. Die gestrichelte Linie zeigt den Sonnenauf- und Untergang in Kühlungsborn (54°N), im grauen Bereich ist die Sonne unterhalb des Horizonts.

sungen am Tage durchgeführt. In dieser Arbeit wird erstmalig ein Datensatz für Kühlungsborn präsentiert, bei dem der jahreszeitliche Verlauf Tages- und Nachtmessungen enthält.

### 3.2 Metallschichten in der Mesopausen-Region

Bodengebundene Untersuchungen der Metallschichten unserer Atmosphäre mit Hilfe von Lidars haben fundamental zum Verständnis der Mesopausen-Region zwischen 80 und 105 km beigetragen. Dabei werden die Metalle als „Tracer“ verwendet, um Temperatur, Dynamik und die chemischen Zusammenhänge in der Mesopausen-Region zu studieren. Als Tracer finden hauptsächlich die Metalle Natrium, Calcium, Kalium und Eisen Verwendung, wobei bisher die meisten Untersuchungen an Natrium erfolgt sind. Die Interpretation der Dichtemessung steht nicht im Vordergrund dieser Arbeit, jedoch bildet sie die Grundlage für Temperaturmessungen und werden in diesem Unterkapitel präsentiert. Ein Beispiel für solch eine Dichtemessung, in diesem Fall von Kalium, ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Der linke Teil von Abbildung 3.3 zeigt eine zeitaufgelöste Darstellung, in der z.B. die Dynamik der Kaliumdichte gut zu erkennen ist. *Eska und Höffner* [1998] haben gezeigt, dass diese wellenartigen Strukturen in der Kaliumschicht hauptsächlich durch Schwerewellen verursacht werden und temperaturabhängige chemische Reaktionen eine untergeordnete Rolle spielen. Für die weitere Dichteauswertung wurde jedoch das mittlere Dichteprofil eines Tages verwendet, wie es als Beispiel im rechten Teil von Abbildung 3.3 dargestellt ist. Der graue Bereich zeigt die Schwankung (RMS = *Root Mean Square*) der einzelnen Dichteprofile.

Die häufigsten Messungen und Modellbeschreibungen von Metallschichten der Mesopausenregion sind für mittlere Breiten zu finden [*Helmer et al.*, 1998; *Eska et al.*, 1999; *Plane et al.*, 1999; *Gerding et al.*, 2000; *She et al.*, 2003]. In den letzten Jahren hat besonders das Interesse an Untersuchungen von polaren und äquatorialen Breiten zugenommen [*Friedman et al.*, 2002; *Fricke-Begemann et al.*, 2002b; *Raizada und Tepley*, 2003; *Clemesha et al.*, 2004].



**Abbildung 3.3:** Dichteverlauf am 12./13. Juli 2003 über Spitzbergen. Links: zeitaufgelöste Darstellung, rechts: Tagesmittelwert mit Schwankung (RMS) der einzelnen Dichteprofile (grau).

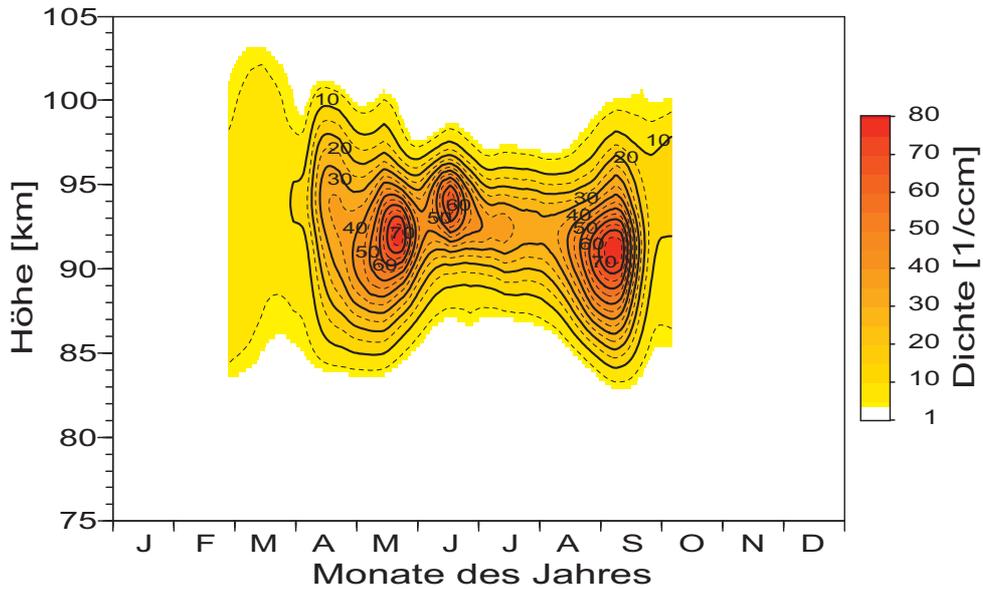
Jedoch gibt es auf Grund der Mitternachtssonne bis jetzt nur sehr wenige Messungen in der polaren Sommermesopausenregion [Lübken und Höffner, 2004; Gardner et al., 2005].

Zu den verwendeten Messungen muss gesagt werden, dass auf Grund des tageslichtfähigen Lidaraufbaus die Kalium-Dichtemessungen durch Sättigungseffekte beeinflusst sind (siehe Abschnitt 2.1.3). Das wirkt sich aber keinesfalls auf die Höhenverteilung oder die Variation der Kaliumschicht aus. Durch die Untersuchungen von Fricke-Begemann [2004] und Höffner (priv. Mitteilung) wurde ein Korrekturfaktor für die Dichtemessungen mit dem Kalium-Resonanzlidar ermittelt. So hat sich ergeben, dass die gemessene Kaliumdichten auf das Dreifache erhöht werden muss, der Fehler des Dichtewertes beträgt nach der Korrektur  $\sim 50\%$ . Diese Dichtekorrektur gilt für Tages- und Nachtmessungen, weil der Lidaraufbau nicht verändert wird.

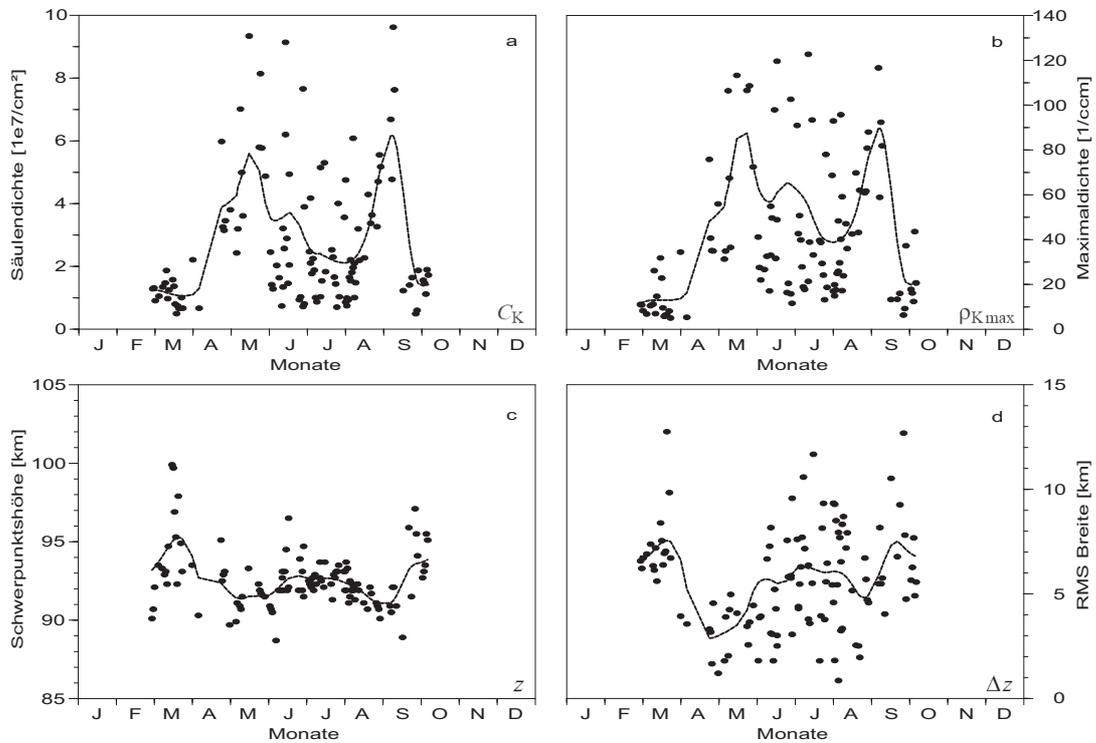
### 3.2.1 Die Kaliumschicht über Spitzbergen, $78^\circ\text{N}$

Abbildung 3.4 zeigt den jahreszeitlichen Verlauf der Kaliumdichte über Spitzbergen während der drei Feldkampagnen. Die gemessenen Dichteprofile sind über 4000 Laserpulse ( $\sim 2$  min) gemittelt und haben eine Höhenauflösung von 200 m. Daraus erfolgte die Berechnung eines mittleren Profils pro Tag, auf dem die weitere Auswertung beruht. Zur Sättigungskorrektur wurden die mittleren Tagesprofile mit dem Dichtekorrekturfaktor berichtigt und die Detektionsgrenze auf  $4 \text{ cm}^{-3}$  festgelegt. Nach Höffner und Friedman [2005] kann bei Nacht eine minimale Dichte von  $0,01 \text{ cm}^{-3}$  detektiert werden, dies ist jedoch auf Grund der Tageslichtmessungen in Spitzbergen nicht möglich.

Der jahreszeitliche Verlauf der Kaliumschicht ist in der Konturdarstellung bereits gut sichtbar (Abb. 3.4). Die Oberkante der Kaliumschicht (Dichte  $> 4 \text{ cm}^{-3}$ ) befindet sich mit Ausnahme vom Frühjahr in einer Höhe zwischen 97 bis 99 km. Wesentlich variabler ist das Verhalten der Unterkante, von typisch 84 km steigt sie in den Sommermonaten auf knapp über 88 km an. Um die Kaliumschicht genau interpretieren zu können, sind die charakteristischen Parameter wie Säulendichte (a), Maximaldichte (b), Schwerpunktshöhe (c) und Schichtbreite (d) aus den



**Abbildung 3.4:** Kaliumdichte über Spitzbergen (78°N). Zur Glättung wurde ein Hanningfilter mit 21 Tagen und 2 km Breite verwendet. Die minimal dargestellte Dichte beträgt  $4 \text{ cm}^{-3}$ .



**Abbildung 3.5:** Parameter der Kaliumschicht über Spitzbergen, a: Säulendichte, b: Maximaldichte, c: Schwerpunkthöhe, d: Schichtbreite (RMS). Die Linien zeigen die Glättung der Tagesmittelwerte mit einem 21 Tage breiten Hanningfilter.

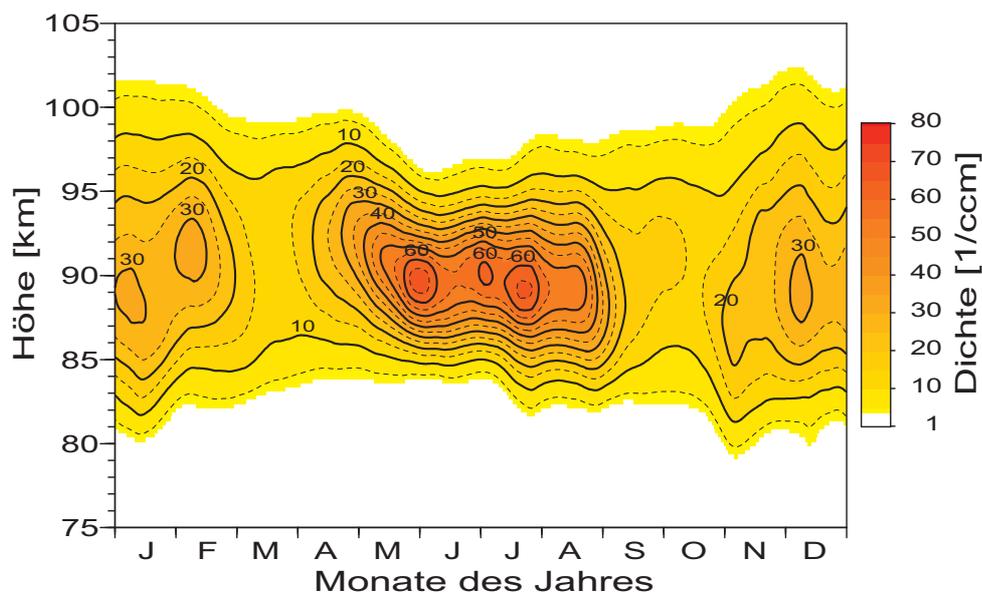
Tagesmittelwerten in Abbildung 3.5 dargestellt. Am auffälligsten ist der starke Dichteanstieg Anfang April und der Dichteabfall Ende September. Sowohl die Säulendichte  $C_K = \int \rho_K(z) dz$  als auch die Maximaldichte  $\rho_{K,max}$  erreichen im Mai und September ihre Höchstwerte mit  $C_{K,max} \approx 6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  und  $\rho_{K,max} \approx 90 \text{ cm}^{-3}$ . Die Tag zu Tag Variationen sind sehr hoch (siehe Abb. 3.5 a/b). Da in den Wintermonaten keine Messungen durchgeführt werden konnten, lassen sich nur sehr eingeschränkt Aussagen über jahreszeitliche Variationen machen.

Die Schwerpunktshöhe der Kaliumschicht befindet sich in den Sommermonaten in einem Höhenbereich von 91–93 km, im Frühjahr bzw. Herbst befindet sie sich bei 93–95 km darüber. In dieser Zeit ist die Schichtdicke (RMS) ca. 7 km, während sie in den Sommermonaten ca. 2 bis 3 km schmaler ist.

### 3.2.2 Die Kaliumschicht über Kühlungsborn, 54°N

Die Kaliumschicht über Kühlungsborn wurde in *Eska et al.* [1998] und *Fricke-Begemann* [2004] mit dem mobilen Kalium-Resonanzlidar von 1996 bis 1999 untersucht. Allerdings erlaubte das Messsystem zu dieser Zeit nur Beobachtungen bei Nacht. Die in dieser Arbeit angestellten Untersuchungen erfolgten zwischen 2002 und 2005 mit dem tageslichtfähigen, stationären Kalium-Resonanzlidar und sind damit die ersten Messungen bei dieser Breite die bei Tag und Nacht durchgeführt wurden. Die Datenaufbereitung ist bereits im vorangegangenen Abschnitt beschrieben.

Der jahreszeitliche Verlauf der Kaliumdichte ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Kaliumschicht wurde in einem Höhenbereich von ca. 83 bis 100 km beobachtet. In den Sommermonaten hat die Kaliumdichte drei Maxima mit  $\rho_{K,max} \approx 65 \text{ cm}^{-3}$ , das ist wesentlich höher als in den übrigen Monaten. Weitere Dichtemaxima sind am Anfang und Ende des Jahres zu finden, sie sind aber mit  $\rho_{K,max} \approx 30 \text{ cm}^{-3}$  wesentlich geringer. Die Kaliumvolumendichte und die Säulendichte haben eine halbjährliche Variation mit Minimum zu den Äquinoktien ( $\rho_K \approx 15 \text{ cm}^{-3}$ ,



**Abbildung 3.6:** Kaliumdichte über Kühlungsborn (54°N). Zur Glättung wurde ein Hanningfilter mit 21 Tagen und 2 km Breite verwendet. Die minimal dargestellte Dichte beträgt  $4 \text{ cm}^{-3}$ .

$C_K \approx 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ). Die Schwerpunktshöhe der Kaliumschicht befindet sich zwischen 89 und 92 km, die Schichtbreite (RMS) beträgt 3 bis 6 km.

Im Folgenden werden die auf Nachtmessungen eingeschränkten Kaliumdichten (1996–1999) und die in dieser Arbeit ausgewerteten Kaliumdichten (2002–2006), die Tag und Nachtmessungen enthalten, verglichen. Obwohl die Daten von *Eska et al.* [1998] und *Fricke-Begemann* [2004] zu systematisch anderen Zeiten gemessen wurden, stimmen der Höhenbereich und der generelle Dichteverlauf überein. Die Sommer-Dichtemaxima in Kühlungsborn weichen mit  $\Delta\rho_{K_{\max}} \approx 5 \text{ cm}^{-3}$  und  $\Delta C_{K_{\max}} \approx 0,4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  nur minimal von den bereits ausgewerteten Daten ab. Das erste Dichtemaximum Anfang Juli stimmt zeitlich mit den früheren Daten überein, das zweite Maximum Mitte Juli stimmt ebenfalls überein, ist jedoch in den aktuellen Datensatz zweigeteilt. Die aktuellen Messungen zeigen allerdings kein Dichtemaximum im August, wie es in den frühen Daten zu sehen ist. Die Wintermaxima sind etwas zeitlich verschoben und weichen mit  $\Delta\rho_{K_{\max}} \approx 30 \text{ cm}^{-3}$  stark von den Daten in *Fricke-Begemann* [2004] ab. Das ist einerseits durch leichte jährliche Dichteveränderungen und andererseits durch eine geringe Messstatistik im Januar bedingt. Die Schwerpunktshöhe und die Schichtbreite ist davon nicht betroffen und stimmt mit den Werten aus *Eska et al.* [1998] gut überein.

### 3.2.3 Diskussion der Kaliumschicht und Vergleich zu anderen Metallen

In der Einleitung (Kap. 1) wurde erwähnt, dass die Kaliumschicht durch den Eintrag von kosmischer Materie entsteht. Genaugenommen stammt danach jedes einzelne Kaliumatom aus einer Meteorspur. Turbulente Durchmischung und Diffusion sorgen dann für eine Verteilung der Metalle aus dem verdampften Meteor. Die saisonale Variationen der Kaliumdichte sind durch diesen Eintrag und eine Vielzahl an chemischen Reaktionen gegeben [*Eska et al.*, 1999]. Um ein vollständiges Verständnis der Metallschicht zu erhalten müssen alle Quellen, Senken und Transporte genau modelliert werden. Da die Kaliumdichten nicht im Fokus dieser Arbeit stehen wurde darauf verzichtet. Im Folgenden werden lediglich die Kaliumdichten an den Standorten Spitzbergen (78° N), Kühlungsborn (54° N), Teneriffa (28° N) und Arecibo (18° N) verglichen und in Hinblick auf andere Metalle eingeordnet.

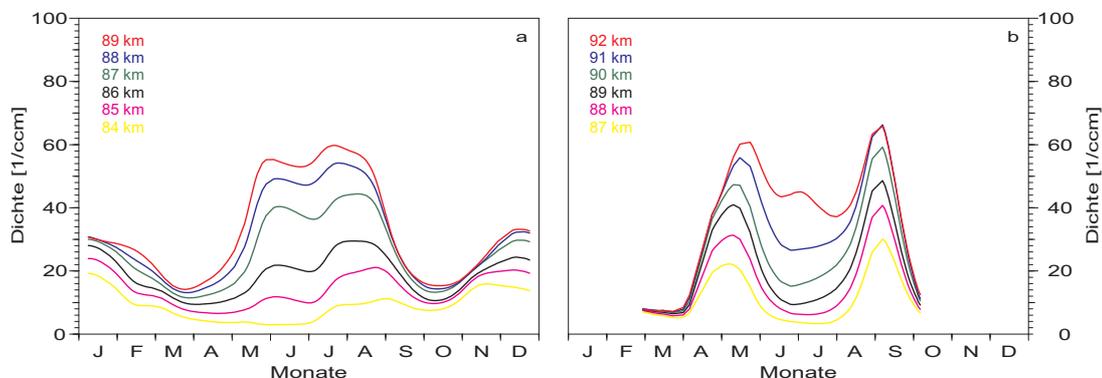
#### Vergleich der Kaliumschicht in verschiedenen Breiten

Generell kann gesagt werden, dass die Schwerpunktshöhe der Kaliumschicht in Spitzbergen mit 92,6 km im Mittel höher ist als in Kühlungsborn (90,0 km) und Teneriffa (90,0 km) [*Fricke-Begemann et al.*, 2002b]. Außerdem unterliegt die Dichte in Spitzbergen stärkeren täglichen Schwankungen. Das Gleiche gilt für die mittlere Schichtbreite (RMS) mit 5,7 km zu 4,4 km und 4,2 km.

Die Kaliumschicht in Spitzbergen und Kühlungsborn weist in den Sommermonaten drei Maxima auf. Das erste Maximum im Mai ist an beiden Standorten in guter Übereinstimmung, die anderen beiden Dichtemaxima sind zeitlich versetzt (siehe Abb. 3.4 und 3.6). Die höchsten Kalium- und Säulendichten sind in dieser Zeit mit  $\rho_{K_{\max}} \approx 90 \text{ cm}^{-3}$  /  $C_{K_{\max}} \approx 6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  und die niedrigsten im März und Oktober mit  $\rho_{K_{\min}} \approx 15 \text{ cm}^{-3}$  /  $C_{K_{\min}} \approx 1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  zu beobachten. Genau wie bei den Messungen in Kühlungsborn ( $C_{K_{\min}} \approx 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ), Teneriffa ( $C_{K_{\min}} \approx 2,4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ) und Arecibo ( $C_{K_{\min}} \approx 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ) werden die Dichteminima zu den Äquinoktien erreicht [*Fricke-Begemann et al.*, 2002b; *Friedman et al.*, 2002]. Obwohl die Messungen über Spitzbergen nur von Februar bis Oktober reichen, kann auf Grund der vorliegenden Ergebnisse davon ausgegangen werden, dass auch hier die Kaliumschicht eine

halbjährliche Variation vollführt.

Besonders auffällig ist der unterschiedliche Verlauf der Schichtunterkanten in Spitzbergen und Kühlungsborn. Im Mai und Juni befindet sich die Schichtunterkante in Kühlungsborn in einer Höhe von ca. 83 km und sinkt im Juli und August auf ca. 82 km ab (siehe Abb. 3.6). Im Gegensatz dazu steigt sie in Spitzbergen Anfang Juni um mehrere Kilometer auf  $\approx 88$  km an (siehe Abb. 3.4). In Abbildung 3.7 sind die Dichten des unteren Teils der Kaliumschicht über Kühlungsborn (a) und Spitzbergen (b) in verschiedenen Höhen dargestellt. Nach dem Frühjahrs-Äquinoktium nimmt die Dichte in Kühlungsborn und Spitzbergen zu, zum Herbst-Äquinoktium nimmt sie wieder ab. In der Zwischenzeit verhalten sich die Schichtunterkanten unterschiedlich. In Spitzbergen erfährt der untere Teil der Kaliumschicht einen starken Dichteeinbruch, wohingegen in Kühlungsborn die Dichte von Juli bis August quasi konstant bleibt. In äquatorialen Breiten ist auch kein Dichteeinbruch zu beobachten, die Daten von *Friedman et al.* [2002] sind in Übereinstimmung mit den Beobachtungen aus Kühlungsborn. Dieses Phänomen wurde bereits beschrieben und ist auf den Einfluss von Eisteichen in polaren Breiten zurückzuführen [*Lübken et al.*, 2004a; *Lübken und Höffner*, 2004]. Die Größe der Eisteilchen spielt dabei eine entscheidende Rolle für den Abbau der Kaliumatome. Kleine Eisteilchen ( $r_A \approx 3$  nm), die man als PMSE beobachten kann, fallen und wachsen aus einer Höhe von ca. 92 km bis sie als NLC ( $r_A > 12$  nm) im Lidar zu beobachten sind (siehe auch Kapitel 4). Mit zunehmender Eisteilchengröße findet auch ein stärkerer Abbau der Kaliumatome statt, dadurch kommt es niemals zu einer Überlappung von NLC und Kaliumschicht [*Lübken et al.*, 2004a]. Oberhalb von ca. 93 km ist die Kaliumschicht demzufolge nicht mehr von den Eisteilchen beeinflusst (siehe Abb. 3.4). Eine quantitative Beschreibung des Einflusses der Eisteilchen auf die Kaliumschicht über Spitzbergen erarbeiteten *Raizada et al.* [2007], worin die Kaliumdichten mit PMSE-Messungen verglichen und modelliert wurden. Dabei zeigt sich, dass nicht nur die Eisteilchen, sondern auch der Vertikalwind eine wichtige Rolle für das Verhalten der Kaliumschicht über Spitzbergen spielt. Der Abbau der Metallatome durch Eisteilchen ist auch bei anderen Metallen in polaren Breiten zu beobachten. Gleichzeitige Messungen von Natriumdichten, PMSE und NLC wurden von *She et al.* [2006] in  $69^\circ\text{N}$  durchgeführt und bestätigten den Abbau von Natriumatomen durch Eisteilchen. Für Eisenatome beschreiben *Plane et al.* [2004] diesen Effekt. Auch am Südpol durchgeführte Dichtemessungen von Eisen und Natrium lassen einen Anstieg der Metallschichtunterkante in den Sommermonaten erkennen [*Gardner et al.*, 2005].



**Abbildung 3.7:** Unterer Teil der Kaliumschicht für Kühlungsborn (a) und Spitzbergen (b) in verschiedenen Höhen. Die Linien zeigen die geglätteten Tagesmittelwerte (31 Tage Hanningfilter).

### Vergleich zu anderen Metallschichten

Die Untersuchungen anderer Metallschichten konzentrieren sich auf Natrium, Eisen und Calcium. Dabei hat sich herausgestellt, dass Kalium, das einzige Metall mit einer halbjährlichen Dichtevariation ist.

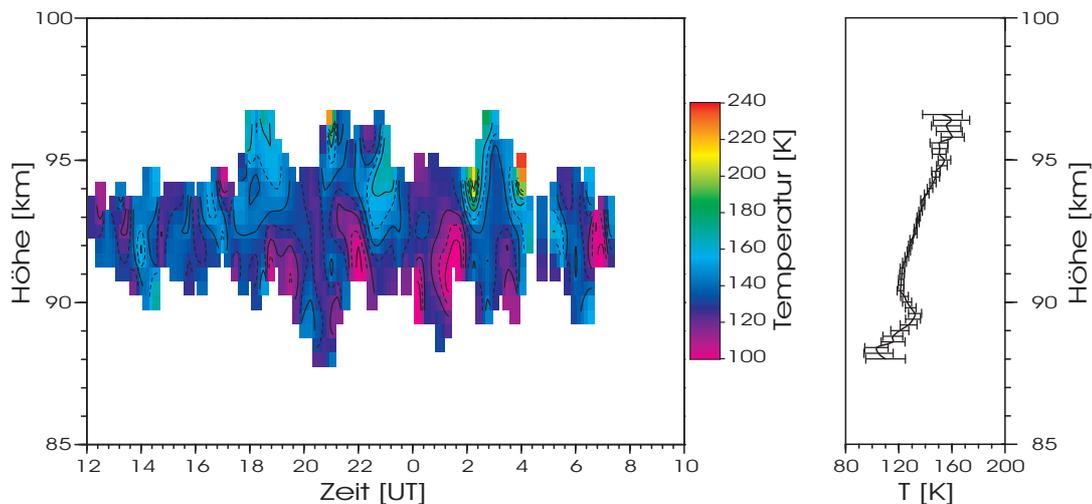
Ein Vergleich der Natrium- und Eisenschicht wurde von *Kane und Gardner* [1993] in 40°N durchgeführt. Es zeigt sich, dass die mittlere Säulendichte von Natrium ca. 120-fach ( $C_{\text{Na}} \approx 530 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ) und die von Eisen ca. 240-fach ( $C_{\text{Fe}} \approx 1060 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ) höher als bei Kalium ist. Beide Metalle sind von einer jährlichen Dichtevariation mit Minimum im Sommer dominiert. Die mittlere Schwerpunkthöhe von Natrium (92 km) liegt deutlich über der Schwerpunkthöhe von Kalium, wobei die von Eisen (88 km) deutlich darunter liegt. Die geringste Schichtbreite (RMS) wird von Kalium und Eisen in den Sommermonaten beobachtet, im Gegensatz zu Natrium dessen Schichtbreite im Sommer und im Winter maximal ist. In mittleren Breiten ist die Eisenschicht etwas schmaler als die Kaliumschicht, wohingegen in äquatorialen Breiten die Eisenschicht  $\sim 2$  km breiter ist [*Raizada und Tepley*, 2003].

Die Calciumschicht über Kühlungsborn wurde von *Gerding et al.* [2000] untersucht. Die mittlere Säulendichte von  $2,1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  ist um die Hälfte geringer als bei Kalium. Sie zeigt eine geringe jährliche Variation, allerdings im Gegensatz zu Natrium und Eisen mit einem Minimum im Frühjahr und einem Maximum im Herbst. Gleichzeitige Messungen von Calcium und Kalium wurden von *Raizada et al.* [2004] in äquatorialen Breiten durchgeführt. Unter den Einfall von Meteoriten variiert das Dichteverhältnis zwischen den beiden Metallen um den Faktor 2 bis 3, wohingegen ein Vergleich der Verhältnisse über 120 km zeigt, dass sie annähernd gleich sind [*Höffner und Friedman*, 2005]. Der Transport und die chemischen Prozesse hängen unter anderem von der Menge des Metalleintrags ab, der durch das Verdampfen von Meteoriten bestimmt ist [*Eska*, 1998]. In welcher Höhe die Meteorite verdampfen ist wiederum von deren Masse und Geschwindigkeit abhängig [*von Zahn et al.*, 2002]. Der unterschiedliche Eintrag solchen Materials beeinflusst z. B. die jahreszeitlichen Dichtevariationen der Metallschichten. Untersuchungen der Kaliumschichtoberkante an verschiedenen Standorten von *Höffner und Friedman* [2004] zeigen deutlich den Einfluss von Meteoriten auf die Kaliumschicht der Mesosphäre.

### 3.3 Thermische Struktur der Mesopausen-Region

Das Hauptanliegen der langjährigen Beobachtungen der Mesopausen-Region mit dem Kalium-Resonanzlidar ist die Untersuchung der vertikalen Temperaturstruktur und deren zeitlicher Variation. Die Mesopause ist die Höhe, an dem sich der negative Temperatur-Gradient der Mesosphäre in den positiven Temperatur-Gradient der Thermosphäre umkehrt. Nach dieser Definition von *She und von Zahn* [1998] muss dabei ein Temperaturprofil im klimatologischen Mittel betrachtet werden um Störungen durch Gezeiten- oder Schwerewellen ausschließen zu können. Die Mesopause trennt zwei angesichts globaler und jahreszeitlicher Veränderungen sehr bedeutsame Sphären, die von unterschiedlichen energetischen, thermischen und zeitlichen Prozessen bestimmt werden [z. B. *Chamberlain und Hunten*, 1987].

Die in diesem Kapitel vorgestellten Temperaturdaten beinhalten Messdaten die während der Nacht und am Tag aufgenommen wurden. Die Temperaturdaten sind Tagesmittelwerte, wie es das Beispiel im rechten Teil der Abbildung 3.8 zeigt. Sie gehen auf Temperatureinzelwerte zurück, die eine Höhenauflösung von 200 m und eine zeitliche Auflösung von 15 min haben (siehe Abbildung 3.8 links). Diese Tagesmittelwerte werden dann je nach Auswerte-



**Abbildung 3.8:** Temperaturverlauf am 12./13. Juli 2003 über Spitzbergen (78°N). Links: zeitaufgelöste Darstellung, rechts: Tagesmittelwert mit Fehlerbalken

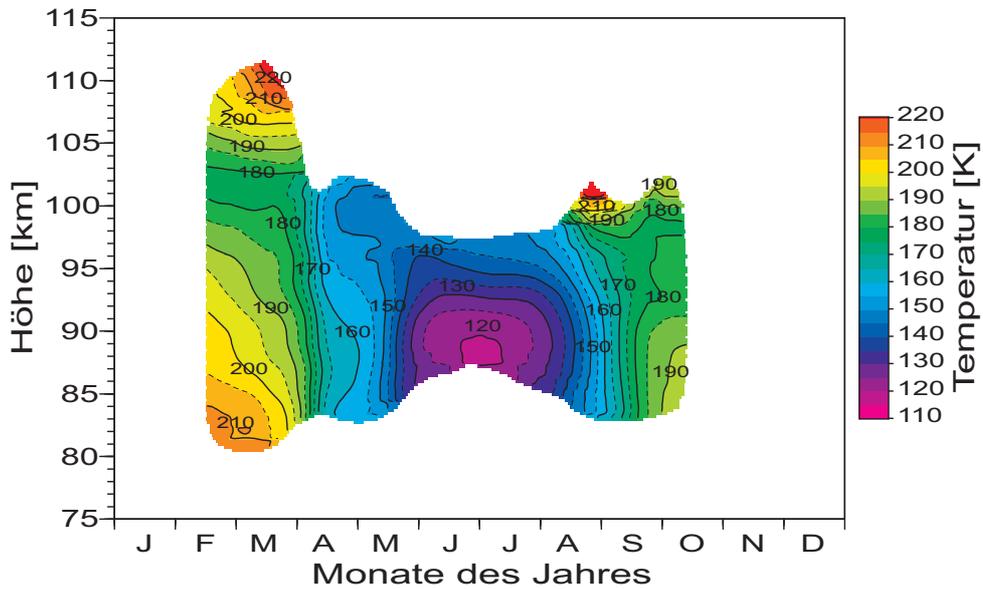
Algorithmus weiter behandelt. Der statistische Fehler im Maximum der Kaliumschicht ist niedriger als 1 K, nimmt allerdings in Richtung der Ränder zu. Steigt der statistische Fehler über 10 K, werden die Temperaturen nicht mehr verwendet.

### 3.3.1 Thermische Struktur über Spitzbergen, 78°N

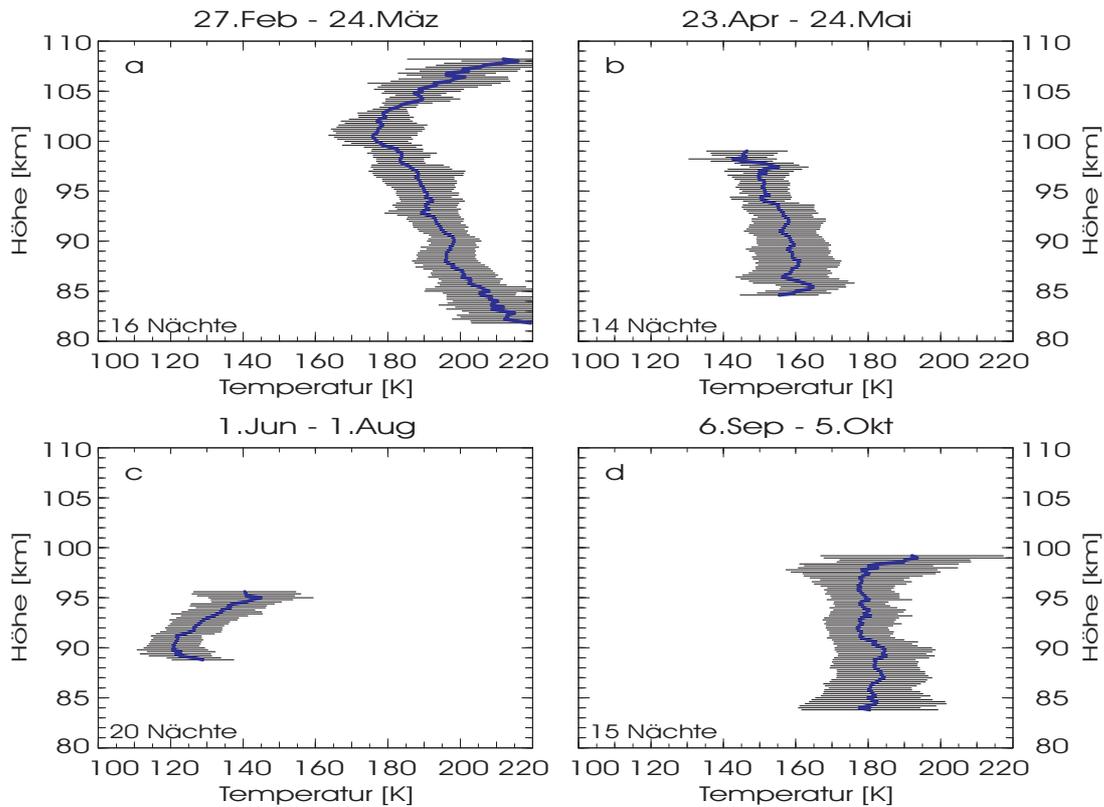
Die thermische Struktur über Spitzbergen (78°N) ist in Abbildung 3.9 dargestellt, die Temperaturwerte sind in tabellarischer Form im Anhang C.2 wiedergegeben. Die Klimatologie (2001–2003) beinhaltet 120 Messtage, die von Anfang Februar bis Ende Oktober während drei Kampagnen aufgenommen wurden (siehe Abschnitt 3.1). Je nach Kaliumdichte können im Mittel zwischen 85 und 100 km Höhe Temperaturen bestimmt werden. Im Winter ist der Höhenbereich etwas größer als im Sommer. Genauso wie die Dichtedaten haben die Temperaturdaten starke Tag zu Tag Variationen, sie sind mit einem 31 Tage und 2 km breiten Hanningfilter geglättet. Besonders beachtenswert sind die sehr niedrigen Sommertemperaturen unterhalb von 90 km. In dem Zeitraum von Ende Mai bis Anfang August sinken die Temperaturen bis unter 120 K, während sie im Februar und März in der selben Höhe bei ca. 190 K liegen. Das steht im Gegensatz zum durch Strahlung bestimmten Zustand, die Mesosphäre ist also nicht allein durch Strahlungsprozesse gesteuert (siehe Kap. 1).

Zur besseren Interpretation wurden die Daten in Abbildung 3.10 in vier Abschnitte eingeteilt. Die zeitliche Einteilung erfolgte dabei nach der charakteristischen Profilform, Wintermesopause (a), Übergangszeit (b/d) und Sommermesopause (c). Dabei wurden in dem jeweilige Zeitraum alle mittleren Temperaturprofile zusammengefasst, die länger als zwei Stunden waren. In den vier Temperaturprofilen zeigt sich außerdem die natürliche Tag zu Tag Variation, die den statistischen Fehler jeder einzelnen Messung berücksichtigt.

Im Februar und März repräsentiert das Temperaturprofil (a) die so genannte „reguläre“ Mesopause bei etwas über 100 km Höhe und einer Temperatur von ca. 180 K. Durch die Messungen wird ein großer Höhenbereich abgedeckt (ca. 82 bis 108 km). In der Frühjahrszeit (b) schränkt sich der Messbereich bereits etwas ein. Das mittlere Temperaturprofil ist über den gesamten Höhenbereich nahezu isotherm mit Temperaturen um 160 K. Da die freien Kaliumato-



**Abbildung 3.9:** Mittlerer Verlauf der Temperaturen über Spitzbergen (78°N). Die Daten sind mit einem 31 Tage und 2 km breiten Hanningfilter geglättet.



**Abbildung 3.10:** Mittlere Temperaturenprofile über Spitzbergen (78°N), eingeteilt nach Wintermesopause (a), Übergangszeit (b/d) und Sommermesopause (c).

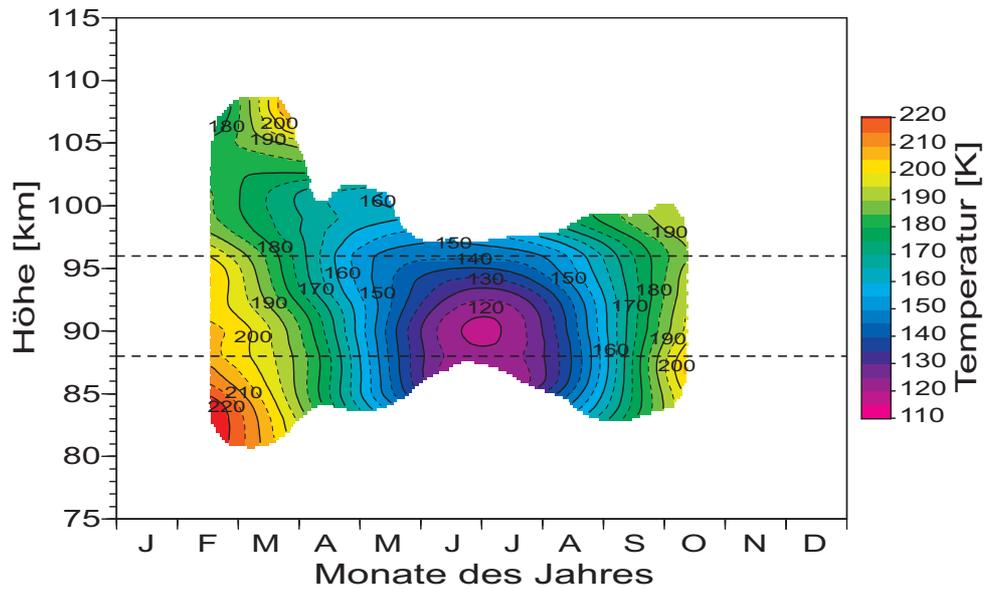
me durch vorhandene Eisteilchen reduziert werden (siehe 3.2.3), schränkt sich der Messbereich in den Sommermonaten auf etwa 7 km ein. Die Sommermesopause lässt sich jedoch trotzdem im mittleren Temperaturprofil erkennen. Im Juni und Juli ist die niedrige Sommermesopause mit sehr tiefen Temperaturen von 120 K in 90 km deutlich zu erkennen. Anhand der Streuung der einzelnen Temperaturprofile lässt sich erkennen, dass sogar innerhalb des ein- $\sigma$ -Fehlers Temperaturen bis 105 K erreicht werden (ein Beispiel für solch niedrige Temperaturen ist in Abbildung 3.8 dargestellt). Der Unterschied zwischen der regulären Mesopause und der kalten Sommermesopause beträgt ca. 55 K. Das Temperaturprofil des Herbstübergangs (d), im September und Oktober, ist genauso wie das des Frühjahrsübergang nahezu isotherm, es ist allerdings bei Temperaturen um 180 K zu finden.

Um aus den einzelnen Temperaturdaten einen konsistenten Datensatz zu erzeugen und periodische Prozesse ableiten zu können, werden die Temperaturen im Folgenden mit Hilfe eines empirischen Ansatzes analysiert. Dabei wird davon ausgegangen, dass in der Atmosphäre harmonische Temperaturvariationen durch geophysikalische Prozesse entstehen. Diese können z. B durch die solare Einstrahlung oder auch durch dynamische Prozesse wie die meridionale Zirkulation hervorgerufen werden. Die Annahme einer ganz- und halbjährigen Periode der Temperaturvariation zeigt bei äquatorialen und mittleren Breiten gute Ergebnisse [z.B. *Hauchecorne et al.*, 1991; *She und von Zahn*, 1998]. Eine dritte harmonische Komponente (vierteljährige Periode) wurde gewählt, um ein weiteres Spektrum der Variationen abzudecken. Die Temperatur-Rohdaten werden in jeder Höhe mit einem *least mean square* (LMS) Fit auf ganzjährige, halbjährige und vierteljährige Variationen analysiert.

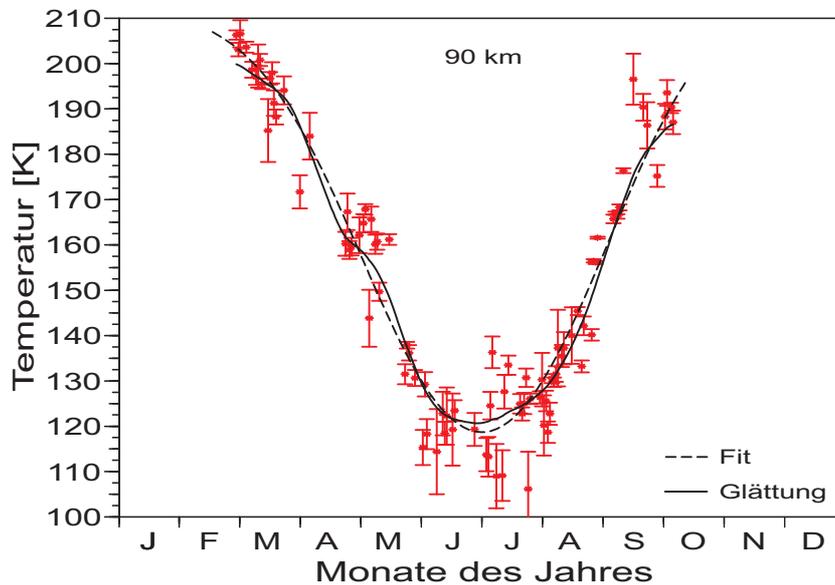
$$\begin{aligned}\tilde{T}(t) = T_0 &+ T_1 \cos(2\pi(t - \phi_1)/12 \text{ Mo}) \\ &+ T_2 \cos(2\pi(t - \phi_2)/6 \text{ Mo}) \\ &+ T_3 \cos(2\pi(t - \phi_3)/3 \text{ Mo})\end{aligned}\quad (3.1)$$

Wobei  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_3$  die Temperaturvariation der ganzjährigen, halbjährigen und vierteljährigen Amplitude der Jahresdurchschnittstemperatur  $T_0$  ist. Weitere Erläuterungen sind im Anhang C.1 zu finden, im Anhang C.2 sind die Temperaturwerte in tabellarischer Form für die geglätteten und gefitteten Daten aufgeführt.

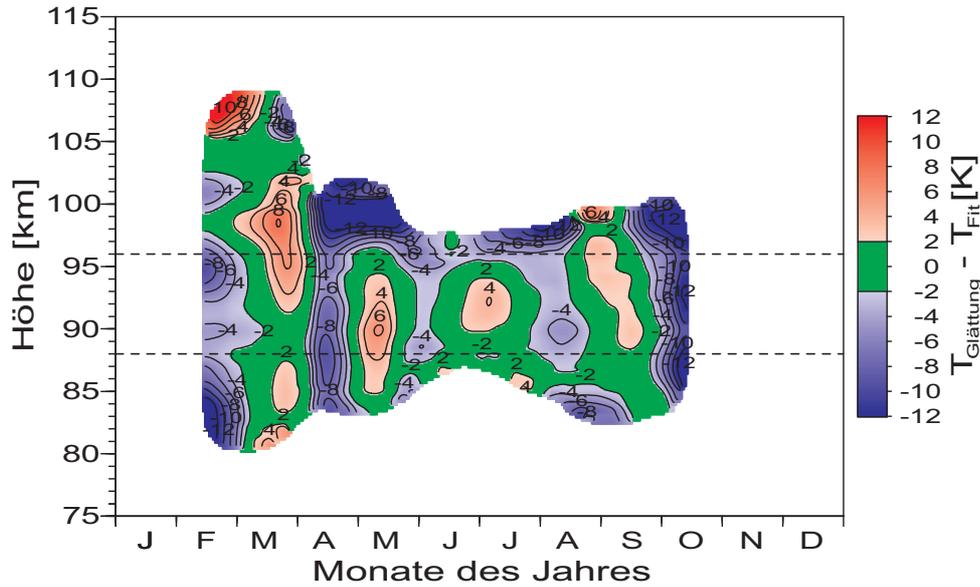
Der gefittete Temperaturjahresgang ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Die gestrichelten Linien in Abbildung 3.11 zeigen den Höhenbereich (88 bis 96 km), in dem über die gesamte Messzeit Daten vorhanden sein. Nur in diesem Höhenbereich können Parameter aus dem LMS-Fit abgeleitet werden. In den anderen Höhen ist der LMS-Fit aufgrund der geringen Messzeit nur als eine weitere Methode der Mittelung zu bewerten. Im Folgenden wird der Höhenbereich von 88 bis 96 km betrachtet. Der Unterschied zwischen den geglätteten Temperaturen (Abb. 3.9) und dem LMS-Fit ist in Abbildung 3.12 in Höhe der Sommermesopause (90 km) gezeigt. Es ist zu erkennen, dass nur in Monaten mit ungewöhnlicher Messverteilung wie z.B. niedriger Messstatistik (April, Mai) und bei großer Streuung der Messpunkte (Juli) der Fit von der Glättung abweicht. In einer Höhe von 90 km sind im Sommer einzelne Messpunkte zwischen 105 und 135 K zu finden, genauso wie bei den geglätteten Daten liegt die gefittete Sommermesopause bei ca. 120 K. Im zweiten Vergleich, Abbildung 3.13 ist die Abweichung in allen Höhen dargestellt. Hier wird die Abweichung aufgrund der erwähnten Gründe besonders deutlich. Im Mittel ist die Abweichung zwischen den geglätteten Temperaturen und dem LMS-Fit jedoch nicht größer als fünf Kelvin. Das zeigt, dass der oben gewählte Ansatz den Temperaturverlauf und die saisonalen Variationen über Spitzbergen gut wiedergibt. Dabei ist auch die vierteljährige Periode wichtig, um die niedrigen Sommertemperaturen zu berücksichtigen.



**Abbildung 3.11:** Nach Gl. 3.1 gefitteter Temperaturverlauf über Spitzbergen (78°N). Die gestrichelten Linien zeigen den Höhenbereich, in dem es möglich ist Parameter aus dem LMS-Fit abzuleiten.

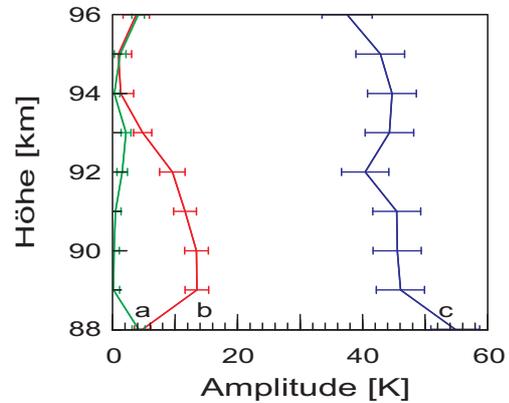


**Abbildung 3.12:** Vergleich von geglätteter (durchgezogene Linie) und gefitteter (gestrichelte Linie) Temperatur in 90 km Höhe über Spitzbergen (78°N). Die roten Punkte zeigen die Messpunkte mit dem statistischen Fehler der Messung.



**Abbildung 3.13:** Abweichung zwischen den geglätteten Temperaturen (Abb. 3.9) und den gefitteten Temperaturen (Abb. 3.11) über Spitzbergen (78°N)

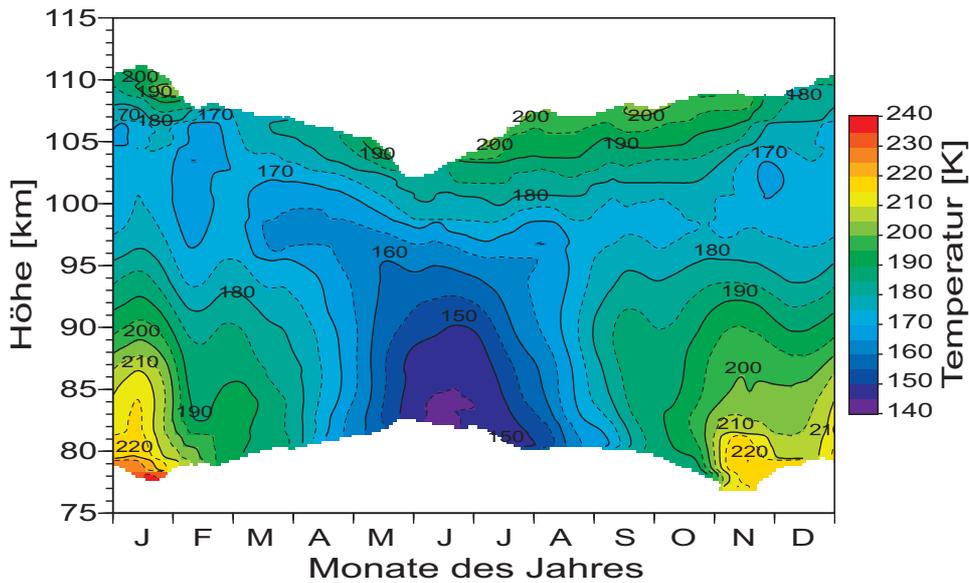
Die aus der LMS-Analyse erhaltenen Amplituden der vierteljährigen ( $T_3 = a$ ), halbjährigen ( $T_2 = b$ ) und ganzjährigen ( $T_1 = c$ ) Variation sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Es wird nur der Höhenbereich betrachtet, in dem über die gesamte Messzeit (Februar bis Oktober) Daten vorhanden sind. Es ist zu erkennen, dass die Amplituden der vierteljährigen Variation nur einige Kelvin beträgt und sich nicht wesentlich mit der Höhe ändert. Dennoch muss sie berücksichtigte werden um die tiefen Temperaturen im Sommer durch den LMS-Fit zu reproduzieren. Die Amplitude der halbjährigen Variation beträgt in 94–95 km nur einige Kelvin, vergrößert sich aber nach unten hin auf Werte von  $T_2 \approx 12\text{--}14\text{ K}$  in 88–91 km Höhe. Bei der ganzjährigen Variation nimmt die Amplitude minimal nach unten hin zu, jedoch sind die Amplitudenwerte bis zu 5-mal so groß und erreichen innerhalb des gesamten Höhenbereiches Werte von  $T_1 \approx 40\text{--}50\text{ K}$ .



**Abbildung 3.14:** Amplitude des Fits der vierteljährigen (a), halbjährigen (b) und ganzjährigen (c) Temperaturvariation über Spitzbergen

### 3.3.2 Thermische Struktur über Kühlungsborn, 54°N

Der saisonale Temperaturverlauf von Februar 2002 bis Januar 2006 ist für Kühlungsborn in Abbildung 3.15 dargestellt. Bis Anfang 2002 konnten in Kühlungsborn keine Messungen unter Tageslichtbedingungen durchgeführt werden. Die hier präsentierten Messungen zeigen erstmalig die thermische Struktur am Tag und in der Nacht. Sie wurden mit dem stationären Kalium-Resonanzlidar an 300 Messtagen aufgenommen und decken einen Höhenbereich von 80 bis

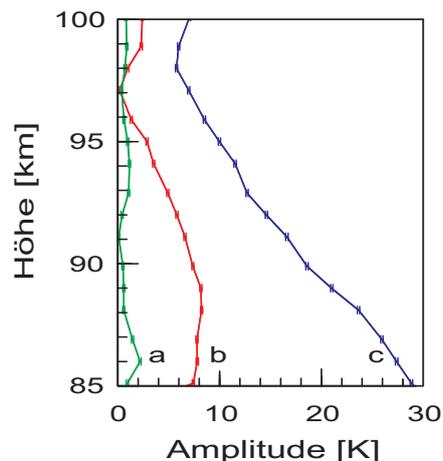


**Abbildung 3.15:** Mittlerer Verlauf der Temperaturen über Kühlungsborn (54°N). Die Daten sind mit einem 31 Tage und 2 km breiten Hanningfilter geglättet.

105 km ab. Zur Glättung ist genau wie bei der Klimatologie von Spitzbergen ein Hanningfilter mit 31 Tagen und 2 km zum Einsatz gekommen. Die Klimatologie unterscheidet sich qualitativ kaum von der auf Nachtmessungen beschränkte Klimatologie aus *Fricke-Begemann* [2004] für die Jahre 1996–1999. Jedoch sind die absoluten Temperaturen der aktuellen Klimatologie niedriger, worauf später noch genauer eingegangen wird.

Während der Sommermonate sind die Temperaturen unterhalb von 90 km am niedrigsten. In der Zeit von Mai bis Anfang August werden in diesen Höhen Temperaturen unter 150 K erreicht. In den restlichen acht Monaten liegen sie bei ca. 200 K. Die reguläre Mesopausenhöhe unterscheidet sich nicht von den auf Nachtmessungen begrenzten Daten und ist in etwa 100 km zu finden [*Fricke-Begemann*, 2004; *She und von Zahn*, 1998]. Allerdings ist die Temperatur der regulären Mesopause in den vorliegenden Daten mit  $\sim 170$  K ca. 10 K niedriger als bei den auf Nachtmessungen begrenzten Datensatz. Die Höhe der Sommermesopause ist mit 87 km ebenfalls in guter Übereinstimmung, jedoch mit  $\sim 150$  K wiederum ca. 10 K niedriger als bei den auf Nachtmessungen begrenzten Datensatz [*Fricke-Begemann*, 2004; *She und von Zahn*, 1998].

Die sich aus der LMS-Analyse ergebenden Amplituden der Temperaturvariationen sind in Abbildung 3.16 gezeigt. Der gefittete Temperaturjahresgang ist in Abbildung 3.17 rechts dargestellt. Die vierteljährige Temperaturvariatio-

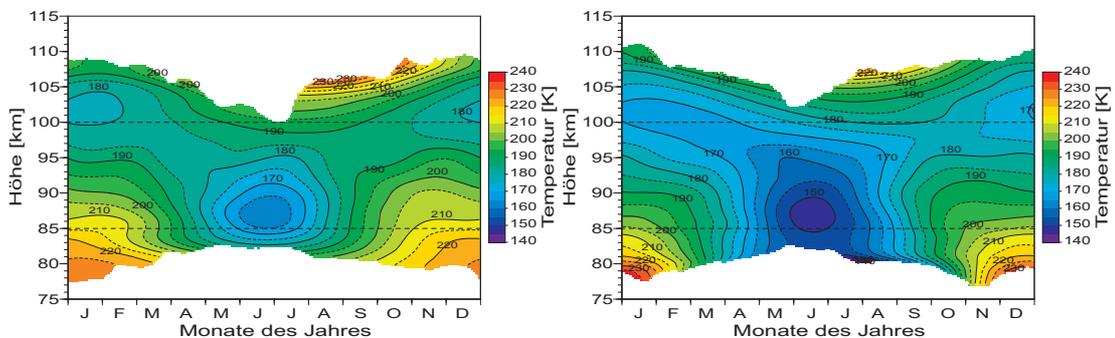


**Abbildung 3.16:** Amplitude des Fits der vierteljährigen (a), halbjährigen (b) und ganzjährigen (c) Temperaturvariation über Kühlungsborn.

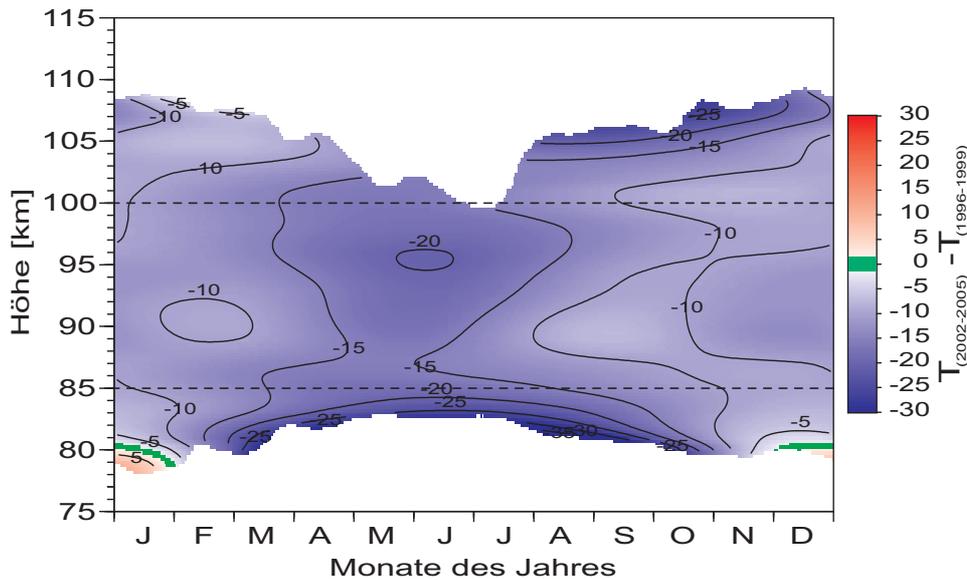
nen (a) ist maximal 3 K, die halbjährige Variation (b) ist nicht größer als 9 K und hat ihre geringste Amplitude in 97 km mit  $T_2 \approx 1$  K. Bei der ganzjährigen Variation (c) ist die Amplituden mit  $T_1 \approx 27$  K in 86 km viel größer. Das Minimum der ganzjährigen Variation liegt etwas höher als bei der halbjährigen Variation und hat eine minimale Amplitude von  $T_1 \approx 5$  K. Die Werte der halbjährige Variation passen sehr gut zu den bereits analysierten Daten in *Fricke-Begemann* [2004] und *She und von Zahn* [1998]. Unter Beachtung des Eingeschränkten Höhenbereichs sind auch die Amplituden der viertel- und halbjährige Temperaturvariationen in Spitzbergen annähernd gleich (siehe Abb. 3.14). Die Amplitude der ganzjährigen Variation ist jedoch über Spitzbergen ca. 28 K größer, im Rahmen des Fehlers ist der Höhenverlauf aber gleich.

### Vergleich der Klimatologien in Kühlungsborn

Im Folgenden wird der auf Nachtmessungen beschränkte Temperatur-Jahresgang aus *Fricke-Begemann* [2004] mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Temperatur-Jahresgang (Tages- und Nachtmessungen) verglichen. Es zeigt sich, dass die in den letzten Jahren gemessenen Temperaturen (2002–2005) im Mittel ca. 13 K niedriger sind als die Temperaturen in den Jahren von 1996 bis 1999. In Abbildung 3.17 sind die nach Gleichung 3.1 gefitteten Temperaturen beider Zeiträume dargestellt. Werden die Temperaturen der Jahre 2002–2005 von den Temperaturen der Jahre 1996–1999 subtrahiert, so ergibt sich Abbildung 3.18. Die Abweichung in den Sommermonaten beträgt unterhalb von 85 km bis zu 25 K, wobei der Fehler der Temperaturmessung hier auch am größten ist. In den restlichen Monaten und in größeren Höhen sind die Abweichung zwischen 5 und 15 K, nur im Januar sind die Temperaturen gleich bzw. unter 80 km sogar etwas wärmer geworden. Der grüne Bereich stellt eine minimale Abweichung von  $\pm 1,5$  K dar. In Tabelle 3.2 sind die mittleren Temperaturen der beiden Messperioden und die der einzelnen Jahre aufgeführt. Sie ergeben sich aus dem Mittelwert der gefitteten Temperaturen im Höhenbereich von 85 bis 100 km, in dem ganzjährig Daten mit einem geringen statistischen Fehler vorliegen (siehe gestrichelte Linien in Abb. 3.17 und 3.18). Im Jahr 1996 und in der Zeit von 1999 bis 2002 liegen kaum Messungen vor oder sind so unregelmäßig, dass sie nicht verwendet werden konnten (siehe Anhang B). Ab Mitte 2002 wurden wieder regelmäßige Messungen durchgeführt, allerdings jetzt mit dem stationären und tageslichtfähigen Kalium-Resonanzlidar. In den folgendem Jahren ist die Temperatur im Vergleich zu 1997 niedriger. Erst von 2004 zu 2005 ist es wieder zu einer minimalen Erwärmung gekommen.



**Abbildung 3.17:** Nach Gl. 3.1 gefitteter Temperaturverlauf über Kühlungsborn, links: in den Jahren 1996–1999, rechts: in den Jahren 2002–2005. Die gestrichelten Linien zeigen den Höhenbereich für den Vergleich.



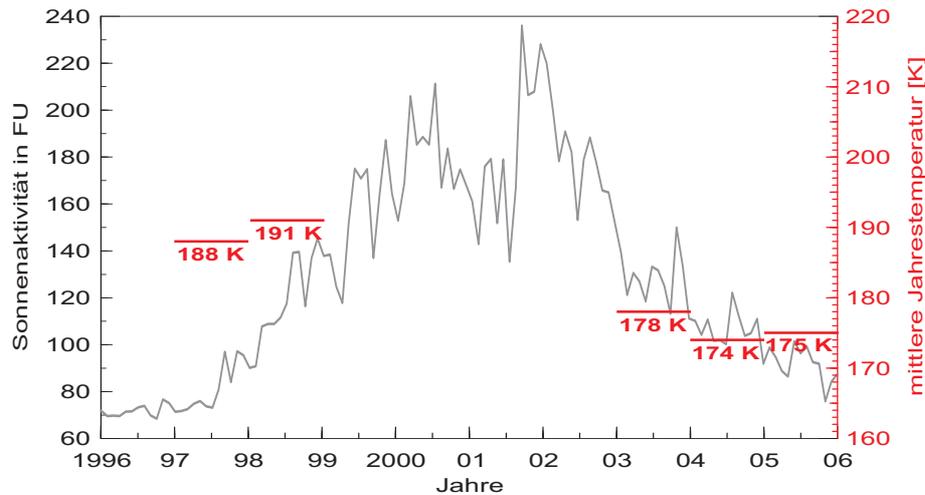
**Abbildung 3.18:** Temperaturänderung über Kühlungsborn: Subtraktion der Temperaturen der Jahre 2002–2005 (Abb. 3.17 rechts) von den Temperaturen der Jahre 1996–1999 (Abb. 3.17 links)

Wie bereits oben erwähnt, wurden die Messungen von 1996–1999 mit dem mobilen, nicht tageslichtfähigen Kalium-Resonanzlidar und die Messungen von 2002–2005 mit dem stationären, tageslichtfähigen Kalium-Resonanzlidar durchgeführt. Ein instrumenteller Effekt auf die Temperaturmessung kann ausgeschlossen werden, da bei beiden Instrumenten ein Spektrumanalyser zur Eichung dient. Damit werden die Eigenschaften jedes einzelnen Laserpulses untersucht und nicht geeignete Pulse aussortiert (siehe Abschnitt 2.2.2). Auch der tageslichtfähige Aufbau des stationären Kalium-Resonanzlidars hat keinen Einfluss auf die Temperatureauswertung [Höffner und Fricke-Begemann, 2005]. Der Temperaturunterschied zwischen 1996–1999 und 2002–2005 ist also auf geophysikalische Gründe zurückzuführen.

Die Klimatologie von 1996–1999 enthält keine Tageslichtmessungen, so dass die beiden Messzeiträume durch unterschiedliche Gezeiteneffekte beeinflusst sind. Jedoch ist der Anteil der Tageslichtmessungen im Zeitraum von 2002 bis 2005 mit 25% sehr gering. Dennoch kann es sein, dass die Temperaturen dadurch um ca. 5 K unterschätzt sind, wie es bei Messungen in 40°N beobachtet wurde [Chen et al., 2000; States und Gardner, 2000]. Dies würde jedoch nur einen Teil der Temperaturänderung erklären, so dass immer noch eine Änderung von ca. 8 K zu erklären bleibt. Ein weiterer Grund könnte der Einfluss der Sonnenaktivität sein, der nicht nur in Lidar- und OH-Messungen beobachtet wurde [She et al., 2002; Offermann et al., 2004], sondern auch mit Modellen reproduziert werden kann [Matthes et al., 2004]. In Abbildung 3.19

**Tabelle 3.2:** Mittlere Temperatur der einzelnen Jahre (Temp. 1) und der beiden gesamten Messperioden (Temp. 2) zwischen 85 bis 100 K Höhe.

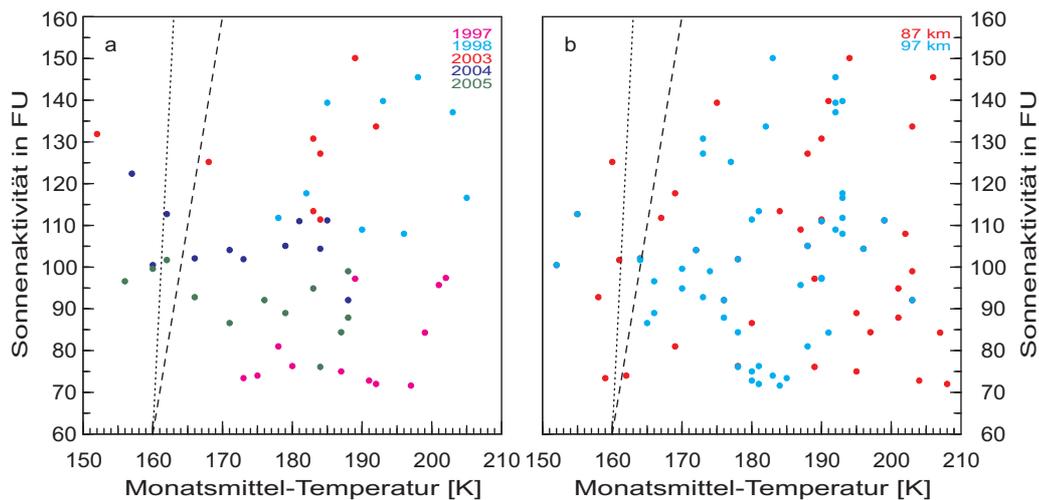
	mobiles Lidar				stationäres Lidar			
Jahre	1996	1997	1998	1999	2002	2003	2004	2005
Temp. 1	—	188 K	191 K	—	—	178 K	174 K	175 K
Temp. 2	188 K				175 K			



**Abbildung 3.19:** Sonnenaktivität, dargestellt durch den  $F_{10,7}$ -Index und Jahresmittel-Temperaturen aus Tab. 3.2

ist die Sonnenaktivität durch den  $F_{10,7}$ -Index dargestellt (Daten: *National Geophysical Data Center*, <http://ngdc.noaa.gov>). Der Sonnenzyklus hat eine Dauer von etwa 11 Jahren und hatte mit Beginn der Messungen in Kühlungsborn 1996 sein Minimum ( $F_{10,7} = 70$  FU). Die höchste Sonnenaktivität war von Mitte 2000 bis Anfang 2002 mit  $F_{10,7} = 220$  FU. In Abbildung 3.19 sind auch die Jahresmittel-Temperaturen aus Tabelle 3.2 eingezeichnet. Ein Zusammenhang ist jedoch nicht erkennbar.

Abbildung 3.20 zeigt die Korrelation der Monatsmittel-Temperaturen des gesamten Höhenbereiches (85–100 km) mit der Sonnenaktivität. *She et al.* [2002] hat in den Lidarmessungen in  $41^\circ$  N ein Temperaturunterschied von 15 K zwischen minimaler und maximaler Sonnenak-



**Abbildung 3.20:** Sonnenaktivität versus mittlere Monatstemperatur in den Jahren 1997, 1998 und 2003–2005. Links für allen Höhen (85–100 km) mit farblicher Kennzeichnung der einzelnen Jahre (a) und rechts für 87 und 97 km Höhe (b). Gestrichelte Linie *She et al.* [2002] (10 K/100 FU) und gepunktete Linie *Offermann et al.* [2004] (3 K/100 FU).

tivität ermittelt, dass wären etwa 10 K pro 100 FU (gestrichelte Line in Abb. 3.20). Die OH-Messungen (ca. 87 km) von *Offermann et al.* [2004] in 51° N zeigen einen Trend von 3 K pro 100 FU und sind als gepunktete Line in Abbildung 3.20 eingezeichnet. Um einen Höheneffekt ausschließen zu können, sind in Abbildung 3.20 b nur die Höhen 87 km und 97 km aufgetragen. Jedoch ergibt sich auch hier keine Korrelation zwischen Sonnenaktivität und Temperatur wie sie bei den OH-Messungen in 87 km beobachtet wurde [*Offermann et al.*, 2004]. In diesem Datensatz ist keine direkte Korrelation mit der Sonnenaktivität zu finden, allerdings sind die Temperatur-Messreihen auch zu kurz um eine endgültige Aussage treffen zu können. Diese interessanten Beobachtungen können also nicht abschließend ausgewertet werden. Um die Messungen richtig interpretieren zu können, ist es notwendig, sie für mindestens einen Sonnenzyklus weiterzuführen.

### 3.3.3 Zwei-Niveau-Mesopause

Neben der absoluten Temperatur ist auch die vertikale Temperaturstruktur und die Änderung der Mesopause mit der Jahreszeit von großem Interesse. Dabei sollte immer die Temperaturstruktur im klimatologischen Mittel betrachtet werden. Der saisonale Temperaturverlauf wurde bereits für die Klimatologien von Spitzbergen und Kühlungsborn beschrieben. Einen Überblick über die Mesopausenhöhe der beiden Klimatologien ist in Abbildung 3.21 gegeben. Es wurden alle mittleren Temperaturprofile im Histogramm aufgetragen die länger als 2 Stunden sind und eine eindeutig Mesopause zeigen. Die Histogramme zeigen für Spitzbergen und Kühlungsborn jeweils zwei Maxima, die reguläre (hohe) Mesopause und die niedrige Sommermesopause. In Spitzbergen ist durch die geringe Messzeit während des Winters (Februar bis März 2002) das Maximum bei 100 km weniger stark ausgeprägt. Abbildung 3.10 zeigt die thermischen Struktur über Spitzbergen im saisonalen Mittel. Dabei bestätigen sich die Mesopausenhöhen aus Abbildung 3.21 a und es ist zu erkennen, dass aufgrund der isothermen Temperaturstruktur die Mesopause in der Übergangszeit nicht bestimmt werden kann. Die reguläre Mesopause befindet sich für beide Standorte bei ca. 100 km, was in guter Übereinstimmung mit anderen Wintermessungen unterschiedlicher Breitengrade ist (41°N, 18°N, 90°S) [*She et al.*, 2000; *Friedman*, 2003; *Pan et al.*, 2003]. Diese Auswertung berücksichtigt nur Messungen die länger als zwei Stunden sind. Dennoch ist es möglich, dass die mittleren Temperaturprofile durch Schwerewellen beeinflusst sind. Um dies auszuschließen wird im Folgenden der Fit der Temperaturvariationen in verschiedenen Höhen betrachtet, im linken Teil von Abbildung 3.22 für Spitzbergen und

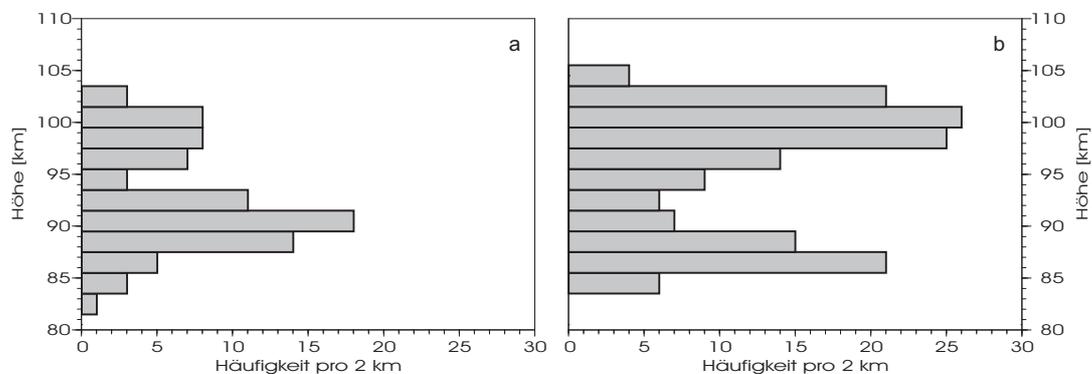
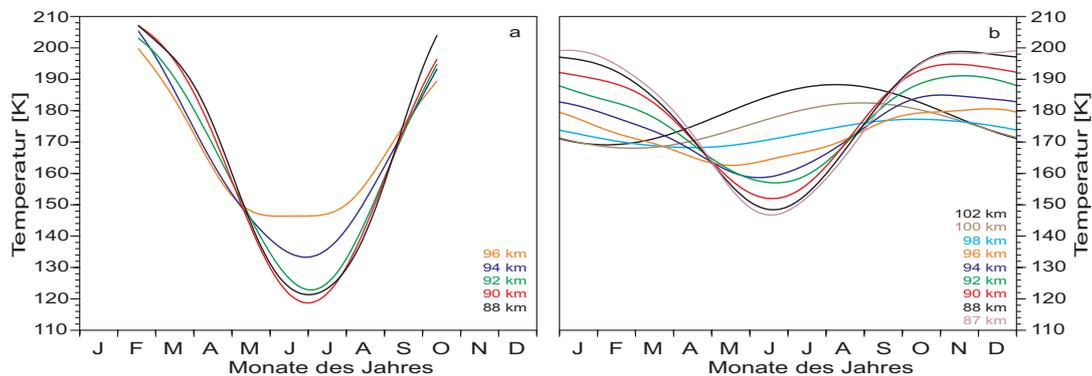


Abbildung 3.21: Mesopausenhöhe für a: Spitzbergen (78°N) und b: Kühlungsborn (54°N)



**Abbildung 3.22:** Temperaturverlauf in verschiedenen Höhen für a: Spitzbergen (78° N) und b: Kühlungsborn (54° N)

im rechten für Kühlungsborn. In Spitzbergen kann die Wintermesopause mangels Messungen nicht eindeutig bestimmt werden. Die obere Grenze des Fits ist durch die Messzeit im betrachteten Höhenbereich gegeben und liegt bei 96 km (siehe Abb. 3.16 a). Wie bereits festgestellt, ist der Temperaturverlauf in den Monaten März bis Anfang Mai und von Ende August bis Oktober nahezu gleich. In Kühlungsborn ist dies nicht so stark ausgeprägt (Abb. 3.22 b). Der Wechsel von Winter- zu Sommermesopause geschieht in kürzerer Zeit und die Profile zeigen in dieser Zeit einen „Knoten“. Die Variation der Mesopausen-Temperatur zwischen Winter- und Sommer ist in Kühlungsborn geringer.

Besonders interessant ist die niedrige Sommermesopause, sie tritt nur für wenige Monate mit äußerst niedrigen Temperaturen auf. Dies ermöglicht z.B. Phänomene wie PMSE und NLC (siehe Kap. 4). In Spitzbergen (78°N) ist die Sommermesopause mit Temperaturen von 115–120 K zu beobachten und liegt bei ca. 90 km Höhe (siehe Abb. 3.21 a und Abb. 3.22 a). Sie existiert in einem Zeitraum von Ende Mai bis Mitte August, wobei die tiefsten Temperaturen nach dem Solstitium erreicht werden. Während der 2001 durchgeführten ROMA<sup>a</sup>-Kampagne wurde die Sommermesopause von Mitte Juli bis 23. August in einer Höhe von 89 km mit ~ 130 K bestimmt [Lübken und Müllemann, 2003]. Die Diskrepanz von 10 K und 1 km ist auf den Messzeitraum der ROMA-Kampagne und auf die hohe Variabilität der Temperaturen im Sommer 2001 zurückzuführen (siehe Abschnitt 3.3.4). Verschiedene Raketenmessungen bei einer Breite von 69°N zeigen die Mesopause von Ende April bis Mitte September bei 88 km mit 129 K [von Zahn und Meyer, 1989; Lübken, 1999]. Die Sommermesopause in Kühlungsborn (54°N) ist mit 147 K wesentlich wärmer und mit 87 km auch tiefer als in 69°N und 78°N (siehe Abb. 3.21 b und Abb. 3.22 b). Messungen südlicherer Standorte zeigen die Mesopause bei noch höheren Temperaturen und niedrigeren Höhen. In äquatorialen Breiten (18°N) ist die Mesopause jedoch wieder bei 100 km zu finden [Friedman, 2003]. Die in She und von Zahn [1998] diskutierte niedrige Sommermesopause zeigt keine Variation vom polarem Sommerpol zum Äquator, prognostizierte allerdings die Mesopause in äquatorialen Breiten bei einer Höhe von 100 km. Eine Zusammenfassung enthält Tabelle 3.3. Sie zeigt eindeutig, dass die Sommermesopausenhöhe von 90 km in polaren Breiten (78°N) zu 86 km in niedrigen Breiten (28°N) abnimmt. Dabei findet der räumliche Übergang von der regulären zur niedrigen Mesopause sehr abrupt statt. So wechselte während der Polarsternfahrt von 71°S in Richtung 54°N die reguläre Mesopause bei 24°N von einer Nacht auf die andere in den niedrigen Sommerzustand

<sup>a</sup>ROMA: *Rocket-borne Observations in the Middle Atmosphere*

**Tabelle 3.3:** Sommermesopause bei verschiedenen nördlichen Messstationen

Breitengrad	$z$ [km]	$T$ [K]	Zeitraum	Tag/Nacht	Referenz
78° N	90	120	3 Mo.	●/●	in dieser Arbeit
78° N	89	130	1 Mo.*	●/●	<i>Lübken und Müllemann</i> [2003]
69° N	88	129	4 Mo.	●/●	<i>Lübken</i> [1999]
54° N	87	147	4 Mo.	●/●	in dieser Arbeit
54° N	87	162	4 Mo.	-/●	<i>Fricke-Begemann</i> [2004]
41° N	87	173	2 Mo.	●/●	<i>Chen et al.</i> [2000]
41° N	86	178	3 Mo.	-/●	<i>She et al.</i> [2000]
40° N	87,5	187	2 Mo.	●/●	<i>States und Gardner</i> [2000]
28° N	86	183	1 Mo.	-/●	<i>Fricke-Begemann et al.</i> [2002b]
18° N	100	176	—	-/●	<i>Friedman</i> [2003]

\* begrenzte Messzeit am Ende des Sommers (siehe 3.3.4)

[von Zahn und Höffner, 1996]. Das war jedoch nur aufgrund der geographischen Veränderung des Messortes. Eine zeitlicher Übergang von Winter- zu Sommermesopause innerhalb einer Woche wird aus 40°N berichtet [*States und Gardner*, 2000].

Das weltweite Zwei-Niveau-Verhalten der Mesopause wird in engen Zusammenhang mit der Doppelstruktur des Temperaturprofils gebracht, wie es in mittleren und niedrigen Breiten beobachtet wird. In der Literatur wird dies auf Gezeiten-Variationen, Brechen von Schwerewellen und chemisches Heizen zurückgeführt [z.B. *Berger und von Zahn*, 1999]. Die Doppelstruktur ist bei der Klimatologie für Kühlungsborn (Abb. 3.15) aufgrund der Glättung nicht zu erkennen, wird aber deutlicher wenn einzelne Temperaturprofile betrachtet werden. Nur während der Übergangszeit im Frühjahr und Herbst werden Temperaturprofile mit einer schwachen Doppelstruktur beobachtet. In 41°N berichten *Yu und She* [1995] und *She et al.* [2000] auch nur während der Frühjahrs- und Herbstzeit von solch einer Doppelstruktur. Jedoch zeigen die Temperaturprofil über Spitzbergen keine Doppelstruktur und sind nahezu isotherm ((siehe Abb. 3.10 b/d). Wohingegen in 28°N fast über die gesamte Messzeit eine Doppelstruktur beobachtet wurde [*Fricke-Begemann et al.*, 2002b]. Durch dieses Phänomen wird verständlich, weshalb die Mesopause nur sehr selten in Höhen um 95 km zu beobachten ist.

Wie in der Einleitung (Kap. 1) erwähnt wurde, sind die grundlegenden Mechanismen für die Zwei-Niveau-Mesopause in dynamischen und chemischen Prozessen zu finden [z.B. *Fritts und Alexander*, 2003; *Holton und Alexander*, 2000]. So ist die Temperatur der Mesopause unter anderem durch adiabatische Prozesse und die Kombination von IR-Kühlen und chemischem Heizen in Höhen zwischen 90 und 95 km bedingt. Chemische Reaktionen von O, H, und O<sub>3</sub> sind dabei für typische Heizraten von 4 K am Tag und 12 K in der Nacht verantwortlich [z.B. *Berger und von Zahn*, 1999]. Dies geschieht vor allem in Höhen um 93 km in den die Ozonkonzentration ein zweites Maximum hat. Ein großer Beitrag zur Abkühlung entsteht durch IR-Strahlung des CO<sub>2</sub>-Vibrationsübergangs bei 15 µm. Weil die Tage im Sommer sehr lang sind, dominieren also eine geringe Heizrate und eine starke IR-Kühlung. Jedoch entstehen die niedrige Temperaturen der Sommermesopause nur durch zusätzliche dynamische Prozesse. So werden im Sommer die westwärts laufenden Schwerewellen durch den starken Ostwind der oberen Stratosphäre und unteren Mesosphäre an kritischen Niveaus gefiltert. Die ostwärts laufenden Wellen können sich ungehindert bis in die Mesosphäre ausbreiten und brechen dort an statischen und dynamischen Instabilitäten. Dies sorgt für einen Impulseintrag, der eine Verringerung und Umkehr des Ostwinds in der Mesopausenregion bewirkt. Die Veränderung des Zo-

nalwinds führt aufgrund der Corioliskraft zu einer äquatorgerichteten Windkomponente. Durch ageostrophische Winde ergibt sich dann die meridionale Zirkulation vom Sommer- zum Winterpol. Durch diesen dynamischen Prozess erfährt die Mesosphäre der Sommerhemisphäre eine adiabatische Abkühlung und die Winterhemisphäre einer adiabatischen Aufheizung. Deshalb zeigen die hier vorgestellten Temperaturen der Sommermesopause eine große Abweichung zur Strahlungsgleichgewichtstemperatur.

### 3.3.4 Diskussion

#### Temperaturbeobachtungen

Zur Untersuchung der thermischen Struktur der Mesopausen-Region wurden in den letzten Jahrzehnten verschiedene Experimente durchgeführt. Neben OH-Spektrometern [z. B. *Offermann und Graef*, 1992] und Meteor-Radars [z. B. *Hocking*, 1999], die aber nur einzelne Höhenbereiche in der Mesosphäre abdecken, kamen überwiegend Raketenexperimente zum Einsatz [z. B. *von Zahn*, 1990; *Lübken*, 1999; *Lübken und Müllemann*, 2003]. Die am häufigsten genutzte Messmethode ist die sogenannte „fallende Kugel“ [*Schmidlin*, 1991]. Allerdings ist es damit nicht möglich, oberhalb von  $\sim 90$  km Temperaturen mit einem angemessenen Fehler zu bestimmen. Daher konnte mit dieser Messmethode die Mesopause auch nur beobachtet werden, wenn sie unter  $\sim 90$  km lag. Dies führte lange Zeit zur Annahme, die Mesopause sei bei knapp unter 90 km zu finden [*USSA*, 1976]. Mit den TOTAL<sup>b</sup> und CONE<sup>c</sup> Detektoren ist es möglich auch oberhalb von 90 km, bis in 120 km Höhe Luftdichten zu messen und daraus Temperaturen abzuleiten [*Hillert et al.*, 1994; *Giebler et al.*, 1993]. Diese Raketenexperimente wurden aber zu selten durchgeführt um ein globales Bild wiederzugeben. Zudem stellen alle Raketenexperimente immer nur eine Momentaufnahme der Atmosphäre dar und sind nur von wenigen Orten der Erde aus durchführbar.

Erst mit Metall-Lidarmessungen war es möglich, einen Höhenbereich zwischen 80 und 110 km fortlaufend zu untersuchen. Allerdings waren diese Messungen bis vor kurzen nur während der Dunkelheit durchführbar. Temperaturmessungen mit einem Natriumlidar bei 69°N zeigten während der Wintermonate erstmals die Mesopause bei 100 km [*von Zahn und Neuber*, 1987]. Weitere Natrium-Lidarmessungen wurden bei 41°N unternommen [*She et al.*, 1995a]. Mit den Kalium-Lidarmessungen wurden während der Polarsternfahrt von 71°S nach 45°N und den Messungen von 1996–1999 in Kühlungsborn (54° N) ein weiter Bereich der thermischen Struktur der Mesopausen-Region untersucht [z.B. *von Zahn et al.*, 1996; *She und von Zahn*, 1998; *Fricke-Begemann*, 2004; *Fricke-Begemann et al.*, 2002b].

All diese Lidar-Messungen wurden jedoch ausschließlich bei Nacht durchgeführt. Lidarmessungen unter Tageslichtbedingungen wurden bisher nur bei Breiten von 40° N, 41° N und 28° N unternommen [*States und Gardner*, 2000; *Chen et al.*, 2000; *She et al.*, 2003; *Fricke-Begemann et al.*, 2002b]. Erst mit den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde in Kühlungsborn und über Spitzbergen (78° N) die thermische Struktur bei Tag und Nacht untersucht.

Neben den Messungen mit dem Kalium-Resonanzlidar wurden über Spitzbergen auch Temperaturbeobachtungen mit anderen Instrumenten durchgeführt. So wurden z.B. die Temperaturmessungen eines Meteor-Radars durch OH-Spektrometer- und Kaliumlidarmessungen in einer Höhe von 90 km validiert [*Hall et al.*, 2004]. Während der ROMA-Kampagne erfolgte in einem

---

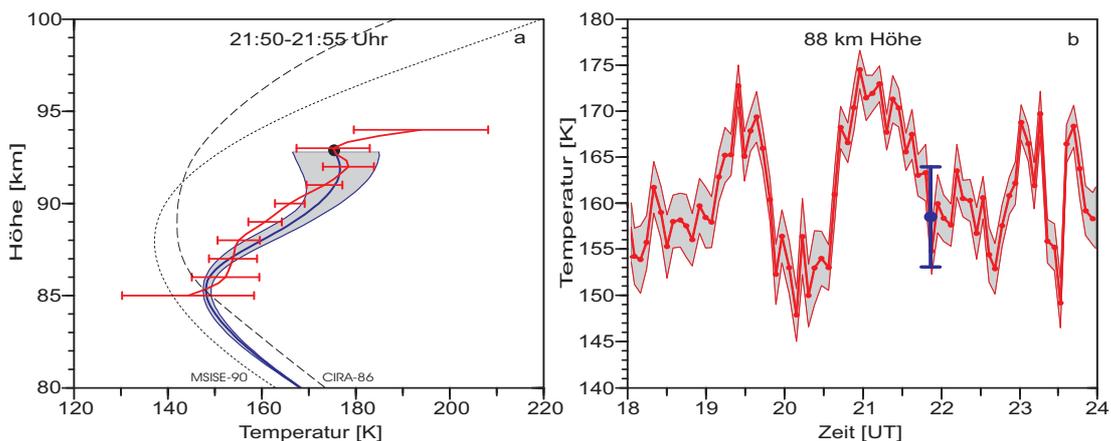
<sup>b</sup>TOTAL: *TOTAL* number density measurements

<sup>c</sup>CONE: *Combined Neutral and Electron sensor*

Zeitraum von Mitte Juli bis Mitte September 2001 der Start von 24 meteorologischen Raketen. Dabei wurde aus den Trajektorien von „fallenden Kugeln“ der Temperaturverlauf von 55 bis ca. 92 km ermittelt [Lübken und Müllemann, 2003]. Im Folgenden wird auf diese Daten näher eingegangen.

### Raketengetragene Temperaturmessungen in Spitzbergen

Die ROMA-Kampagne wurde parallel zu den Messungen des Kalium-Resonanzlidars im Jahre 2001 durchgeführt. Um Temperaturprofile aus den Raketenmessungen (Methode, fallende Kugel) ableiten zu können, ist ein Startwert  $T_0$  nötig. Hierfür wurden die zeitaufgelösten Temperaturdaten (siehe Abbildung 3.8 links) des Kalium-Resonanzlidars für den jeweiligen Zeitpunkt der Raketenmessung verwendet. Die Genauigkeit der Temperaturprofile ist gegenüber Messungen, bei denen  $T_0$  aus einer Referenzatmosphäre entnommen wird, im oberen Bereich wesentlich besser [Lübken und Müllemann, 2003]. So kann z.B. in 93 km  $T_0$  aus einer Referenzatmosphäre um mehr als 20 K von der tatsächlichen Temperatur abweichen (siehe Abb. 3.23 und Abb. 3.25). Von 24 Raketenflügen sind 5 gleichzeitig und zwei einige Stunden vor der Lidarmessung durchgeführt worden. An dem Beispiel der simultanen Raketen- und Lidarmessungen in Abbildung 3.23 (a) ist zu erkennen wie gut die Messungen übereinstimmen [Höffner *et al.*, 2006]. Das blaue Profil zeigt die Temperatur aus der Raketenmessung und das rote Profil zeigt die Lidarmessung. Das Lidarprofil ist mit einer zeitlichen Auflösung von 5 Minuten berechnet, woraus dann der Startwert entnommen wurde. Der Startwert für die Berechnung des Temperaturprofils aus der Raketenmessungen ist als schwarzer Punkt eingezeichnet und wurde um  $T_0 \pm 10$  K variiert. So lässt sich der Einfluss des Startwertes auf das Temperaturprofil der Raketenmessung darstellen, hier als grauer Bereich eingezeichnet. Ab etwa 3 km unterhalb der Starthöhe hat der Startwert nur noch einen geringen Einfluss ( $\pm 5$  K) auf die Temperaturberechnung aus den Raketendaten. Die beiden Temperaturmessungen sind also voneinander unabhängig. Aufgrund der Flugbahn der Rakete sind die beiden Messregionen ca. 60 km von-

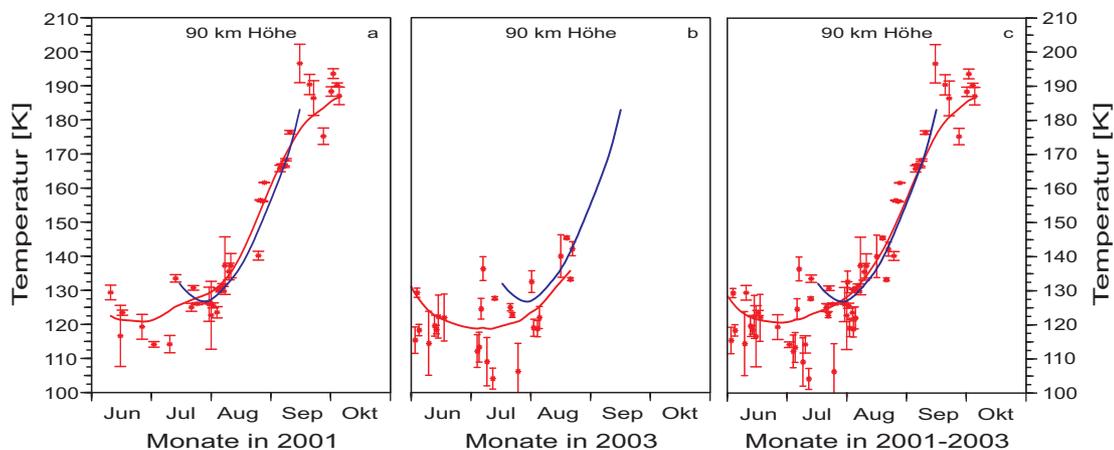


**Abbildung 3.23:** Gleichzeitig Temperaturmessung mit dem Lidar (rot) und der Rakete (blau) am 28.07.2001. Links: in der Zeit von 21:50-21:55 Uhr. Der graue Bereich zeigt die Ergebnisse aus der Variation des Startwertes (schwarzer Punkt) um  $\pm 10$  K. Rechts: Temperaturvariation gemessen mit dem Lidar in 88 km von 18:00-24:00 Uhr. Die Temperatur des Raketenflugs ist als blauer Strich eingezeichnet. Entnommen aus Höffner *et al.* [2006]

einander entfernt, dennoch stimmen die Temperaturprofile sehr gut überein.

Abbildung 3.23 (b) zeigt wie stark die Temperaturvariationen in der Mesopausen-Region sein können. Es ist ein Teil des Zeitverlaufs der Temperaturmessung mit dem Kalium-Resonanzlidar und der Zeitpunkt der Raketenmessung (blauer Strich) in 88 km Höhe dargestellt. Bevor die Raketenmessung statt fand, hat sich die Temperatur innerhalb von einer Stunde um  $\sim 15$  K verringert. Daran wird deutlich, dass die Atmosphäre hoch variabel ist und eine zeitlich hochaufgelöste Messung des Startwertes für eine korrekte Temperaturberechnung aus fallende Kugel-Daten wichtig ist.

Bei den ROMA-Messungen wurde die Mesopause in einer Höhe von  $\sim 89$  km und mit Temperaturen von 130 K Mitte Juli bzw. 126–128 K im August bestimmt. Abbildung 3.24 (a) zeigt in 90 km den mittleren Temperaturverlauf aus den Lidarmessungen und den Raketenmessungen im Jahr 2001 [Lübken und Müllemann, 2003]. Der mittlere Temperaturverlauf der Raketenmessungen (blau) stimmt außer im Juli sehr gut mit den Lidarmessungen (rot) überein. Die erste Temperaturmessung am 28. Juli weicht stark vom mittleren Temperaturverlauf ab, dennoch stimmt sie durch die hohe Variabilität der Temperaturen als Einzelmessung mit der Lidarmessung überein (siehe Abb 3.23). Die Mesopause ist im Juni bei ca. 120 K zu finden und hat im Juli 2001 einen ungewöhnlich Temperaturverlauf. Dieses Verhalten ist in den Messdaten von 2003 nicht zu finden, wie Abbildung 3.24 (b) zeigt. Das Mittel der beiden Jahre (2001, 2003) ist in Abbildung 3.24 (c) dargestellt. Die unterschiedlichen Mesopausentemperaturen und -höhen zwischen den Lidar- und Raketenmessungen (siehe Tabelle 3.3) lassen sich also durch den eingeschränkten Messzeitraum der Raketenkampagne und durch die natürliche Variabilität der Temperaturen erklären.



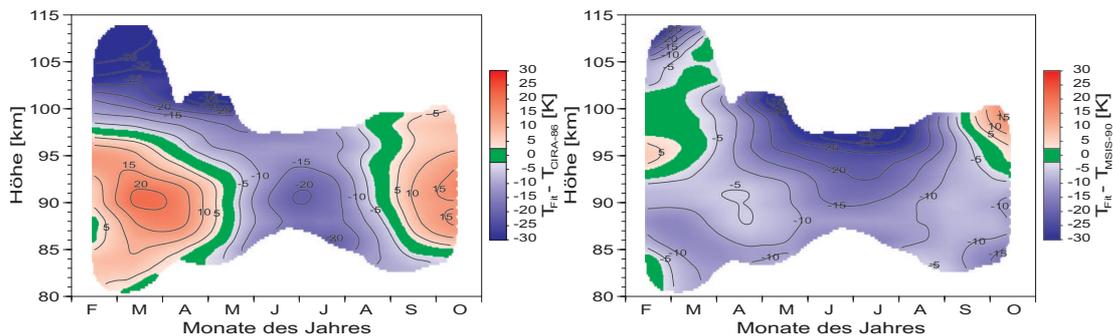
**Abbildung 3.24:** Temperaturverlauf der Lidarmessung (rot) in 90 km für das Jahr 2001 (a), 2003 (b) und das Mittel von 2001 und 2003 (c), sowie der Temperaturverlauf der Raketenmessung (blau) im Jahr 2001.

### Atmosphärenmodelle

Es gibt nur wenige empirische Atmosphärenmodelle, die in der Lage sind die thermische Struktur der Mesopausen-Region und deren Zwei-Niveau-Verhalten richtig zu beschreiben. Die CIRA-86 (*COSPAR International Reference Atmosphere*) beinhaltet einen großen Satz von zonal gemittelten Daten [Fleming et al., 1990]. Sie zeigt die Mesopause über Kühlungsborn

und Spitzbergen nicht in der richtigen Höhe und kann auch nicht die niedrigen Sommertemperaturen reproduzieren. Wie in Abbildung 3.25 links für Spitzbergen gezeigt wird, sind die Abweichungen teilweise größer als  $\pm 20$  K und der saisonale Temperaturverlauf stimmt nicht mit unseren Messungen überein.

Die MSIS-Referenzatmosphäre (*Mass Spectrometer Incoherent Scatter Radar*) ist ein empirisches Modell, das die Modelldaten mit analytischen Funktionen an einen großen Satz realer Daten fittet. Die aktuelle NRL-MSISE-00 von *Picone et al.* [2002] beinhaltet gegenüber der MSISE-90 [*Hedin, 1991*] keine neuen Daten für die Mesopausen-Region, hat jedoch eine andere Modell-Parametrisierung. Über Spitzbergen ähneln sich die beiden Modelle sehr und zeigen die Sommermesopause bei  $\sim 87$  km mit  $\sim 135$  K. Abbildung 3.25 rechts zeigt die Abweichung zwischen unseren Messungen und der MSISE-90. Für die Sommermesopause beträgt die Höhenabweichung 3 km und die Temperaturabweichung 15 K. Der saisonale Temperaturverlauf stimmt besser überein, so dass die gemessenen Temperaturen überall niedriger als die der MSISE-90 sind (siehe Abb. 3.25). In Kühlungsborn zeigt die MSISE-90 in den Sommermonaten und die NRL-MSISE-00 in den Wintermonaten die bessere Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Die NRL-MSISE-00 reproduziert die reguläre Mesopausenhöhe für Kühlungsborn in  $\sim 99$  km, was etwa einen Kilometer zu niedrig ist. Die Sommermesopause der MSISE-90 ist bei  $\sim 88$  km etwa einen Kilometer zu hoch und in der Phase um ca. drei Wochen verschoben. Die niedrigen Temperaturen während der Sommermonate werden jedoch mit  $\sim 150$  K gut vom Modell reproduziert.

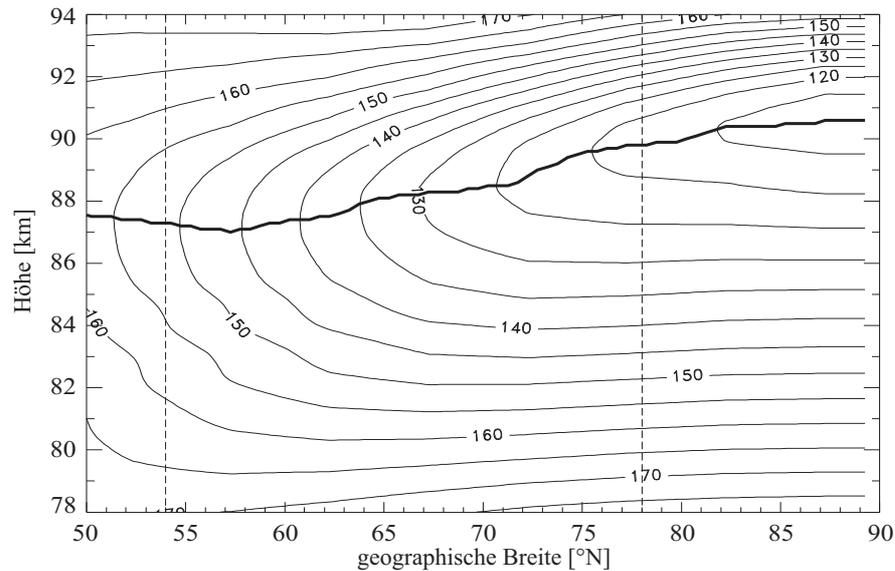


**Abbildung 3.25:** Temperaturabweichung zwischen den gefitteten Temperaturen über Spitzbergen und Referenzdatensätzen (links: Fit minus CIRA-86 und rechts: Fit minus MSISE-90). Die grünen Bereiche kennzeichnen eine Abweichung von nicht mehr als  $\pm 2,5$  K.

Globale Zirkulationsmodelle wie z. B. HAMMONIA<sup>d</sup> oder WACCM<sup>e</sup> berechnen neben chemischen und dynamischen Prozessen auch die Temperaturstruktur [*Schmidt et al., 2006; Garcia et al., 2007*]. Das von *Berger und von Zahn* [1999] entwickelte COMMA-IAP (*Cologne Model of Middle Atmosphere at the IAP*) ist ein 3-dimensionales Zirkulationsmodell, das die globale Temperaturstruktur in einer Höhe von 0 bis 150 km berechnet. In diesem Modell wird das Zwei-Niveau-Verhalten der Mesopause nachvollzogen und ist in Übereinstimmung mit den hier dargestellten Messungen. Eine für die polaren Breiten verbesserte Version dieses Modells ist in *von Zahn und Berger* [2003] beschrieben. Abbildung 3.26 zeigt die Temperaturen und Höhen der Sommermesopause des Modells von 50°N bis 90°N. Für die Breiten 54°N und 78°N ist die modellierte Temperatur und Höhe der Sommermesopause in sehr guter Überein-

<sup>d</sup>HAMMONIA: *Hamburg Model of the Neutral and Ionized Atmosphere*

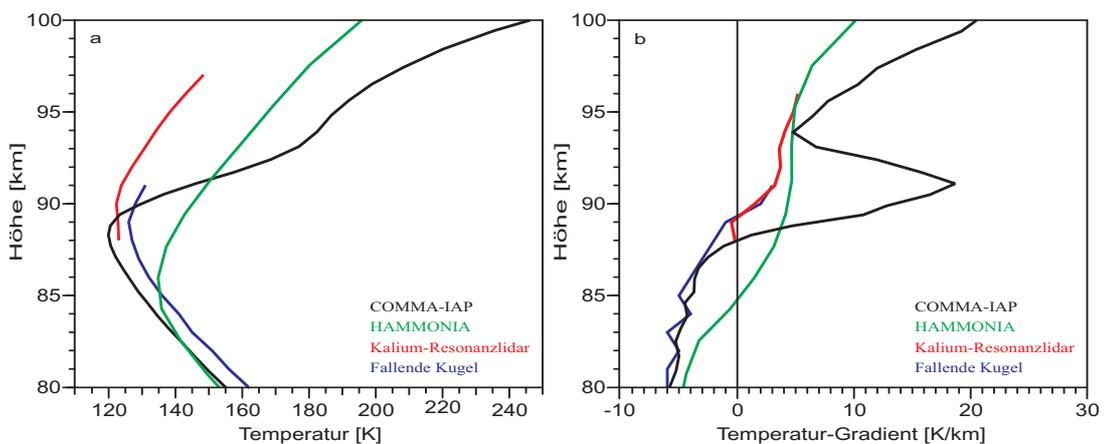
<sup>e</sup>WACCM: *Whole Atmosphere Community Climate Model*



**Abbildung 3.26:** Temperatur und Höhe der Sommermesopause aus COMMA-IAP für Sommer-Solstitium (21. Juni), entnommen aus von Zahn und Berger [2003]. Die gestrichelten Linien zeigen die jeweiligen Stationen.

stimmung mit den in dieser Arbeit vorgestellten Beobachtungen.

Oberhalb der Sommermesopause zeigt das Modell allerdings einen steileren Temperaturanstieg als die Messungen. Abbildung 3.27 zeigt den Vergleich von modellierten und gemessenen Temperaturen in 78° N. Das Temperaturminimum des Temperaturprofils der Raketenmessung (23.7.2001) und der Kaliumlidarmessung (15.6.2001) unterscheiden sich kaum (kleiner 10 K). Die Höhe des Temperaturminimums und der Temperaturanstieg oberhalb sind jedoch gleich (siehe Abb. 3.27 a). Das Profil des COMMA-IAP (21. Juni) zeigt dagegen einen wesentlich steileren Temperaturanstieg. Ein Vergleich des Temperatur-Gradienten ist in Abbildung 3.27 b



**Abbildung 3.27:** Vergleich des Temperaturprofils (a) und des Temperatur-Gradienten (b) der Kaliumlidarmessung am 15.6.2001 (rot), der Raketenmessung am 23.7.2001 (blau) und den Modellberechnungen am 21.6. von COMMA-IAP (schwarz) und HAMMONIA (grün).

dargestellt. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Temperatur-Gradienten der beiden Messungen gleich sind. Dagegen weicht der Temperatur-Gradient des COMMA-IAP-Modells von ca. 87 bis 94 km stark von den Messungen ab. Die größte Abweichung mit 18 K pro Kilometer ist in ca. 91 km zu beobachten. Als Vergleich ist auch das Temperaturprofil des HAMMONIA-Modells für den 21. Juni in Abbildung 3.27 eingezeichnet. Es zeigt sich, dass weder die Temperatur noch die Höhe des Temperaturminimums mit den Messungen oder dem COMMA-IAP übereinstimmen (Abb. 3.27 a). Die Höhe des Temperaturminimums und der Höhenverlauf des Temperatur-Gradienten wäre mit den Messungen in Übereinstimmung, wenn das Profil um ca. 3 km noch oben verschoben würde (Abb. 3.27 b). Dieser Höhenunterschied ist genau ein Gitterpunkt im HAMMONIA-Modell [Schmidt *et al.*, 2006]. Da das HAMMONIA-Modell auf Druckkoordinaten beruht, ist hier ein Grund für die Höhenabweichung zu den Messungen zu suchen.

### Satelliten-Beobachtungen

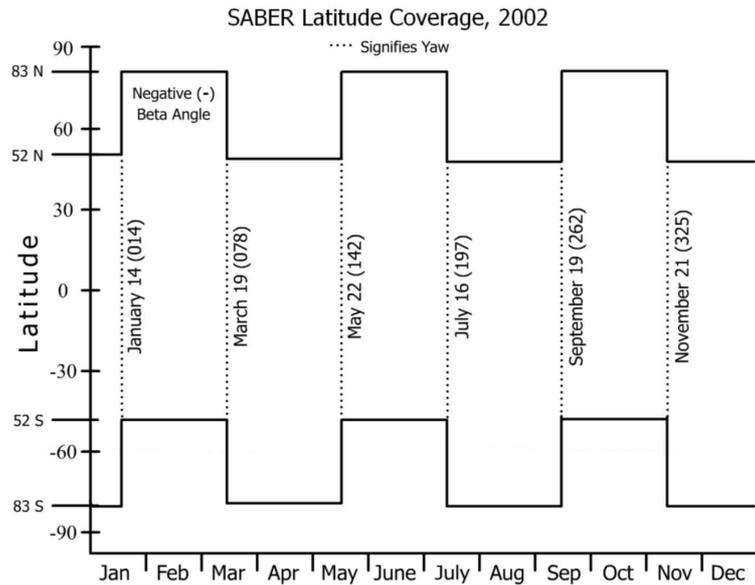
Eine weitere Technik zur Untersuchung der Erdatmosphäre sind satellitengetragene Instrumente. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Messmethoden, die eine punktförmige Messung darstellen, werden mit Satellitenmessungen globale Zustände ermittelt. Aufgrund der Umlaufbahn des Satelliten ist es nicht möglich in kurzen Zeitabständen am selben Ort Messungen durchzuführen. Ein Vergleich der durch Lidar- und Satellitenmessungen gewonnenen Temperaturdaten ist daher nur sinnvoll, wenn eine gute zeitliche und räumliche Nähe zwischen den Messungen besteht. Anderenfalls ist der Temperaturunterschied durch die natürliche Variabilität der Atmosphäre zu groß. Die Umlaufbahn des Satelliten gibt auch den Messbereich vor. Die meisten Satellitenbeobachtungen finden zwischen äquatorialen und niedrigen polaren Breiten statt. So wurden in diesen Breiten z. B. Temperaturmessungen mit dem HRDI<sup>f</sup>-Instrument auf UARS<sup>g</sup> [z. B. Ortland *et al.*, 1998; Thulasiraman und Nee, 2002] und dem CRISTA<sup>h</sup>-Satellitenexperiment durchgeführt [z. B. Gusev *et al.*, 2001; Oberheide und Gusev, 2002]. Bei einem Vergleich in 69° N hat sich gezeigt, dass die HRDI-Temperaturen ca. 10 K höher und die CRISTA-Temperaturen um bis zu 10 K niedriger als Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln sind [Müllemann, 2004].

Die TIMED (*Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere, Energetics and Dynamics*) Mission der NASA hat das Ziel, auch in sehr hohen polaren Breiten Temperatur mit dem SABER-Instrument (*Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry*) zu bestimmen. Abbildung 3.28 zeigt die Messabdeckung von SABER im Jahr 2002 [*Yearly SABER Report, 2002* (<http://saber.larc.nasa.gov/>)]. Bei Horizontsondierungen (LIMB-Messungen) der Mesosphäre und unteren Thermosphäre wird von SABER die CO<sub>2</sub>-Emission bei einer Wellenlänge von 15 µm gemessen. Mit Hilfe eines non-LTE (nicht lokalem thermodynamischem Gleichgewicht) Modells wird daraus die Temperatur mit einer Höhenauflösung von 2 km abgeleitet [Mertens *et al.*, 2001]. Während der gesamten Messzeit auf Spitzbergen hat nur am 4. März 2002 eine zeitgleiche Satellitenbeobachtung in der näheren Umgebung zum Kalium-Resonanzlidar stattgefunden (Entfernung ca. 57 km). Das Temperaturprofil vom Kalium-Resonanzlidar (rot) und vom SABER-Instrument (blau) werden in Abbildung 3.29 miteinander verglichen. Trotz der Entfernung stimmen diese zur Winterzeit gemessenen Temperaturprofile gut überein. Jedoch ist bekannt, dass die SABER-Temperaturen zur Sommerzeit nicht die niedri-

<sup>f</sup>HRDI: *High Resolution Doppler Imager*

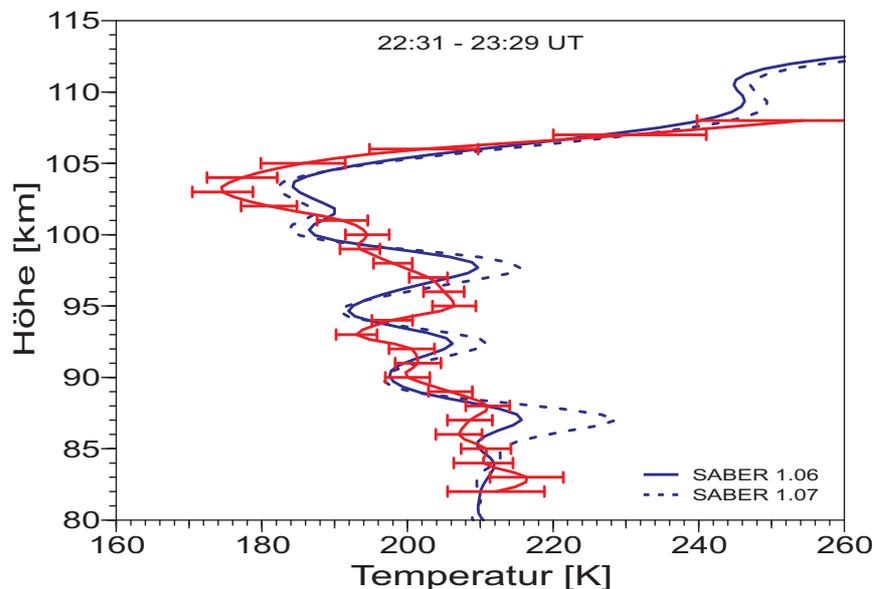
<sup>g</sup>UARS: *Upper Atmosphere Research Satellite*

<sup>h</sup>CRISTA: *Cryogene Infrarot Spektrometer und Teleskope für die Atmosphäre*



**Abbildung 3.28:** Messabdeckung vom SABER-Instrument auf TIMED, entnommen aus *Yearly SABER Report* [2002]

ge Mesopausentemperatur und Höhe wiedergeben [Xu et al., 2006; Kutepov et al., 2006]. In näherer Zukunft werden neuere Temperaturdaten (Version 1.07) zur Verfügung stehen, bei denen der Vibrations-Vibrations-Austausch für die  $v_2$ -Quanten der  $\text{CO}_2$ -Isotope berücksichtigt ist. Als Vergleich ist die Datenversion 1.07 auch in Abbildung 3.29 eingezeichnet [Feofilov, private Mitteilung]. Bei  $69^\circ$  N zeigen die neuen Temperaturdaten im Sommer eine wesentliche



**Abbildung 3.29:** Gleichzeitige Temperaturmessung vom Kalium-Resonanzlidar (rot) und dem SABER-Instrument (blau) am 4.3.2002 mit einem horizontalen Abstand von ca. 57 km. Die Kaliumlidardaten sind über 1 km und 1 Stunde integriert, die SABER-Daten wurden um 23:29 mit einer Höhenauflösung von 2 km aufgenommen.

Verbesserung im Vergleich zu den alten [Kutepov *et al.*, 2006]. Leider kann aufgrund der Datenlage kein direkter Temperaturvergleich in der Sommerzeit mit dem Kalium-Resonanzlidar durchgeführt werden. Ein Vergleich der saisonalen Temperatur vom Kalium-Resonanzlidar und vom SABER-Instrument ist erst mit den neuen Temperaturdaten (Version 1.07) sinnvoll, diese sind jedoch noch nicht vollständig verfügbar.

### 3.4 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Feldkampagnen in Spitzbergen (78° N) und Routine-messungen in Kühlungsborn (54° N) durchgeführt. Vor allem in Spitzbergen entstand dadurch erstmals ein geschlossenes Bild der thermischen Struktur und des Dichteverlaufs zwischen Februar und Oktober. Die saisonalen Temperatur- und Dichteverläufe sind mit den präsentierten Datensätzen erstmals nicht nur auf Nachtmessungen beschränkt, sondern enthalten auch einen großen Anteil an Tageslichtmessungen.

Der saisonale Temperaturverlauf in Kühlungsborn wurden mit einem Datensatz verglichen, der in den Jahren 1996 bis 1999 aufgenommen wurde und nur Nachtmessungen enthält. Dabei hat sich ergeben, dass die Mesopausentemperatur in den aktuellen Daten 13 K niedriger ist. Allerdings ist dieser Unterschied nicht allein durch die unterschiedliche Messzeit (Tages-/ Nachtmessungen) zu erklären. Daraufhin wurde der Einfluss des Sonnenzyklus auf die Temperaturdaten untersucht. Eine abschließende Betrachtung ist jedoch aufgrund der kurzen Messzeit (4 Jahre) gegenüber dem 11-jährigen Sonnenzyklus noch nicht möglich.

Die thermische Struktur in Kühlungsborn und Spitzbergen unterscheidet sich im Sommer sehr stark. So ist die Sommermesopause in Kühlungsborn bei  $\sim 147$  K in 87 km Höhe und in Spitzbergen bei  $\sim 120$  K in 90 km Höhe zu finden. Die Höhe der Wintermesopause ist dagegen bei beiden Standorten mit ca. 100 km gleich. Die niedrigsten Temperaturen im Winter wurden in Kühlungsborn bei  $\sim 170$  K und in Spitzbergen bei  $\sim 180$  K beobachtet. In Spitzbergen war es aufgrund der geringen Messzeit im Winter nur bedingt möglich, die Mesopause zu bestimmen. Ein Vergleich von Referenzatmosphären (CIRA-86, MSISE-90) und der saisonalen Temperaturstruktur in Spitzbergen hat gezeigt, dass die Modelldaten um mehr als  $\pm 20$  K von den gemessenen Temperaturen abweichen können.

## Kapitel 4

# Temperaturen und Polare Mesosphärische Sommerechos

Die polare Sommermesosphäre beheimatet viele interessante und noch nicht vollständig verstandene geophysikalische Phänomene, die im wesentlichen durch die extrem niedrigen Temperaturen hervorgerufen werden. Die niedrigen Temperaturen im Sommer (siehe Kap. 3.3) können zur Bildung von Eisteilchen in Höhen zwischen  $\sim 80$  und  $92$  km führen, obwohl der atmosphärische Wasserdampfgehalt nur einige ppmv beträgt [Seele und Hartogh, 1999]. Visuelle Beobachtungen von Leuchtenden Nachtwolken (NLC: *Noctilucent clouds*) reichen bis ins 19. Jahrhundert zurück [z.B. Backhouse, 1885; Leslie, 1885]. Heutzutage können die größeren Eisteilchen (NLC) mit dem Lidar beobachtet werden [z.B. Hansen et al., 1989; Höffner et al., 2003a].

Etwa 100 Jahre später wurde erkannt, dass im Höhenbereich der NLC und auch oberhalb starke Signale in MST-Radarmessungen (Meso-Strato-Troposphären-Radar) auftraten [z.B. Czechowsky et al., 1979; Ecklund und Balsley, 1981]. Diese werden als Polare Mesosphärische Sommerechos (PMSE) bezeichnet [Röttger et al., 1988; Hoppe et al., 1988]. Anhand des derzeitigen theoretischen Verständnisses wird das Auftreten der PMSE in engen Zusammenhang mit den Eisteilchen gebracht [Cho et al., 1992; Rapp und Lübken, 2003]. Die allgemeine Theorie zur PMSE-Bildung stützt sich sowohl auf Modellergebnisse, als auch auf eine Vielzahl von experimentellen Untersuchungen, die im wesentlichen die thermische Struktur innerhalb und unterhalb der PMSE berücksichtigen. Dabei hat sich gezeigt, dass gerade die Temperatur eine entscheidende Größe für die Existenz der PMSE darstellt. Sporadische Vergleiche zwischen PMSE und mesosphärischen Temperaturen wurden mit Hilfe von Raketenmessungen durchgeführt [Lübken et al., 2004c]. Danach kann die PMSE-Unterkante als Indikator für mesosphärische Temperaturen genutzt werden, weil hier die mesosphärische Temperatur immer größer als die Frostpunktemperatur ist und die Eisteilchen schmelzen (PMSE verschwindet). Jedoch sind auch Fälle zu beobachten, bei denen die Frostpunktemperatur unterschritten war und überhaupt keine PMSE beobachtet wurde. An der PMSE-Oberkante ist der Vergleich von Temperatur und PMSE nur bedingt möglich, da die Raketenmessungen oberhalb von  $\sim 90$  km mit einem sehr großen Fehler belastet sind und die PMSE-Oberkante meist höher als  $90$  km ist. Obwohl bis jetzt keine kontinuierlichen Messungen der thermische Struktur an der PMSE-Oberkante und darüber vorgenommen wurden, wird aufgrund des theoretischen Verständnisses auch für diesen Höhenbereich die PMSE als Indikator für mesosphärische Temperaturen verwendet.

In diesem Kapitel wird anhand der vorliegenden Temperaturdaten aus Kapitel 3.3 untersucht, ob an der PMSE-Oberkante tatsächlich ein ähnlicher Zusammenhang zwischen Temperatur und Existenz der PMSE besteht, wie an der PMSE-Unterkante. Dazu wird zunächst das derzeitige theoretische Verständnis der PMSE erläutert. Dann werden erstmals lange Messreihen simultaner Temperatur- und PMSE-Beobachtungen an der PMSE-Oberkante und oberhalb der PMSE in Zusammenhang mit der Wasserdampfverteilung aus dem Modell von von Zahn

und Berger [2003] ausgewertet. Eine Diskussion der Ergebnisse und weiterführende Überlegungen werden am Ende des Kapitels gegeben.

## 4.1 Polare Mesosphärische Sommerechos (PMSE)

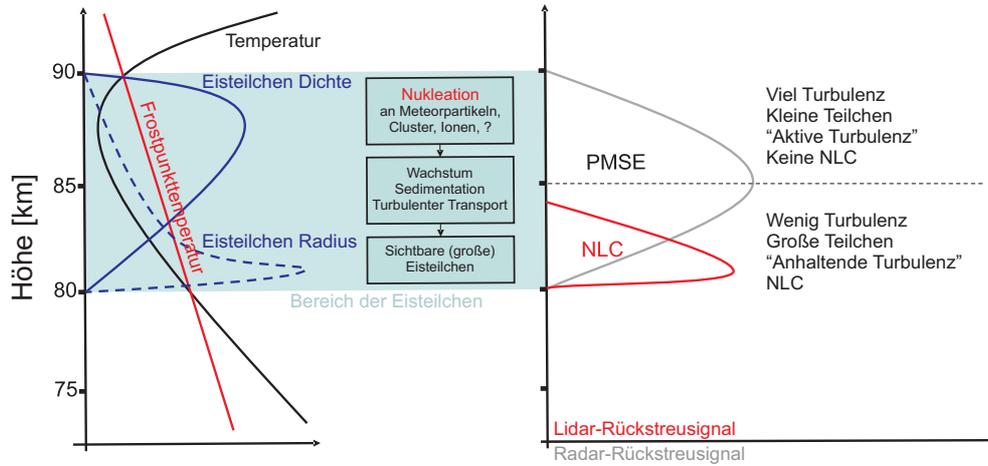
### 4.1.1 PMSE-Theorie

Radarechos entstehen in der Mesosphäre, wenn der Brechungsindex, der direkt proportional zur freien Elektronengasdichte ist, Variationen auf räumlichen Skalen von der halben Radarwellenlänge zeigt (Bragg-Streuung). Um diese Strukturen und damit PMSE erklären zu können, müsste die halbe Radarwellenlänge im inertialen Unterbereich des turbulenten Leistungsdichtespektrums liegen. Denn Variationen auf kleineren Skalen, im viskosen Unterbereich, lösen sich aufgrund der molekularen Diffusion sehr schnell auf. VHF-Radars werden bei typischen Frequenzen von 50 MHz betrieben, weshalb sich die halbe Radarwellenlänge ( $\lambda/2 \approx 3$  m) im viskosen Unterbereich befindet, in dem diese Strukturen jedoch nicht zu erwarten sind [z.B. Lübken *et al.*, 2002]. Seit den ersten Beobachtungen dieser Strukturen mit VHF-Radars ist es folglich von großem wissenschaftlichen Interesse die strukturbildenden Prozesse, die zu PMSE führen, zu erklären, da diese Strukturen unter normalen Umständen nicht existieren dürften.

Es werden zwei Streumechanismen beim Radar unterschieden: die inkohärente Streuung (Thompson-Streuung), die durch Streuung an einzelnen freien Elektronen hervorgerufen wird, und die kohärente Streuung. Im Fall der beobachteten Strukturen (PMSE) handelt es sich um kohärente Streuung, deren dopplerverbreitertes Spektrum wesentlich schmaler ist als im Fall der inkohärenten Streuung [Röttger und LaHoz, 1990]. Das dopplerverbreiterte Spektrum enthält Informationen über die Bewegungsgeschwindigkeit der streuenden Teilchen entlang des Radarstrahls [Hocking, 1989]. Kohärente Streuung entsteht nur wenn die räumliche Verteilung des Brechungsindex (in der Mesopausen-Region die freie Elektronendichte) Strukturen aufweist, deren Abmessungen gleich der Braggwellenlänge ( $\lambda/2$ ) des Radars sind [Tatarskii, 1971].

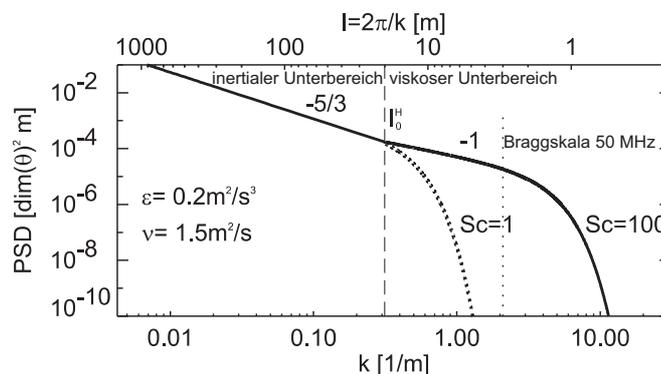
Die Arbeiten von Kelley *et al.* [1987], Cho *et al.* [1992] und Rapp und Lübken [2003] haben wesentliche Grundlagen zur Theorie der PMSE-Bildung geschaffen. Ein umfassendes Bild zu den physikalischen Prozessen wird ausführlich in Rapp und Lübken [2004] erläutert. Im Folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit wiedergegeben.

Abbildung 4.1 links zeigt ein idealisiertes Bild zur Morphologie einer mesosphärischen Eiswolke und der involvierten Entstehungsprozesse, der rechte Teil zeigt schematisch die Höhenverteilung der PMSE und NLC. Die sehr niedrigen Temperaturen in der polaren Sommermesopause ( $\sim 90$  km) führen dazu, dass der vorhandene Wasserdampf an Meteorstaubpartikel kondensiert (heterogene Nukleation, siehe Fletcher [1958]). Meteorstaubpartikel bilden sich aus der Gasphase, nachdem einfallende Meteoriten verdampft sind [Hunten *et al.*, 1980; Megner *et al.*, 2006]. Eispartikel können sich immer dann bilden, wenn der Radius der Kondensationskeime (Meteorstaubpartikel) größer als der sogenannte kritische Radius ist [z.B. Rapp und Thomas, 2006]. Das geschieht in der Regel ab Partikelgrößen um  $r_A \geq 1-2$  nm und es werden Anzahldichten von Eisteilchen um  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Die Frostpunktemperatur gibt an, bei welcher Temperatur die Atmosphäre mit Wasserdampf übersättigt ist und somit Eispartikel existieren können (siehe Abschnitt 4.2). Von der Erde angezogen fallen und wachsen die Eispartikel auf Größen über  $r_A > 30$  nm. Messungen zeigen, dass in Höhen um 80 km die aktuelle Temperatur höher als die Frostpunktemperatur ist und die Eispartikel schmelzen [z.B. Lübken *et al.*, 2002]. Abbildung 4.1 links zeigt die idealisierte Frostpunktemperatur, die ak-



**Abbildung 4.1:** Schematische Zusammenfassung der Morphologie einer Eiswolke und der relevanten Prozesse zu deren Entwicklung. Links: Temperatur, Frostpunktemperatur, Radius und Anzahldichte der Eisteilchen sowie der Höhenbereich in dem sie vorkommen können (aus Rapp und Thomas [2006] entnommen); rechts: Höhenverteilung von PMSE und NLC (aus Rapp und Lübken [2004] entnommen).

tuelle Temperatur und die Eispartikelverteilung. Die Eispartikel befinden sich während dieser Zeit im Plasma der D-Schicht der Ionosphäre und werden von diesem negativ aufgeladen [z.B. Rapp und Lübken, 2001]. Gleichzeitig ist dieser Höhenbereich (80 – 100 km) die Region, in der Schwerwellen brechen und Neutralgasturbulenz erzeugen. Durch das turbulente Geschwindigkeitsfeld werden die Eispartikel transportiert, so dass es zu dreidimensionalen Strukturen in der Elektronengasdichte kommt. Radars können aber nur räumliche Strukturen in der Größenordnung der Braggkala ( $\lambda/2 \leq 3$  m) auflösen. Das bedeutet, dass die beobachteten Strukturen im Elektronengas auf viel kleineren Skalen als im Neutralgas (inertialer Unterbereich) liegen müssen. Das ist nur möglich, weil die Elektronendiffusivität durch die Anwesenheit der geladenen Eispartikel stark reduziert wird [Cho et al., 1992; Rapp und Lübken, 2003]. Aus der Turbulenztheorie und von Messungen ist bekannt, dass Tracer mit einer reduzierten Diffusivität bzw.



**Abbildung 4.2:** Leistungsdichtespektrum (PSD) eines Tracers in einem turbulenten Geschwindigkeitsfeld für eine Höhe von 85 km (Energiedissipationsrate  $\epsilon=0,2 \text{ W kg}^{-1}$  und kinematischer Viskosität  $\nu=1,5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) für eine Schmidtzahl  $Sc=1$  und  $Sc=100$ . Untere und obere Abszisse zeigen Wellenzahlen bzw. dazugehörige Wellenlängen. Entnommen aus Rapp und Lübken [2004].

großen Schmidtzahl  $Sc$  (Verhältnis der kinematischen Viskosität des Neutralgases zur Diffusivität des Tracers,  $\nu/D$ ) Strukturen bei kleineren Skalen bilden können als solche mit normaler Diffusivität, wie im Neutralgas [Batchelor, 1959; Lübken *et al.*, 1998]. Abbildung 4.2 zeigt zur Veranschaulichung zwei Leistungsdichtespektren eines Tracers für  $Sc=1$  und  $Sc=100$ . Im Falle der reduzierten Tracerdiffusivität ( $Sc=100$ ) erstreckt sich das Spektrum zu weitaus kleineren Skalen als im Neutralgas ( $Sc=1$ ), so dass Variationen auch noch auf räumlichen Skalen von der Braggskala beobachtet werden können. Die Lebensdauer dieser Strukturen, die durch die Neutralgasturbulenz im eisbeladenen Plasma gebildet werden, hängt stark vom Radius der geladenen Eispartikel ab. Mit Hilfe eines Diffusionsmodells wurde die Signalabnahme der PMSE nach Ende eines turbulenten Ereignisses für verschiedene Eispartikelradien berechnet [Rapp und Lübken, 2003]. So beträgt die Zeit, in der das PMSE-Signal um z.B. 10 dB abklingt, für Eispartikel mit  $r_A = 5$  nm 2 Minuten und für größere Eispartikel mit  $r_A = 20$  nm 40 Minuten.

#### 4.1.2 PMSE-Messungen

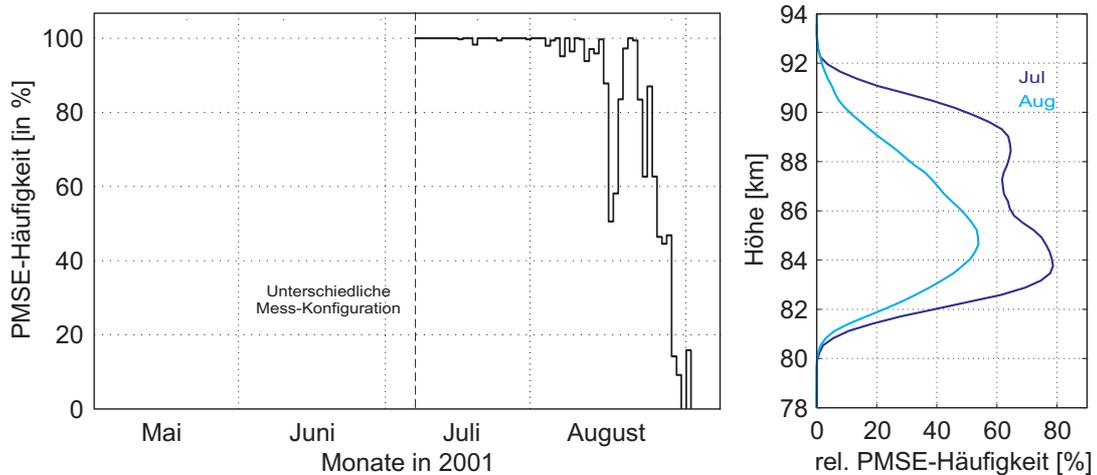
Das Sousy-Svalbard-Radar (SSR) befindet sich in der Nähe des Ortes Longyearbyen auf Spitzbergen (78° N, 16° O) und wurde durch das Max-Planck-Institut für Aeronomie aufgestellt [Czechowsky *et al.*, 1998]. Es ist ein MST VHF-Radar mit einer Frequenz von 53,5 MHz (Braggskala = 2,8 m) und 60 kW Sendeleistung. Das Sende- und Empfangs-Feld besteht aus 356 Yagi-Antennen mit ca. 5000 m<sup>2</sup> Antennenfläche und hat einen senkrecht ausgerichteten Strahl mit 4° Öffnungswinkel (FWHM). Außerdem kann der Antennenstrahl elektronisch um 5° zu vier Himmelsrichtungen (NO, SO, SW und NW) geneigt werden [Röttger *et al.*, 2000]. Die Höhenauflösung beträgt 300 m bei einer Zeitauflösung von  $\sim 6$  Sekunden.

PMSE-Messungen werden seit 1999 regelmäßig durchgeführt. Erste Ergebnisse der saisonalen Höhenverteilung für die Jahre 1999 – 2000 sind in Rüster *et al.* [2001] diskutiert. In diesen Jahren wurden auch Vergleiche von SSR-Messung mit dem EISCAT (*European Incoherent Scatter*) Radar in Spitzbergen durchgeführt, dessen Frequenz 500 MHz ist und das somit eine ca. 10-mal kleinere Braggskala hat (30 cm) [Röttger, 2001]. Die Häufigkeit und Höhenverteilung der PMSE im Juli und August 2001 sind in Lübken *et al.* [2004c] beschrieben.

Für den Vergleich von Temperaturen an der PMSE-Oberkante in Kapitel 4.2 werden Radar-Daten aus den Jahren 2001 und 2003 verwendet, die von Zecha (private Mitteilung) ausgewertet wurden. Im Folgenden werden die saisonale Höhenverteilung, die tageszeitliche Variation und das Signal-zu-Rauschverhältnis der PMSE über Spitzbergen für den senkrechten Strahl vorgestellt, da er die genauesten Höheninformation liefert.

#### Messungen 2001

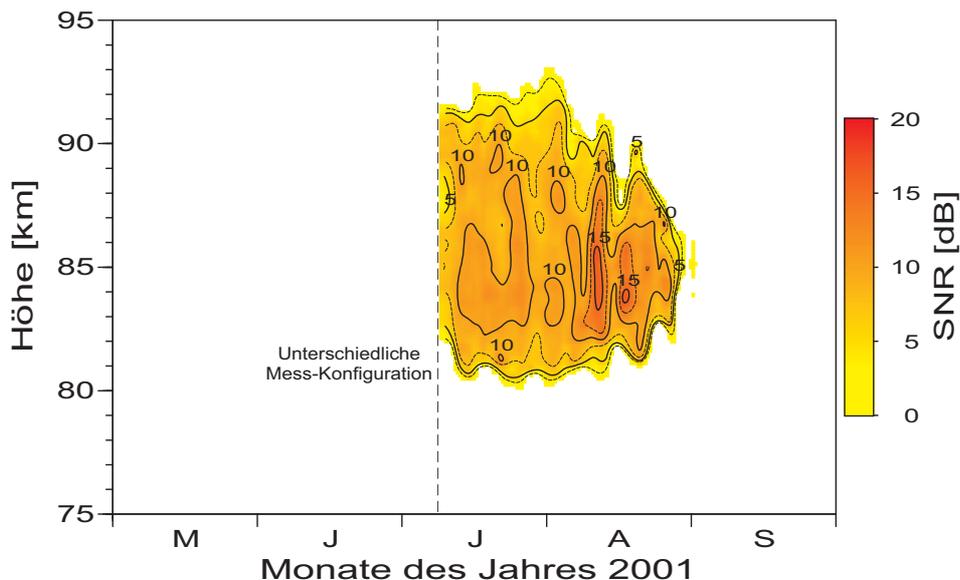
Der saisonale Verlauf der PMSE in 2001 ist in Abbildung 4.3 links dargestellt. Die Beobachtungshäufigkeit gibt an, wie oft pro Tag in wenigstens einem Höhenkanal PMSE gemessen wurde. Das Radar wurde vom Anfang der PMSE-Saison 20. Mai bis 11. Juli mit verschiedenen Messkonfigurationen (Sende- und Empfangsantennen) betrieben. Deshalb können diese Daten für die weitere Auswertung nicht verwendet werden. Kontinuierliche Messungen mit gleichbleibender Messkonfiguration fanden ab 12. Juli statt. Die Beobachtungshäufigkeit im Juli liegt bei  $\sim 100$  %, im August nimmt die Beobachtungshäufigkeit ab und zeigt einen starken Einbruch Mitte August. Ab Anfang September werden keine PMSE mehr beobachtet. Abbildung 4.3 rechts zeigt das Höhenprofil der PMSE für die Monate Juli und August, es ist die relative Häufigkeit der PMSE-Beobachtung pro Tag in der entsprechenden Höhe dargestellt. Im



**Abbildung 4.3:** Variation der PMSE im Jahr 2001. Links: saisonale Verteilung der PMSE. Die Häufigkeit gibt an, wie oft PMSE pro Tag in wenigstens einem Höhenkanal beobachtet wurde. Rechts: Höhenverteilung der PMSE in dem jeweiligen Monat. Die relative Häufigkeit gibt an, wie oft PMSE pro Tag in der entsprechenden Höhe beobachtet wurde. Die Daten vom Anfang der Saison (20. Mai) bis 11. Juli wurden aufgrund der sich ständig ändernder Messkonfiguration nicht verwendet.

Juli erstreckt sie sich über den gesamten Höhenbereich von ca. 81 km bis knapp unter 93 km und hat ihr Maximum bei 84 km. Dabei werden relative Häufigkeiten von bis zu 80 % erreicht. Am Ende der Saison im August befindet sich das Schichtmaximum bei ca. 85 km und die relative Häufigkeit verringert sich wieder.

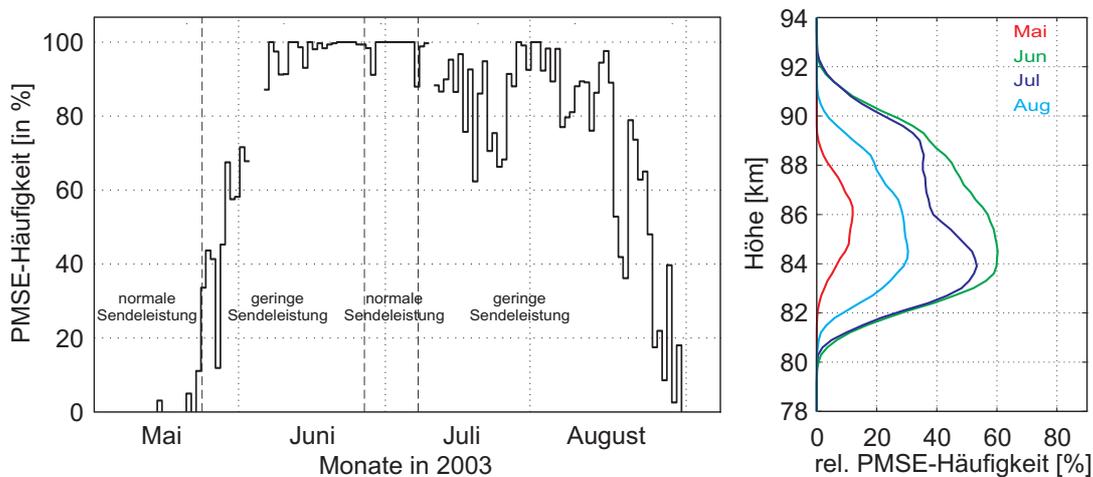
Für den Vergleich von Temperaturen an und oberhalb der PMSE-Oberkante in Kapitel 4.2 wird das Signal-zu-Rauschverhältnis verwendet. In Abbildung 4.4 ist das Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) für den Zeitraum mit gleichbleibender Messkonfiguration dargestellt.



**Abbildung 4.4:** Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) gemessen mit dem Sousy-Svalbard-Radar im Jahr 2001.

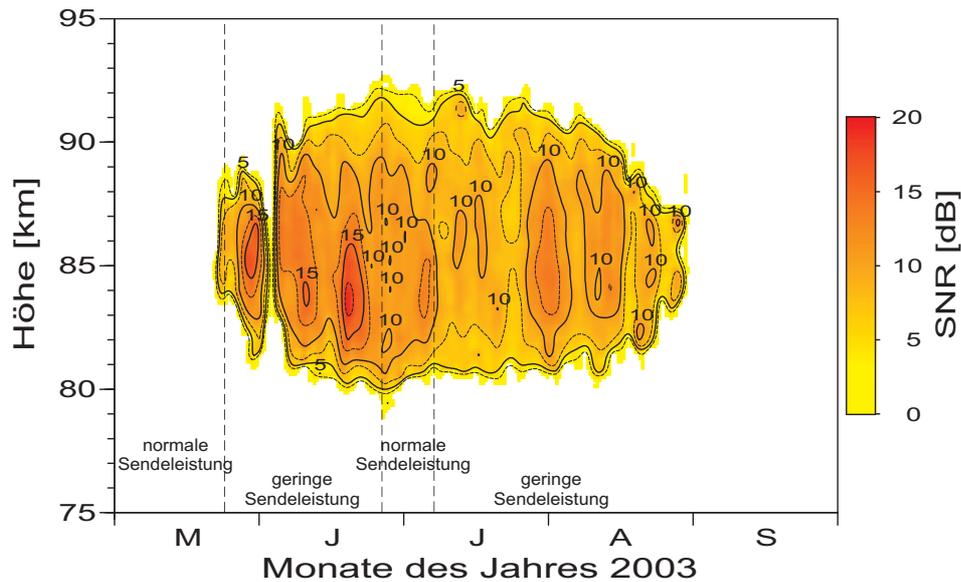
### Messungen 2003

Während der PMSE-Saison 2003 wurde das Sousy-Svalbard-Radar zeitweise ohne Senderendstufe, d.h. mit einer um 10 dB verringerten Sendeleistung im Vergleich zum Jahr 2001 betrieben (siehe Abb. 4.5 links). Durch die geringere Sendeleistung können sehr schwache PMSE vom Radar nicht mehr detektiert werden. Auch in diesem Jahr beginnt die PMSE-Saison in der zweiten Maihälfte. Vom 25. Mai bis 27. Juni 2003 wurde das Radar mit geringerer Leistung betrieben. Die Beobachtungshäufigkeit ist zum Ende dieses Zeitraums 100% und verändert sich auch nicht in der Zeit (27.6. bis 7.7.2003), in dem das Radar wieder mit normaler Sendeleistung betrieben wurde. Am 7. Juli 2003 wurde die Sendeleistung wieder reduziert, was sich deutlich in der Beobachtungshäufigkeit widerspiegelt. Genauso wie im Jahr 2001, endet die PMSE-Saison auch im Jahr 2003 Anfang September. In Abbildung 4.5 rechts ist das Höhenprofil der PMSE für jeden Monat der Saison dargestellt. Die Höhenverteilung der PMSE ist im Jahr 2003 ähnlich wie im Jahr 2001. Sie erstreckt sich im Juni und Juli über einen Höhenbereich von ca. 80 bis knapp 93 km und hat ihr Maximum bei 84 km. Die relative Häufigkeit ist jedoch geringer und die Höhenverteilung der PMSE ist in den einzelnen Monaten symmetrischer als im Jahr 2001.



**Abbildung 4.5:** Variation der PMSE im Jahr 2003. Links: saisonale Verteilung der PMSE. Die Häufigkeit gibt an, wie oft PMSE pro Tag in wenigstens einem Höhenkanal beobachtet wurde. Rechts: Höhenverteilung der PMSE in dem jeweiligen Monat. Die relative Häufigkeit gibt an, wie oft PMSE pro Tag in der entsprechenden Höhe beobachtet wurde. Die senkrechten Linien zeigen den Zeitraum mit veränderter Sendeleistung.

In Abbildung 4.6 ist das Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) dargestellt. In der Zeit, in der das Sousy-Svalbard-Radar mit geringerer Sendeleistung betrieben wurde, wurde das Signal-zu-Rauschverhältnis durch Addition von 10 dB an die Betriebszeit angepasst, in der es mit normaler Sendeleistung betrieben wurde [Zecha, private Mitteilung]. Deshalb ergibt sich für das Jahr 2003 im Mittel das gleiche Signal-zu-Rauschverhältnis wie für 2001.



**Abbildung 4.6:** Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) gemessen mit dem Sousy-Svalbard-Radar im Jahr 2003.

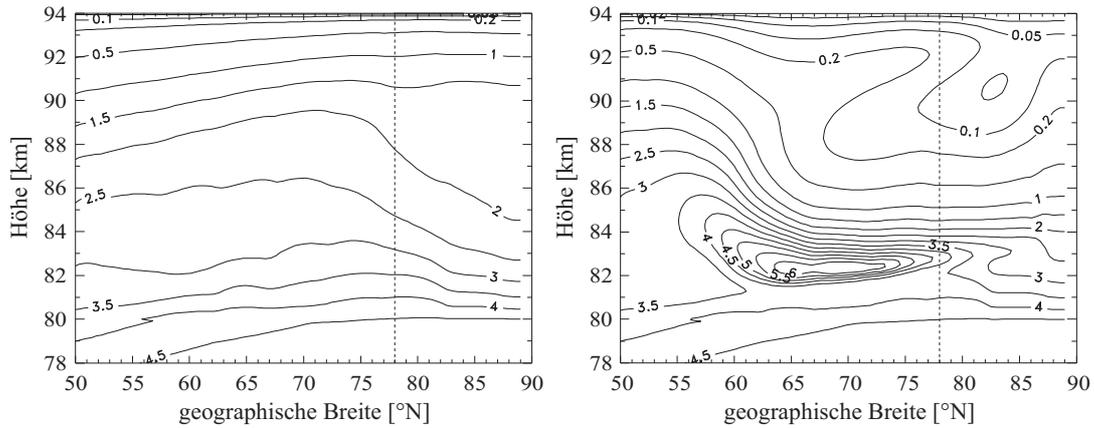
## 4.2 Die thermische Struktur oberhalb der PMSE

Die thermische Struktur im Bereich der PMSE wurde bisher nur sporadisch mit raketengeprägten Experimenten untersucht [Inhester *et al.*, 1994; Lübken *et al.*, 2002]. Während der ROMA-Kampagne wurden vor allem Temperaturmessungen innerhalb und unterhalb der PMSE durchgeführt [Lübken *et al.*, 2004c]. Dabei hat sich gezeigt, dass die gemessenen Temperaturen an der PMSE-Unterkante sehr gut mit dem Übergang von Über- zu Untersättigung bzw. mit der Frostpunktemperatur übereinstimmen. Ob das auch für die PMSE-Oberkante zutrifft, wird im Folgenden anhand der Temperaturmessungen aus Kapitel 3.3 und der SSR-Messungen untersucht. Dabei ist es auch notwendig, die Wasserdampfverteilung der Atmosphäre zu berücksichtigen.

Bevor in Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2 alle gleichzeitigen, hoch aufgelösten Messdaten vom Lidar und Radar untersucht werden, wird zunächst auf das verwendete Wasserdampf-Modell eingegangen und ein Überblick der Messdaten gegeben.

### Wasserdampf-Modell

Bisher sind keine genauen Wasserdampfmessungen im Höhenbereich von 80–100 km über Spitzbergen verfügbar. Deshalb wurden die Wasserdampfwerte aus einem für die polare Region entwickelten Modell entnommen. Das Modell beruht auf dem COMMAIAP-Modell von Berger und von Zahn [2002] (siehe auch Abschnitt 3.3.4), das um ein Chemie-Modul und um die Mikrophysik von Eisteilchen erweitert wurde [von Zahn und Berger, 2003]. Das Modell liefert Wasserdampfdaten bis 94 km Höhe für eine normale Wasserdampfverteilung und eine Wasserdampfverteilung unter Berücksichtigung des „freeze-drying-Effekts“ [von Zahn und Berger, 2003]. Der freeze-drying-Effekt berücksichtigt die Umverteilung des Wasserdampfes durch die Eisteilchenbildung und das Eisteilchenwachstum. Abbildung 4.7 links zeigt die Wasserdampfverteilung für Bedingungen des Sommersolstitiums am Modelltag Null, d.h. zu Be-



**Abbildung 4.7:** Mittlerer Wasserdampfverteilung in ppmv aus dem Modell von *von Zahn und Berger* [2003] für Sommersolstitium. Links ohne und rechts mit freeze-drying-Effekt.

ginn der Modellrechnung. Nach fünf Modelltagen, in denen sich die Bildung und Entwicklung von Eisteilchen auf die Wasserdampfverteilung auswirken konnte, hat sich der Wasserdampf wie in *Abbildung 4.7* rechts entwickelt.

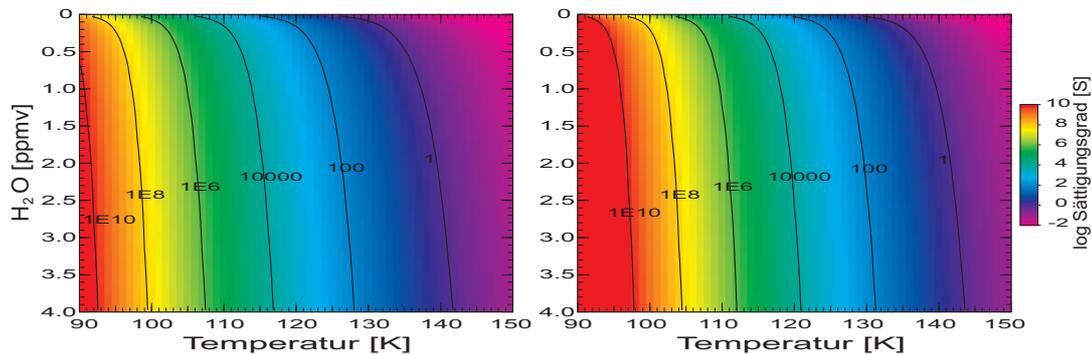
Aus der Wasserdampfverteilung kann der Sättigungsgrad ( $S$ ) der Atmosphäre und die Frostpunkttemperatur ( $T_f$ ) bestimmt werden. Der Sättigungsgrad der Atmosphäre mit Wasserdampf ist als  $S = p_{H_2O} / p_{sat}$  definiert, wobei sich der Partialdruck von Wasserdampf durch die Wasserdampfverteilung und den Luftdruck ergibt ( $p_{H_2O} = X_{H_2O} \cdot p$ ). Der Luftdruck wird für die Berechnungen aus der MSISE-90 entnommen, für den Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf  $p_{sat}$  gibt es verschiedene empirisch ermittelte Ausdruck [z. B. *Gadsden und Schröder*, 1989; *Mauersberger und Krankowsky*, 2003]. Nach *Rapp und Thomas* [2006] ist für sehr niedrige Temperaturen  $p_{sat}$  durch den Ausdruck von *Marti und Mauersberger* [1993] am besten beschrieben. Wird der Ausdruck von *Mauersberger und Krankowsky* [2003] verwendet, so ist  $p_{sat}$  um einen Faktor 2 bis 5 niedriger. Daraus ergibt sich, dass bei gleicher Atmosphärentemperatur der Sättigungsgrad größer ist als bei *Marti und Mauersberger* [1993]. Für die weiteren Berechnungen wird deshalb *Marti und Mauersberger* [1993] verwendet, es ergeben sich folgende Ausdrücke für den Sättigungsgrad der Atmosphäre und die Frostpunkttemperatur:

$$S = \frac{X_{H_2O} \cdot p}{\exp(12,357 - \frac{2663,5}{T})} \quad (4.1)$$

$$T_f = \frac{2663,5}{12,357 - \ln(X_{H_2O} \cdot p)}$$

Die Frostpunkttemperatur gibt die Temperatur an, bei der der Sättigungsgrad der Atmosphäre gleich eins ist. Ist die aktuelle Temperatur der Atmosphäre niedriger als  $T_f$  ( $T \leq T_f$ ), so ist sie übersättigt ( $S \geq 1$ ) und es können Eispartikel existieren.

*Abbildung 4.8* zeigt den Sättigungsgrad der Atmosphäre in Abhängigkeit von Temperatur und Wasserdampfverteilung. Zum Vergleich wurde im rechten Teil der *Abbildung* der Ausdruck von *Mauersberger und Krankowsky* [2003] verwendet. In beiden Fällen ist  $S$  wesentlich stärker von der Temperatur als vom Wasserdampf abhängig und  $S = 1$  liegt bei *Mauersberger und Krankowsky* [2003] (*Abb. 4.8* rechts) bei höheren Temperaturen als bei *Marti und Mauersberger* [1993] (*Abb. 4.8* links). Es ist auch zu erkennen das sich der Sättigungsgrad mit



**Abbildung 4.8:** Sättigungsgrad der Atmosphäre in Abhängigkeit von Temperatur und Wasserdampfverteilung (bei gleichen Druck). Links: berechnet nach Gleichung 4.1 [Marti und Mauersberger, 1993] und rechts nach Mauersberger und Krankowsky [2003].

abnehmender Temperatur bei Mauersberger und Krankowsky [2003] schneller erhöht als bei Marti und Mauersberger [1993].

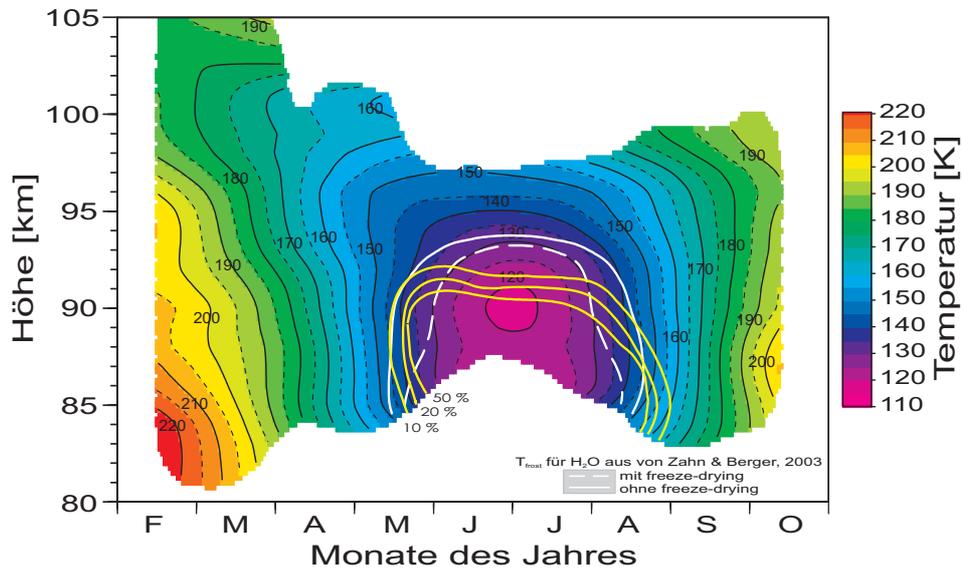
### Übersicht über die Messdaten

Die Auswertung in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 beruhen auf simultanen Einzelmessungen von PMSE und Temperatur. Dazu wurden die Temperatureinzelwerte aus Kapitel 3.3 verwendet (15 Minuten Zeit- und 200 Meter Höhengauflösung). Der statistische Temperaturfehler beträgt höchstens 10 K, ist aber im Maximum der Kaliumschicht niedriger als 1 K. Der zeitliche Abstand der Datenpunkte der SSR-Daten ist 5 Minuten und die Höhengauflösung beträgt 300 Meter. Zur weiteren Datenauswertung wurden beide Datensätze auf ein gemeinsames Raster von 5 Minuten und 100 Meter interpoliert. Um die PMSE-Oberkante festzulegen, wurde für jedes einzelne PMSE-Profil eine Detektionsschwelle festgelegt. Im Höhenbereich von 75 bis 78 km wird das Rauschniveau des Profils bestimmt, woraus die Schwelle für den minimal zu verwendenden SNR-Wert (Detektionsschwelle) festgelegt wird.

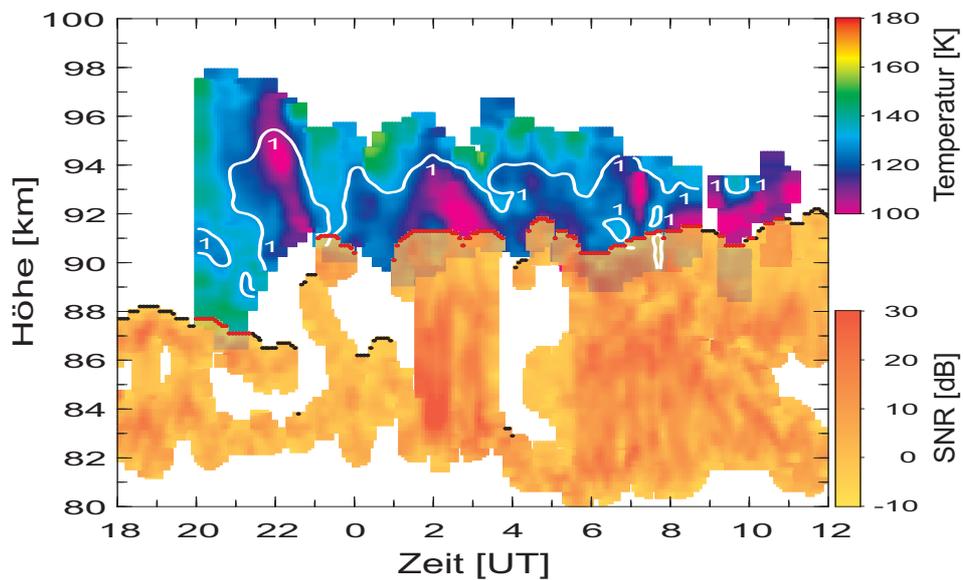
Einen Überblick über die gemittelten Temperatur- und PMSE-Daten gibt Abbildung 4.9. Es wird der gefittete Temperaturverlauf, die PMSE-Häufigkeit von 10 %, 20 % und 50 % sowie die Frostpunktemperatur gezeigt. Die weiß gestrichelte Linie zeigt  $T_f$  mit und die durchgezogene Linie zeigt  $T_f$  ohne freeze-drying-Effekt. Oberhalb von 89 km folgt  $T_f$  mit freeze-drying-Effekt sehr gut der 130 K Isotherme. Im Gegensatz dazu ist die PMSE im Juni und Juli oberhalb von 90 km weder mit der Temperatur noch mit  $T_f$  korreliert. Am Anfang der PMSE-Saison ist die PMSE-Oberkante etwas höher als in der übrigen Saison. Besonders auffällig ist, dass die PMSE-Oberkante in der Zeit von Mitte Juni bis Ende Juli nahezu gradlinig in derselben Höhe verläuft. Dabei erfährt sie Temperaturänderungen von mehr als 10 K (von Mitte Juni mit 130 K, Juni/Juli ca. 120 K und Ende Juli ca. 130 K).

#### 4.2.1 Beispiel-Analyse am 25./26. Juli 2001

Im Folgenden wird an einem Fallbeispiel demonstriert, wie die Datenanalyse durchgeführt wurde. Abbildung 4.10 zeigt den Verlauf von gleichzeitig gemessener Temperatur und PMSE am 25./26. Juli 2001. Es ist deutlich zu erkennen, dass der untere Höhenbereich, in dem Temperaturen bestimmt wurden, mit dem oberen Höhenbereich der PMSE-Messung überlappt. An



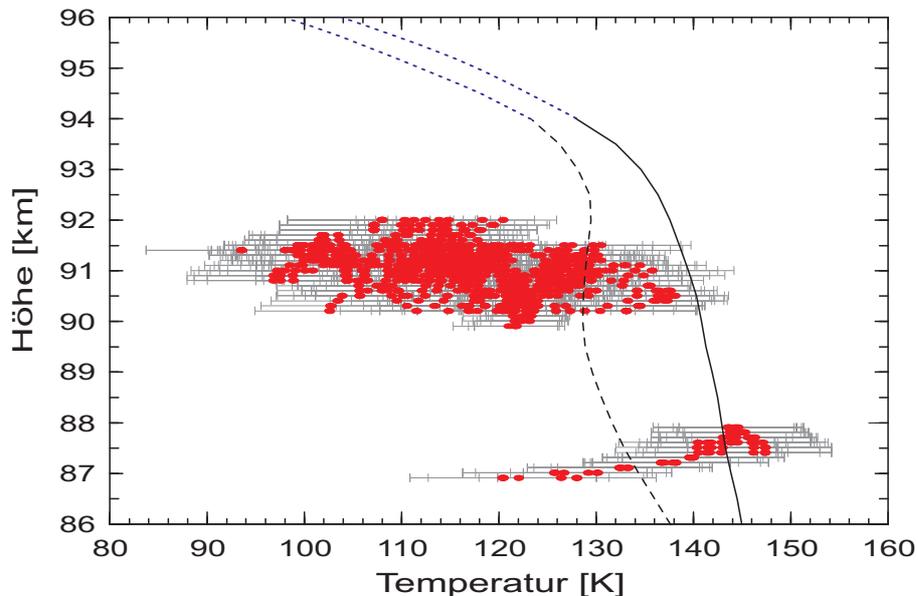
**Abbildung 4.9:** Gefitteter Temperaturverlauf in Spitzbergen (siehe Kap 3.3.1). Frostpunktemperatur mit freeze-drying-Effekt (weiß gestrichelte Linie) und ohne freeze-drying-Effekt (durchgezogene weiße Linie). Die PMSE-Häufigkeit ist für 10 %, 20 % und 50 % (gelbe Linien) eingezeichnet.



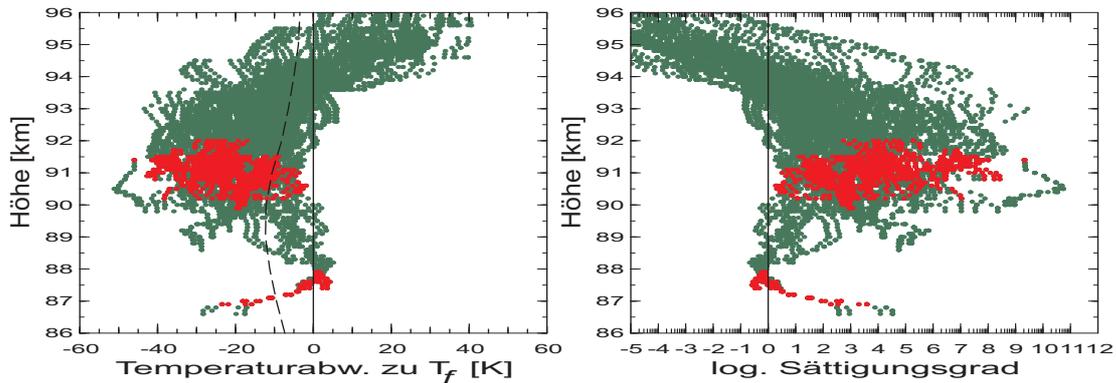
**Abbildung 4.10:** Temperatur- und PMSE-Verlauf in Spitzbergen am 25./26. Juli 2001. Die weiße Linie zeigt  $T_f$  mit freeze-drying-Effekt. Die PMSE-Oberkante ist durch rote und schwarze Punkte gekennzeichnet (siehe Text), wobei die roten Punkte für die weitere Datenauswertung benutzt werden.

der PMSE-Unterkante und im unteren Bereich der PMSE können keine Temperaturen berechnet werden, da mit zunehmender Eisteilchengröße die Kaliumschicht abgebaut wird (siehe Kap. 3.2.3). Die Oberkante der PMSE ist mit schwarzen und roten Punkten gekennzeichnet. Die roten Punkte zeigen, dass gleichzeitig Temperaturen und PMSE Messungen vorliegen. Die  $S = 1$  Linie wurde mit freeze-drying-Effekt berechnet und in den Temperaturverlauf eingezeichnet (weiße Linie). Innerhalb des Bereichs mit  $S \geq 1$  ist die Atmosphäre übersättigt und Eispartikel können existieren. Aufgrund des derzeitigen theoretischen Verständnisses von PMSE, das einen sehr engen Zusammenhang zwischen dem Auftreten von Eisteilchen und den Radarechos herstellt, ist zu erwarten, dass die PMSE zumindest hin und wieder bis an die  $S = 1$  Linie heranreicht.

Im Höhenbereich von  $z = \pm 200$  m um die PMSE-Oberkante herum wurde die Temperatur ermittelt. Diese wird im Folgenden als die Temperatur in Anwesenheit der PMSE bezeichnet. Diese Temperaturen sind unabhängig vom Zeitverlauf in Abbildung 4.11 dargestellt. Da die PMSE-Oberkante starke Variationen in der Höhe zeigt (siehe Abb. 4.10), sind über einen Höhenbereich von 87 bis 92 km Messpunkte zu finden. Zur Orientierung ist die Frostpunkttemperatur ohne (durchgezogene Linie) und mit (gestrichelte Linie) freeze-drying-Effekt eingezeichnet. Oberhalb von 94 km Höhe liegen keine Wasserdampfwerte vor [von Zahn und Berger, 2003], deshalb wurden die Wasserdampfwerte von 94 bis 96 km linear extrapoliert. Jeder Messpunkt hat einen statistischen Fehler kleiner als 10 K. Innerhalb dieses Fehlers liegen alle Messpunkte unterhalb der Frostpunkttemperatur ohne freeze-drying-Effekt. Die Messpunkte mit  $T > T_f$  (ohne freeze-drying-Effekt) liegen zwischen 87 und 88 km und wurden während einer kurzen Temperaturerhöhung (z.B. durch eine Schwerewelle) beobachtet. Entsprechend ist dazu in Abbildung 4.10 zwischen 20:00 und 21:30 Uhr zu erkennen, dass sich die PMSE-Oberkante nach unten verschiebt. Im Höhenbereich zwischen 90 bis 92 km befinden sich alle Messpunkte deutlich unterhalb der Frostpunkttemperatur ohne freeze-drying-Effekt und auch



**Abbildung 4.11:** Temperaturen an der PMSE-Oberkante ( $\pm 200$  m) in Spitzbergen am 25./26. Juli 2001. Das durchgezogene schwarze Profil zeigt  $T_f$  ohne und das schwarz gestrichelte Profil  $T_f$  mit freeze-drying-Effekt [von Zahn und Berger, 2003]. Der gepunktete Teil der Profile ist extrapoliert.



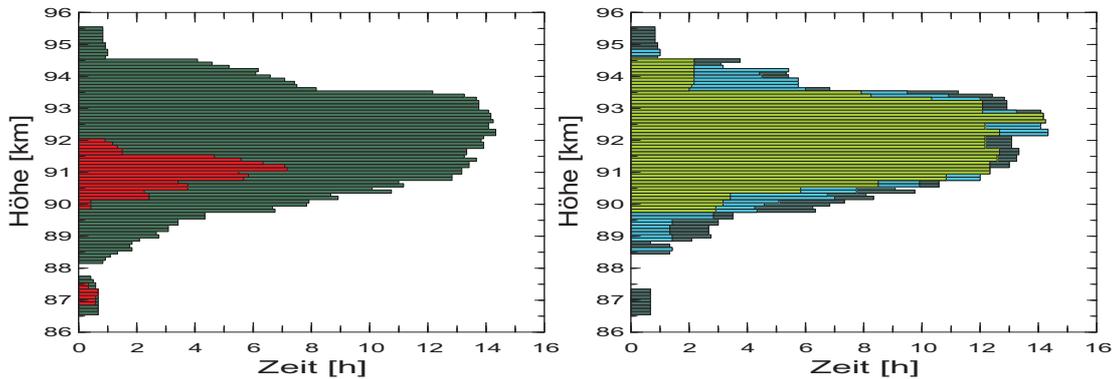
**Abbildung 4.12:** Abweichung der aktuell gemessenen Temperatur zu  $T_f$  (links) und zum Sättigungsgrads (rechts) am 25./26. Juli 2001 mit einem statistischen Temperaturfehler  $\leq 10$  K. Rote Punkte bei Anwesenheit und grüne Punkte in Abwesenheit von PMSE. Die schwarze Linie zeigt  $T_f$  ohne und die gestrichelte Linie  $T_f$  mit freeze-drying-Effekt.

mit freeze-drying-Effekt ist der größte Teil der Messpunkte unterhalb der Frostpunkttemperatur, was in Übereinstimmung mit der PMSE-Theorie ist.

Die Abweichung zwischen aktuell gemessenen Temperaturen und Frostpunkttemperatur ist in Abbildung 4.12 links dargestellt. Die Abbildung zeigt wie tief die aktuell gemessenen Temperaturen unterhalb der Frostpunkttemperatur liegen (ohne freeze-drying-Effekt). Zusätzlich ist die Frostpunkttemperatur mit freeze-drying-Effekt als gestrichelte Linie eingezeichnet. Die roten Punkte zeigen die Temperaturen an der PMSE-Oberkante in Anwesenheit der PMSE, entnommen aus Abbildung 4.11. Die grünen Punkte zeigen das gesamte Temperaturfeld in Abwesenheit der PMSE, hauptsächlich oberhalb der PMSE. Die Berechnung der Frostpunkttemperatur erfolgt bis 94 km mit der Wasserdampfverteilung von *von Zahn und Berger* [2003], oberhalb von 94 km sind die Wasserdampfverteilung extrapoliert. Die Abweichung zwischen Frostpunkttemperatur und gemessener Temperatur ist in Höhen um 88 km äußerst gering und nimmt bis  $\sim 90$  km schnell zu. Oberhalb von  $\sim 93$  km nimmt die Temperaturabweichung wieder ab, bis die gemessene Temperatur oberhalb von  $\sim 95$  km gleich oder größer als die Frostpunkttemperatur ist. Die stärksten Temperaturabweichungen zwischen Frostpunkttemperatur und gemessener Temperatur sind also in Höhen zwischen 90 und 93 km mit bis zu  $-40$  K zu finden. In diesen Höhen sind alle gemessenen Werte unterhalb der Frostpunkttemperatur. Die in Anwesenheit der PMSE, an der PMSE-Oberkante gemessenen Temperaturen (rote Punkte) sammeln sich im Höhenbereich zwischen 90 und 92 km, obwohl oberhalb von  $\sim 92$  km die Temperaturen (grüne Punkte) weiterhin mit bis zu  $40$  K unterhalb der Frostpunkttemperatur liegen.

Abbildung 4.12 rechts zeigt den Sättigungsgrad der Atmosphäre, wie er aus der aktuell gemessenen Temperatur und der Wasserdampfverteilung hervorgeht (ohne freeze-drying-Effekt). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Atmosphäre im Höhenbereich der PMSE im Mittel 1000-Fach übersättigt ist. Der Sättigungsgrad in Höhen zwischen 91 und 93 km kann sogar Werte von bis zu  $1 \times 10^8$  erreichen. Um die Bedingungen für die spontane Bildung von Eisteilchen in Höhen um 93 km zu erfüllen, muss der Sättigungsgrad der Atmosphäre größer als  $1 \times 10^5$  sein, was in diesem Fall erfüllt ist (siehe Abschnitt 4.3).

Einen großen Einfluss auf die Existenz von PMSE hat auch die Zeitspanne, in der die aktuell gemessene Temperatur unterhalb der Frostpunkttemperatur ist (siehe Abschnitt 4.3).



**Abbildung 4.13:** Histogramm der Messzeit am 25./26. Juli 2001 in Spitzbergen, in der die aktuell gemessene Temperatur ( $T$ ) für eine Zeitspanne von mindestens  $\Delta t$  niedriger als  $T_f$  ist (ohne freeze-drying-Effekt). Links: Messzeit in Anwesenheit (rote Balken) und Abwesenheit (grüne Balken) der PMSE für  $\Delta t = 15$  min. Rechts: In Abwesenheit der PMSE für  $\Delta t = 30$  min (dunkelgrüne Balken),  $\Delta t = 60$  min (türkise Balken) und  $\Delta t = 120$  min (hellgrüne Balken).

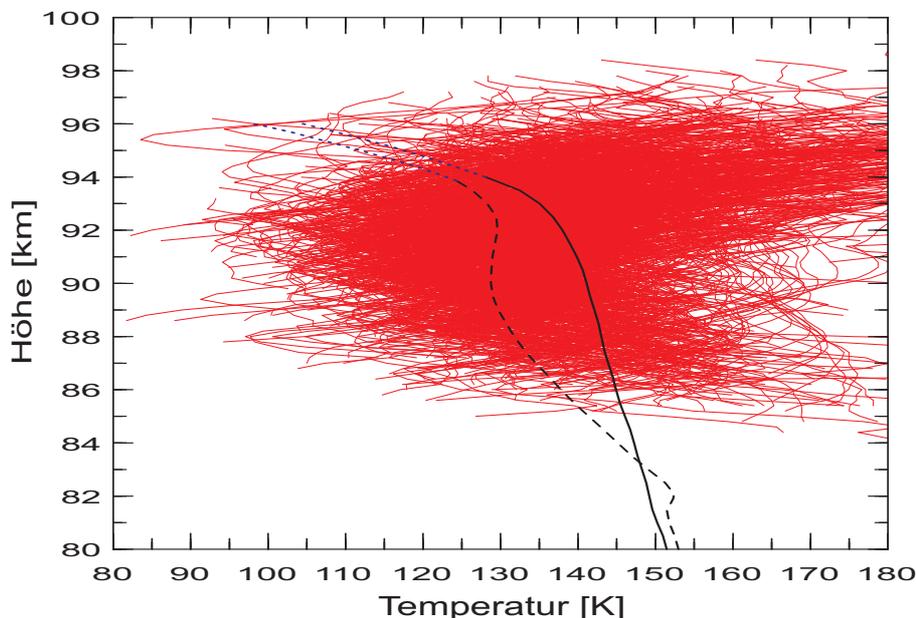
Deshalb wurde analysiert, für wie viele Stunden der Gesamtmesszeit die aktuell gemessene Temperatur für eine Zeitspanne von mindestens  $\Delta t$  ( $\Delta t = 15$  min, 30 min, 60 min und 120 min) unterhalb der Frostpunktttemperatur war. Dazu wurden anhand des Datensatzes (Zeitauflösung 5 Minuten) jene Datenpunkte ausgewählt und addiert, bei denen  $T < T_f$  war und mindestens drei ( $\Delta t = 15$  min) davon aufeinander folgten. Diese Analyse wurde in allen Höhen und für sechs Datenpunkte (30 min), 12 Datenpunkte (60 min) und 24 Datenpunkte (120 min) durchgeführt. Das Histogramm in Abbildung 4.13 links zeigt die Messzeit in der die aktuell gemessene Temperatur für mindestens  $\Delta t = 15$  min unterhalb der Frostpunktttemperatur war (ohne freeze-drying-Effekt). Genauso wie in den Abbildungen zuvor, zeigen die roten Balken die Messzeit in Anwesenheit und die grünen Balken in Abwesenheit der PMSE. Die Gesamtmesszeit betrug ca. 15 Stunden, in denen für ca. 12 Stunden Temperaturen an der PMSE-Oberkante ermittelt wurden. Von den 12 Stunden gleichzeitiger Temperatur und PMSE-Messung an der PMSE-Oberkante (rote Balken) waren etwa die Hälfte der Temperaturen länger als 15 Minuten unterhalb der Frostpunktttemperatur. Wobei die Temperaturen in Abwesenheit der PMSE (grüne Balken), im Höhenbereich von 91 bis 93 km, fast die gesamte Messzeit ( $\sim 14$  Stunden) unterhalb der Frostpunktttemperatur waren. Abbildung 4.13 rechts zeigt das Histogramm für  $\Delta t = 30$  min (dunkelgrüne Balken),  $\Delta t = 60$  min (türkise Balken) und  $\Delta t = 120$  min (hellgrüne Balken). Auch hier ist zu erkennen, dass die Messzeit mit  $T < T_f$  nahezu genauso lang ist wie die Gesamtmesszeit. Es bestehen also keine langen Warmphasen wodurch sich eine PMSE auflösen oder wodurch die Existenz der PMSE verhindert werden könnte. Vor allem in Höhen zwischen 91 und 93 km ist die Messzeit in Abwesenheit der PMSE, mit  $T < T_f$ , nicht durch Warmphasen unterbrochen. Danach sollte in diesem Höhenbereich die Existenz von PMSE möglich sein.

Ein weiteres Fallbeispiel zum Vergleich der thermischen Struktur an der PMSE-Oberkante bzw. oberhalb der PMSE wird in *Lautenbach et al.* [2007] diskutiert. Auch in diesem Beispiel zeigt sich der hier dargestellte Widerspruch: Die gemessenen Temperaturen im Höhenbereich von 90 bis 94 km sind für lange Zeit weit unterhalb der Frostpunktttemperatur und dennoch ist keine PMSE oberhalb von 92 km zu beobachten.

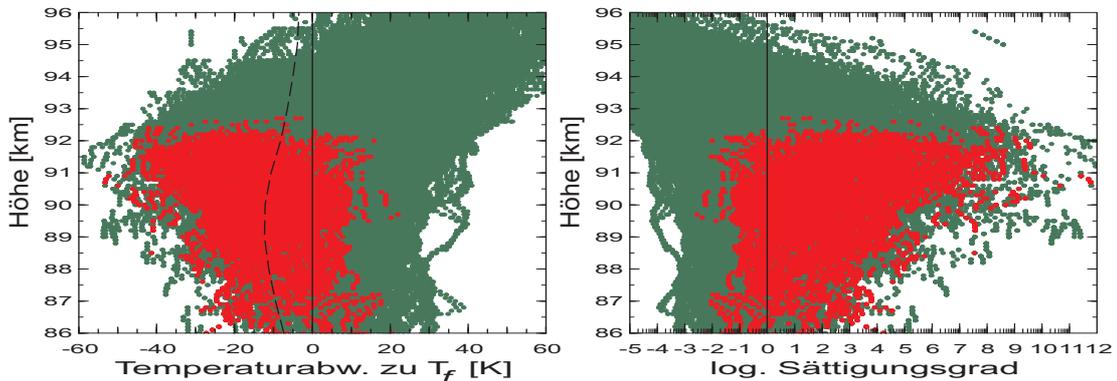
### 4.2.2 Die Jahre 2001 und 2003

An insgesamt 35 Tagen während der Sommer 2001 und 2003 wurden 353 Stunden gleichzeitig Temperaturen und PMSE gemessen. Diese wurden nach der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Methode ausgewertet. Abbildung 4.14 zeigt alle Temperaturprofile während der 353 Stunden gleichzeitiger Messungen. Zusätzlich ist die Frostpunktttemperatur ohne (schwarzes Profil) und mit (schwarz gestricheltes Profil) freeze-drying-Effekt eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass die meisten Profile im Höhenbereich von 88 bis 94 km unterhalb der Frostpunktttemperatur liegen. Darüber, ab etwa 94 km, liegen viele Profile über der Frostpunktttemperatur.

In Abbildung 4.15 links ist die Temperaturabweichung der aktuell gemessenen Temperatur zur Frostpunktttemperatur für alle 35 Messungen dargestellt. Die roten Punkte zeigen wiederum die Temperaturen in Anwesenheit von PMSE an deren Oberkante. Die grünen Punkte zeigen die Temperaturen in Abwesenheit von PMSE. Außerdem ist die Frostpunktttemperatur mit freeze-drying-Effekt als gestrichelte Linie dargestellt. Genauso wie beim Fallbeispiel sind die Temperaturen an der PMSE-Oberkante über 40 K unterhalb der Frostpunktttemperatur. Auch oberhalb, bis knapp 95 km Höhe, sind die gemessenen Temperaturen teilweise unterhalb der Frostpunktttemperatur, jedoch wird in diesem Höhenbereich niemals PMSE beobachtet. Selbst wenn der freeze-drying-Effekt berücksichtigt wird, ist die aktuell gemessene Temperatur oft mehr als 20 K niedriger als die Frostpunktttemperatur und es sollte hin und wieder auch oberhalb von 92 km PMSE existieren. In Abbildung 4.15 rechts ist der Sättigungsgrad der Atmosphäre dargestellt. Im Höhenbereich zwischen 92 und 94 km ist die Atmosphäre oft mehr als 10000-fach übersättigt. In beiden Abbildungen ist die PMSE-Oberkante eindeutig bei  $\sim 92$  km zu finden und nur einzelne Messpunkte liegen etwas darüber. In den gesamten 353 Messstunden wurde keine PMSE über  $\sim 92$  km Höhe beobachtet, obwohl die Temperaturen



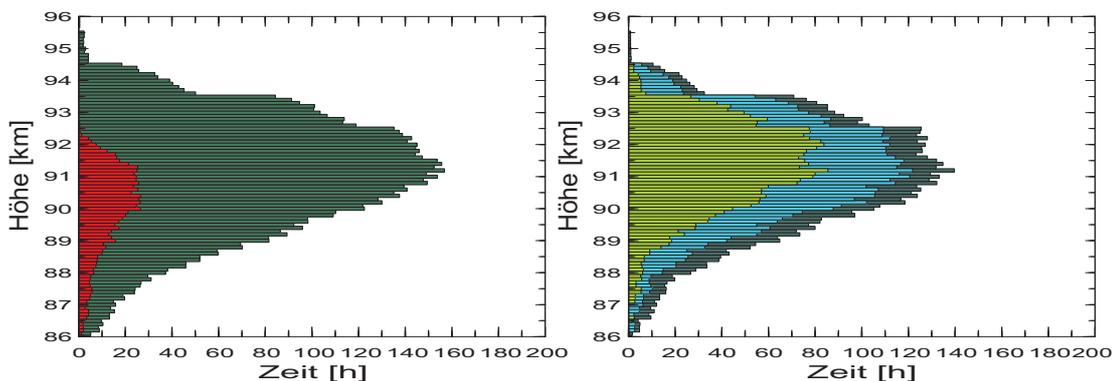
**Abbildung 4.14:** Alle Temperaturprofile in Anwesenheit von PMSE in Spitzbergen 2001 und 2003. Jedes einzelne Profil hat eine Integrationszeit von 30 Minuten, die Gesamtmesszeit beträgt 353 Stunden. Die durchgezogene schwarze Linie zeigt  $T_f$  ohne und die gestrichelte Linie mit freeze-drying-Effekt, im gepunktete Bereich sind die Profile extrapoliert.



**Abbildung 4.15:** Abweichung der aktuell gemessenen Temperatur zu  $T_f$  (links) und zum Sättigungsgrad (rechts) in 2001 und 2003 mit einem statistischen Temperaturfehler  $\leq 10$  K (ohne freeze-drying-Effekt). Rote Punkte in Anwesenheit und grüne Punkte in Abwesenheit von PMSE. Die schwarze Linie zeigt  $T_f$  ohne und die gestrichelte Linie  $T_f$  mit freeze-drying-Effekt.

auch oberhalb von  $\sim 92$  km häufig niedrig genug waren.

Das Histogramm in Abbildung 4.16 links zeigt die Messzeit, in der die aktuell gemessene Temperatur für eine Zeitspanne von mindestens 30 Minuten niedriger als die Frostpunktemperatur ist (ohne freeze-drying-Effekt). Die roten Balken zeigen die Messzeit in Anwesenheit und die grünen Balken in Abwesenheit von PMSE. Von den 353 Stunden Gesamtmeßzeit sind in knapp 50 % der Zeit die Temperaturen in Abwesenheit der PMSE (grüne Balken) für mindestens 15 min unterhalb der Frostpunktemperatur. Abbildung 4.16 rechts zeigt das Histogramm für die Messzeit, in der die Temperaturen sogar für mindestens 30 min (dunkelgrüne Balken), 60 min (türkise Balken) und 120 min (hellgrüne Balken) niedriger als  $T_f$  waren. Ein deutlicher Unterschied zwischen  $\Delta t$  30 min,  $\Delta t$  60 min und  $\Delta t$  120 min ist nicht zu erkennen. Damit wird gezeigt, dass die Temperaturen meistens für lange Zeit unterhalb der Frostpunktemperatur sind.



**Abbildung 4.16:** Histogramm der Messzeit für 2001 und 2003 in Spitzbergen, in der die aktuell gemessene Temperatur ( $T$ ) für eine Zeitspanne von mindestens  $\Delta t$  niedriger als  $T_f$  ist (ohne freeze-drying-Effekt). Links: In Anwesenheit (rote Balken) und Abwesenheit (grüne Balken) der PMSE für  $\Delta t = 15$  min. Rechts: In Abwesenheit der PMSE für  $\Delta t = 30$  min (dunkelgrüne Balken),  $\Delta t = 60$  min (türkise Balken) und  $\Delta t = 120$  min (hellgrüne Balken).

### 4.3 Diskussion

Im Abschnitt 4.1 wurde die derzeitige PMSE-Theorie erläutert [Rapp und Lübken, 2004]. Danach sollten sich immer dann PMSE (kleinskalige Strukturen in der Elektronengasdichte) bilden können, wenn Eisteilchen und Turbulenz das Plasma der D-Schicht modifizieren. Die dargestellten Messergebnisse zeigen extrem niedrige Temperaturen bis in Höhen von 94 km, jedoch wurden oberhalb von  $\sim 92$  km in 353 Messstunden nie PMSE mit dem Sousy-Svalbard-Radar beobachtet. Im Folgenden wird die Diskrepanz zwischen PMSE-Theorie und den Messergebnissen diskutiert und ein Ausblick für weiterführende Untersuchungen gegeben.

Zunächst wird anhand von Messungen der Einfluss von vertikalen Winden auf die PMSE-Oberkante diskutiert. Außerdem wird die Wasserdampfverteilung der Atmosphäre in 93 km Höhe behandelt und untersucht, inwieweit Kondensationskeime und -zeiten die Bildung bzw. die Existenz der PMSE beeinflussen. Neben diesen Faktoren werden Turbulenzmessungen und Modellergebnisse des CARMA-Modells (*Community Aerosol and Radiation Model for Atmospheres* [Toon et al., 1988; Rapp und Thomas, 2006]) dargestellt und diskutiert. Im Weiteren werden die hier präsentierten Ergebnisse anderen Messungen gegenüber eingeordnet.

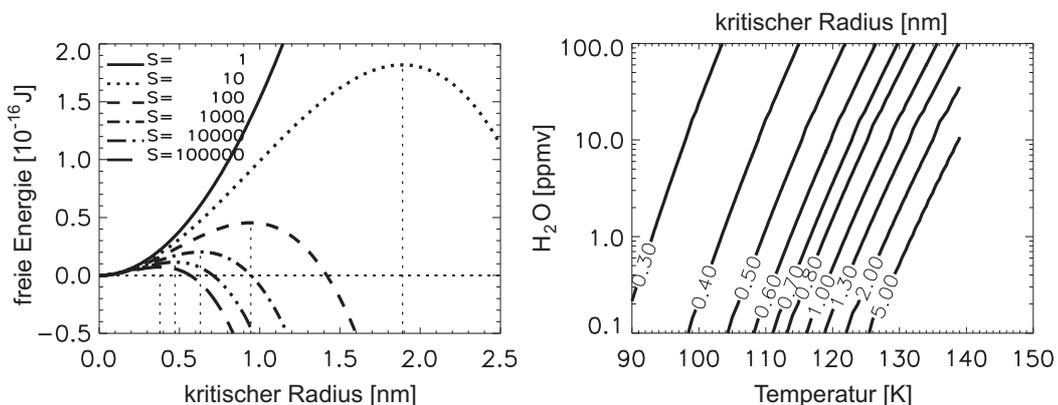
#### 4.3.1 Einordnung der Ergebnisse

Auf Grund der natürlichen Variabilität und des advektiven Transports (z.B. vertikale Winde) ist zu erwarten, dass die Eisteilchen zumindest zeitweise über  $\sim 92$  km transportiert werden. In der Tat zeigen Windmessungen mit dem EISCAT-Radar in Tromsø starke vertikale Winde in der Größenordnung von  $\pm 2$  m/s bis  $\pm 10$  m/s auf kurzen Zeitskalen [Fritts et al., 1990; Hoppe und Fritts, 1995]. Trotzdem ist die PMSE-Oberkante niemals über  $\sim 92$  km zu beobachten. Je nach Größe und Fallgeschwindigkeit der Eisteilchen können diese durch den aufwärtsgerichteten Wind angehoben werden. Im Folgenden wird die Fallgeschwindigkeit der Eisteilchen nach Turco et al. [1982] berechnet. Neben den Konstanten wie z.B. der Dichte von Eis  $\rho = 932 \text{ kg m}^{-3}$ , werden die höhenabhängigen Parameter wie Temperatur und Druck der MSISE-90 entnommen. Die Fallgeschwindigkeit eines 5 nm (10 nm) großen Eisteilchens beträgt darnach 0,052 m/s (0,104 m/s) in 93 km Höhe. Somit ist die Fallgeschwindigkeit der Eisteilchen also um ein Vielfaches kleiner als der aufwärtsgerichtete Wind in einer Schwerkelle (bis zu 10 m/s, siehe oben). Es ist umso erstaunlicher, dass in 353 Messstunden die starken aufwärtsgerichteten Winde die Eisteilchen nicht einmal über  $\sim 92$  km transportiert haben sollen.

Um eine Aussage treffen zu können, ob die Existenz von Eisteilchen überhaupt möglich ist (d.h.  $T < T_f$ ), wurden die Frostpunkttemperatur und der Sättigungsgrad nach Gl. 4.1 (Marti und Mauersberger [1993]) berechnet. Wird der Sättigungsgrad nach Mauersberger und Krankowsky [2003] berechnet, so ergeben sich höhere Sättigungsgrade und die Existenz von Eisteilchen ist bei höheren atmosphärischen Temperaturen möglich als bei Gl. 4.1. Die Wasserdampfkonzentration ( $X_{H_2O}$ ) ohne freeze-drying-Effekt beträgt in Höhen um 93 km ca. 0,5 ppmv, mit freeze-drying-Effekt beträgt sie ca. 0,05 ppmv [von Zahn und Berger, 2003]. Die Auswertung zeigt, dass oberhalb von 92 km der Sättigungsgrad der Atmosphäre ohne freeze-drying-Effekt bis zu 10000 betragen kann und dennoch keine PMSE beobachtet wird (siehe Abb. 4.15). Bei gleicher Temperatur und Höhe (Druck) ist nach Gl. 4.1 der Sättigungsgrad proportional zur Wasserdampfkonzentration. Das bedeutet, dass bei einer Übersättigung von  $\sim 10000$  die Wasserdampfkonzentration auf  $1/10000$  reduziert werden müsste, um die Existenz von Eisteilchen zu verbieten. Auch unter Einbeziehung des freeze-drying-Effekts erscheint dies sehr unreali-

stisch, gerade weil eine kürzlich erzielte Verbesserung des Modells zeigt, dass vertikale Winde den Wasserdampf durchmischen und damit der freeze-drying-Effekt reduziert wird [Berger und Lübken, 2006]. Somit ist also der verfügbare Wasserdampf sehr wahrscheinlich nicht der Grund, dass über  $\sim 92$  km keine PMSE beobachtet werden.

Die Wasserdampfkonzentration hat darüberhinaus einen wesentlichen Einfluss auf die Nukleation der Eisteilchen. Sie können durch homogene und heterogene Nukleation entstehen. Bei der heterogenen Nukleation können sich Eisteilchen erst dann bilden, wenn Kondensationskeime (Meteorpartikel) den sogenannten kritischen Radius überschritten haben [z.B. Fletcher, 1958]. Bei der homogenen Nukleation wird davon ausgegangen, dass sich spontan aus der Gasphase Eisteilchen bilden können [Katz, 1992]. Um zu beurteilen, wann es zur homogenen Nukleation kommen kann, müssen die thermodynamischen Potentiale des Systems betrachtet werden. Nach dem ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik strebt ein System immer nach einem möglichst niedrigen energetischen Zustand. Abbildung 4.17 links zeigt die berechnete freie Energie in 93 km Höhe als Funktion der Partikelgröße und des Sättigungsgrades [Keese, 1989]. Überwiegt der Einfluss der Kondensationswärme über den Energiebetrag, der zur Bildung der Oberfläche aufgebracht werden muss, kann das Eisteilchen in der Größe anwachsen. Der zu dieser Energieschwelle gehörende Radius wird als kritischer Radius bezeichnet. Die vertikalen gepunkteten Linien in Abbildung 4.17 links zeigen den kritischen Radius in Abhängigkeit vom Sättigungsgrad. Es ist zu erkennen, dass für sehr hohe Sättigungsgrade ( $1 \times 10^4$ ) der kritische Radius aber schon kleiner als der Radius eines Wassermoleküls ( $\sim 0,4$  nm) ist. In diesem Fall wird kein Kondensationskeim mehr benötigt und es muss keine Energie aufgebracht werden, damit sich Eisteilchen bilden könne. Um diese spontane bzw. homogene Nukleation zu ermöglichen, muss also der Sättigungsgrad der Atmosphäre äußerst hoch sein. Für  $S \ll 1 \times 10^4$  reicht ein einzelnes Wassermolekül nicht als Kondensationskeim aus, d. h. homogene Nukleation ist nicht möglich. Für die hier benötigten kritischen Radien (z. B. 1 nm bei  $S \approx 100$ ) kommen z. B. Meteorstaubpartikel in Frage (heterogenen Nukleation). Abbildung 4.17 rechts zeigt den kritischen Radius in Abhängigkeit von der Wasserdampfkonzentration und der Temperatur. Die Auswertung zeigt in der Tat Sättigungsgrade von  $1 \times 10^4$  bis  $1 \times 10^8$  in Höhen um 93 km, was homogene Nukleation zulässt (siehe Abb. 4.15). Die Nu-



**Abbildung 4.17:** Links: freie Energie (Gibbs-Energie) als Funktion der Partikelgröße und des Sättigungsgrades. Die vertikalen Linien markieren den kritischen Radius (Energieschwelle), ab dem Eisteilchen wachsen können. Rechts: Der kritische Radius als Funktion von Temperatur und Wasserdampfkonzentration in 93 km. Abbildung von Rapp, private Mitteilung.

kleation der Eisteilchen kann also bei den aus der Messung ermittelten Temperaturen und Sättigungsgraden an äußerst kleinen Kondensationskeimen bzw. spontan stattfinden. Danach sollten sich auch oberhalb von  $\sim 92$  km Eisteilchen befinden oder bilden können.

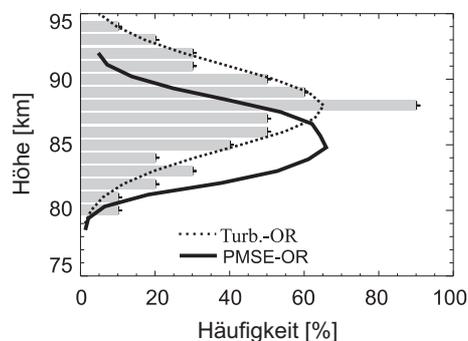
In dem Modell von *Berger und von Zahn* [2002] wurde angenommen, dass Eispartikel sich immer dann bilden können, wenn der Radius der Kondensationskeime größer als der kritische Radius ist. So haben sich nach 30 min 90 % der 2 Millionen Kondensationskeime zu Eispartikeln ausgebildet. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit über Spitzbergen gemessenen Temperaturen in Höhen zwischen 92 - 94 km sind für 30 min und länger niedriger als die Frostpunktemperatur (siehe Abb. 4.16). Nach diesem Ansatz sollten auch über  $\sim 92$  km Eisteilchen vorhanden sein.

Einen realistischeren Ansatz haben *Rapp und Thomas* [2006] gewählt. Sie berücksichtigen neben der Größe auch die materialspezifischen Parameter wie z.B. die Benetzbarkeit der Kondensationskeime, parametrisiert über den sogenannten Kontaktwinkel. Die Größenverteilung der Kondensationskeime ist in *Hunten et al.* [1980] und *Gabrielli et al.* [2004] beschrieben, leider sind die oben erwähnten materialspezifischen Parameter aber nur ungenügend bekannt. Demzufolge ist es also sehr schwierig genaue Aussagen über die Zeitkonstanten zur Bildung von Eispartikeln zu treffen. *Rapp und Thomas* [2006] kommen zu dem Schluss, dass die Zeitkonstante je nach Voraussetzung zwischen einigen Minuten und einigen Tagen liegen kann. Dennoch zeigen die Messungen PMSE bis  $\sim 92$  km und es bleibt ungeklärt, weshalb die existierenden Eisteilchen niemals durch vertikale Advektion über  $\sim 92$  km transportiert werden (siehe oben).

Um den Einfluss der Elektronendichte auf die PMSE zu untersuchen, haben *Rapp et al.* [2002] Messungen der Elektronendichte und PMSE miteinander verglichen. Diese Untersuchungen haben gezeigt, dass PMSE nur existieren können, wenn die freie Elektronendichte zwischen  $\sim 500 \text{ cm}^3$  und  $10^5 \text{ cm}^3$  beträgt. Nach den in *Rapp et al.* [2002] aufgeführten Messungen und der IRI (*International Reference Ionosphere* [*Friedrich und Torkar*, 2001]) werden diese Werte im polaren Sommer immer erreicht.

Die Elektronendiffusivität wird durch die Anwesenheit der geladenen Eispartikel stark reduziert und mit Hilfe von Turbulenz bilden sich Strukturen (PMSE) aus. Mit raketengestützten Instrumenten und einem Radar wurde in  $69^\circ \text{ N}$  der Zusammenhang von Turbulenz und PMSE untersucht [z.B. *Lübken et al.*, 2002]. Eine statistische Analyse ergab, dass in einigen Fällen PMSE, aber keine Turbulenz vorhanden war. Außerdem wurde auch in einigen Fällen oberhalb der PMSE Turbulenz beobachtet.

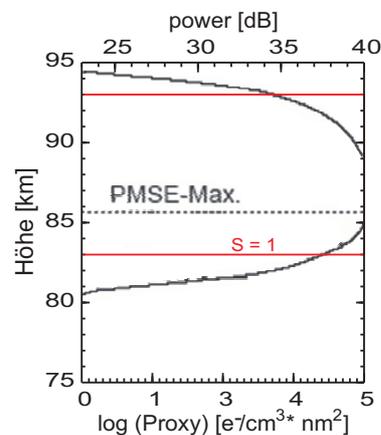
Weiterführende Untersuchungen von *Müllermann et al.* [2003] und *Rapp et al.* [2004] für  $69^\circ \text{ N}$  und *Strelnikov et al.* [2006] für  $78^\circ \text{ N}$  bestätigen die Ergebnisse von *Lübken et al.* [2002]. Abbildung 4.18 zeigt den Zusammenhang von Turbulenz- und PMSE-Häufigkeit in  $69^\circ \text{ N}$  [*Rapp und Lübken*, 2003]. Es ist zu erkennen, dass in Mesopausenhöhe (88 km) die Turbulenz am stärksten ist und sich mehrere Kilometer um die Mesopause herum verteilt. Oberhalb von  $\sim 87$  km wird häufiger Turbulenz als PMSE beobachtet. Nach *Rapp und Lübken* [2003] kann in diesem Höhenbereich immer nur dann PMSE



**Abbildung 4.18:** Häufigkeit (OR) der Neutralgasturbulenz (Histogramm und gepunktete Linie) und der PMSE (durchgezogene Linie) für  $69^\circ \text{ N}$ . Angelehnt an *Rapp und Lübken* [2003].

entstehen wenn auch Turbulenz vorhanden ist. Unterhalb von  $\sim 87$  km ist dies umgekehrt: Auch wenn die Turbulenz abgeklungen ist können die Strukturen weiter existieren. In Spitzbergen ( $78^\circ$  N) liegt die Mesopause zwei Kilometer höher (siehe Tab. 3.3), somit verschiebt sich vermutlich auch der Höhenbereich der Turbulenz. Allerdings gibt es nur sehr wenig Turbulenzmessungen in  $78^\circ$  N [Strelnikov, 2007]. Diese Messungen und das KMCM-Modell (*Kühlungsborn Mechanistic general Circulation Model*) zeigen zum Pol hin abnehmende Turbulenz [Rapp et al., 2006]. Nach Abklingen der Turbulenz ist die Lebensdauer der Strukturen letztendlich von der Größe der Eispartikel abhängig. Für Eisteilchen in größeren Höhen mit  $r_A = 5$  nm klingt das PMSE-Signal in 2 Minuten um 10 dB ab. Für Eisteilchen in niedrigeren Höhen mit  $r_A = 20$  nm ist diese Zeit 20 mal so lang (40 Minuten) [Rapp und Lübken, 2003].

Mit dem Wissen über Turbulenz, Eispartikel, Wasserdampfverteilung, Temperatur usw. wird die PMSE mit dem CARMA-Modell modelliert. Das CARMA-Modell ist ein dreidimensionales mikrophysikalisches Modell [Toon et al., 1988], das seit 25 Jahren immer weiterentwickelt wird und mit dem z.B. Cirrus-Wolken und NLC modelliert werden können [Jensen et al., 2001; Rapp und Thomas, 2006]. In einem weiteren Schritt wurde das CARMA-Modell mit einem Ladungsmodell für Eispartikel kombiniert, um die PMSE auch anhand von geladenen Teilchen untersuchen zu können [Rapp und Lübken, 2001; Rapp et al., 2003b]. Die Autoren formulieren für die PMSE einen empirisch ermittelten Proxy  $P = N_A \cdot |Z_A| \cdot r_A^2$ , wobei  $N_A$  die Anzahldichte,  $Z_A$  die Ladung und  $r_A^2$  der Radius der Teilchen ist (weitere Details siehe Rapp et al. [2003b]). Für die Untersuchung der PMSE über Spitzbergen wurde das Modell mit der Größen- und Höhenverteilung der Kondensationskeime nach Hunten et al. [1980] und der Wasserdampfverteilung nach Körner und Sonnemann [2001] betrieben. Für die Modellrechnung ist außerdem ein Temperaturprofil nötig. Für die folgenden CARMA-Rechnungen wurde ein mit dem Kalium-Resonanzlidar gemessenes Temperaturprofil vom 15.07.2001 genutzt. Der Messbereich von 87 bis 96 km wurde auf 75 bis 100 km extrapoliert. Abbildung 4.19 zeigt den Proxy der PMSE für diesen Tag [Rapp, private Mitteilung]. Die Proxy-Unterkante und auch das Maximum ist in guter Übereinstimmung mit dem saisonalen Auftreten der PMSE in 2001 (vgl. Abb. 4.3 links und Raizada et al. [2007]). Die modellierte Oberkante des Proxy ist im Gegensatz zu den Messungen bei einer Höhe von 95 km zu finden. Zur Veranschaulichung ist der Höhenbereich von  $S \geq 1$  eingezeichnet. In diesem Höhenbereich ist die Frostpunkttemperatur unterschritten und Eisteilchen können existieren. Diese Rechnung zeigen sogar noch oberhalb der Frostpunktgrenze ( $S \leq 1$ ) sehr schwache PMSE. Grund dafür sind die stationären Zustände bei der CARMA-Modellrechnung, so sind die beteiligten atmosphärischen Parameter wie z. B. das Windfeld konstant.

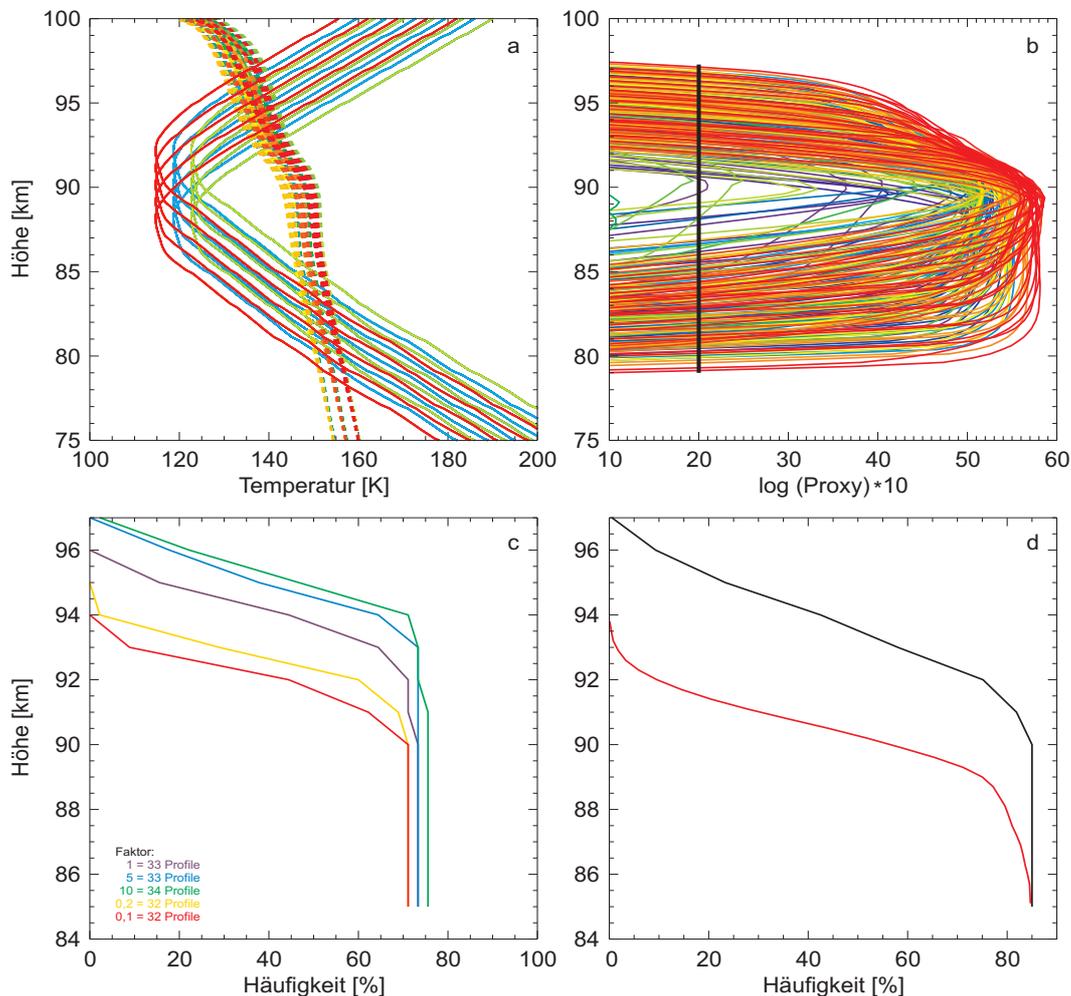


**Abbildung 4.19:** CARMA-Modellrechnungen mit gemessenem Temperaturprofil vom 15.07.2001. Die schwarze Linie zeigt das modellierte Proxy-Profil mit dem Maximum bei  $\sim 85$  km. Die obere Achse gibt das rel. PMSE-Signal in dB an. Die roten Linien zeigen den Bereich der Übersättigung ( $S \geq 1$ ). Abbildung von Rapp, private Mitteilung.

Im Folgenden werden einige der natürlichen Schwankungen berücksichtigt und die Werte von vier Parametern bei der CARMA-Modellrechnung variiert:

- Mesopausentemperatur um  $\pm 4$  K und Höhe um  $\pm 1$  bzw.  $\pm 2$  km
- Wasserdampfkonzentration um den Faktor 1, 2 und 4
- Turbulenzstärke um den Faktor 1, 5, 10 bzw. 0,2 und 0,1

Die Variation der Mesopausentemperatur, Mesopausenhöhe und Wasserdampfkonzentration (bzw.  $T_f$ ) sind so in Abbildung 4.20 a dargestellt, wie sie in die Modellrechnung eingehen. Werden alle Werte der vier Parameter bei der Modellrechnung miteinander variiert, so ergeben sich 225 Möglichkeiten. In Abbildung 4.20 b sind alle diese Proxy-Profile dargestellt und relativ an das stärkste PMSE-Signal ( $\sim 55$  dB) der SSR-Messungen angepasst. Der schwarze Strich zeigt die untere Detektionsschwelle der SSR-Messungen ( $\sim 20$  dB). Somit entsprechen die Proxy-Profile in diesem Bereich dem Signalumfang einer typischen SSR-Messung von ca. 3

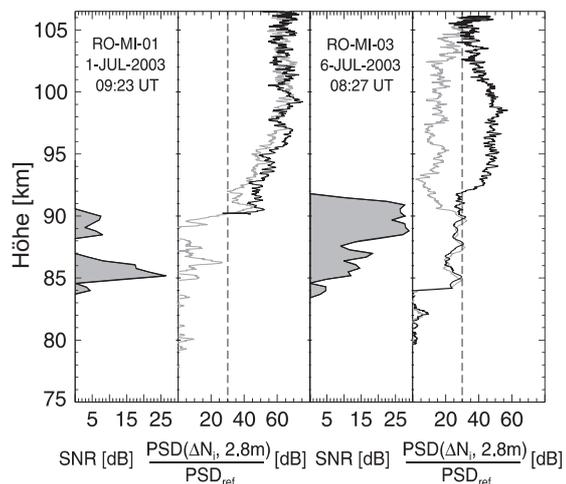


**Abbildung 4.20:** CARMA-Modellrechnung mit variierenden Werten der Wasserdampfkonzentration (bzw.  $T_f$ ), Turbulenzstärke, Mesopausentemperatur und Höhe (extrapoliertes Temperaturprofil vom 15.07.2001). a: Variierte Profile, wie sie in die Modellrechnung eingehen, b: Modellierte Proxy-Profile, c: Anzahl der Proxy-Profile in der entsprechenden Höhe für eine Turbulenzstärke (siehe Beschriftung) und Variation aller anderen Werte, d: Anzahl der Proxy-Profile in der entsprechenden Höhe bei Variation aller Werte (schwarz) und der tatsächlich von SSR gemessenen PMSE (rot) im Juni und Juli der Jahre 1999–2004. Abbildung von *Lübken*, private Mitteilung.

bis 4 Größenordnungen zwischen Rauschen und maximalem Signal. Nur diese Proxy-Profile (164) wurden für den Vergleich von modellierter und gemessener PMSE berücksichtigt.

Abbildung 4.20 c zeigt den Einfluss der Turbulenzstärke auf die Proxy-Oberkante indem die Turbulenzstärke unverändert bleibt und nur die Werte der anderen drei Parameter miteinander variiert werden. Für jeden einzelnen Wert der Turbulenzstärke (Faktor: 1, 5, 10, 0,2 und 0,1) ist die prozentuale Häufigkeit der berücksichtigten Proxy-Profile in der entsprechenden Höhe dargestellt, wobei sich maximal 45 Profile ergeben (= 100 %). Im Fall der geringsten Turbulenzstärke (rotes Profil) sind in 92 km immer noch über 40 % aller Proxy-Profile vorhanden, während die rel. PMSE-Häufigkeit bei den SSR-Messungen nur einige Prozent in dieser Höhe beträgt. Diese Diskrepanz verstärkt sich mit zunehmender Turbulenzstärke. Ein absoluter Vergleich der Oberkante des modellierten Proxy (Variation aller Werte) und der gemessenen PMSE (Juni und Juli der Jahre 1999–2004) ist in Abbildung 4.20 d gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die Anzahl der Proxy-Profile (schwarz) erst in größeren Höhen verringert als bei dem Mittel der gemessenen PMSE-Profile (rote). So sind z. B. in 93 km noch 75 % aller Proxy-Profile und nur ca. 5 % der PMSE-Profile vorhanden. Nach diesen Modellrechnungen muss PMSE also auch in größeren Höhen zu beobachten sein, als sie tatsächlich mit dem Sousy-Svalbard-Radar beobachtet werden.

Dass kleinskalige Strukturen in der Elektronendichte auch oberhalb von 92 km vorhanden sind, bestätigen die Messungen von *Strelnikov et al.* [2006]. Mit raketentragenen Experimenten wurden 2003 unter anderem hoch auflösende Messungen von positiven Ionen durchgeführt, die als Anhalt für Strukturen in der Elektronendichte benutzt werden können (siehe auch *Rapp et al.* [2003a]). In Abbildung 4.21 werden die PMSE-Messungen des Sousy-Svalbard-Radar (SSR) mit den ca. 100 km entfernten Raketenmessungen verglichen [*Strelnikov et al.*, 2006]. Diese Messungen fanden am 1. und 6. Juli 2003 statt. Die vier Profile in Abbildung 4.21 zeigen die spektrale Leistungsdichte (PSD) der gemessenen Ionendichtefluktuationen ( $\Delta N_i$ ) auf einer Wellenlänge von 2,8 m (SSR-Braggskala) für den Steigflug der Rakete (schwarze Profile) und Sinkflug der Rakete (graue Profile). Die grau ausgefüllten Profile stellen das PMSE-Signal dar. PMSE-Stärke und PSD sind in dB angegeben und können nach *Strelnikov et al.* [2006] direkt miteinander verglichen werden. Die in-situ-Messungen der Ionendichtefluktuationen zeigt in der gleichen Höhe wie die PMSE einen starken Anstieg und haben in etwa die gleiche Signalstärke wie die PMSE. Die Ionendichtefluktuationen erhöhen sich oberhalb der PMSE, obwohl das PMSE-Signal verschwindet. Nur am 6. Juni verringert sich die Signalstärke beim Sinkflug der Rakete. Das Plasma unterliegt in diesem Höhenbereich zwei völlig unterschiedlichen physikalischen Prozessen, jedoch ist dieser Übergang in Abbildung 4.21 nicht erkennbar. Unterhalb von ca. 92 km Höhe, wo die Stoßrate der Plasmakonstituenten mit dem Neutralgas hoch ist, werden die

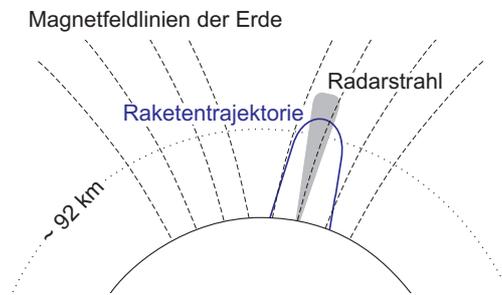


**Abbildung 4.21:** Vergleich der PMSE gemessen mit dem SSR (graue Flächen) und den spektralen Leistungsdichteprofilen (PSD) der in-situ gemessenen Ionendichtefluktuationen ( $\Delta N_i$ ), berechnet für die Braggskala des SSR. Für Steigflug der Rakete (schwarze Profile) und Sinkflug der Rakete (graue Profile). Entnommen aus *Strelnikov et al.* [2006].

Strukturen im Plasma durch turbulente Advektion in Verbindung mit dem Effekt geladener Eisteilchen erzeugt. Oberhalb dieser Höhe nimmt die Stoßrate der Plasmakonstituenten stark ab, hier ist es das horizontale elektrische Feld aus der Magnetosphäre, das zu einer Zweistrom-Instabilität des Plasmas führt, was ebenfalls sehr kleinskalige Strukturen erzeugt [Farley, 1963; Buneman, 1963]. Die Verringerung der Signalstärke am 6. Juni wird auf eine zeitliche Variation der Zweistrom-Instabilität des Plasmas zurückgeführt [Strelnikov *et al.*, 2006].

Die anderen Profile in Abbildung 4.21 zeigen auch oberhalb der PMSE starke Ionendichtefluktuationen auf Skalen von 2,8 m (Braggskala des SSR). Jedoch verschwindet das PMSE-Signal des SSR oberhalb von etwa 92 km Höhe. Oberhalb dieser Höhe, mehrere Kilometer vor dem Apogäum, hat die Flugbahn der Rakete bereits eine große horizontale Komponente. Nur deshalb können diese Strukturen mit der Rakete detektiert werden. Es kann davon ausgegangen werden, dass sich diese Strukturen durch das elektrische Feld entlang der Magnetfeldlinien (also nahezu vertikal) ausrichten.

Radars können jedoch nur solche Strukturen detektieren, die senkrecht zum Radarstrahl auftreten, beim SSR also in der horizontalen. Senkrecht zur Erdoberfläche ausgerichteten Strukturen (vertikale) sind folglich nur in der „horizontal“ durchgeführten Raketenmessung sichtbar und können auf Grund der Beobachtungsgeometrie nicht in der Radarmessung beobachtet werden. Eine schematische Darstellung wird in Abbildung 4.22 gegeben. Somit ließe sich auch erklären, weshalb oberhalb von etwa 92 km keine PMSE mit dem SSR beobachtet werden.



**Abbildung 4.22:** Schematische Darstellung des Erdmagnetfelds mit vertikal ausgerichteten Radarstrahl und der gekrümmten Raketentrajektorie

PMSE oberhalb von 92 km wurden jedoch im Sommer 1980 in Poker Flat (Alaska, 65° N, 147° W) beobachtet [Ecklund und Balsley, 1981]. Für diese Messungen wurde ein 50 MHz MST Radar mit 400 kW Sendeleistung und 10000 m<sup>2</sup> Antennenfläche verwendet. Der Radarstrahl war um 15° in Richtung Osten geneigt und hatte einen Öffnungswinkel von 2,2°. Gegenüber dem SSR hat dieses Radar doppelt so viel Antennenfläche und eine sechsmal größere Sendeleistung. Ein quantitativer Vergleich kann jedoch nicht durchgeführt werden, weil beide Radars nicht kalibriert waren. Das SSR ist mit dem ALOMAR-Wind-Radar (ALWIN) in 69° N, 16° W vergleichbar [Latteck, private Mitteilung]. Die absolute Kalibrierung des ALWIN und die Leistungsfähigkeit für PMSE-Messungen im Vergleich zu anderen Radars wurde in Latteck *et al.* [2005] herausgestellt. Ecklund und Balsley [1981] haben das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit einer Höhenauflösung von 2,2 km über einen Tag gemittelt. Ein Beispiel ist in Abbildung 4.23 für den 11. Juli 1980 dargestellt. Im Vergleich zu den SSR-Messungen in Abschnitt 4.1.2 (Abb. 4.3 und Abb. 4.5) ist das PMSE-Maximum um ca. 1 km höher und die Unterkante 4 km tiefer. Der Unterschied ist aber an der PMSE-Oberkante am größten und beträgt 8 km. Den selben Höhenverlauf der PMSE zeigen Ecklund und Balsley [1981], nachdem sie über alle Messungen der Saison (18. Juni bis 21. August) integriert haben. Bis jetzt ist unklar, weshalb in Poker Flat PMSE bis 100 km beobachtet werden kann und in Spitzbergen nicht. Jedoch implizieren die Poker Flat Messungen auch für den Bereich der PMSE-Unterkante (76 km) eine andere Temperaturstruktur als sie in diesen Höhen angenommen wird. So beträgt die Temperatur nach der MSISE-90 für das hier gezeigte Beispiel 187 K in 76 km Höhe und es ist unrealistisch, dass bei dieser Temperatur PMSE existieren kann.

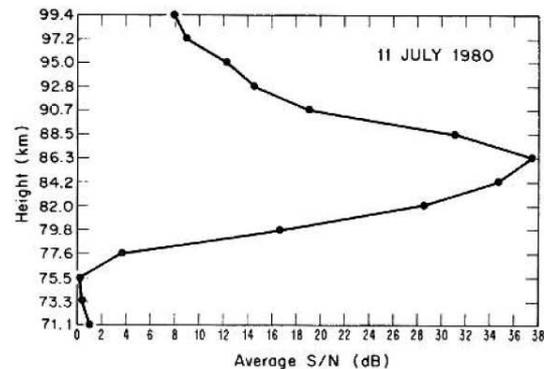
Vielmehr ist anzunehmen, dass es sich hierbei um turbulente Rückstreuung handelt. Diese wird zum Teil durch starke Sonnenaktivität hervorgerufen, wie sie 1980 beobachtet wurde. Es müssen auch die Auswirkungen des um  $15^\circ$  geneigten Radarstrahls berücksichtigt werden, wodurch sich z. B. die Höhenauflösung auf 3,5 km erhöht. Somit vergrößert sich auch der gesamte Höhenbereich des PMSE-Profiles. Auf Grund der sehr hohen Sendeleistung von 400 kW ist davon auszugehen, dass oberhalb von ca. 90 km aufgrund zunehmender Elektronendichte inkohärente Streuung auftrat und zu einer zusätzlichen Signalerhöhung führte. Deshalb ist es äußerst unwahrscheinlich, dass die geringere Sensitivität des SSR gegenüber dem Radar in Poker Flat der Grund ist, weshalb die PMSE-Oberkante in Spitzbergen niemals oberhalb  $\sim 92$  km beobachtet wurde. Die Aufarbeitung der Messungen in Poker Flat ist im nachhinein nicht möglich, weshalb auch die Interpretation dieser Ergebnisse viele Fragen offen lässt.

Warum in Spitzbergen die PMSE-Oberkante zu keinem Zeitpunkt innerhalb der gesamten Messzeit oberhalb von  $\sim 92$  km beobachtet wurde, lässt sich also auch nicht mit der Sensitivität des Radars erklären. Hinzu kommt, wie im ersten Abschnitt gezeigt wurde, dass die Eisteilchen durch vertikale Winde zumindest zeitweise über  $\sim 92$  km transportiert werden können. Der hier zugrunde liegende Mechanismus muss demzufolge ein höhen- und zeitunabhängiger Prozess sein. Das spricht für die Annahme, dass sich die Strukturen durch das elektrische Feld entlang der Erd-Magnetfeldlinien ausrichten.

Nach dem derzeitigen theoretischen Verständnis der PMSE und mit den hier angestellten Betrachtungen ist das Verhalten der PMSE-Oberkante in Spitzbergen nicht endgültig zu klären. Die Messungen zeigen eindeutig, dass die Temperaturen an der PMSE-Oberkante und oberhalb niedrig genug sind, um die Existenz und wahrscheinlich auch die Bildung von Eisteilchen zu ermöglichen. Vor allem die Modellrechnungen und die Messungen in Poker Flat zeigen oberhalb von  $\sim 92$  km PMSE. Die hier aufgeführten Punkte können das Fehlen von PMSE oberhalb 92 km zumindest teilweise erklären. Ein Beweis kann jedoch erst durch weiterführende Untersuchungen erbracht werden.

### 4.3.2 Weiterführende Überlegungen

Ein Grund für die Diskrepanz zwischen thermischer Struktur und PMSE-Auftreten im Höhenbereich von  $\sim 92$  bis 94 km können die Plasmaeigenschaften sein. Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde, ändern sich im Höhenbereich um 92 km die physikalischen Eigenschaften und Prozesse im Plasma. In der Literatur finden sich Arbeiten, die den Einfluss von Farley-Buneman-Instabilitäten und anderen Prozessen im Plasma der D- und E-Schicht untersuchen [z.B. *Rosenberg und Chow*, 1998; *Rosenberg und Shukla*, 2003, 2000]. Das elektrische Feld steht in polaren Breiten nahezu senkrecht auf der Erdoberfläche und die Strukturen richten sich oberhalb von ca. 92 km parallel zu den dazugehörigen Feldlinien aus. Deshalb sind für Radars, deren Radarstrahl vertikal nach oben gerichtet ist (wie das SSR), diese Strukturen unsichtbar. Bei den Messungen in Poker Flat war der Radarstrahl um  $15^\circ$  in eine Himmels-



**Abbildung 4.23:** PMSE-Messung am 11. Juli 1980 in Poker Flat, Alaska. Das SNR wurde über 24 Stunden integriert. Entnommen aus *Ecklund und Balsley* [1981].

richtung geneigt. Auch während der SSR-Messungen wurde der Radarstrahl um 5° in vier Himmelsrichtungen geneigt. Beim einem Vergleich der jeweils um 10° zueinander verkippten Strahlen des SSR ist festzustellen, ob sich der Höhenbereich oder die Stärke der PMSE auf Grund der veränderten Beobachtungsgeometrie ändert. Diese Daten standen während der hier durchgeführten Analysen noch nicht zu Verfügung und sollen deshalb erst in weiterführenden Untersuchungen ausgewertet werden. Die Auswertungen können Aufschluss geben, ob auch die Eisteilchen auf magnetische und elektrische Felder reagieren und dadurch niemals PMSE über ~92 km mit einem senkrechten Radarstrahl beobachtet werden kann.

Generell wäre es von Interesse, die Eisteilchen selbst zu untersuchen und nicht nur deren Auswirkungen auf das Plasma. Mit dem Kalium-Resonanzlidar wurden über Spitzbergen bereits große Eisteilchen (NLC) untersucht [Höffner *et al.*, 2003a]. Eine Verbesserung dieser Technik kann z.B. Erkenntnisse zur Höhenverteilung der Eisteilchen liefern und somit klären, ob sie oberhalb von 92 km auftreten. Des weiteren sollten Studien zum Dynamikumfang und zur Sensitivität des SSR unternommen werden, um zu klären, ob prinzipiell oberhalb von ~92 km Radarechos zu detektieren sind. Gegebenenfalls ergäben die Temperaturen und die PMSE ein geschlossenes Bild, das dem derzeitigen theoretischen Verständnis der PMSE entspricht.

Durch Modellrechnungen kann am ehesten ermittelt werden, auf welchen Parameter die Höhenverteilung der PMSE am stärksten reagiert. Dazu müsste das CARMA-Modell wesentlich erweitert oder ein neues Modell entwickelt werden. Dieses Modell bräuchte eine volle Modellierung der Plasmainstabilitäten. Insbesondere müsste der Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern auf die Prozesse der PMSE-Bildung und -Existenz explizit berücksichtigt werden.

## 4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Temperaturen aus Abschnitt 3.3.1 mit simultanen PMSE-Messungen am selben Standort verglichen. Dadurch konnten erstmals kontinuierliche Messungen über mehrere Stunden hinweg untersucht werden. Die Auswertung der beiden Datensätze mit hoher Zeit- und Höhenauflösung erfolgte vor allem an der PMSE-Oberkante und dem Bereich darüber.

Aus sporadischen Vergleichen innerhalb und unterhalb der PMSE ist bekannt, dass PMSE nur auftreten, wenn die Frostpunktttemperatur unterschritten ist [z. B. Lübken *et al.*, 2004c]. Deshalb werden PMSE als Indikator für mesosphärische Temperaturen genutzt, woraus dann meist weitere Schlussfolgerungen gezogen werden. So konnten z. B. Balsley *et al.* [1993] in der Antarktis keine PMSE beobachten und schlussfolgerten, die Temperaturen seien in der antarktischen Mesopausen-Region höher als die in der Arktis, wo PMSE beobachtet werden. Spätere Untersuchungen zeigten jedoch eine ähnliche thermische Struktur in Arktis und Antarktis [z. B. Lübken *et al.*, 2004b; Lübken und Berger, 2007].

Wie die hier durchgeführten Analysen zeigen, ist die PMSE-Oberkante dagegen kein Indikator für mesosphärische Temperaturen. Während der simultanen Temperatur- und PMSE-Beobachtungen (353 Messstunden) sind die Temperaturen oberhalb der PMSE immer wesentlich niedriger (bis zu 40 K) als die Frostpunktttemperatur. Oberhalb von 92 km wurde praktisch niemals PMSE beobachtet, obwohl die Frostpunktttemperatur sehr stark und langanhaltend unterschritten war. Diese neu gewonnenen Ergebnisse lassen sich nicht mit dem derzeitigen Verständnis von PMSE erklären.

## Kapitel 5

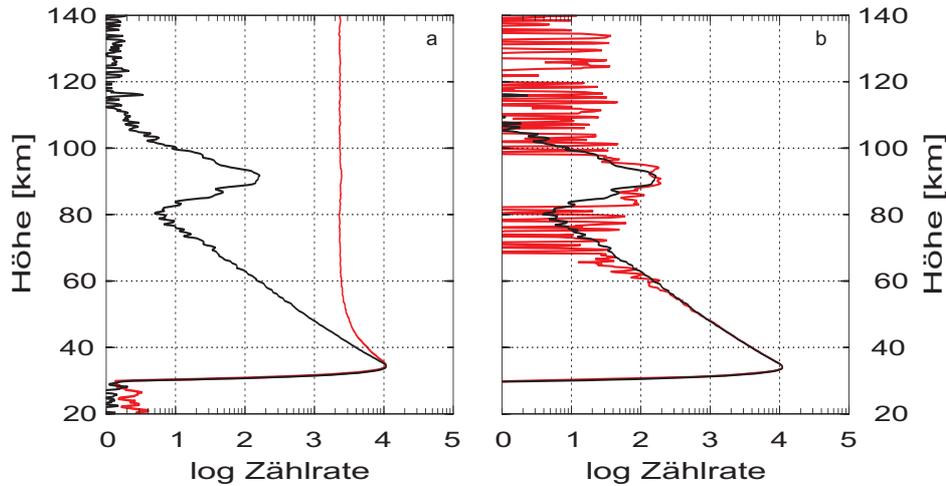
# Weiterentwicklung des Kaliumlidars zum Eisenlidar

Von Beginn an wurden die Lidarsysteme am IAP weiterentwickelt und ausgebaut, um sie den wissenschaftlichen Fragestellungen entsprechend einsetzen zu können. Nachdem das Kalium-Resonanzlidar entwickelt wurde [Höffner und von Zahn, 1995], sind im Laufe der Jahre viele Verbesserungen vorgenommen worden. Ein wesentlicher Fortschritt war die Entwicklung eines Tageslichtfilters [Fricke-Begemann *et al.*, 2002a], womit die Messungen in Spitzbergen und die Untersuchungen im vorangegangenen Kapitel möglich wurden. Daraus wurde auch deutlich, dass die Sondierung von Eisteilchen in Höhen der PMSE einen großen Beitrag zum Verständnis der Mesopausen-Region in polaren Breiten liefern kann. Darüberhinaus ist es auch wichtig am Tag, im selben Höhenbereich und mit gleicher Genauigkeit wie in der Nacht, Temperaturen messen zu können (siehe Abb. 2.5). Es müssen also die Empfindlichkeit und dadurch auch die Einsatzmöglichkeiten des Kalium-Resonanzlidar verbessert werden. All dies ist aber nur durch eine Verbesserung der Tageslichtfähigkeit des Kalium-Resonanzlidar zu erzielen. Jedoch können die Tageslichteigenschaften des Kalium-Resonanzlidar aufgrund von Sättigungseffekten in der Kaliumschicht nicht mehr weiter verbessert werden (siehe Abschnitt 2.1.3). Die Entscheidung, ein spannendes Eisenlidar zu bauen, wurde nach den ersten vielversprechenden Testmessungen getroffen. Da das rückgestreute Signal des Eisenlidars im klassischen Sinne keine Resonanzstreuung ist, wird es im Folgenden als Eisen-Dopplerlidar und nicht als Eisen-Resonanzlidar bezeichnet (siehe Abschnitt 5.2).

In diesem Kapitel wird gezeigt, aus welchen Gründen und wie die Entwicklung vom Kalium-Resonanzlidar zum Eisen-Dopplerlidar vorgenommen wurde. Dabei werden sowohl Nacht- als auch Tageslichtmessung vom Kalium-Resonanzlidar und vom Eisen-Dopplerlidar miteinander verglichen und diskutiert. Abschließend werden die erzielten Ergebnisse zusammengefasst.

### 5.1 Kalium-Resonanzlidar vs. Eisen-Dopplerlidar

Das Kalium-Resonanzlidar ist grundsätzlich ein tageslichtfähiges Lidarsystem wie die Messungen zeigen (siehe Kap. 3.3). Jedoch ist der Messbereich des Lidars am Tage erheblich eingeschränkt. Erstreckt sich der Höhenbereich der Messung in der Nacht über ca. 20 km, so ist er am Tage bei gleichzeitig ansteigendem statistischem Fehler auf ca. 5 km beschränkt (siehe auch Abbildung 2.5). Das Sonnenlicht stört die Messung tagsüber erheblich, da der Untergrund am Tag trotz Tageslichtfilter ca. 1000-fach höher ist als nachts. Dies wirkt sich auf alle Messparameter aus, wie z.B. die Detektion von Eisteilchen. Abbildung 5.1 zeigt das rückgestreute Signal am Tag und in der Nacht bei einer Routinemessung am 15.04.2004. Die Messung wurde mit der üblichen Messkonfiguration durchgeführt, Laserenergie:  $\sim 150$  mJ, Teleskopgesichtsfeld:  $192 \mu\text{rad}$  und mit FADOF-Tageslichtfilter (siehe Tab. 2.2 und Tab. 2.3). Im linken Teil der Abbildung 5.1 wird der Untergrund am Tag (rot) und in der Nacht (schwarz) verglichen. Das

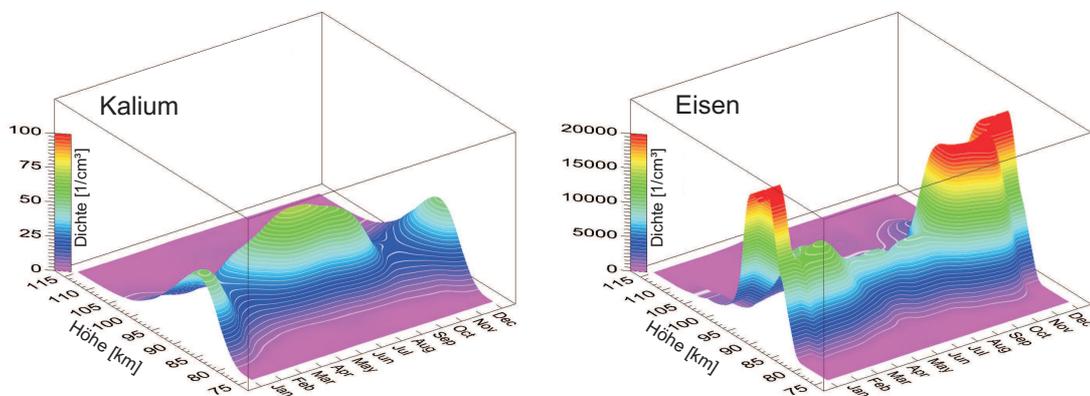


**Abbildung 5.1:** Kalium-Lidar-Signal bei einer Routinemessung (FOV:  $192 \mu\text{rad}$ , Tageslichtfilter, Laserenergie:  $\sim 150 \text{ mJ}$ ) in der Nacht (schwarzes Profil 00:00–00:02 UT) und am Tag (rotes Profil 12:02–12:04 UT) in Kühlungsborn am 15.04.2004. Links mit Untergrund (a) und rechts nach Untergrundabzug (b). Siehe auch Abbildung 2.5.

Resonanz-Signal der Kaliumschicht hebt sich am Tag praktisch nicht vom Untergrund ab. Nach Abzug des Untergrunds (Abb. 5.1 rechts) ist die Kaliumschicht auch am Tag erkennbar, jedoch ist das statistische Rauschen der Messung fast in der selben Größenordnung wie das Signal. Eine Verbesserung der Tageslichtfähigkeit des Kalium-Resonanzlidars ist nicht mehr möglich. Der entscheidende Faktor ist hierbei die Sättigung der Kalium-Atome in der Metallschicht, die durch zu hohe Energiedichten des Lasers verursacht werden (siehe Kap. 2.1.3). Die Lebensdauer des angeregten Zustands beim Kaliumresonanzübergang beträgt  $26,2 \text{ ns}$  [Saloman, 1993], so dass bei den Laserparametern des Kalium-Resonanzlidars ( $250 \text{ ns}$  Pulslänge,  $150 \text{ mJ}$  Laserenergie,  $0,3 \text{ mrad}$  Divergenz) ein Atom im Durchschnitt an ca. 9 ungestörten Streuprozessen beteiligt sein kann. Ist die Energiedichte des Lasers (d. h. die Anzahl der einfallenden Photonen) höher, liegen im Mittel nicht mehr alle Atome im Grundzustand vor. Wie viele Photonen pro Laserpuls tatsächlich mit den Metall-Atomen wechselwirken, hängt vom Wirkungsquerschnitt für diesen Streuprozess ab. Der Wirkungsquerschnitt der Resonanzstreuung an Eisen-Atomen, die in der Atmosphäre mit relativ hoher Dichte auftreten, ist mehr als eine Größenordnung geringer als der für Kalium. Der Resonanz-Rückstreuquerschnitt des Kalium- $D_1$ -Resonanzübergang beträgt bei einer Temperatur von  $200 \text{ K}$  im Maximum  $7,65 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{sr}$  [von Zahn und Höffner, 1996] im Gegensatz zur Rückstreuung auf der Eisenlinie mit  $3,88 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{sr}$  [Lautenbach und Höffner, 2004]. Der geringere Rückstreuquerschnitt der Eisen-Resonanzlinie wird jedoch durch eine höhere Eisendichte kompensiert. In Abbildung 5.2 ist der Dichtejahresgang der beiden Metallschichten gegenübergestellt. Bei Kalium liegt die mittlere Dichte im Schichtmaximum ( $\sim 90 \text{ km}$ ) bei  $\rho_K \approx 40 \text{ cm}^{-3}$  (siehe Kap. 3.2.3), bei Eisen ist die mittlere Dichte ca. 240-fach so hoch. Je nach jahreszeitlichen Variationen ist die Eisendichte maximal 1000-fach (Oktober) und minimal 100-fach (Juni) höher als die Kaliumdichte. Somit erhält man trotz des geringeren Rückstreuquerschnitts auf der Eisenlinie immer ein ähnliches oder höheres Rückstreusignal als bei Kalium mit gleicher Messkonfiguration. Auf Grund des geringeren Rückstreuquerschnitts kann die Energiedichte im Laserstrahl des Eisen-Dopplerlidars viel höher sein bevor es zu Sättigungseffekten kommt.

Dieser Zusammenhang ist für die erreichbare Unterdrückung des Tageslichts von entscheidender Bedeutung. Denn eine der besten Methoden, den Tageslicht-Untergrund zu reduzieren, ist das Sichtfeld des Teleskops zu verkleinern. Damit einher geht aber auch, dass die Divergenz des Laserstrahls verkleinert werden muss. Da beim Eisen-Dopplerlidar eine höhere Energiedichte im Laserstrahl möglich ist, kann der Strahldivergenz gegenüber dem Kalium-Resonanzlidar verringert werden. Somit kann auch das Sichtfeld vom Empfangsteleskop verkleinert werden und es wird eine effektive Unterdrückung des Tageslichts bei gleichzeitig höherem Rückstreusignal erreicht.

Neben dem primären Ziel, am Tage genauer Temperaturen messen zu können, ergeben sich mit dem Eisen-Dopplerlidar auch eine Vielzahl anderer Vorteile. Auf Grund der hohen Eisendichte verbessert sich die Messstatistik. Deshalb ist der statistische Fehler bei gleicher Integrationszeit kleiner (siehe Abschnitt 5.4.1), oder es kann bei gleichem statistischen Fehler eine kürzere Integrationszeit gewählt werden. Erste Vergleichsmessungen haben auch gezeigt, dass sich bei leichter Cirrusbewölkung oder Dunst der Untergrund beim Eisen-Dopplerlidar weitaus weniger erhöht als beim Kalium-Resonanzlidar. Damit ist das Eisen-Dopplerlidar weniger abhängig von den Wetterbedingungen und somit häufiger einsetzbar. Durch die angewendete Technik der Frequenzverdoppelung wird vom Laser eine zweite Wellenlänge emittiert (siehe Kap. 5.3). Diese Wellenlänge kann genutzt werden, um ungehindert von der Resonanzstreuung, Eisteilchen (NLC und PMSE) zu detektieren oder aus der Rayleighstreuung Temperaturen zu berechnen. Mit der Methode von *Alpers et al.* [2004] werden Temperaturberechnung über einen Höhenbereich von ca. 30–110 km mit einem einzigen Lidar möglich (siehe Abschnitt 5.4).

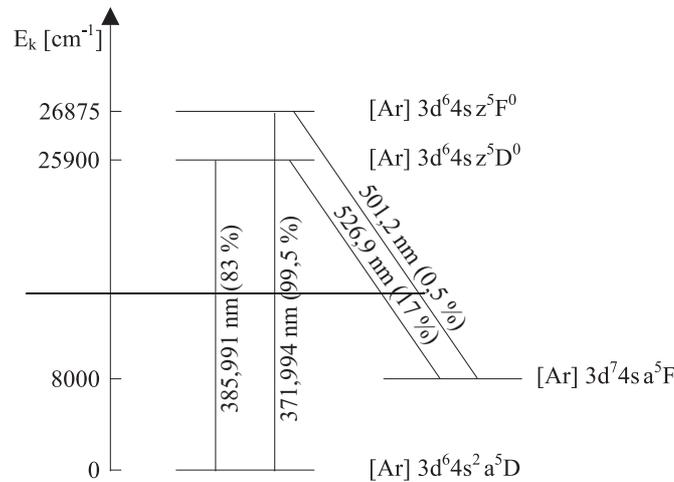


**Abbildung 5.2:** Mittlerer Verlauf der Kalium- und Eisen-Dichte über Kühlungsborn (54°N). Entnommen aus *Gerding et al.* [2000].

## 5.2 Atom- und kernphysikalische Daten der Eisenresonanzlinie

### 5.2.1 Auswahl des Eisen-Resonanz-Übergangs

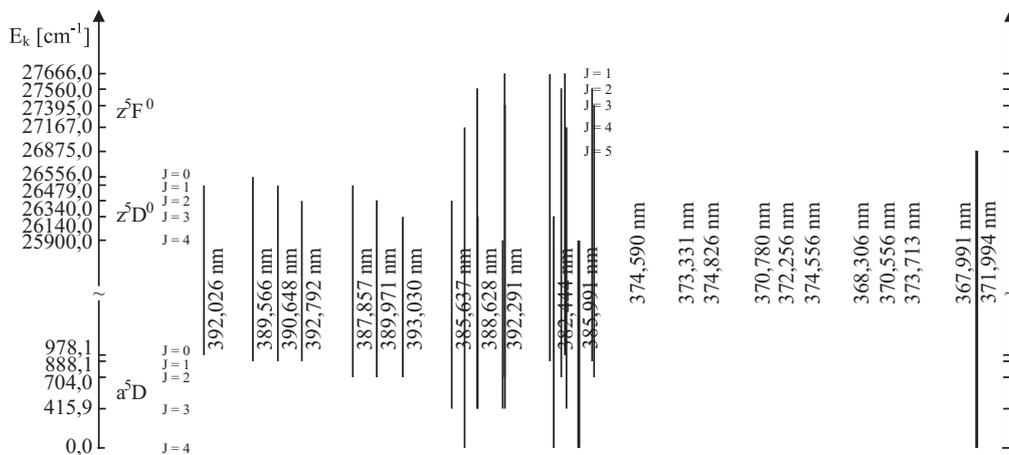
Für Resonanz-Lidarmessungen kommen nur solche Übergänge in Frage, bei der die eingestrahlte Wellenlänge ein Elektron auf ein reelles Niveau anregt und es durch Ausstrahlung der gleichen Wellenlänge wieder in den Ausgangszustand relaxiert. Diese Übergänge sind bei mesosphärischen Temperaturen von 100 bis 250 K ausreichend besetzt. Für atomares Eisen erge-



**Abbildung 5.3:** Auszug aus dem Linienspektrum des Eisen-I-Spektrums ohne Feinstrukturübergang (siehe Abb. 5.4). Wellenlängen in Luft und mit prozentualer Oszillatorstärke angegeben.

ben sich nach *Lang* [1980] sieben Übergänge, die alle bei Wellenlängen unterhalb von 400 nm liegen. Jedoch macht sich unterhalb von 350 nm bereits die Absorption durch atmosphärisches Ozon störend bemerkbar. Es bleiben nur die Übergänge  $a^5D_4 \rightarrow z^5F_5^0$  bei 371,994 nm (in Luft gemessen) und  $a^5D_4 \rightarrow z^5D_4^0$  bei 385,991 nm (in Luft gemessen) übrig, wie sie in Abbildung 5.3 dargestellt sind. Der 386 nm Übergang emittiert von der eingestrahnten Wellenlänge 17% auf der Wellenlänge von 526 nm zurück (siehe Abb. 5.3). Im klassischen Sinne ist dies also keine Resonanzstreuung, deshalb wird das Eisenlidar auch nicht als Eisen-Resonanzlidar, sondern als Eisen-Dopplerlidar bezeichnet.

Für eine genaue Betrachtung des Übergangs muss zusätzlich die Feinstruktur berücksichtigt werden. Abbildung 5.4 links zeigt die Feinstruktur des 386 nm Übergang und rechts die des 372 nm Übergang. Beim 372 nm Übergang werden alle Photonen auf einer Wellenlänge emittiert.



**Abbildung 5.4:** Feinstrukturübergänge des Eisen-I-Spektrums von  $a^5D_4 \rightarrow z^5D_4^0$  bei 385,991 nm (links) und  $a^5D_4 \rightarrow z^5F_5^0$  bei 371,994 nm (rechts). Wellenlängen und Energiewerte aus *Striganov und Sventitskii* [1968].

tiert und der Rückstreuquerschnitt ist ca. doppelt so groß wie beim 386 nm Übergang [Alpers *et al.*, 1990]. Innerhalb des Feinstrukturübergangs emittiert der 386 nm Übergang ca. 10,6 % von den 83% auf einer weiteren Wellenlänge von 392,291 nm zum Niveau  $a^5D_3$  (siehe Abb. 5.4 links) [Striganov und Sventitskii, 1968]. Für Nachtmessungen wäre also der 372 nm Übergang zu bevorzugen. Jedoch muss bei Tageslichtmessungen auch der solare Untergrund bei der entsprechenden Wellenlänge beachtet werden, der nach Höffner [1990] bei 372 nm ca. doppelt so hoch wie bei 386 nm ist. Keiner der beiden Übergänge bietet also einen klaren Vorteil für unsere Messungen.

Die Lasereigenschaften der vorhandenen Sendeeinheit (siehe Kap. 2.2.2) sind speziell auf eine Wellenlänge von 770 nm abgestimmt [Höffner und von Zahn, 1995; Fricke-Begemann, 2004]. Wenn die Laserwellenlänge frequenzverdoppelt wird (siehe Kap. 5.3), dann ist der Eisen-Resonanzübergang bei 386 nm nur 1 nm von der frequenzverdoppelten Laserwellenlänge entfernt. Der andere Eisen-Resonanzübergang (372 nm) ist um 13 nm zur frequenzverdoppelten Laserwellenlänge verschoben. Da keiner der beiden Übergänge einen Vorteil bietet, wird der technische Umbau des Lasers gering gehalten und der 386 nm Übergang genutzt.

### 5.2.2 Isotopenverteilung

Wie bei Kalium treten auch bei Eisen mehrere natürliche Isotope auf. Die häufigsten Eisen-Isotope sind für die Erdatmosphäre in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Das am stärksten vertretende Isotop ist das  $^{56}\text{Fe}$ , es kommt zu 91,72 % in der Natur vor. Die restlichen ca. 8,3 % liegen im  $^{54}\text{Fe}$  (5,8 %),  $^{57}\text{Fe}$  (2,2 %) und  $^{58}\text{Fe}$  (0,28 %) vor. Die unterschiedlichen Kernmassen der Isotope bewirken eine mehr oder weniger starke spektrale Verschiebung der Resonanzlinie. Die Stärke der Verschiebung nimmt generell mit zunehmender Kernmasse ab, ist aber zusätzlich stark von den einzelnen atomphysikalischen Eigenschaften des Atoms und der Übergangswellenlänge abhängig. Die Isotopieverschiebung setzt sich aus dem Massen- und dem Volumen-Effekt zusammen. Diese müssen die Spektrallinie aber nicht unbedingt in eine Richtung verschieben, sie können sich auch gegenseitig aufheben. Die Berechnung der beiden Effekte ist äußerst schwierig, da hierfür die Wellenfunktionen der einzelnen Zustände bekannt sein müssen. Wie sich beim Kalium gezeigt hat, beeinflusst die Isotopieverschiebung das Ergebnis der Dichte- und Temperatur-Berechnung erheblich und darf nicht vernachlässigt werden [von Zahn und Höffner, 1996]. Messungen der Isotopieverschiebung des uns interessierenden Eisenübergangs wurden nur in Form einer unveröffentlichten Diplomarbeit von Kaletta [1969] gefunden. Mit einem sehr schmalbandigem Laser ist es aber auch möglich aus der Lidarmessung selbst die Isotopieverschiebung abzuleiten, wie im Folgenden Abschnitt beschrieben wird.

**Tabelle 5.1:** In der Natur am häufigsten vorkommende Eisen-Isotope nach Kurucz [1993].

Ordnungszahl	Isotop	Nuklidmasse [ $u$ ]*	Häufigkeit [%]	Kernspin
26	$^{54}\text{Fe}$	53,939612	5,80	0
	$^{56}\text{Fe}$	55,934939	91,72	0
	$^{57}\text{Fe}$	56,935396	2,20	$\frac{1}{2}$
	$^{58}\text{Fe}$	57,933277	0,28	0

\* National Institute of Standards and Technology (NIST)

### 5.2.3 Der Eisen-Resonanz-Rückstreuquerschnitt

Der atomare Eisen-Resonanzübergang ( $a^5D_4 \rightarrow z^5D_4$ ) hat seine Zentralwellenlänge ( $\lambda_0$ ) in Luft bei 385,991 nm. Im Anhang A sind alle Daten aufgeführt, die zur Berechnung des Eisen-Resonanz-Rückstreuquerschnitts benötigt werden. Im Folgenden wird der effektive Rückstreuquerschnitt ( $\sigma_{\text{eff}}$ ) theoretisch berechnet und auf experimentelle Weise überprüft.

#### Theoretische Berechnungen

Der hier gewählte Ansatz gilt nur für Atome ohne Hyperfeinstruktur und unterscheidet sich daher leicht von dem in Abschnitt 2.2. Die allgemeine Formel für den differentiellen Rückstreuquerschnitt bei vernachlässigbarer Linienbreite ist in *Fricke und von Zahn* [1985] zu finden. Wird die Formel auf Atome ohne Hyperfeinstruktur vereinfacht und in SI-Einheiten angegeben, so ergibt sich:

$$\sigma_{\text{diff}}(\Omega, \lambda) = \lambda_0^2 q(\Omega) f \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D}{\pi T}} e^{-D(\lambda-\lambda_0)^2/T} \quad (5.1)$$

mit:

$\lambda_0$	=	Zentralwellenlänge
$q(\Omega)$	=	Geometrischer Faktor der Abstrahlung
$\Omega$	=	Raumwinkel in Steradian
$f$	=	Oszillatorstärke
$D$	=	$\frac{c^2 m_{\text{Atom}}}{2 k \lambda_0^2}$
$T$	=	Temperatur

Der geometrische Faktor  $q(\Omega)$  berücksichtigt den Einfluss des Hanle-Effekts (siehe Abschnitt 2.1.3). Für einen zirkular polarisierten Laser wurde der Hanle-Effekt für Eisenatome bei einer Position von  $69^\circ$  N und  $16^\circ$  O von *Alpers* [1993] mit  $q(\Omega_{180^\circ}) = 1,1837$  bestimmt. Für das Eisen-Dopplerlidar wird jedoch eine linear polarisierter Laser verwendet. Berechnungen für den linear polarisierten Alexandrit-Ringlaser haben gezeigt, dass der Hanle-Effekt zumindestens bei Kalium nicht auftritt [*Zimmermann*, 1975; *von Zahn und Höffner*, 1996]. Außerdem wird der Rückstreuquerschnitt durch den Hanle-Effekt lediglich skaliert, die Form der Kurve bleibt näherungsweise erhalten. Auch die Vergleichsmessungen in Abschnitt 5.4.1 haben gezeigt, dass der Hanle-Effekte an diesem Standort keinen Einfluss hat (siehe Abb 5.14). Deshalb wird im Folgenden der geometrische Faktor für Eisenatome  $q(\Omega_{180^\circ}) = 1$  angenommen. Die aufwendige Berechnung des Hanle-Effekts für den linear polarisierten Laser wurden für Eisen noch nicht durchgeführt. Alle anderen Größen werden im Anhang A erläutert. Die Gleichung 5.1 beschreibt vereinfacht, dass die Rückstreuung in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  der einfallenden Strahlung ein Gaußprofil ist. Die Breite wird dabei durch die Temperatur  $T$  aufgrund der thermischen Dopplerverbreiterung bestimmt. Jedoch gilt diese Formel nur für Atome mit einem Isotop und ohne Hyperfeinstruktur. Um auch die restlichen drei Isotope ( $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{57}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ) zu berücksichtigen, wird Gleichung 5.1 wie folgt ergänzt:

$$\sigma_{\text{diff}}(\Omega, \lambda) = \sum_{i=1}^4 a_i (\lambda_0 + \delta\lambda_i)^2 f \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D_i}{\pi T}} e^{-D_i(\lambda-\lambda_{0,i})^2/T} . \quad (5.2)$$

Hierbei wird über alle vier Isotope summiert, wobei die Gewichtung der einzelnen Isotope

**Tabelle 5.2:** Häufigkeit der Isotope nach *Kurucz* [1993]. Isotopieverschiebung der einzelnen Eisen-Isotope aus *Kaletta* [1969] und wie aus der Eisen-Lidarmessung abgeleitet.

Isotop	Häufigkeit [ $a_i$ ]	Isotopieverschiebung [MHz]	
		<i>Kaletta</i>	Eisen-Lidar
$^{54}\text{Fe}$	0,58	$-744 \pm 9$	$-727 \pm 10$
$^{56}\text{Fe}$	9,172	0	0
$^{57}\text{Fe}$	0,22	$375 \pm 6$	$426 \pm 48$
$^{58}\text{Fe}$	0,028	$714 \pm 15$	714*

\* von *Kaletta* übernommen

durch die Häufigkeit  $a_i$  und die Korrektur der Zentralwellenlänge  $\lambda_0$  durch den entsprechenden Versatz  $\delta\lambda_i$  berücksichtigt wird (siehe Tab. 5.2). Die Berechnungen haben gezeigt, dass ein Vernachlässigen der restlichen drei Isotope einen systematischen Temperaturfehler von 28 K bei 200 K Atmosphärentemperatur erzeugen würden.

Der bisher beschriebene differentielle Rückstreuquerschnitt ( $\sigma_{\text{diff}}$ ) gilt nur für den idealen Fall einer monochromatischen Lichtquelle. Zusätzlich muss auch noch die spektrale Breite des Lasers berücksichtigt werden. Dabei wird die Linienform des Lasers als Lorenzfunktion angenommen und mit der Gaußfunktion der dopplerverbreiterten atomaren Resonanzlinie zu einem so genannten Voigt-Profil gefaltet. Der effektive Rückstreuquerschnitt sieht dann wie folgt aus:

$$\sigma_{\text{eff}}(\Omega, \lambda) = \sum_{i=1}^4 a_i (\lambda_0 + \delta\lambda_i)^2 f \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D_i}{\pi T}} H(X, Y) \quad (5.3)$$

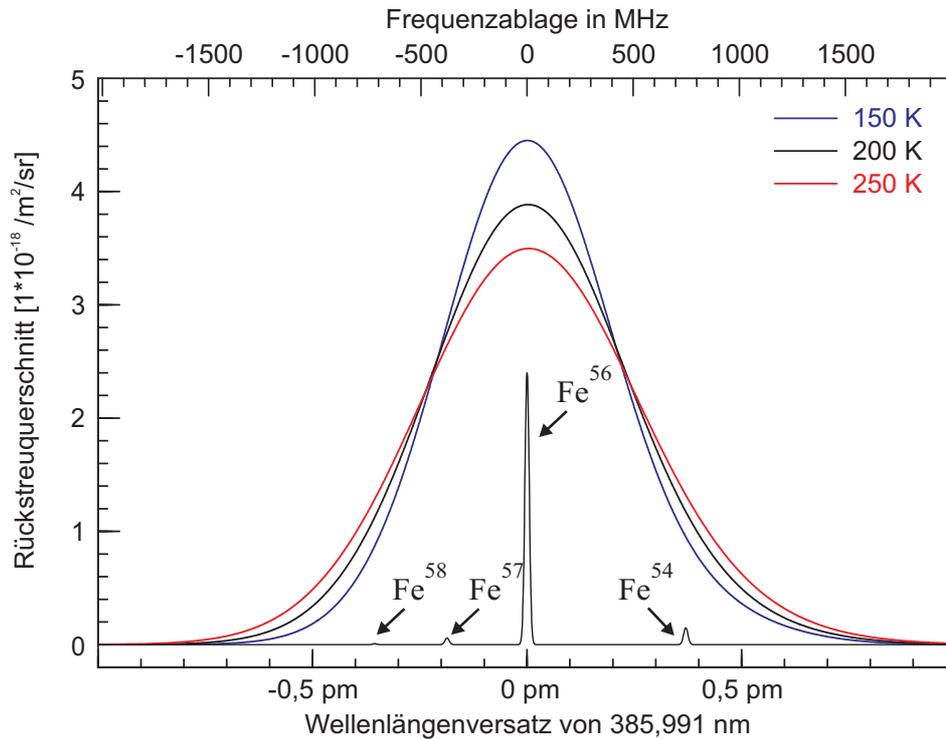
mit der Voigtfunktion

$$H(X, Y) = \frac{Y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{Y^2 + (X-t)^2} dt$$

$$X = \sqrt{\frac{D_i}{T}} (\lambda - \lambda_0)$$

$$Y = \sqrt{\frac{D_i}{T}} \frac{FWHM}{2}$$

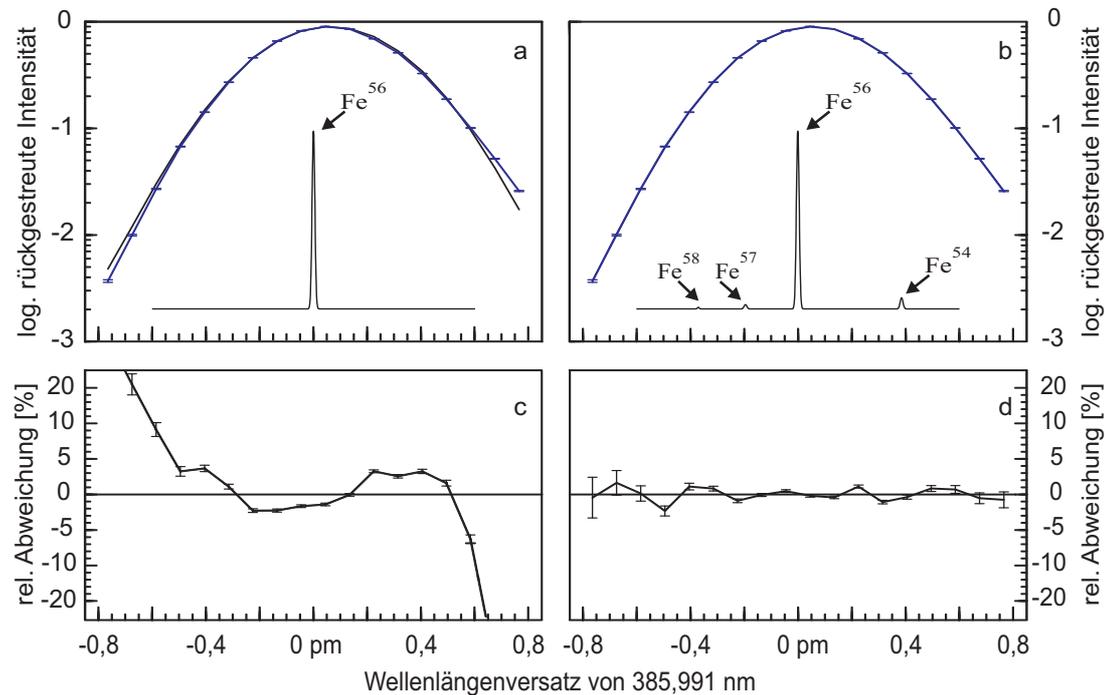
Der effektive Rückstreuquerschnitt ist also nicht nur von der atmosphärischen Temperatur sondern auch von der spektralen Halbwertsbreite (FWHM) des Lasers abhängig. Der für einen Laser mit 20 MHz Halbwertsbreite berechnete effektive Rückstreuquerschnitt ( $\sigma_{\text{eff}}$ ) ist in Abbildung 5.5 für drei typische atmosphärische Temperaturen gezeigt. Es ist zu erkennen, dass niedrigere Temperaturen zu einer höheren und schmaleren Kurve führen. Die Breite (FWHM) der Kurve verändert sich pro Kelvin Temperaturänderung um ca. 1 MHz (0,5 fm). Bei einer atmosphärischen Temperatur von 200 K ist der eff. Rückstreuquerschnitt  $\sigma_{\text{eff}} = 3,88 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{sr}$  und die Kurve hat einer Halbwertsbreite (FWHM) von 1093 MHz (0,54 pm).



**Abbildung 5.5:** Der theoretisch bestimmte effektive Rückstreuquerschnitt des Eisen-Resonanzübergang für drei typische Temperaturen (150, 200 und 250 K). Die individuellen Isotope sind mit einer Bandbreite von 20 MHz dargestellt. Ein Wellenlängenversatz von 1 pm entspricht 2017 MHz. Entnommen aus Lautenbach und Höffner [2004].

### Experimentelle Untersuchungen

Die folgende Auswertung beruht auf einer der ersten Eisen-Dopplerlidar-Messungen (siehe Kap. 5.4), sie wurde am 12.12.2002 von 20:17 bis 21:47 Uhr UT durchgeführt. Anhand dieser Messung wird die im vorigen Abschnitt verwendete Isotopieverschiebung von Kaletta [1969] und der daraus ermittelte effektive Rückstreuquerschnitt überprüft. Zusätzlich wird die spektrale Breite des Laser berechnet und überprüft, ob der Laser ein Lorenzprofil besitzt. Das ist aber nur möglich, wenn die Eisen-Resonanzlinie bis weit in die Flügel abgetastet wird, da erst hier minimale Abweichungen zwischen den Spektren sichtbar werden. Bei der hier beschriebenen Messung wurde die Resonanzlinie über einen spektralen Bereich von  $\sim 3,2$  GHz abgetastet. Das aus der Messung erhalten Spektrum (blaue Linie) wird in Abbildung 5.6 mit dem theoretisch berechneten Spektrum (schwarze Linie) in einer Höhe von 88 bis 90 km verglichen. In Abbildung 5.6 (a) wurde nur das Hauptisotop  $^{56}\text{Fe}$  bei der Berechnung des Spektrums berücksichtigt. Die Abweichung zwischen Theorie und Messung ist in Abbildung 5.6 (c) dargestellt. In den Flügeln der Resonanzlinie beträgt die Abweichung weit über 50 % (nicht dargestellt). Unter Berücksichtigung der relativen Häufigkeit  $a_i$  wurde aus dem gemessenen Spektrum die Isotopieverschiebung der einzelnen Isotope und die Laserbandbreite (Lorenzfunktion) gefittet. Abbildung 5.6 (b) zeigt, dass nach dem Fitten die Spektren nahezu identisch sind, die Abweichung zwischen den beiden Kurven (kleiner 2 %) ist statistisch nicht signifikant. Die Bandbreite des Lasers wurde dabei mit  $12 \pm 2$  MHz bestimmt. Die Isotopieverschiebung der einzelnen Isotope ist in Tabelle 5.2 mit denen von Kaletta [1969] verglichen. Die aus der Messung selbst ab-

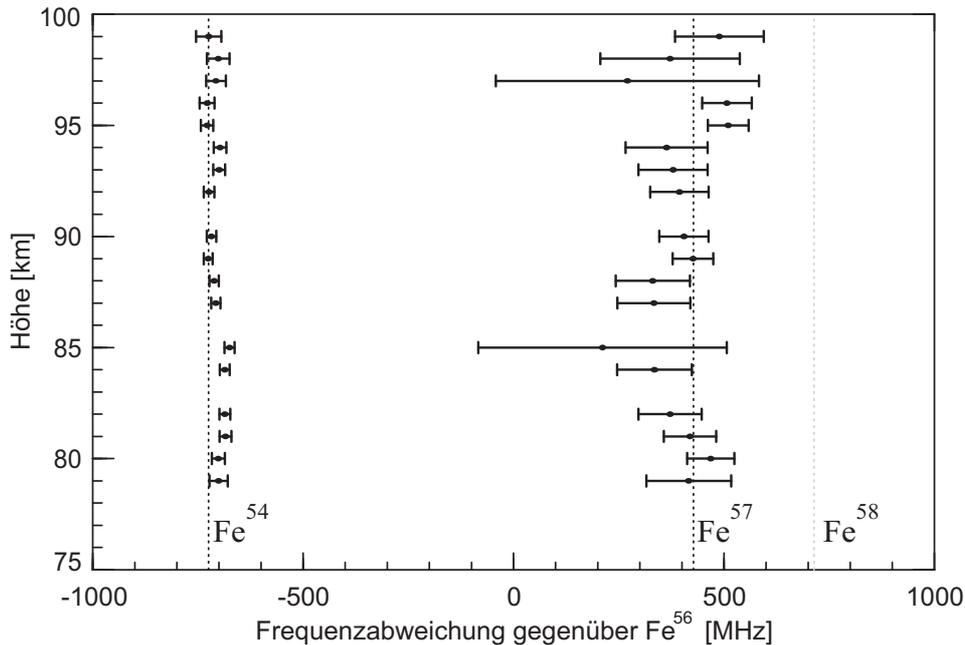


**Abbildung 5.6:** Spektrum der Eisen-Resonanzlinie in einer Höhe  $89 \pm 1$  km am 12.12.2002 in der Zeit von 20:17 bis 21:47 Uhr UT. Oberer Teil: Vergleich von gemessenen Spektrum (blau) und theoretischen Spektrum (schwarz), mit einem Isotop (a) und allen Isotopen (b). Der untere Teil zeigt jeweils die Abweichung zwischen dem gemessenen und dem theoretischen Spektrum (c und d). Entnommen aus *Lautenbach und Höffner* [2004].

geleiteten Isotopieverschiebungen stimmen innerhalb der Fehlertoleranzen überein. Das Isotop ( $^{58}\text{Fe}$ ) mit der geringsten Häufigkeit (0,028) wurde nur mit einem sehr großen Fehler bestimmt, deshalb wird der Wert von *Kaletta* [1969] übernommen. Abbildung 5.7 zeigt den Fit der gemessene Isotopieverschiebung von  $^{54}\text{Fe}$  und  $^{57}\text{Fe}$  relativ zu  $^{56}\text{Fe}$  für verschiedene Höhen. Jede einzelne Höhe repräsentiert eine eigenständige Messung der Isotopieverschiebung. Eine Abweichung mit der Höhe würde einen systematischen Fehler aufzeigen, da die Lage der Isotope unabhängig von der Temperatur und der Linienform ist. Selbst an den Rändern des Messbereichs, wo die Messstatistik schlechter wird, stimmen die Isotopieverschiebungen innerhalb des Fehlertoleranzen überein und es zeigt sich keine signifikante Abweichung.

### 5.3 Apparativer Aufbau

Der vorläufige Versuchsaufbau und erste Testmessungen mit dem Eisen-Dopplerlidar wurden am stationären Lidar Anfang Dezember 2002 durchgeführt. Um die Routinemessungen des stationären Lidars nicht zu behindern, sollte langfristig das mobile Lidar zu einem Eisen-Dopplerlidar umgebaut werden. Das mobile Lidar profitiert am meisten von den Verbesserungen und es werden deren Einsatzmöglichkeiten erweitert. Die in den folgenden beiden Abschnitten beschriebenen apparativen Änderungen beziehen sich auf das stationäre Lidar. Anfang 2004 wurde dann das mobile Lidar in ähnlicher Weise umgerüstet, worauf im Abschnitt 5.3.3 eingegangen wird.



**Abbildung 5.7:** Ergebnis des Fits für die Isotopieverschiebung von  $^{54}\text{Fe}$  ( $-727\text{ MHz}$ ) und  $^{57}\text{Fe}$  ( $426\text{ MHz}$ ) relativ zu  $^{56}\text{Fe}$  ( $0\text{ MHz}$ ) für jede Höhen am 12.12.2002 in der Zeit von 20:17 bis 21:47 Uhr. Entnommen aus *Lautenbach und Höffner* [2004].

### 5.3.1 Umrüstung der Sendeeinheit

Die Sendeeinheit des Lidars ist im Abschnitt 2.2.2 beschrieben. Um die Eisen-Resonanzwellenlänge von  $386\text{ nm}$  zu erreichen, muss die Wellenlänge des Alexandrit-Lasers von  $770\text{ nm}$  auf  $772\text{ nm}$  verschoben und anschließend frequenzverdoppelt werden. Da der Alexandrit-Laser über einen wesentlich größeren Bereich abstimbar ist, muss hierfür nur der Seeder-Laser neu abgestimmt werden. Die nötigen Änderungen betreffen also den Seeder-Laser und einen neu zu entwickelnden Aufbau zur Frequenzverdopplung.

#### Seeder-Laser

Die Wellenlänge des Alexandrit-Lasers wird vom Seeder-Laser vorgegeben (siehe Kap. 2.2.2). Er kann mit Hilfe des externen Gitters auf die neue Wellenlänge von ca.  $772\text{ nm}$  abgestimmt werden. Die Schwierigkeit besteht jedoch darin, den Seeder-Laser auf die exakte Resonanzwellenlänge abzustimmen. Beim Kalium-Resonanzlidar diente eine Kaliumdampfzelle als Wellenlängenreferenz (siehe Kap. 2.2.2). Für Eisen ist diese Technik leider nicht möglich, da die Dampfzelle auf über  $1000\text{ °C}$  erhitzt werden müsste. Es konnte weder eine entsprechende Heizung gefunden werden, noch hätte die Abwärme aus dem Container abgeführt werden können. Deshalb wurde ein Spektrometer (TOPTICA: WS/8-UV) zur Wellenlängenmessung angeschafft.

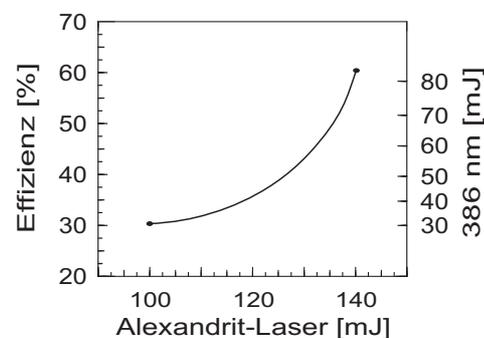
Zum ersten Auffinden der exakten Eisen-Resonanzwellenlänge ist das Spektrometer nicht geeignet, da es vor jeder Absolutmessung sehr genau ( $10^{-9}$ ) kalibriert werden muss. Mit Hilfe des Spektrometers wurde nur eine Vor-Justage des Seeder-Lasers durchgeführt. Die Abstimmung des Alexandrit-Lasers auf die Wellenlänge des Seeder-Lasers kann mit dem Tuner

(Lyot-Filter) sehr leicht durchgeführt werden. Das erste Mal muss die exakte Lage der Resonanzwellenlänge also direkt an der Atmosphäre aufgesucht werden. Das kann aber erst geschehen, wenn durch Frequenzverdopplung ( $772 \text{ nm} \rightarrow 386 \text{ nm}$ ) des Alexandrit-Laserlichts ausreichend Laserenergie zur Verfügung steht. Die Wellenlänge wird so lange variiert, bis aus der Eisenschicht ein Rückstreusignal detektiert wird. Nun wird die Wellenlänge auf das Maximum der Intensität eingestellt. Ist die Resonanzwellenlänge erst einmal gefunden, so ist die relative Genauigkeit ( $10^{-8}$ ) des Spektrometers ausreichend, um die Resonanzwellenlänge am Seeder-Laser immer wieder einstellen zu können. Allerdings ist die Langzeitstabilität des Spektrometers nicht ausreichend, um die exakte Lage der Resonanzwellenlänge wiederzufinden. So entsteht z. B. bei einer Temperaturveränderung von einem Kelvin eine Abweichung von 20 MHz ( $10^{-8}$ ). Deshalb muss vor jeder weiteren Messung eine Feinabstimmung des Seeder-Lasers vorgenommen werden. Das Spektrometer ist über eine Glasfaser dauerhaft an den Seeder-Laser angeschlossen.

### Frequenzverdopplung

Eine der Grundlagen der klassischen, linearen Optik ist die Erhaltung der Frequenz. In der nichtlinearen Optik treten allerdings Frequenzmischprozesse auf, da bei hohen Intensitäten die Kennlinie des Elektrons nicht länger linear ist. Vollführt das Elektron unter dem Einfluss einer sinusförmigen Feldstärke anharmonische Schwingungen, so treten in der Auslenkung bzw. Polarisation Oberwellen auf. Die Polarisation enthält nun außer der Grundwellenlänge auch die zweite Harmonische Wellenlänge. So tritt nicht nur Licht der eingestrahlten Frequenz aus, sondern auch das der doppelten Frequenz. Damit besteht die Möglichkeit mit energiereicher kohärenter Strahlung Frequenzen zu erzeugen, bei denen keine ähnlich leistungsstarken Laser direkt verfügbar sind. Erstmals gelang dies in einem Quarzkristall durch *Franken et al.* [1961].

Jeder Aufbau zur Frequenzverdopplung muss speziell für die Eigenschaften des Lasers entwickelt werden. Neben der Wellenlänge sind insbesondere die Energie, Strahlform und Pulslänge des Laser von Bedeutung. Danach wird der Kristalltyp und die Kristalldimensionen bestimmt. Nach Rücksprache mit verschiedenen Herstellern standen zwei Kristallsorten, Lithium-Triborat (LBO) und Barium-Borat (BBO) mit einer Dimension von  $5 \times 5 \times 7 \text{ mm}$  zur Auswahl. Zunächst wurde der Kristall hinter den Ausgang des Alexandrit-Lasers platziert. Allerdings zeigten beide Kristalle eine sehr geringe Wandlungseffizienz. Unter Berücksichtigung des Akzeptanzwinkels des Kristalls, wurde der Laserstrahl mit einer Linse ( $f = 1500$ ) auf den Kristall fokussiert. Jedoch ist die Laserenergie im Fokus zu hoch für den Kristall und die danach folgenden Optiken. So wurde der Kristall vor dem Fokus in einem Abstand von  $\sim 850 \text{ mm}$  hinter der Linse platziert. Hinzu kommt, dass der Abstand vom Kristall zur Linse nicht zu lang sein darf, um den Aufbau später in das mobile Lidar integrieren zu können. Abbildung 5.8 zeigt die erzielten Wandlungseffizienzen und die Ausgangsleistung für den BBO-Kristall. Da es sich hierbei um einen nichtlinearen Prozess handelt, haben die Lasereigenschaften einen besonders großen Einfluss auf die erzielte Wandlungseffizienz. Außerdem muss der Kristall



**Abbildung 5.8:** Wandlungseffizienz bei der Frequenzverdopplung für den BBO-Kristall

äußerst präzise auf die Polarisierung und Strahlachse des Lasers eingerichtet werden. Die Messungen im Abschnitt 5.4 erfolgten mit dem BBO-Kristall und durchschnittlich 80 mJ bei 386 nm, wobei die Ausgangsleistung des Alexandit-Laser ca. 140 mJ betrug. Nach dem Verdopplungsprozess mussten alle optischen Bauteile für beide Wellenlängen, die Grundwellenlänge (772 nm) und die zweite Harmonische Wellenlänge (386 nm), ausgeführt werden. Zur Sichtfeldreduzierung erfolgte eine Modifizierung des Aufweitungsteleskop. Für den endgültigen Aufbau im mobilen Lidar wurde das Aufweitungsteleskop achromatisch ausgeführt, um auch beide Wellenlängen im selben Teleskopgesichtsfeld zu sehen (siehe Kap. 5.3.3).

### 5.3.2 Aufbau des Empfangszweiges

Die ersten Eisen-Lidarmessungen sollten nur während der Nacht stattfinden. Demzufolge wurde der Empfangszweig recht einfach gehalten. Er ist in Abbildung 5.9 dargestellt und besteht aus einer Kollimatorlinse um das Licht zu parallelisieren, einen neuen Interferenzfilter für 385,9 nm mit einer FWHM von 0,3 nm und  $\sim 60\%$  Transmission, sowie einer Abbildungslinse, die das Licht auf einen Photomultiplier fokussiert. Dieser Empfangszweig wurde verwendet um die ersten erfolgreichen Temperaturmessungen am 7. und 12. Dezember 2002 mit dem Eisen-Dopplerlidar durchzuführen. Diese Messungen werden im Abschnitt 5.4.1 beschrieben (siehe auch Abb. 5.13).

Im nächsten Abschnitt wird der Empfangszweig des mobilen Eisen-Dopplerlidars beschrieben mit dem auch Tageslichtmessungen durchgeführt werden können (siehe Abschnitt 5.4.2).

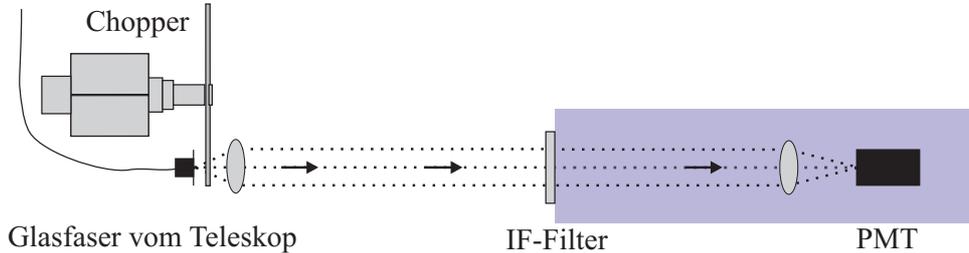


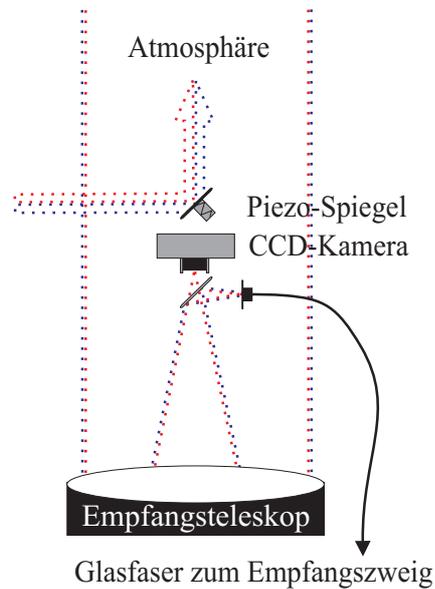
Abbildung 5.9: Nachweisbank des Eisen-Dopplerlidars für Nachtmessungen

### 5.3.3 Derzeitiger Zustand des Eisen-Dopplerlidars

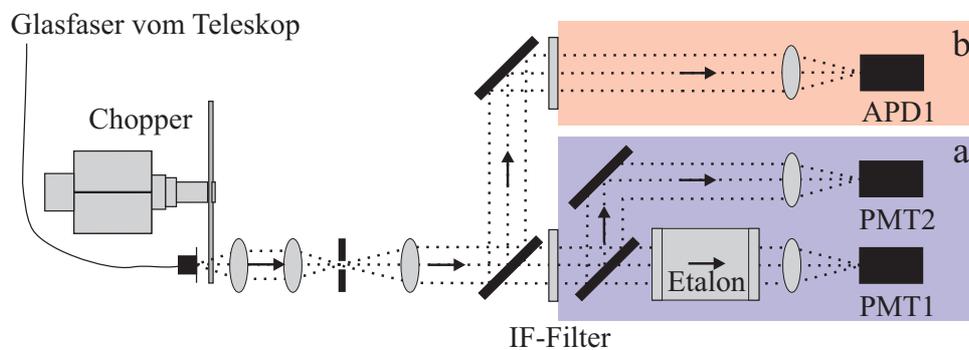
Das mobile Lidar wurde zu einem tageslichtfähigen Eisen-Dopplerlidar mit sehr kleinem Teleskopgesichtsfeld ( $\sim 60 \mu\text{rad}$ ) umgebaut. Voraussetzung dafür ist eine Stahlstabilisierung, um den Laserstrahl am Himmel innerhalb des sehr kleinen Teleskopgesichtsfeld zu halten. Neben thermischen Bewegungen werden hauptsächlich Vibrationen bzw. kurzzeitige Schwingungen ausgegletet. Abbildung 5.10 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Strahlstabilisierung. Im Fokus des Empfangsspiegels befindet sich eine CCD-Kamera, auf die durch einen Strahlteiler ca. 15% des empfangenen Lichtes der Wellenlänge 772 nm fällt. Die Position des Lichtflecks auf der CCD-Kamera wird mit jedem Laserpuls ausgelesen und der Piezo-Spiegel über eine Software so verfahren, dass zum nächsten Laserpuls der Laserstrahl innerhalb des Teleskopgesichtsfelds ist. Ein tageslichtfähiger Empfangszweig für beide Wellenlängen wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Keller [2006] aufgebaut. Dazu gehörte eine Sichtfeldverkleinerung

auf  $54 \mu\text{rad}$  und die Integration eines Luftspalt-Etalons. Zusätzlich wurden die Auswirkungen des Etalons auf die Messungen untersucht. So entstand ein System mit drei Messkanälen wie es in Abbildung 5.11 dargestellt ist. Zur Detektion der Resonanzstreuung dient der UV-Zweig (Abb. 5.11 a). Zunächst wird das Licht von einem Interferenzfilter spektral gefiltert. Hierfür wurde der vorhandene Interferenzfilter (FWHM:  $0,3 \text{ nm}$ ) verwendet, der das übrige Spektrum mit  $10^5$  blockt. In diesen Messkanal ist ein Etalon zur weiteren Untergrundreduzierung eingesetzt, das einen freien Spektralbereich von  $0,3 \text{ nm}$  ( $60,5 \text{ GHz}$ ) und eine Transmission von  $\sim 90\%$  besitzt. Interferenzfilter und Etalon sind so aufeinander abgestimmt, dass außer der Eisenresonanzwellenlänge die Transmission der übrigen Ordnungen (Wellenlängen) des Etalons geblockt werden. Damit eine ständige Messung der Etalon-Filterkurve erfolgt, werden 8% der Gesamtintensität in einen Referenzkanal ohne Etalon ausgespiegelt. Somit kann die Zentralwellenlänge des Etalons zu jeder Zeit optimal auf die Eisenresonanzwellenlänge abgestimmt werden. Die Abstimmung erfolgt mit Hilfe einer Drucksteuerung. Außerdem ist der Einfluss des Etalons auf das Messsignal direkt auswertbar, was insbesondere bei schmalbandigen Filtern nicht vernachlässigt werden darf. Abbildung 5.11 (b) zeigt den IR-Detektor-Zweig für das Rayleighsignal bei  $772 \text{ nm}$ . Mit diesem Aufbau gelang es, den Tageslicht-Untergrund um einen Faktor 20 zu reduzieren [Keller, 2006].

Seit Sommer 2006 wird der Empfangszweig auf sechs Messzweige ausgebaut, was jedoch nicht mehr Teil dieser Arbeit ist. Es entstehen im UV-Zweig und IR-Zweig je ein Doppel-Etalon-System mit je zwei Referenzkanälen. Durch das Doppel-Etalon wird der Untergrund noch effektiver unterdrückt und der Höhenbereich für Eisenlidar-Messungen vergrößert. Testmessungen bei  $772 \text{ nm}$  Wellenlänge haben gezeigt, dass mit dem schmalbandigen Doppel-



**Abbildung 5.10:** Schematische Darstellung der Laserstrahl-Stabilisierung mit Umlenkspiegel (piezogesteuert) und CDD-Kamera

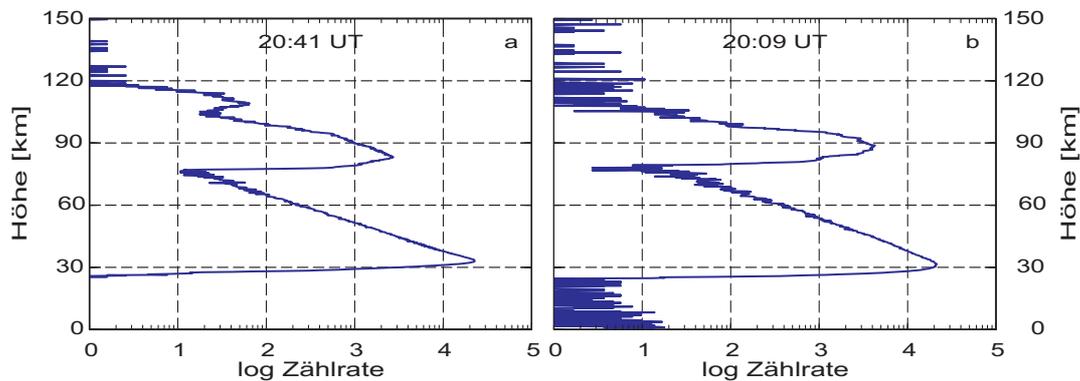


**Abbildung 5.11:** Nachweisbank des tageslichtfähigen Eisen-Dopplerlidars, wie sie von Keller [2006] aufgebaut wurde. a: UV-Zweig ( $386 \text{ nm}$ ) mit Etalon; b: IR-Zweig ( $772 \text{ nm}$ ).

Etalon-System die Miestreuung von der Rayleighstreuung getrennt werden kann. Somit wird es möglich, Temperaturen von 105 bis unter 20 km zu messen. Außerdem eröffnen sich dadurch neue Möglichkeiten, auch andere Messparameter wie z.B. das Aerosol-Rückstreuverhältnis oder den Vertikalwind am Tag bestimmen zu können. Es hat sich auch gezeigt, dass der solare Untergrund im IR (772 nm) um den Faktor 50 und im UV (386 nm) um den Faktor 100 gesenkt werden konnte. In einem siebten Messzeit wurde erst kürzlich ein konfokales Etalon installiert. Abschätzungen von *Höffner* (private Mitteilung) haben gezeigt, dass damit zukünftig nicht nur große Eisteilchen (NLC) sondern auch kleine Eisteilchen („PMSE“) bis in große Höhen detektiert werden können.

## 5.4 Messungen mit dem Eisen-Dopplerlidar

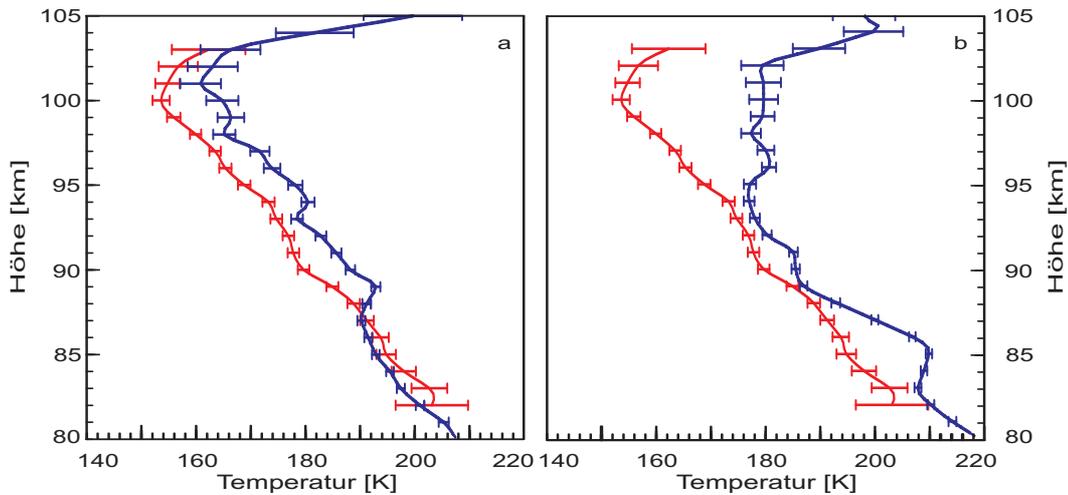
Abbildung 5.12 zeigt eines der ersten Rückstreupprofile bei 386 nm des stationären Lidars (a) und des mobilen Lidars (b). Die Messungen wurden in verschiedenen Jahren und mit unterschiedlichen Laserenergien aufgenommen. Das stationäre Lidar wurde mit einer Energie von ca. 80 mJ (bei 386 nm) betrieben, das Rückstreuprofil zeigt über der normalen Eisenschicht noch eine sporadische Fe-Schicht, die bis 120 km reicht. Da der Laser des mobile Lidars bei der ersten Eisen-Messung am 11.02.2004 noch nicht optimal funktionierte, ist das Profil vom 20.02.2004 in Abbildung 5.12 b dargestellt. Außerdem ist auf Grund von Streulicht in der Nachweisbank ein Rauschen über den gesamten Messbereich zu erkennen.



**Abbildung 5.12:** Rückstreupprofile des stationären Lidars (a) am 12.12.2002 und des mobilen Lidars (b) am 20.02.2004 in Kühlungsborn (Höhenintervall: 200 m, Integration: 2 Minuten)

### 5.4.1 Vergleichs- und Nachtmessungen

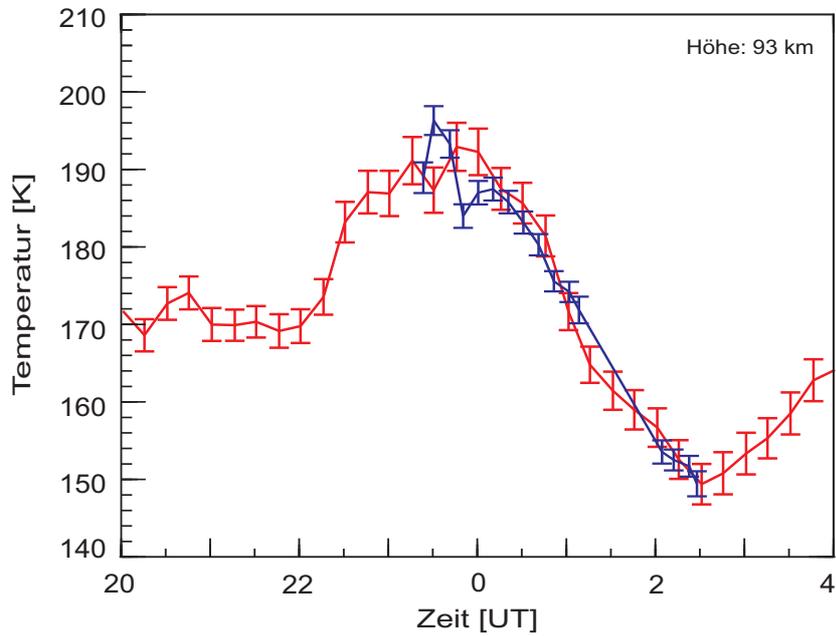
Die erste Temperaturmessung auf der Eisen-Resonanzwellenlänge gelang mit den stationären Lidar am 7. Dezember 2002. Diese Messung und die vom 12. Dezember 2002 werden in Abbildung 5.13 dargestellt. Zusätzlich ist eine Kalium-Resonanzlidar-Messung vom 10. Dezember 2002 gezeigt, die mit zwei bzw. drei Tage Abstand zwischen den Eisenlidarmessungen durchgeführt wurde. Bei diesen Nachtmessungen werden nur Temperaturen mit einem statistischen Fehler  $\leq 10$  K gezeigt. Im Maximum der Eisenschicht ist der statistische Fehler nur 0,4 K, durch die geringere Messstatistik beim Kaliumlidar beträgt er hier 1 K. Auf Grund der langen Integrationszeit des Kaliumlidars von drei Stunden ist das Profil recht gleichmäßig und ohne Wellenstruktur. Die Eisenlidarmessungen am 7. Dezember mit 2 Stunden und am 12. Dezember



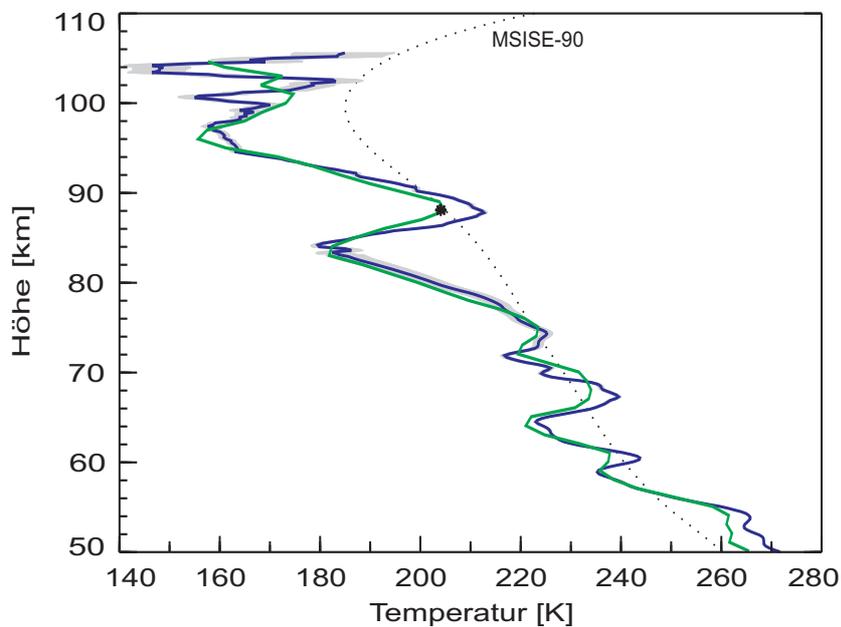
**Abbildung 5.13:** Temperaturmessung in der Nacht mit dem Eisenlidar (blau) am 7.12.2002 (a) und 12.12.2002 (b). Das rote Profil zeigt eine Kaliumlidar-Messung vom 10.12.2002. Entnommen aus *Lautenbach und Höffner [2004]*.

mit 1,5 Stunden Integrationszeit zeigen dagegen stärkere Wellenstrukturen. Obwohl die Messungen in Abbildung 5.13 (a) durch drei Tage separiert sind, zeigen sie die Mesopause bei ca. 100 km. Die Temperaturabweichung ist über den gesamten Höhenbereich unter 10 K, was auf geringe Tag-zu-Tag Variationen schließen lässt. In Abbildung 5.13 (b) ist das nur bis ca. 95 km der Fall. Darüber weicht das Eisenlidar-Profil stark von dem Kaliumlidar-Profil ab. Das kann aber mit einer Temperaturwelle oder starken Tag-zu-Tag Variationen erklärt werden. Aussagekräftiger sind Messungen die im selben Messvolumen und zur selben Messzeit durchgeführt werden.

Nachdem das mobile Lidar zum Eisen-Dopplerlidar umgebaut war, konnten gleichzeitige Messungen mit dem wieder zurück gebauten stationären Kalium-Resonanzlidar durchgeführt werden. Eine drei Stunden langen Nachtmessung von 20./21. Februar 2004 ist für eine Höhe von 93 km in Abbildung 5.14 dargestellt. Während dieser Messung verursachte eine starke Welle eine Temperaturveränderung von 40 K. Die Abweichung der beiden Temperaturprofile ist über den gesamten Messzeitraum unter 3 K. Abbildung 5.15 zeigt den Höhenverlauf von 50 bis 105 km dieser Messung. Das grüne Profil ist eine Kombination aus Daten des Kalium-Resonanzlidars und des Rayleigh-Mie-Raman-Lidars. Von 84 bis 105 km werden die Temperaturen mit dem Kalium-Resonanzlidar bestimmt. Aus diesem wird dann die Temperatur für den Startwert (siehe Stern in Abb. 5.15) der Rayleigh-Temperaturberechnung von 90 bis 1 km entnommen [*Alpers et al., 2004*]. Das blaue Profil zeigt die Messung mit dem Eisen-Dopplerlidar. In diesem Beispiel wurden auch aus der Rayleighstreuung des Eisenlidars Temperaturen bestimmt. Dabei ist es innerhalb und auch an der Unterkante der Eisenschicht (ca. 84 km) schwierig, Temperaturen zu bestimmen. Aufgrund des kleinen Scanbereichs über die Resonanzkurve und der geringen Rayleighstreuung in ca. 84 km Höhe ist die Trennung von Rayleighstreuung und Resonanzstreuung nicht möglich, so dass die Temperatur in diesem Höhenbereich interpoliert werden muss. Dennoch stimmen die beiden Temperaturprofile gut überein. Um diese Interpolation zu vermeiden, wird die Grundwellenlänge (772 nm) beim Eisenlidar zukünftig separat detektiert (siehe Abb. 5.11 b). So kann eine Temperaturberechnung, wie sie *Alpers et al. [2004]* für zwei Lidars beschreibt, mit einem einzigen Lidar durchgeführt werden.



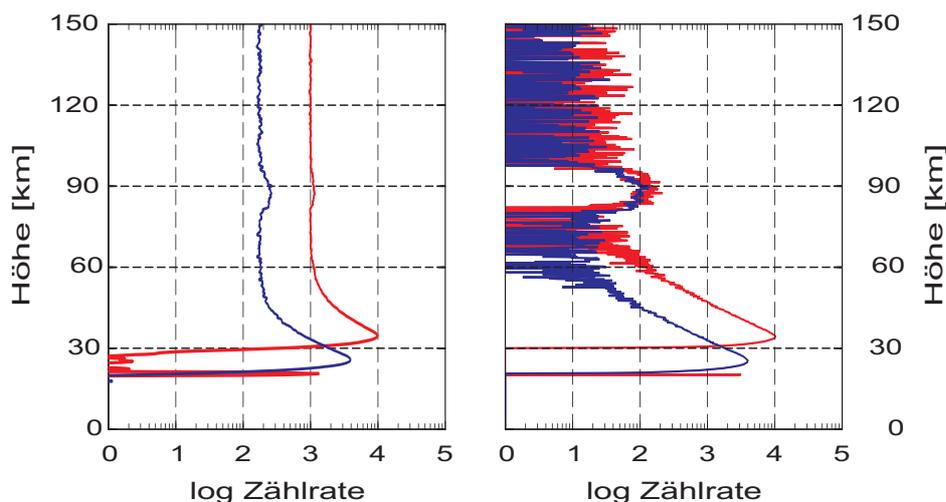
**Abbildung 5.14:** Gleichzeitige Temperaturmessung mit dem Eisenlidar (blau) und dem Kaliumlidar (rot) am 20./21.02.2004. Entnommen aus *Lautenbach et al.* [2005].



**Abbildung 5.15:** Gleichzeitige Temperaturmessung mit dem Eisenlidar (blau, stat. Fehler grau hinterlegt) und einer Kombination (grün) aus Kaliumlidar und RMR-Lidar am 21.02.2004 von 00:15–01:15 UT. Zum Vergleich ist die MSISE-90 eingezeichnet. Entnommen aus *Lautenbach et al.* [2005].

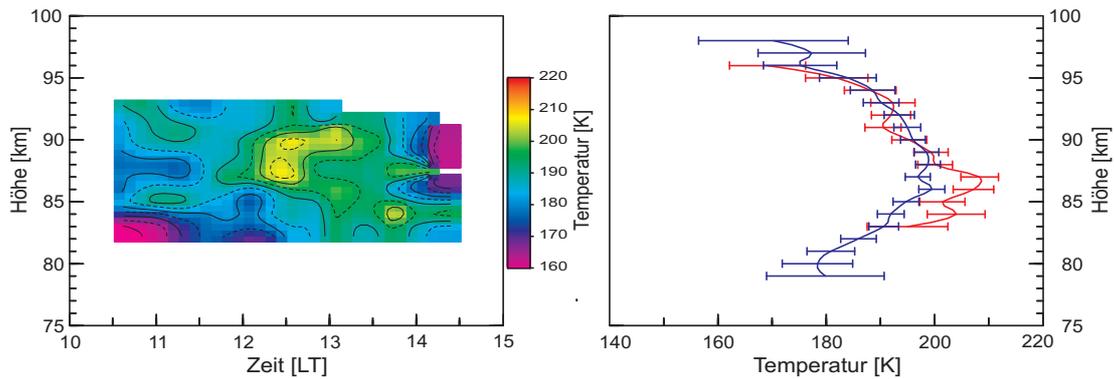
### 5.4.2 Tageslichtmessungen

Das Potential und die Leistungsfähigkeit des Eisen-Dopplerlidars wird bei Tageslichtmessungen besonders deutlich. In Abbildung 5.16 wird die Photonen-Zählrate des mobilen Eisen-Dopplerlidars mit dem des stationären Kalium-Resonanzlidars am Tag verglichen. Die Kaliumlidarmessung wurde mit der üblichen Messkonfiguration durchgeführt: Laserenergie  $\sim 150$  mJ, Teleskopgesichtsfeld  $192 \mu\text{rad}$  und mit FADOF-Tageslichtfilter (siehe Tab. 2.2 und Tab. 2.3). Das mobile Eisenlidar wurde mit den hier beschriebenen Entwicklungsstand betrieben: Laserenergie (bei  $386$  nm)  $\sim 30$  mJ, Teleskopgesichtsfeld  $54 \mu\text{rad}$  und mit Etalon-Tageslichtfilter. Die Profile zeigen die Photonen-Zählraten um 12:00 Uhr Ortszeit am 19. Oktober 2005 mit einer Sonnenelevation von ca.  $28^\circ$ . Abbildung 5.16 links zeigt den Vergleich ohne Untergrundabzug. Die Metallschicht ist beim Kaliumlidar-Profil fast völlig im Untergrund verschwunden, beim Eisenlidar-Profil ist sie trotz sehr geringer Laserenergie gut erkennbar. Bei voller Energie des Lasers wäre die Eisenschicht noch deutlicher zu erkennen (siehe Abb. 5.12). Der Tageslicht-Untergrund des mobilen Eisen-Dopplerlidars ist etwa 6-fach geringer als der des Kalium-Resonanzlidars und das gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis übersteigt bereits jetzt schon das vom Kalium-Resonanzlidar. Das wird auch nach Untergrundabzug deutlich, wie in Abbildung 5.16 rechts dargestellt.



**Abbildung 5.16:** Photonen-Zählraten am Tag (19.10.05, 12:00 Uhr) vom Eisenlidar (blau) und vom Kaliumlidar (rot), integriert über 4000 Laser-Pulse. Links: ohne Untergrundabzug, rechts mit Untergrundabzug.

In Abbildung 5.17 ist die erste Temperaturremessung am Tag mit dem tageslichtfähigen Eisen-Dopplerlidar dargestellt. Die Temperaturberechnung erfolgte mit einer Höhenauflösung von  $1$  km und einer Integrationszeit von  $30$  min. Abbildung 5.17 links zeigt den zeitlichen Verlauf mit einem Fehler von maximal  $10$  K. Im rechten Teil wird das mittlere Temperaturprofil, ohne Einschränkung durch den Temperaturfehler, vom Kaliumlidar und Eisenlidar miteinander verglichen. Beide Temperaturprofile stimmen innerhalb der Fehlerbalken gut überein, wie es auch schon die vorangegangenen Nachtmessungen gezeigt haben (siehe Abb. 5.14 und Abb. 5.15). Der statistische Fehler der Eisenlidarmessung ist wiederum kleiner und auch der Höhenbereich der Messung ist dem Kaliumlidar-Profil gegenüber größer.



**Abbildung 5.17:** Tageslichtmessung am 19.10.2005 von 10:30–14.30 Ortszeit, links: mit 10 K Fehler, 1 km Höhenauflösung und 30 min Integrationszeit. Rechts: Vergleich des mittleren Temperaturprofils vom Eisenlidar (blau) und Kaliumlidar (rot).

## 5.5 Erzielte Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kalium-Resonanzlidar erfolgreich zu einem Eisen-Dopplerlidar weiterentwickelt. Dabei wurden nach der technischen Realisierung vor allem der Eisen-Resonanzübergang und die Isotopieverschiebung der Eisenisotope untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass die Isotopenverschiebung bei der Berechnung des Eisen-Resonanz-Rückstreuquerschnitt berücksichtigt werden muss, da sonst ein systematischer Temperaturfehler von 28 K entsteht. Erste Vergleichsmessungen mit dem Kalium-Resonanzlidar in der Nacht und am Tag haben die besseren Tageslichteigenschaften des Eisen-Dopplerlidars gezeigt. So ist es möglich, über einen größeren Höhenbereich Temperaturen mit einem kleinerem statistischen Fehler zu berechnen. Obwohl beim Eisen-Dopplerlidar noch eine Vielzahl von Verbesserungen anstehen, zeigen diese Messungen die Vorzüge und das große Potential des Eisenlidars für zukünftige Einsätze. Schon mit diesem Entwicklungsstand übertrifft es das bis zu seinen technischen Grenzen entwickelte und ausgereifte Kalium-Resonanzlidar.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden mit einem Kalium-Resonanzlidar die thermische Struktur und die Kaliumschicht in der Mesopausen-Region (80–105 km) an zwei verschiedenen Orten untersucht. Es erfolgten drei Kampagnen in polaren Breiten (78° N) mit dem mobilen Kalium-Resonanzlidar (2001 bis 2003) und kontinuierliche Messungen in mittleren Breiten (54° N) mit dem stationären Kalium-Resonanzlidar (2002 bis 2005). Diese Daten wurden ausgewertet und miteinander verglichen. Vor allem die thermische Struktur in polaren Breiten war von großem Interesse und wurde in Bezug auf das Auftreten von Polaren Mesosphärischen Sommerechos analysiert. Darüber hinaus erfolgte eine Weiterentwicklung des mobilen Kalium-Resonanzlidars zu einem Eisen-Dopplerlidar, um die Einsatzmöglichkeiten des Lidars und die Temperatursondierungen in der Mesopausen-Region noch zu verbessern. Im Folgenden sind die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf weiterführende Untersuchungen gegeben.

### Messungen bei 78° N und 54° N

Temperatur- und Kaliumdichtemessungen wurden einerseits während dreier Feldkampagnen in Spitzbergen (78° N) durchgeführt und andererseits wurden Routinemessungen in Kühlungsborn (54° N) weitergeführt. Die wesentlichen Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Datenauswertung und des Vergleichs der Datensätze miteinander sind im Folgenden zusammengefasst:

- Mit den Messungen aus Spitzbergen und Kühlungsborn steht erstmals ein großer Satz an Temperatur- und Kaliumdichtedaten zur Verfügung, der nicht nur auf Nachtmessungen beschränkt ist. Von Ende Februar bis Anfang Oktober entstand erstmals ein geschlossenes Bild der thermischen Struktur und des Dichteverlaufs über Spitzbergen.
- Ähnlich wie in Kühlungsborn, zeigt auch die thermische Struktur über Spitzbergen die Sommer- und Wintermesopause bei unterschiedlichen Temperaturen und Höhen. Durch diese Messungen wurde erstmals das Zwei-Niveau-Verhalten der Mesopause auch für Spitzbergen bestätigt. Die Sommermesopause (Wintermesopause) befindet sich über Spitzbergen bei Temperaturen von  $\sim 120$  K ( $\sim 180$  K) in  $\sim 90$  km ( $\sim 100$  km) Höhe.
- Die Höhe der Sommermesopause in Kühlungsborn ist 3 km niedriger und die Temperatur  $\sim 30$  K höher als auf Spitzbergen. Die Höhe der Wintermesopause ist in etwa gleich ( $\sim 100$  km), allerdings ist die Temperatur in Kühlungsborn  $\sim 10$  K niedriger.
- Der saisonale Temperaturverlauf über Spitzbergen wurde mit den Referenzatmosphären CIRA-86 und MSISE-90 verglichen. Beide Modelle stimmen nicht mit den gemessenen Temperaturen überein. Die CIRA-86-Temperaturen sind im Sommer bis zu 20 K höher

und im Winter bis zu 20 K niedriger als die hier präsentierten Daten. Eine bessere saisonale Übereinstimmung zeigt die MSISE-90, sie ist jedoch generell bis zu 20 K wärmer.

- Ein Vergleich des vorgestellten Temperaturverlaufs in Kühlungsborn (Tages- und Nachtmessungen) mit dem Temperaturverlauf in Kühlungsborn aus den Jahren 1996–1999 (nur Nachtmessungen) zeigen im Mittel eine Abkühlung von etwa 13 K in der Mesopausen-Region. Diese Abkühlung konnte nicht allein durch die unterschiedliche Messzeit (Tag / Nacht-Unterschied) erklärt werden.

## Analyse von Temperatur und PMSE bei 78° N

Anhand von 353 Stunden simultaner PMSE- und Temperaturmessungen wurde die thermische Struktur an der PMSE-Oberkante und oberhalb der PMSE analysiert. Dabei wurde erstmals auch der Höhenbereich oberhalb der PMSE untersucht. Die Analysen zeigen, dass PMSE nur auftritt wenn die Frostpunkttemperatur unterschritten ist. Jedoch ist die PMSE-Oberkante kein Indikator für mesosphärische Temperaturen, da die Temperaturen oberhalb der PMSE wesentlich niedriger (bis 40 K) als die Frostpunkttemperatur sein können, ohne dass PMSE auftritt. Das steht im Gegensatz zum Bereich unterhalb der PMSE, wo die Temperaturen immer größer als die Frostpunkttemperatur sind [Lübken *et al.*, 2004c]. Besonders auffällig ist, dass in 353 Messstunden zu keinem Zeitpunkt PMSE oberhalb von ca. 92 km beobachtet wurde, obwohl die Temperaturen niedriger als die Frostpunkttemperatur waren. Mit dem derzeitigen theoretischen Verständnis von PMSE und den in Kapitel 4.3 diskutierten Punkten (u.a. Vertikalwinde, Eisteilchen-Nukleation und Turbulenz) lassen sich diese neu gewonnenen Erkenntnisse nicht erklären.

## Eisen-Dopplerlidar

Mit dem Kalium-Resonanzlidar wurden im polaren Sommer bzw. am Tage Messungen durchgeführt. Doch um auch am Tage im selben Höhenbereich und mit gleicher Genauigkeit wie in der Nacht Temperaturen messen zu können, muss die Tageslichtfähigkeit noch verbessert werden. Allerdings war eine Verbesserung der Tageslichtfähigkeit des Kalium-Resonanzlidars auf Grund eines physikalischen Effekts (Sättigung) nicht mehr möglich. Deshalb erfolgte im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Weiterentwicklung zu einem Eisen-Dopplerlidar. Neben der technischen Realisierung des Umbaus mussten auch der Eisen-Resonanzübergang und die Isotopieverschiebung der Eisenisotope untersucht werden. Es wurde gezeigt, dass der Eisen-Resonanz-Rückstreuquerschnitt ohne Berücksichtigung der Isotopieverschiebung einen systematischen Temperaturfehler von 28 K bewirkt. Simultane Vergleichsmessungen mit dem Kalium-Resonanzlidar haben die besseren Tageslichteigenschaften des Eisen-Dopplerlidars demonstriert und zeigen das große Potential des Eisen-Dopplerlidars für zukünftige Einsätze.

## Ausblick

Der folgende Ausblick gibt Anregungen auf weiterführende Untersuchungen und wissenschaftliche Arbeiten, die sich aus dieser Arbeit ergeben.

Eine Weiterführung der Messungen in unveränderter Form in Kühlungsborn ist von großem Interesse, um klimatologische Trends und den Einfluss der solaren Strahlung auf die Tempera-

turen in der Mesopausen-Region ableiten zu können. Das ist vor allem in Hinblick auf den internationalen Forschungsschwerpunkt CAWSES („Klima und Wetter des solar-terrestrischen Systems“) von Bedeutung. Mit Messungen bei unterschiedlichen geographischen Breiten können weitere Beiträge zum Verständnis der thermischen und dynamischen Prozesse in der Mesopausen-Region geleistet werden. Diese Ergebnisse sind auch für die Modellierung der Atmosphäre von Nutzen, weil die mit dem Lidar gewonnenen Erkenntnisse über die Mesopausen-Region genauere Daten für Randbedingungen und Parametrisierungen von Prozessen geben können. Insbesondere sind Messungen in der Antarktis von wissenschaftlichen Interesse, da es gerade hier während des Sommers nur sehr wenige Temperaturmessungen in der Mesopausen-Region gibt.

Die Vergleiche von thermischer Struktur mit PMSE im arktischen Sommer haben gezeigt, dass noch weitere Messungen und theoretische Untersuchungen vorgenommen werden müssen, um den Widerspruch zwischen der thermischen Struktur oberhalb der PMSE und dem derzeitigen theoretischen Verständnis von PMSE zu klären. Einen großen Fortschritt könnte die Modellierung der PMSE mit allen zusätzlichen physikalischen Prozessen bringen, wie sie schon in Kapitel 4.3 angesprochen wurden. Darüber hinaus müssen auch die Messungen weitergeführt werden. So sind z.B. Temperatur- und PMSE-Messungen in Antarktis wichtig, um einen Nord-Süd-Hemisphärenvergleich durchführen zu können. Zudem ist es auch wichtig weitere Parameter zu untersuchen, die die PMSE beeinflussen. Es wurden z.B. nur drei Turbulenzmessungen bei diesen Breiten ( $78^\circ$  N) vorgenommen. Dies sind zu wenige Messungen, um Aussagen über die mittlere Turbulenzstärke zu machen. Die instrumentellen Weiterentwicklungen von Radar und Lidar tragen indirekt zur Verbesserung des Verständnisses der PMSE und thermischen Struktur bei und sind deshalb von großer Bedeutung.

Mit dem Eisen-Dopplerlidar können bessere Messungen unter Tageslichtbedingungen durchgeführt werden als mit den in der Vergangenheit verfügbaren Lidars. Außerdem bietet es noch eine Vielzahl von weiteren Entwicklungsmöglichkeiten. So sendet es z.B. zwei Wellenlängen aus, die bei Kombination Temperaturberechnungen von der unteren Stratosphäre bis in die Mesopausen-Region zulassen. Durch entsprechende Entwicklungen können auch andere atmosphärische Größen gemessen werden, wie z.B. das Rückstreuverhältnis oder Vertikalwinde. Mit den derzeitigen Entwicklungen wird es in Zukunft möglich sein auch kleine Eisteilchen (PMSE) direkt zu sondieren. Dies steht im Gegensatz zum Radar, dass nicht die Eisteilchen direkt, sondern nur ihre Auswirkungen beobachten kann. Aus solchen Beobachtung ließen sich elementare Schlussfolgerungen für die PMSE-Theorie bzw. über die Eisteilchenverteilung in der Mesopausen-Region ziehen.



# Anhang A

## Atomphysikalische Daten

Um Dichte- und Temperaturberechnung durchführen zu können werden die wichtigsten Kenngrößen von atomarem Kalium und Eisen benötigt, die in diesem Anhang zusammengefasst sind. Sie sind im wesentlichen aus der physikalischen Referenz-Datenbank (<http://physics.nist.gov/PhysRefData>) des NIST (National Institute of Standards and Technology) und dem CRC Handbuch [Lide, 1999] entnommen.

### A.1 Kalium

Das Alkali-Element Kalium ist wie folgt charakterisiert:

Ordnungszahl Kalium	19
Relative Atommasse	39,0983(1) g/mol
Erste Ionisierungsenergie	4,3407 eV
Elektronenkonfiguration	[Ar : 1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sup>6</sup> 3s <sup>2</sup> 3p <sup>6</sup> ] 4s
Russel-Saunders-Kopplung	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>

Die natürlich vorkommenden Isotope sind:

Isotope	Atommasse [amu]	Häufigkeit [%]	Kernspin	Versatz [MHz]
<sup>39</sup> K	38,9637069	93,2581(44)	$I = 3/2$	± 0
<sup>40</sup> K	39,96399867	0,0117(1)	$I = 4$	+ 125,58
<sup>41</sup> K	40,96182597	6,7302(44)	$I = 3/2$	+ 235,28

Das Isotop <sup>40</sup>K hat die Halbwertszeit von  $\tau = 1,26 \times 10^9$  Jahren. Auf Grund der geringen Häufigkeit wird <sup>40</sup>K in den Berechnungen nicht berücksichtigt. Die Halbwertszeit von <sup>41</sup>K und <sup>43</sup>K beträgt einige Stunden. Die Grundzustände des Kalium-D<sub>1</sub>- und Kalium-D<sub>2</sub>-Übergangs sind zusammen als die Fraunhofer A' bekannt. Die folgende Tabelle zeigt deren Resonanzwellenlängen:

Übergang:	K(D <sub>1</sub> )	K(D <sub>2</sub> )
Wellenlänge Luft [nm]	769,8974	766,4911
Wellenlänge Vakuum [nm]	770,1093	766,7021

### Der Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzübergang

Die in dieser Arbeit verwendeten Werte des Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzübergangs sind im wesentlichen *Saloman* [1993] entnommen.

Übergang	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}^0$
Energie level ( $E_k$ )	$\bar{\lambda} = 12985,170 \text{ cm}^{-1}$
Oszillator Stärke	$f = 0,339$
Mittlere Lebensdauer	$\tau = 26,2 \text{ ns}$

Mit der Lebensdauer ergibt sich eine natürliche Linienbreite von  $\nu_N = (2\pi\tau)^{-1} = 6,1 \text{ MHz}$  (FWHM). Angelehnt an CODATA1998 kann der Linienschwerpunkt in verschiedenen Einheiten angegeben werden:

Einheit	K(D <sub>1</sub> ) Übergang	
$\bar{\lambda} [\text{cm}^{-1}]$	12 985,170 (1)	
$\lambda_{\text{Vak}} [\text{nm}]$	770,109 286 (59)	
$\nu [\text{Hz}]$	3,892 856 03 (30)	
$E [\text{J}]$	2,579 433 17 (29)	
$E [\text{eV}]$	1,609 955 73 (14)	
$\lambda_{\text{Luft}} [\text{nm}]$	769,897 387	$n_{\text{Luft}} = 1,00027523 \text{ (CRC99)}$

Kalium hat eine Hyperfeinstruktur, sie entsteht durch die Wechselwirkung vom Magnetfeld des Elektrons und dem magnetischen Moment des Atomkerns.  $J$  und  $I$  haben zusammen ein Moment von  $F = I - J, \dots, I + J$ . Für den Kalium-D<sub>1</sub>-Übergang ist das Quadropolmoment null, das Dipolmoment wurde von *Saloman* [1993] mit einem Ungenauigkeit von 2 MHz gemessen. Es beträgt für den Grundzustand von  $^{39}\text{K}$  ( $^{41}\text{K}$ ) 230,86 MHz (127.01 MHz) und für den Angeregten Zustand 28 MHz (15.2 MHz). Daraus resultiert die folgende Verschiebung der Hyperfeinstrukturlinien:

$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$	$^{39}\text{K}$		$^{41}\text{K}$		relative Linienstärke
		[MHz]	[pm]	[MHz]	[pm]	
F=1	F'=2	310	-0,61	405	0,80	5
	F'=1	254	-0,50	375	0,74	1
F=2	F'=2	-152	0,30	151	0,30	5
	F'=1	-208	0,41	121	0,24	5

## A.2 Eisen

Das Eisenplatingruppen-Element Eisen ist wie folgt charakterisiert:

Ordnungszahl Eisen	26
Relative Atommasse	55,847 g/mol
Erste Ionisierungsenergie	7,9024 eV
Elektronenkonfiguration	[Ar : 1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sup>6</sup> 3s <sup>2</sup> 3p <sup>6</sup> ] 3d <sup>6</sup> 4s <sup>2</sup>
Russel-Saunders-Kopplung	a <sup>5</sup> D <sub>4</sub>

Die natürlich vorkommenden Isotope sind in der folgenden Tabelle gezeigt, jedoch ist die Isotopieverschiebung nicht so genau untersucht wie bei anderen Elementen oder Kalium.

Isotope	Atomgewicht [amu]	Häufigkeit [%]	Kernspin	Versatz [MHz] <sup>a</sup>
<sup>54</sup> Fe	53,9396(12)	5,8	$I = 0$	- 744(±9)
<sup>56</sup> Fe	55,93493(9)	91,72	$I = 0$	± 0
<sup>57</sup> Fe	56,93539(6)	2,2	$I = 1/2$	+ 375(±6)
<sup>58</sup> Fe	57,93327(7)	0,28	$I = 0$	+ 714(±15)

Der Wellenlängenversatz zwischen den einzelnen Isotope kann auch direkt aus der Atmosphärenmessung bestimmt werden (siehe Abschnitt 5.2.3). Ergebnisse solcher Messungen dazu zeigen eine recht gute Übereinstimmung mit den von *Kaletta* [1969] bestimmten Werten [*Lautenbach und Höffner*, 2004].

### Der Eisen Resonanzübergang

Die in dieser Arbeit verwendeten Werte des Eisen-Resonanzübergangs sind im wesentlichen *Alpers* [1993] entnommen.

Übergang	a <sup>5</sup> D <sub>4</sub> → z <sup>5</sup> D <sub>4</sub> <sup>0</sup>
Energie level (E <sub>k</sub> )	$\bar{\lambda} = 25899,987 \text{ cm}^{-1}$
Oszillator Stärke	$f = 0,0217$
Mittlere Lebensdauer	$\tau = 103,09 \text{ ns}$

Mit der Lebensdauer ergibt sich eine natürliche Linienbreite von  $\nu_N = (2\pi\tau)^{-1} = 1,6 \text{ MHz}$  (FWHM). Angelehnt an CODATA2002 wird der Linienschwerpunkt in verschiedenen Einheiten angegeben:

<sup>a</sup>Quelle: *Kaletta* [1969]

Einheit	Eisen Übergang	
$\bar{\lambda}$ [cm <sup>-1</sup> ]	25 899,987	
$\lambda_{vak}$ [nm]	386,1004	
$\nu$ [Hz]	7,764 620 764 989	
$E$ [J]	5,144 891 55 (88)	
$E$ [eV]	3,211 188 94 (28)	
$\lambda_{Luft}$ [nm]	385,9911	$n_{Luft} = 1,00027523$ (CRC99)

# Anhang B

## Lidarmessdaten

Alle Lidarmessdaten des mobilen und stationären Kalium-Resonanzlidars sind bis einschließlich 31.01.2006 in den folgenden Tabellen zusammengefasst:

- Tabelle B.1: Erste Messungen mit dem mob. Lidar auf Rügen (55°N)
- Tabelle B.2: Polarstern-Kampagne mit dem mob. Lidar zwischen 70°S and 45°N
- Tabelle B.3: Nachtmessungen mit dem mob. Lidar in Kühlungsborn (54°N)
- Tabelle B.4: Tag- und Nachtmessungen mit dem mob. Lidar auf Teneriffa (28°N)
- Tabelle B.5: Tag- und Nachtmessungen mit dem mob. Lidar auf Spitzbergen (78°N)
- Tabelle B.6: Nachtmessungen mit dem stat. Lidar in Kühlungsborn (54°N)
- Tabelle B.7: Tag- und Nachtmessungen mit dem stat. Lidar in Kühlungsborn (54°N)

In der Zeit von Januar 1996 bis einschließlich Januar 2006 wurden  $\approx 4370$  Stunden Lidarmessdaten an 760 Tagen aufgenommen. Es sind alle Messungen berücksichtigt bei denen das Kalium-Resonanzlidar im regulären Messbetrieb betrieben wurde und die Kalium-D<sub>1</sub>-Resonanzlinie abgetastet hat. Daten die anderweitig aufgenommen wurden sind in Spalte „keine T“ aufgeführt. In einer Datei sind in der Regel 4000 Laserpulse aufintegriert, was ca. 2 bis 2,5 Minuten entspricht (Abhängig von der Repetitionsfrequenz des Lasers). Die Spalte „Nächte“ bezeichnet eine Messperiode von 12 Uhr Mittag (UT) des einen Tages bis 12 Uhr Mittag (UT) des darauf folgenden Tages. Enthalten diese Zeiten Tageslichtmessungen, so sind diese in der Spalte „Tage“ aufgeführt.

Neben Herrn J. Höffner, der im wesentlichen alle Kampagnen organisiert und durchgeführt hat, waren außerdem noch beteiligt: U. von Zahn, M. Alpers (2000–2003), V. Eska (1997–1999), C. Fricke-Begemann (1997–2004), M. Gerding (seit 2003), P. Keller (2004–2006), T. Köpnick, J. Lautenbach (2001–2006), P. Menzel (2001–2003), J. Oldag (1998–1999), M. Priester (seit 2004), M. Rauthe (seit 2003), und viele anderer fleißige Helfer.

**Tabelle B.1:** Erste Messungen mit dem mobilen Kalium-Lidar in Juliusruh, Rügen (55°N).

Monat	Jahr	T-Datei	keine T	Gesamtzeit	Tageslicht	Nächte	Tage
1	1995	0	205	0 h	–	3	–
2	1995	0	724	0 h	–	5	–
3	1995	–	–	–	–	–	–
4	1995	66	76	5 h	–	4	–
5	1995	28	160	12 h	–	3	–
6	1995	18	12	1 h	–	1	–
total		112		18 h	0 h	16	0

**Tabelle B.2:** Polarstern-Kampagne mit dem mobilen Kalium-Lidar zwischen 70°S and 45°N.

Monat	Jahr	T-Datei	keine T	Gesamtzeit	Tageslicht	Nächte	Tage
1	1996	–	–	–	–	–	–
2	1996	–	–	–	–	–	–
3	1996	0	5	0 h	–	1	–
4	1996	219	60	10 h	–	9	–
5	1996	1615	54	82 h	–	13	–
6	1996	881	17	51 h	–	12	–
total		2715		143	0	35	0

**Tabelle B.3:** Nachtmessungen mit dem mobilen Kalium-Lidar in Kühlungsborn (54°N).

Monat	Jahr	T-Datei	keine T	Gesamtzeit	Tageslicht	Nächte	Tage
6	1996	15	4	1 h	–	1	–
7	1996	427	15	20 h	–	6	–
8	1996	858	87	41 h	–	12	–
9	1996	1151	–	57 h	–	14	–
10	1996	886	6	43 h	–	10	–
11	1996	565	17	26 h	–	5	–
12	1996	127	13	6 h	–	1	–
1	1997	2124	17	94 h	–	12	–
2	1997	695	18	31 h	–	5	–
3	1997	1178	2	43 h	–	7	–
4	1997	1402	6	50 h	–	12	–
5	1997	709	2	28 h	–	10	–
6	1997	1046	34	41 h	–	14	–
7	1997	207	16	9 h	–	5	–
8	1997	1345	8	60 h	–	13	–
9	1997	685	4	29 h	–	6	–
10	1997	713	7	31 h	–	5	–
11	1997	233	–	10 h	–	3	–
12	1997	939	8	40 h	–	5	–
1	1998	5	–	0 h	–	1	–
2	1998	7	–	0 h	–	1	–
3	1998	392	3	20 h	–	6	–
4	1998	226	98	11 h	–	4	–
5	1998	287	18	14 h	–	6	–
6	1998	140	13	6 h	–	6	–
7	1998	80	–	4 h	–	2	–
8	1998	152	–	7 h	–	3	–
9	1998	345	–	17 h	–	4	–
10	1998	402	–	17 h	–	3	–
11	1998	312	–	13 h	–	2	–
12	1998	367	–	15 h	–	3	–
1	1999	76	–	3 h	–	1	–
2	1999	294	–	12 h	–	2	–
total		18390		799	0	190	0

**Tabelle B.4:** Tag- und Nachtmessungen mit dem Kalium-Lidar auf Teneriffa (28°N).

Monat	Jahr	T-Datei	keine T	Gesamtzeit	Tageslicht	Nächte	Tage
3	1999	376	–	15 h	–	2	–
4	1999	337	–	15 h	–	4	–
5	1999	3552	–	136 h	–	19	–
6	1999	1046	96	49 h	–	7	–
7	1999	1399	–	61 h	–	8	–
8	1999	—	–	—	–	—	–
9	1999	—	–	—	–	—	–
10	1999	—	–	—	–	—	–
11	1999	2425	1	107 h	–	15	–
12	1999	—	–	—	–	—	–
11	2000	4203	81	170 h	129 h	14	10
12	2000	848	58	36 h	22 h	9	3
total		14186		588	151	78	13

**Tabelle B.5:** Tag- und Nachtmessungen mit dem Kalium-Lidar auf Spitzbergen (78°N).

Monat	Jahr	T-Datei	keine T	Gesamtzeit	Tageslicht	Nächte	Tage
6	2001	1030	16	32 h	32 h	9	9
7	2001	2412	31	75 h	75 h	11	11
8	2001	3640	18	118 h	110 h	14	14
9	2001	981	–	36 h	23 h	11	9
10	2001	459	1	15 h	6 h	5	3
2	2002	265	2	9 h	–	1	–
3	2002	3284	70	111 h	6 h	16	8
4	2003	1635	18	56 h	42 h	6	6
5	2003	2216	6	77 h	77 h	13	13
6	2003	1181	14	43 h	43 h	13	13
7	2003	1448	3	58 h	58 h	11	11
8	2003	1105	2	37 h	37 h	10	10
total		19656		667	509	120	107

**Tabelle B.6:** Nachtmessungen mit dem stationären Kalium-Lidar in Kühlungsborn (54°N).

Monat	Jahr	T-Datei	keine T	Gesamtzeit	Tageslicht	Nächte	Tage
6	1999	0	58	0 h	–	3	–
9	1999	0	7	0 h	–	1	–
10	1999	70	19	2 h	–	2	–
11	1999	593	58	22 h	–	7	–
12	1999	7	–	0 h	–	1	–
1	2000	351	4	12 h	–	1	–
6	2000	88	10	3 h	–	2	–
7	2000	64	–	3 h	–	1	–
8	2000	50	–	2 h	–	1	–
10	2000	0	112	0 h	–	3	–
6	2001	0	22	0 h	–	3	–
7	2001	0	81	0 h	–	1	–
8	2001	283	–	10 h	–	2	–
total		1506		55	0	28	0

**Tabelle B.7:** Tag- und Nachtmessungen mit dem stationären Kalium-Lidar in Kühlungsborn (54°N).

Monat	Jahr	T-Datei	keine T	Gesamtzeit	Tageslicht	Nächte	Tage
2	2002	262	–	9h	3h	1	1
3	2002	245	–	8h	5h	1	1
4	2002	142	–	5h	3h	1	1
6	2002	811	25	28h	18h	10	5
7	2002	255	14	9h	–	4	–
8	2002	368	128	13h	–	8	–
9	2002	599	–	20h	2h	3	1
10	2002	332	5	12h	2h	3	3
11	2002	1337	11	47h	17h	5	4
12	2002	855	43	29h	7h	4	2
2	2003	2742	37	108h	45h	5	5
3	2003	182	16	7h	7h	3	3
4	2003	1328	12	51h	12h	5	3
5	2003	65	2	2h	–	1	–
6	2003	1661	78	61h	33h	10	9
7	2003	426	2	15h	9h	4	3
8	2003	1162	6	42h	3h	8	2
9	2003	1826	118	62h	2h	10	2
10	2003	2006	74	70h	1h	9	1
11	2003	938	5	32h	3h	2	1
12	2003	974	11	33h	–	3	–
1	2004	98	–	3h	–	1	–
2	2004	1647	124	58h	–	8	–
3	2004	612	361	21h	–	5	–
4	2004	2150	16	74h	9h	9	3
5	2004	1047	37	38h	–	8	–
6	2004	1056	48	38h	3h	14	3
7	2004	2141	729	76h	39h	13	6
8	2004	2501	1730	86h	35h	14	5
9	2004	3341	61	116h	53h	11	7
10	2004	2877	15	99h	23h	11	5
11	2004	432	–	16h	–	4	–
12	2004	640	2	22h	–	3	–
1	2005	351	660	13h	–	7	–
2	2005	2001	1	67h	18h	5	3
3	2005	1698	–	56h	–	9	–
4	2005	3085	1	99h	13h	14	2
5	2005	403	9	13h	–	3	–
6	2005	2569	23	85h	20h	16	7
7	2005	810	3	28h	–	7	–
8	2005	1127	16	38h	–	7	–
9	2005	2507	9	85h	24h	9	4
10	2005	5902	45	200h	84h	16	13
11	2005	486	–	17h	–	3	–
12	2005	445	1	15h	–	3	–
1	2006	2753	26	92h	0h	8	1
total		61195		2120	495	308	106

# Anhang C

## Datenanalyse

Alle mathematischen Methoden, die zur Datenanalyse in dieser Arbeit verwendet wurden, sind bereits in der Literatur ausführlich behandelt. Dennoch werden die wichtigsten Methoden, zum einen die Fehlerbehandlung und zum anderen die harmonische Analyse zur Bestimmung des Resonanzspektrums und des Temperaturverlaufs, im Folgenden zusammengefasst. Die numerische Datenanalyse um aus dem Lidarsignal Temperatur und Dichtedaten zu erhalten, ist in der Programmiersprache DELPHI (Borland, Inc.) ausgeführt. Dabei kommen hauptsächlich Programm-Bibliotheken zum Einsatz, die in der IAP Lidar-Arbeitsgruppe entwickelt wurden. Die mathematischen Routinen beruhen unter anderem auf den *Numerical Recipes in Pascal* [Press et al., 1989].

Im Anschluss an die math. Methoden werde die ausgewerteten Temperaturdaten von Kühlungsborn und Spitzbergen in tabellarischer Form präsentiert.

### C.1 Mathematische Methoden

#### Fehlerbehandlung

Die meisten atmosphärischen Parameter haben eine *Gaußverteilung* (*Normalverteilung*). Die Funktion der Wahrscheinlichkeitsdichte ist

$$f(y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(y-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{C.1})$$

wobei  $\mu$  der Erwartungswert und  $\sigma$  die Standardabweichung ist.

Bei einer diskreten Verteilung, z.B. Zählraten, wird die *Poisson-Statistik* angewendet um den Ereignisrate genannten Parameter  $\lambda$  zu bestimmen. Er ist gleichzeitig Erwartungswert und Varianz der Verteilung und ordnet den natürlichen Zahlen  $y = 0, 1, 2, \dots$  die Wahrscheinlichkeiten wie folgt zu:

$$P(y) = \frac{\lambda^y}{y!} e^{-\lambda}. \quad (\text{C.2})$$

Für größer  $\lambda$  Werte, kann die Poissonverteilung durch eine Gauß-Verteilung dargestellt werden. Wird die Varianz aus dem Mittel  $\bar{y}$  der Datenreihe  $y_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) berechnet, so wird der Freiheitsgrad zu  $N - 1$  reduziert. Die Varianz wird dann durch  $\sigma^2 = \sum (y_i - \bar{y})^2 / (N - 1)$  bestimmt. Der aus einer unabhängigen Datenreihe (mit  $N$  Datenpunkten) berechneten Werten  $\bar{y}$ , ist mit reduzierter Varianz  $\sigma^2/N$  verteilt. Das Mittel  $\bar{y} \pm \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$  hat eine Standardfehler von  $\beta = 31.7\%$ .

#### Harmonische Analyse (Fit)

Soll eine Modellfunktion  $\tilde{f}_a(t)$  zu einer Serie von Datenpunkten  $(t_i, y_i)$  mit  $i = 1..N$ , in Hinsicht auf  $t$  gefittet werden, so wird die Parametrisierung für  $a$  gesucht. Hierbei werden die

Parameter so bestimmt, dass die Serie von Datenpunkten und die Modellfunktion bestmöglich übereinstimmen. Unter der Annahme einer Gauß-Verteilung der Datenpunkte mit der Standardabweichung  $\sigma_i$ , ist der beste Fit der mit den kleinsten Parametern

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i \left( \frac{y_i - \tilde{f}_a(t_i)}{\sigma_i} \right)^2. \quad (\text{C.3})$$

Das ist die Methode der kleinsten Fehlerquadrate (*least mean square*-, LMS-Fit). Dabei wird meist für lineare und nichtlineare Funktionen der *Levenberg-Marquardt* Algorithmus angewendet [Press et al., 1989]. Um z.B. die Temperaturen aus dem Rückstreusignal zu berechnen, wird der *robust estimation* Algorithmus [Press et al., 1989] angewendet (siehe Kap. 3.3).

Lange Zeitreihen von Temperaturmessungen oder anderen atmosphärische Parameter dienen oft zur Ermittlung von periodischer Prozesse wie z.B. saisonale Variationen oder Schwellen. In diesem Fall ist die beste Methode die erwartete Funktion  $\tilde{f}(t)$  mit dem LMS-Fit an die Daten zu Fitten. Bei der Harmonischen Analyse ist die Fit-Funktion eine Superposition von Sinuswellen

$$\tilde{f}(t) = A_0 + \sum_{i=1}^m A_i \cos(\omega_i(t - \phi_i)) . \quad (\text{C.4})$$

Dabei ist  $A_0$  der konstante Durchschnittswert,  $A_i$  sind die Amplituden ( $i = 1, \dots, m$ ) zu den einzelnen Perioden  $T_i = 2\pi/\omega_i$ . Die Phase  $\phi_i$  gibt die Zeit der maximalen Werte des Intervalls  $[0, T_i]$  an.

Meist haben die Perioden feste Werte, wie im Fall der gefitteten Jahrestemperaturen in Gleichung 3.1 ( $T_1 = 12$ ,  $T_2 = 6$  und  $T_3 = 3$  Monat). Die Annahme von ganz- und halbjährlicher Periode zeigt an verschiedenen Standorten ein sehr gutes Ergebnis [Hauchecorne et al., 1991; She et al., 1995b; She und von Zahn, 1998; Fricke-Begemann, 2004]. Die dritte harmonische Komponente (vierteljährliche Periode) wird zur Wiedergabe der sehr niedrigen Sommertemperaturen in Spitzbergen benötigt.

## C.2 Temperaturtabellen

Die in Kapitel 3.3 farblich dargestellten Temperaturjahresgänge für Spitzbergen und Kühlungsborn werden im Folgendem in tabellarisch Form aufgeführt.

Tabelle C.1, Abbildung 3.9	Mittlerer Temperaturverlauf über Spitzbergen (78°N)
Tabelle C.2, Abbildung 3.11	Gefitteter Temperaturverlauf über Spitzbergen (78°N)
Tabelle C.3, Abbildung 3.15	Mittlerer Temperaturverlauf über Kühlungsborn (54°N)
Tabelle C.4, Abbildung 3.17	Gefitteter Temperaturverlauf über Kühlungsborn (54°N)

Es werden nur Temperaturdaten aufgeführt, bei denen der statistische Fehler unter 10 K liegt. Die dargestellten Temperaturdaten sind Tagesmittelwerte und gehen auf Tageseinzelnwerte zurück, die eine Höhenauflösung von 200 m und 15 min haben. Diese Tagesmittelwerte werden je nach Auswerte-Algorithmus weiter behandelt.

Bei dem gemittelten Temperaturverlauf (Tab. C.1 und C.3) sind die Tagesmittelwerte durch einen Hanningfilter mit der Breite von 31 Tage und 2 km geglättet. Bei den gefitteten Temperaturverlauf sind die Tageseinzelnwerte in jeder Höhe mit einer ganzjährige, halbjährige und vierteljährigen Amplitude durch einem LMS-Fit gefittet (siehe Gleichung 3.1).



Tabelle C.2: Gefitteter Temperaturverlauf über Spitzbergen (78°N)

Höhe	Tag des Jahres (jeden 1. und 15. des Monats)																							
	1	15	32	46	60	74	91	105	121	135	152	166	182	196	213	227	244	258	274	288	305	319	335	349
110	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
109	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
108	—	—	—	—	182.9	197.7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
107	—	—	—	—	183.7	195.8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
106	—	—	—	—	184.4	193.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
105	—	—	—	—	185.2	188.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
104	—	—	—	—	183.0	184.5	186.6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
103	—	—	—	—	180.6	181.3	182.7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
102	—	—	—	—	180.7	177.9	175.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
101	—	—	—	—	180.7	175.6	169.8	—	161.9	159.8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
100	—	—	—	—	180.6	175.4	169.5	165.4	161.9	160.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	193.3	—	—	—	—
99	—	—	—	—	181.5	176.4	170.6	166.6	162.9	160.9	—	—	—	—	—	—	181.4	186.4	191.8	—	—	—	—	—
98	—	—	—	—	183.8	177.7	170.4	164.8	159.6	156.5	—	—	—	—	—	169.3	176.6	182.8	189.5	—	—	—	—	—
97	—	—	—	—	188.4	181.3	171.8	164.1	156.7	152.5	150.1	149.8	150.5	152.1	156.1	161.5	169.9	177.4	185.4	—	—	—	—	—
96	—	—	—	—	193.0	184.8	172.9	162.8	153.3	148.5	146.5	146.4	146.4	146.9	150.0	155.6	165.6	174.4	183.5	—	—	—	—	—
95	—	—	—	—	196.4	186.5	173.5	163.3	153.5	147.3	142.5	140.3	139.7	141.3	146.5	153.4	163.9	173.2	183.9	—	—	—	—	—
94	—	—	—	—	197.6	187.7	174.6	164.3	154.0	146.5	139.2	135.0	133.3	135.2	142.0	150.3	162.2	172.5	184.4	—	—	—	—	—
93	—	—	—	—	197.8	189.1	176.8	166.4	155.5	146.8	137.5	131.3	127.7	128.9	136.4	146.3	160.2	171.8	184.5	—	—	—	—	—
92	—	—	—	—	198.4	191.5	180.6	170.3	157.9	147.0	134.9	127.2	123.0	124.4	132.5	143.2	158.6	171.6	185.5	—	—	—	—	—
91	—	—	—	—	200.7	194.6	184.0	172.9	158.6	145.8	131.9	123.7	119.7	121.6	130.4	141.8	158.3	172.2	186.7	—	—	—	—	—
90	—	—	—	—	203.2	197.0	185.9	174.1	158.5	144.6	130.2	122.2	118.7	120.9	129.9	141.3	158.1	172.5	187.3	—	—	—	—	—
89	—	—	—	—	202.4	196.8	186.9	175.6	159.8	145.5	130.9	123.1	119.6	121.3	128.9	139.7	157.1	173.2	190.2	—	—	—	—	—
88	—	—	—	—	202.5	197.3	188.3	177.1	160.9	146.1	131.5	124.3	121.4	122.8	129.3	139.3	157.0	174.2	192.9	—	—	—	—	—
87	—	—	—	—	205.1	198.5	188.5	177.4	161.5	146.7	131.1	122.8	—	121.0	128.7	139.3	157.2	174.5	193.9	—	—	—	—	—
86	—	—	—	—	208.0	200.1	188.4	176.8	161.6	147.4	131.7	—	—	—	128.8	140.5	158.3	174.4	192.6	—	—	—	—	—
85	—	—	—	—	211.9	202.6	189.1	176.6	161.4	148.4	—	—	—	—	—	145.0	160.5	174.6	190.7	—	—	—	—	—
84	—	—	—	—	216.0	205.5	191.1	—	164.6	153.5	—	—	—	—	—	—	163.3	175.4	189.9	—	—	—	—	—
83	—	—	—	—	217.5	207.5	194.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	167.9	178.3	—	—	—	—	—	—
82	—	—	—	—	217.8	208.2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
81	—	—	—	—	217.8	208.6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
80	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Tabelle C.3: Mittlerer Temperaturverlauf über Kühlungsborn (54°N)

Höhe	Tag des Jahres (jeden 1. und 15. des Monats)																							
	1	15	32	46	60	74	91	105	121	135	152	166	182	196	213	227	244	258	274	288	305	319	335	349
110	188.0	190.9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
109	183.1	189.2	204.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	180.0
108	180.3	181.4	189.2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	199.2	196.6	198.7	186.6	184.3
107	177.4	177.8	183.0	174.2	174.1	177.3	—	—	—	—	—	—	—	—	199.3	198.7	196.6	199.0	199.6	196.8	194.4	192.7	185.2	182.8
106	170.1	172.2	174.0	168.2	172.2	178.4	183.2	183.0	—	—	—	—	—	—	194.8	195.8	194.1	195.3	194.9	193.1	190.2	187.2	178.6	177.8
105	169.6	172.7	174.7	168.3	171.4	176.4	179.4	182.0	186.1	—	—	—	—	199.1	191.7	193.9	190.8	190.9	192.1	190.9	187.1	183.8	176.8	176.7
104	173.1	174.5	171.0	165.9	170.9	175.0	176.1	179.9	183.7	189.6	—	—	197.6	195.6	190.4	191.9	188.5	187.8	188.6	187.7	184.0	177.0	171.8	175.3
103	172.2	173.6	169.7	165.9	169.9	172.7	173.9	177.1	180.3	184.3	—	—	187.6	189.0	186.4	186.8	186.3	184.9	183.5	183.3	180.4	173.7	169.5	173.1
102	171.3	172.9	169.4	168.3	171.4	171.1	170.6	172.1	175.3	178.5	182.6	183.7	186.8	186.9	183.0	185.0	183.3	180.8	181.3	181.5	178.8	173.1	168.9	171.7
101	172.8	174.8	169.6	168.7	171.1	169.4	167.9	168.5	171.6	175.8	180.2	180.2	181.9	183.1	181.4	183.0	179.5	176.9	176.2	177.2	177.7	174.0	169.7	171.6
100	173.0	175.2	169.6	168.0	170.9	168.5	165.7	166.2	168.4	172.3	178.5	179.2	178.9	180.4	176.3	177.5	177.5	175.1	174.6	175.4	175.0	172.6	170.6	171.7
99	173.3	176.0	170.5	168.5	171.6	168.5	164.6	164.5	165.8	169.0	175.2	175.8	176.4	176.4	172.9	174.8	175.5	173.6	173.5	174.7	175.3	174.0	172.2	172.3
98	174.1	177.0	171.5	169.2	171.8	166.4	163.3	164.2	164.1	165.5	169.5	169.3	173.4	173.5	168.2	170.2	174.2	173.9	173.1	174.0	174.6	174.8	174.0	173.0
97	175.9	178.8	172.8	170.0	172.8	167.4	164.4	164.7	162.8	162.6	165.5	165.2	169.4	169.2	165.6	168.1	174.2	175.5	174.6	175.2	176.2	176.3	175.6	174.2
96	178.2	181.1	174.2	171.0	174.2	168.7	165.9	166.2	162.9	160.6	162.4	162.0	165.2	165.6	165.5	169.5	175.3	177.5	175.9	176.8	178.9	178.7	177.2	175.7
95	180.9	183.9	175.9	172.2	175.9	172.4	170.9	168.5	163.5	159.9	160.5	160.1	162.2	163.5	164.9	169.0	175.9	179.1	177.9	179.0	181.4	181.0	179.0	177.3
94	183.7	186.6	177.9	173.8	177.8	174.5	172.8	170.0	164.4	160.1	159.6	158.6	159.5	161.9	165.3	169.3	176.4	180.4	179.7	181.1	183.8	183.7	181.1	179.1
93	186.0	188.9	180.4	175.9	179.8	176.8	174.7	171.0	165.1	160.0	156.8	156.0	157.0	160.6	165.3	169.5	177.4	181.9	181.1	182.6	186.3	187.1	183.8	181.5
92	188.3	191.3	183.2	178.3	181.9	179.0	176.4	171.7	165.4	159.8	155.7	154.3	154.7	159.0	165.1	170.0	178.8	183.7	182.5	184.0	188.9	190.7	186.8	184.2
91	190.9	194.0	186.0	180.7	183.9	180.9	177.8	172.6	165.8	159.5	154.8	152.9	152.4	157.5	164.7	170.4	180.0	185.4	183.9	185.2	191.2	193.3	189.4	186.8
90	193.4	197.0	188.6	182.8	185.6	182.3	178.8	173.8	166.5	159.0	153.4	151.0	150.2	156.0	163.9	170.2	180.6	186.5	185.2	186.3	192.9	195.2	191.6	189.3
89	196.1	200.2	191.1	184.4	186.9	183.4	179.7	174.6	166.9	158.5	151.6	148.8	148.2	154.5	162.6	169.2	180.5	187.1	186.9	187.8	194.2	196.8	193.9	191.7
88	199.5	204.0	193.8	185.4	187.7	184.3	180.4	175.0	166.9	158.1	149.7	146.8	146.7	152.9	160.8	167.8	179.5	186.6	187.4	188.7	195.5	198.3	196.2	194.4
87	203.5	208.4	196.2	185.7	188.4	185.7	181.8	175.7	167.0	158.0	148.7	145.7	146.0	151.4	159.3	166.5	178.3	185.6	187.3	189.0	196.6	199.4	198.0	196.9
86	206.7	211.7	197.8	186.0	189.4	187.0	182.1	175.9	167.3	158.4	149.3	145.8	145.9	150.3	158.5	166.0	177.3	184.8	187.2	189.2	197.1	200.0	199.3	199.1
85	209.0	213.7	199.0	186.8	190.7	188.7	183.2	175.7	167.0	158.1	148.7	145.2	145.6	149.5	157.9	165.9	176.6	184.2	187.6	189.9	197.4	200.4	200.5	201.2
84	210.9	215.0	199.4	188.0	192.0	190.2	184.0	175.1	165.7	157.5	147.9	144.1	144.9	148.4	156.4	165.1	175.6	183.1	188.1	191.0	198.7	201.7	201.7	202.9
83	212.1	215.5	199.0	188.6	192.2	189.8	183.8	173.9	164.0	156.7	147.6	144.3	146.0	148.0	154.1	163.5	173.5	181.3	189.2	192.9	201.4	204.7	203.0	203.8
82	212.8	215.4	200.4	193.9	193.3	188.7	183.9	174.2	163.4	157.4	—	—	—	147.7	151.3	159.9	170.0	177.8	188.0	193.2	203.7	207.9	204.3	204.5
81	215.3	217.1	203.1	196.3	192.9	188.8	184.8	172.7	—	—	—	—	—	—	150.0	157.9	167.6	175.5	186.9	192.4	206.0	216.2	208.8	206.1
80	216.8	218.5	206.1	199.0	192.1	187.8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	186.8	190.1	204.9	219.1	210.4	207.3

Tabelle C.4: Gefitteter Temperaturverlauf über Kühlungsborn (54°N)

Höhe	Tag des Jahres (jeden 1. und 15. des Monats)																							
	1	15	32	46	60	74	91	105	121	135	152	166	182	196	213	227	244	258	274	288	305	319	335	349
110	190.1	192.4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
109	188.0	190.0	194.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	188.0
108	183.2	184.4	187.8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	202.9	195.7	190.7	186.3	184.0
107	178.8	179.2	181.2	184.1	188.0	192.6	—	—	—	—	—	—	—	—	220.7	217.9	213.2	208.5	202.7	197.4	191.3	186.9	182.8	180.3
106	176.5	176.3	177.4	179.3	181.9	185.2	189.8	193.8	—	—	—	—	—	—	208.9	207.1	203.9	200.6	196.3	192.3	187.5	183.9	180.4	178.2
105	174.6	174.0	174.4	175.6	177.5	179.9	183.5	186.7	190.4	—	—	—	—	201.2	200.9	199.9	197.6	195.1	191.8	188.6	184.6	181.6	178.5	176.4
104	172.0	171.3	171.5	172.4	173.9	175.9	179.0	181.7	185.0	187.8	—	—	194.4	195.1	195.0	194.2	192.4	190.4	187.5	184.7	181.3	178.5	175.7	173.7
103	170.2	169.5	169.5	170.2	171.4	173.1	175.7	178.1	181.0	183.5	—	—	189.6	190.3	190.5	189.9	188.4	186.7	184.2	181.8	178.7	176.3	173.7	171.9
102	169.4	168.5	168.2	168.5	169.3	170.6	172.8	174.9	177.5	179.8	182.4	184.3	185.9	186.9	187.4	187.1	186.1	184.8	182.7	180.6	177.9	175.6	173.1	171.3
101	169.4	168.3	167.5	167.5	167.9	168.7	170.4	172.1	174.3	176.4	178.8	180.7	182.5	183.7	184.5	184.7	184.2	183.3	181.7	180.0	177.7	175.6	173.3	171.4
100	170.2	169.0	168.0	167.7	167.6	168.0	169.0	170.1	171.7	173.3	175.2	176.8	178.5	179.6	180.7	181.1	181.1	180.7	179.8	178.7	177.0	175.4	173.6	172.0
99	171.3	170.3	169.3	168.8	168.4	168.3	168.6	169.1	170.0	170.9	172.2	173.3	174.6	175.6	176.6	177.2	177.6	177.7	177.4	176.9	176.0	175.1	173.9	172.7
98	172.8	171.8	170.6	169.8	169.2	168.7	168.3	168.2	168.3	168.6	169.4	170.3	171.3	172.1	173.1	173.9	174.9	175.4	175.8	175.8	175.5	175.2	174.6	173.9
97	175.6	174.1	172.2	170.8	169.8	169.0	167.9	166.9	165.9	165.7	166.3	167.3	168.4	169.2	170.2	171.4	173.3	174.9	176.1	176.6	176.6	176.7	176.8	176.6
96	178.8	176.8	173.8	171.8	170.7	169.8	168.1	165.9	163.5	162.4	162.9	164.3	165.7	166.5	167.5	169.2	172.5	175.5	177.7	178.4	178.3	178.5	179.1	179.6
95	180.3	178.9	176.3	174.2	172.6	171.3	169.2	166.7	163.4	161.1	160.1	160.9	162.6	164.3	166.6	169.0	172.9	176.5	179.7	181.1	181.2	180.8	180.7	180.8
94	181.5	180.8	179.3	177.6	175.8	173.8	171.1	168.1	164.2	161.0	158.6	158.4	160.0	162.4	166.1	169.6	174.2	178.0	181.6	183.4	183.9	183.3	182.5	182.0
93	183.5	182.9	182.0	180.7	178.9	176.6	173.1	169.5	165.0	161.1	157.7	156.7	157.8	160.5	165.1	169.6	175.1	179.5	183.5	185.7	186.6	186.2	185.1	184.2
92	185.8	185.1	184.5	183.5	181.6	178.9	174.5	170.3	165.3	161.1	157.0	155.2	155.7	158.5	164.0	169.5	176.2	181.0	185.4	188.1	189.7	189.6	188.5	187.1
91	188.0	187.8	187.7	186.8	184.9	181.6	176.2	171.0	164.8	159.8	155.1	153.1	153.9	157.2	163.7	170.1	177.6	182.8	187.3	189.9	191.3	191.2	190.2	189.0
90	190.1	190.2	190.5	189.7	187.5	183.8	177.5	171.5	164.5	158.8	153.3	151.1	152.0	155.7	163.1	170.2	178.3	183.8	188.6	191.4	193.0	192.9	191.8	190.7
89	192.4	192.8	192.9	191.8	189.2	185.0	178.4	172.1	164.4	157.9	151.7	149.2	150.1	154.2	162.0	169.3	177.8	183.9	189.4	192.9	194.9	194.9	193.8	192.8
88	195.5	195.8	195.2	193.3	190.0	185.4	178.7	172.4	164.3	157.2	150.4	147.7	148.7	152.8	160.4	167.6	176.2	183.0	189.7	194.1	196.9	197.2	196.3	195.6
87	198.7	198.8	197.4	194.7	190.8	186.1	179.6	173.2	164.8	157.3	149.9	147.0	147.9	151.8	158.9	165.5	174.2	181.6	189.5	195.0	198.6	199.3	198.8	198.4
86	201.6	201.6	199.7	196.4	192.1	187.4	180.9	174.3	165.4	157.4	150.0	147.2	148.2	151.8	158.2	164.4	173.1	180.9	189.4	195.3	199.3	200.3	200.4	200.7
85	205.3	204.8	202.0	198.0	193.2	188.0	181.0	174.2	165.2	157.6	150.8	148.4	149.4	152.5	158.1	163.9	172.3	180.2	189.0	195.2	199.8	201.8	203.1	204.2
84	210.4	209.0	205.0	200.1	194.3	187.9	179.7	172.6	164.6	158.4	153.0	150.9	151.2	153.4	158.1	163.4	171.3	178.7	187.3	194.1	200.8	204.9	208.1	209.9
83	213.9	211.9	207.3	202.0	195.6	188.5	179.4	172.1	164.5	158.9	154.1	152.0	151.9	153.7	158.2	163.5	171.4	178.7	187.3	194.6	202.3	207.5	211.7	213.7
82	216.3	214.1	209.2	203.5	196.6	189.0	179.4	171.8	163.9	158.2	—	—	—	152.9	157.5	163.1	171.3	179.0	188.0	195.7	204.0	209.6	214.2	216.3
81	220.6	218.4	213.1	206.7	198.9	190.2	179.1	170.1	—	—	—	—	—	—	151.3	157.5	166.9	175.6	186.1	195.1	205.0	211.7	217.4	220.2
80	227.8	226.0	220.0	212.2	202.4	191.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	176.1	188.4	202.3	212.2	220.9	225.8



# Literaturverzeichnis

- Alpers, M. (1993), Untersuchung der mesosphärischen Eisenschicht in polaren und niedrigen geographischen Breiten mittels Lidar, Doktorarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-93-32.
- Alpers, M., J. Höffner, und U. von Zahn (1990), Iron atom densities in the polar mesosphere from lidar observations, *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 2345–2348.
- Alpers, M., R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding, und J. Höffner (2004), Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and rotational Raman scattering, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*, 793–800.
- Aßmann, R. (1902), Über die Existenz eines wärmeren Luftstroms in der Höhe von 10 bis 15 km, in *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, vol. XXIV, pp. 1–10, Berlin, Germany.
- Backhouse, T. W. (1885), The luminous cirrus cloud of June and July, *Meteorol. Mag.*, *20*, 133.
- Baldwin, M., und T. Dunkerton (2001), Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes, *Science*, *294*, 581–584.
- Balsley, B. B., R. F. Woodman, M. Sarango, J. Urbina, R. Rodriguez, E. Ragaini, und J. Carey (1993), Southern-hemisphere PMSE: Where are they ?, *Geophys. Res. Lett.*, *20*(18), 1983–1985, doi:10.1029/93GL02244.
- Batchelor, G. K. (1959), Small-scale variation of convected quantities like temperature in a turbulent fluid, *J. Fluid Mech.*, *5*, 113–133.
- Becker, E., und G. Schmitz (2003), Climatological effects of orography and land-sea heating contrasts on the gravity wave-driven circulation of the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, *60*, 103–118.
- Berger, U., und F.-J. Lübken (2006), Weather in mesospheric ice layers, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, doi:10.1029/2005GL024841.
- Berger, U., und U. von Zahn (1999), The two-level structure of the mesopause: A model study, *J. Geophys. Res.*, *104*, 22,083–22,093.
- Berger, U., und U. von Zahn (2002), Icy particles in the summer mesopause region: Three-dimensional modeling of their environment and two-dimensional modeling of their transport, *J. Geophys. Res.*, *107*(A11), doi:10.1029/2001JA000316.
- Blamont, J. E., M. L. Chanin, und G. Megie (1972), Vertical distribution and temperature profile of the night time atmospheric sodium layer obtained by laser backscatter, *Ann. Géophys.*, *28*, 833–838.
- Brasseur, G. P., A. K. Smith, R. Khosravi, T. Huang, S. Walters, S. Chabrilat, und G. Kockarts (2000), Natural and human-induced perturbations in the middle atmosphere: a short tutorial, in *Atmospheric Science Across the Stratopause*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 123, edited by D. E. Siskind, S. D. Eckermann, und M. E. Summers, pp. 7–20, AGU, Washington, D. C.
- Bucholtz, A. (1995), Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere, *Appl. Optics*, *34*(15), 2765–2773.

- Buneman, O. (1963), Excitation of field aligned sound waves by electron streams, *Phys. Rev. Lett.*, *10*(7), 285–287.
- Chamberlain, J. W., und D. M. Hunten (1987), *Theory of Planetary Atmospheres, International Geophysics Series*, vol. 36, 2nd ed., Academic Press, Inc.
- Chen, S., Z. Hu, M. A. White, H. Chen, D. A. Krueger, und C. Y. She (2000), Lidar observations of seasonal variation of diurnal mean temperature in the mesopause region over Fort Collins, Colorado (41°N, 105°W), *J. Geophys. Res.*, *105*, 12,371–12,380.
- Cho, J. Y., und M. C. Kelley (1993), Polar mesosphere summer radar echoes, *Rev. Geophys.*, *31*, 243–265.
- Cho, J. Y. N., T. M. Hall, und M. C. Kelley (1992), On the role of charged aerosols in polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, *97*, 875–886.
- Clemesha, B. R., P. P. Batista, D. M. Simonich, und I. S. Batista (2004), Sporadic structures in the atmospheric sodium layer, *J. Geophys. Res.*, *109*, D11306, doi:10.1029/2003JD004496.
- Czechowsky, P., R. Rüster, und G. Schmidt (1979), Variations of mesospheric structures in different seasons, *Geophys. Res. Lett.*, *6*, 459–462.
- Czechowsky, P., J. Klostermyer, J. Röttger, R. Rüster, und G. Schmidt (1998), The Sousy-Svalbard-Radar for middle and lower atmosphere research in the polar region, in *Proceedings of the 8. Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar*, edited by B. Edwards, pp. 318–321, SCOSTEP, Boulder, Colorado.
- Ecklund, W. L., und B. B. Balsley (1981), Long-term observations of the arctic mesosphere with the MST radar at Poker Flat, Alaska, *J. Geophys. Res.*, *86*, 7775–7780.
- Eska, V. (1998), Die Kaliumschicht in der oberen Atmosphäre (75–110 km): Beobachtungen, Analysen, Modellierung, Doktorarbeit, Universität Rostock.
- Eska, V., und J. Höffner (1998), Observed linear and nonlinear K layer response, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 2933–2936.
- Eska, V., J. Höffner, und U. von Zahn (1998), The upper atmosphere potassium layer and its seasonal variations at 54°N, *J. Geophys. Res.*, *103*, 29,207–29,214.
- Eska, V., U. von Zahn, und J. M. C. Plane (1999), The terrestrial potassium layer (75–110 km) between 71°S and 54°N: Observations and modelling, *J. Geophys. Res.*, *104*, 17,173–17,186.
- Farley, D. T. (1963), A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *68*(23), 6083–6097.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, und M. Corney (1990), Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, *Adv. Space Res.*, *10*(12), 11–59.
- Fletcher, N. H. (1958), Size effect in heterogeneous nucleation, *Journal of Chemical Physics*, *29*, 572–576.
- Franken, P. A., A. F. Hill, C. W. Peters, und G. Weinreich (1961), Generation of optical harmonics, *Phys. Rev. Lett.*, *7*, 188–219.
- Fricke, K., und U. von Zahn (1985), Mesopause temperatures derived from probing the hyperfine structure of the D<sub>2</sub> resonance line of sodium by lidar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *47*, 499–512.

- Fricke-Begemann, C. (2004), Lidar investigations of the mesopause region: Temperature structure and variability, Doktorarbeit, Universität Rostock, IAP-10-2004, ISSN 1615-8083.
- Fricke-Begemann, C., und J. Höffner (2005), Temperature tides and waves near the mesopause from lidar observations at two latitudes, *J. Geophys. Res.*, *110*, D19103, doi:10.1029/2005JD005770.
- Fricke-Begemann, C., M. Alpers, und J. Höffner (2002a), Daylight rejection with a new receiver for potassium resonance temperature lidars, *Opt. Lett.*, *27*(21), 1932–1934.
- Fricke-Begemann, C., J. Höffner, und U. von Zahn (2002b), The potassium density and temperature structure in the mesopause region (80–105 km) at a low latitude (28°N), *Geophys. Res. Lett.*, *29*(22), 2067, doi:10.1029/2002GL015578.
- Friedman, J. S. (2003), Tropical mesopause climatology over the Arecibo Observatory, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(12), 1642, doi:10.1029/2003GL016966.
- Friedman, J. S., S. C. Collins, R. Delgado, und P. A. Castleberg (2002), Mesospheric potassium layer over the Arecibo Observatory, 18.3°N 66.75°W, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 1071, doi:10.1029/2001GL013542.
- Friedrich, M., und K. M. Torkar (2001), FIRI: A semiempirical model of the lower ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *106*(A10), 21,409–21,418, doi:10.1029/2001JA900070.
- Fritts, D. C., und M. J. Alexander (2003), Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, *41*(1), 1003, doi:10.1029/2001RG000106.
- Fritts, D. C., U.-P. Hoppe, und B. Inhester (1990), A study of the vertical motion field near the high-latitude summer mesopause during mac/sine, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *52*, 927–938.
- Gabrielli, P., et al. (2004), Meteoric smoke fallout over the Holocene epoch revealed by iridium and platinum in Greenland ice, *Nature*, *432*(7020), 1011–1014, doi:10.1038/nature03137.
- Gadsden, M., und W. Schröder (1989), *Noctilucent clouds*, Springer-Verlag, New York.
- Garcia, R. R., D. R. Marsh, D. E. Kinnison, B. A. Boville, und F. Sassi (2007), Simulation of secular trends in the middle atmosphere, 1950–2003, *J. Geophys. Res.*, *112*(D09301), doi:10.1029/2006JD007485.
- Gardner, C. S., J. M. C. Plane, W. Pan, T. Vondrak, B. J. Murray, und X. Chu (2005), Seasonal variations of the Na and Fe layers at the South Pole and their implications for the chemistry and general circulation of the polar mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *110*, D10302, doi:10.1029/2004JD005670.
- Gerding, M., M. Alpers, U. von Zahn, R. J. Rollason, und J. M. C. Plane (2000), Atmospheric Ca and Ca<sup>+</sup> layers: Mid-latitude observations and modeling, *J. Geophys. Res.*, *105*, 27,131–27,146.
- Giebeler, J., F.-J. Lübken, und M. Nägele (1993), CONE - a new sensor for in-situ observations of neutral and plasma density fluctuations, *Proceedings of the 11th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Montreux, Switzerland, ESA SP-355*, 311 – 318.
- Gusev, O., M. Kaufmann, und K.-U. Grossmann (2001), Kinetic temperatures in the upper mesosphere and lower thermosphere derived from CRISTA limb radiance data, in *Proceedings of the 15th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Biarritz, France*, vol. ESA SP-471, edited by B. Warmbein, pp. 97–101.
- Hall, C., T. Aso, M. Tsutsumi, J. Höffner, und J. Sigernes (2004), Multi-instrument derivation of 90 km temperatures over Svalbard (78°N16°E), *Radio Sci.*, *39*, doi:10.1029/2004RS003069.

- Hanle, M. (1924), Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz, *Z. Phys.*, *30*, 93–105.
- Hansen, G., M. Serwazi, und U. von Zahn (1989), First detection of a noctilucent cloud by lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *16*, 1445–1448.
- Hauchecorne, A., M.-L. Chanin, und P. Keckhut (1991), Climatology and trends of the middle atmospheric temperature (33–87km) as seen by Rayleigh Lidar over the south of France, *J. Geophys. Res.*, *96*, 565–568.
- Hedin, A. E. (1991), Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *96*, 1159–1172.
- Helmer, M., J. M. C. Plane, J. Qian, und C. S. Gardner (1998), A model of meteoric iron in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *103*, 10,913–10,926.
- Henderson, S. W., E. H. Yuen, und E. S. Fry (1986), Fast resonance-detection technique for single frequency operation of injection-seeded Nd:YAG lasers, *Opt. Lett.*, *11*, 715–717.
- Hillert, W., F.-J. Lübken, und G. Lehmacher (1994), TOTAL: A rocket-borne instrument for high resolution measurements of neutral air turbulence during DYANA, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *56*, 1835–1852.
- Hocking, W. (1989), *Target parameter estimation*, pp. 228–268, in: Handbook for MAP volume 30, SCOSTEP, edited by S. Fukao, Urbana.
- Hocking, W. K. (1999), Temperatures using radar-meteor decay times., *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 3297–3300.
- Höffner, J. (1990), Messungen von Esendichten in der polaren Hochatmosphäre, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-90-53, ISSN 0172-8741.
- Höffner, J., und C. Fricke-Begemann (2005), Accurate lidar temperatures with narrowband filters, *Opt. Lett.*, *30*(8), 890–892.
- Höffner, J., und J. S. Friedman (2004), The mesospheric metal layer topside: A possible connection to meteoroids, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*, 801–808.
- Höffner, J., und J. S. Friedman (2005), The mesospheric metal layer topside: Examples of simultaneous metal observation, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, doi:10.1016/j.jastp.2005.06.101.
- Höffner, J., und U. von Zahn (1995), Mesopause temperature profiling by potassium lidar: recent progress and outlook for ALOMAR, in *Proceedings of the 12th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, Lillehammer, Norway, vol. ESA SP-370, pp. 403–407.
- Höffner, J., C. Fricke-Begemann, und F.-J. Lübken (2003a), First observations of noctilucent clouds by lidar at Svalbard, 78°N, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1101–1111.
- Höffner, J., J. Lautenbach, C. Fricke-Begemann, und M. Menzel (2003b), Observation of temperature, NLC, PMSE and potassium at Svalbard, 78°N, in *Proceedings of the 30th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods*, Longyearbyen, Norway (ISBN:82-481-0006-5), p. 65.
- Höffner, J., J. Lautenbach, C. Fricke-Begemann, und F.-J. Lübken (2006), Polar mesosphere temperature observations by lidar and falling sphere at 78°N, in *Reviewed and revised papers at the 23rd International Laser Radar Conference*, Nara, Japan, (ISBN4-9902916-0-3), pp. 373–376.
- Holton, J. R., und M. J. Alexander (2000), The role of waves in the transport circulation of the middle atmosphere, in *Atmospheric Science Across the Stratopause*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 123, edited by D. E. Siskind, S. D. Eckermann, und M. E. Summers, pp. 21–35, AGU, Washington, D. C.

- Hoppe, U.-P., und D. C. Fritts (1995), High resolution measurements of vertical velocity with the european incoherent scatter VHF radar 1. motion field characteristics and measurement biases, *J. Geophys. Res.*, *100*, 16,813 – 16,825.
- Hoppe, U.-P., C. Hall, und J. Röttger (1988), First observations of summer polar mesospheric backscatter with a 224 MHz radar, *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 28–31.
- Humayun, M., und R. N. Clayton (1995a), Precise determination of the isotopic composition of potassium: Application to terrestrial rocks and lunar soils, *Geochim. Cosmochim. Acta*, *59*, 2115–2130.
- Humayun, M., und R. N. Clayton (1995b), Potassium isotope cosmochemistry: Genetic implications of volatile element depletion, *Geochim. Cosmochim. Acta*, *59*, 2131–2148.
- Hunten, D. M., R. P. Turco, und O. B. Toon (1980), Smoke and dust particle of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, *37*, 1342–1357.
- Inhester, B., J. Klostermeyer, F.-J. Lübken, und U. von Zahn (1994), Evidence for ice clouds causing polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, *99*, 20,937–20,954.
- Jensen, E. J., et al. (2001), Prevalence of ice-supersaturated regions in the upper troposphere: Implications for optically thin ice cloud formation, *J. Geophys. Res.*, *106*, 17,253–17,266, doi:10.1029/2000JD900526.
- Kaletta, D. (1969), Isotopieverschiebung im Eisen-I-Spektrum, Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hannover.
- Kane, T. J., und C. S. Gardner (1993), Structure and Seasonal Variability of the Nighttime Mesospheric Fe Layer at Midlatitudes, *J. Geophys. Res.*, *98*, 16,875–16,886.
- Katz, J. L. (1992), Homogeneous nucleation theory and experiment: a survey, *Pure and Applied Chemistry*, *64*, 1661–1666.
- Keese, R. G. (1989), Nucleation and particle formation in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *94*, 14,683–14,692.
- Keller, P. (2006), Realisierung einer tageslichtfähigen optischen Nachweisbank für ein mobiles, tomographisches Eisen-Temperatur-Lidar, Diplomarbeit, Universität Rostock.
- Kelley, M. C., D. T. Farley, und J. Röttger (1987), The effect of cluster ions on anomalous VHF backscatter from the summer polar mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 1031–1034.
- Körner, U., und G. R. Sonnemann (2001), Global three-dimensional modeling of the water vapor concentration of the mesosphere-mesopause region and implications with respect to the noctilucent cloud region, *J. Geophys. Res.*, *106*, 9639–9651.
- Kurucz, R. (1993), Atomic data for interpreting stellar spectra: isotopic and hyperfine data, *Phys. Scr. (Sweden)*, *T47*, 110–118.
- Kutepov, A. A., A. G. Feofilov, B. T. Marshall, L. L. Gordley, W. D. Pesnell, R. A. Goldberg, und J. M. Russell III (2006), SABER temperature observations in the summer polar mesosphere and lower thermosphere: Importance of accounting for the CO<sub>2</sub> v<sub>2</sub> quanta v–v exchange, *Geophys. Res. Lett.*, *33*(21), L21809, doi:10.1029/2006GL026591.
- Lang, K. R. (1980), *Astrophysical Formulae. A Compendium for the Physicist and Astrophysicist*, Springer-Verlag GmbH, ISBN: 3540099336.

- Latteck, R., W. Singer, S. Kirkwood, L. Jönssen, und H. Eriksson (2005), The ALWIN MST radar – technical design and performances, in *Proceedings of the 17<sup>th</sup> ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, vol. ESA SP–590, edited by B. Warmbein, pp. 121–126, Sandefjord, Norway.
- Lautenbach, J. (2001), Aufbau einer Doppler-freien Polarisationspektroskopie als Wellenlängenstandard anhand der Kalium (D1)-Linie, Diplomarbeit, Technische Fachhochschule Wildau.
- Lautenbach, J., und J. Höffner (2004), Scanning iron temperature lidar for mesopause temperature observation, *Appl. Optics*, 43(23), 4559–4563.
- Lautenbach, J., J. Höffner, P. Menzel, und P. Keller (2005), The new scanning iron lidar, current state and future developments, in *Proceedings of the 17<sup>th</sup> ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, vol. ESA SP–590, edited by B. Warmbein, pp. 327–329, Sandefjord, Norway.
- Lautenbach, J., J. Höffner, F.-J. Lübken, und M. Zecha (2007), The thermal structure at the topside and above of polar mesosphere summer echoes over Spitsbergen 78°N, *Ann. Geophys.*, (accepted).
- Leslie, R. J. (1885), Sky glows, *Nature*, 33, 245.
- Lide, D. R. (1999), *CRC Handbook of chemistry and physics: a ready-reference book of chemical and physical data*, 80th ed., CRC Press LLC.
- Lübken, F.-J. (1993), Experimental results on the role of turbulence for the heat budget of the upper atmosphere, Habilitationsarbeit, Bonn University, BONN-IR-93-51.
- Lübken, F.-J. (1999), Thermal structure of the Arctic summer mesosphere, *J. Geophys. Res.*, 104, 9135–9149.
- Lübken, F.-J., und U. Berger (2007), Interhemispheric comparison of mesospheric ice layers from the LIMA model, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, in print.
- Lübken, F.-J., und J. Höffner (2004), Experimental evidence for ice particle interaction with metal atoms at the high latitude summer mesopause region, *Geophys. Res. Lett.*, 31(8), L08103, doi:10.1029/2004GL019586.
- Lübken, F.-J., und A. Müllemann (2003), First in situ temperature measurements in the summer mesosphere at very high latitudes (78°N), *J. Geophys. Res.*, 108(D8), 8448, doi:10.1029/2002JD002414.
- Lübken, F.-J., M. Rapp, T. Blix, und E. Thrane (1998), Microphysical and turbulent measurements of the Schmidt number in the vicinity of polar mesosphere summer echoes, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 893–896.
- Lübken, F.-J., M. Rapp, und P. Hoffmann (2002), Neutral air turbulence and temperatures in the vicinity of polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, 107(D15), 4273, doi:10.1029/2001JD000915.
- Lübken, F.-J., J. Höffner, J. Lautenbach, M. Zecha, und J. Röttger (2004a), The interaction of ice particles with metal atoms in the high latitude summer mesosphere, *Presented at the 1st General Assembly of the European Geosciences Union, Nice, France (EGU04-A-02008)*.
- Lübken, F.-J., A. Müllemann, und M. J. Jarvis (2004b), Temperatures and horizontal winds in the Antarctic summer mesosphere, *J. Geophys. Res.*, 109, D24112, doi:10.1029/2004JD005133.
- Lübken, F.-J., M. Zecha, J. Höffner, und J. Röttger (2004c), Temperatures, polar mesosphere summer echoes, and noctilucent clouds over Spitsbergen (78°N), *J. Geophys. Res.*, 109, D11203, doi:10.1029/2003JD004247.

- Marti, J., und K. Mauersberger (1993), A survey and new measurements of ice vapor pressure at temperatures between 170 and 250 K, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 363–366.
- Matthes, K., U. Langematz, L. L. Gray, K. Kodra, und K. Labitzke (2004), Improved 11-year solar signal in the Freie Universität Berlin Climate Middle Atmosphere Model (FUB-CMAM), *J. Geophys. Res.*, *109*(D6), D06101, doi:10.1029/2003JD004012.
- Mauersberger, K., und D. Krankowsky (2003), Vapor pressure above ice at temperatures below 170 K, *GRL*, *30*(No.3), 1121, doi:10.1029/2002GL016183.
- Megner, L., M. Rapp, und J. Gumbel (2006), Distribution of meteoric smoke – sensitivity to microphysical properties and atmospheric conditions, *Atmos. Chem. Phys.*, *6*, 4415–4426.
- Mertens, C. J., M. G. Mlynczak, M. López-Puertas, P. P. Wintersteiner, R. H. Picard, J. R. Winick, L. L. Gordley, und J. M. Russell III (2001), Retrieval of mesospheric and lower thermospheric kinetic temperature from measurements of CO<sub>2</sub> 15  $\mu$ m earth limb emission under non-LTE conditions, *Geophys. Res. Lett.*, *28*(7), 1391–1394, doi:10.1029/2000GL012189.
- Mlynczak, M. G. (2000), A contemporary assessment of the mesospheric energy budget, *Geophys. Monogr. Ser.*, *123*, 37–52.
- Müllemann, A. (2004), Temperaturen, winde und turbulenz in der polaren sommermesosphäre, Doktorarbeit, Rostock University, IAP-09-2004, ISSN 1615-8083.
- Müllemann, A., M. Rapp, und F.-J. Lübken (2003), Morphology of turbulence in the polar summer mesopause region during the MIDAS/SOLSTICE campaign 2001, *Adv. Space Res.*, *31* (9), 2069–2074.
- Müller, H., und H. Quenzel (1985), Information content of multispectral lidar measurements with respect to the aerosol size distribution, *Appl. Optics*, *24*, 648–654.
- Oberheide, J., und O. A. Gusev (2002), Observation of migration and nonmigrating tides in the equatorial lower thermosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 2167, doi:10.1029GL016213.
- Offermann, D., und H. H. Graef (1992), Messungen der OH\*-Temperatur, *Promet*, *2–4*, 125–128.
- Offermann, D., M. Donner, P. Knieling, und B. Naujokat (2004), Middle atmosphere temperature changes and the duration of summer, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *66*(6-9), 437–450, doi:10.1016/j.jastp.2004.01.028.
- Ortland, D. A., P. B. Hays, W. R. Skinner, und J.-H. Yee (1998), Remote sensing of mesospheric temperature and O<sub>2</sub>(<sup>1</sup> $\Sigma$ ) band volume emission rates with the high-resolution Doppler imager, *J. Geophys. Res.*, *103*, 1821–1835.
- Pan, W., C. S. Gardner, und R. G. Roble (2003), Seasonal variations of the atmospheric temperature structure at South Pole, *J. Geophys. Res.*, *108*, 1802, doi:10.1029/2002JD003217.
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, und A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, *107*, 1468, doi:10.1029/2002JA009430.
- Plane, J. M. C., C. S. Gardner, J. Yu, C. Y. She, R. R. Garcia, und H. C. Pumphrey (1999), Mesospheric Na layer at 40°N: Modeling and observations, *J. Geophys. Res.*, *104*, 3773–3788.
- Plane, J. M. C., B. J. Murray, X. Z. Chu, und C. S. Gardner (2004), Removal of meteoric iron on polar mesospheric clouds, *Science*, *304*, 426–428.

- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, und W. T. Vetterling (1989), *Numerical Recipes in Pascal*, Cambridge University Press.
- Preuss, D. R., und J. L. Gole (1980), Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: theoretical treatment and experimental design, *Appl. Optics*, *19*, 702–710.
- Raizada, S., und C. A. Tepley (2003), Seasonal variation of iron layers at Arecibo: First results from low-latitudes, *Geophys. Res. Lett.*, *30*, 1082, doi:10.1029/2002GL016537.
- Raizada, S., C. A. Tepley, D. Janches, J. S. Friedman, Q. Zhou, und J. Mathews (2004), Lidar Observations of Ca and K metallic layers from Arecibo and comparison with micrometeor sporadic activity, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *66*, 595–606.
- Raizada, S., M. Rapp, F.-J. Lübken, J. Höffner, M. Zecha, und J. M. C. Plane (2007), The effect of ice particles on the mesospheric potassium layer at spitsbergen 78°N, *J. Geophys. Res.*, *112*(D8), D08307, doi:10.1029/2005JD006938.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken (2001), Modelling of particle charging in the polar summer mesosphere: Part 1 – general results, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *63*, 759–770.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken (2003), On the nature of PMSE: Electron diffusion in the vicinity of charged particles revisited, *J. Geophys. Res.*, *108*(D8), 8437, doi:10.1029/2002JD002857.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken (2004), Polar mesosphere summer echoes (PMSE): Review of observations and current understanding, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*, 2601–2633.
- Rapp, M., und G. E. Thomas (2006), Modeling the microphysics of mesospheric ice particles - assessment of current capabilities and basic sensitivities, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68*, 715–744.
- Rapp, M., J. Gumbel, F.-J. Lübken, und R. Latteck (2002), D region electron number density limits for the existence of polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, *107*(D19), 4187, doi:10.1029/2001JD001323.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, und T. A. Blix (2003a), Small scale density variations of electrons and charged particles in the vicinity of polar mesosphere summer echoes, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1399–1407.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, P. Hoffmann, R. Latteck, G. Baumgarten, und T. Blix (2003b), PMSE dependence on aerosol charge number density and aerosol size, *J. Geophys. Res.*, *108*(D8), 8441, doi:10.1029/2002JD002650.
- Rapp, M., B. Strelnikov, A. Müllemann, F.-J. Lübken, und D. C. Fritts (2004), Turbulence measurements and implications for gravity wave dissipation during the MacWave/MIDAS rocket program, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L24S07, doi:10.1029/2003GL019325.
- Rapp, M., E. Becker, B. Strelnikov, und F.-J. Lübken (2006), The latitude dependence and probability distribution of polar mesospheric turbulence, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, *6*, 12,199–12,216.
- Rosenberg, M., und V. W. Chow (1998), Farley-Buneman instability in a dusty plasma, *pss*, *46*, 103–108.
- Rosenberg, M., und P. K. Shukla (2000), Low-frequency Hall current instability in a dusty plasma, *jgr*, *105*, 23,135–23,140, doi:10.1029/2000JA900080.
- Rosenberg, M., und P. K. Shukla (2003), Gradient-drift instability in space dusty plasmas, *pss*, *51*, 1–7.
- Röttger, J. (2001), Observations of the polar D-region and the mesosphere with the EISCAT Svalbard Radar and the SOUSY Svalbard Radar, *Mem. Nat. Inst. Pol. Res.*, *54*, 9–20.

- Röttger, J., und C. LaHoz (1990), Characteristics of polar mesosphere summer echoes (PMSE) observed with the EISCAT 224 MHz radar and possible explanations of their origin, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *52*, 893–906.
- Röttger, J., C. LaHoz, M. C. Kelley, U.-P. Hoppe, und C. Hall (1988), The structure and dynamics of polar mesosphere summer echoes observed with the EISCAT 224 MHz radar, *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 1353–1356.
- Röttger, J., G. Schmidt, R. Rüster, P. Czechowsky, J. Klostermyer, J. Trautner, K. Meyer, K. D. Preschel, und H. Becker (2000), An update on the Svalbard-Radar: Observation of Polar Mesosphere Summer Echoes, in *Proceedings of the 9. Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar*, pp. 427–430, Toulouse/France.
- Rüster, R., J. Röttger, G. Schmidt, P. Czechowski, und J. Klostermeyer (2001), Observation of mesospheric summer echoes at VHF in the polar cap region, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 1471–1474.
- Saloman, E. B. (1993), A resonance ionization spectroscopy/resonance ionization mass spectrometry data service. IV—Data sheets for Be, In, Li, K, Rb, Ag, Ti and V and an update of the data sheet for Ni, *Spectrochimica Acta*, *48B*, 1139–1203.
- Schmidlin, F. J. (1991), The inflatable sphere: A technique for the accurate measurement of middle atmosphere temperatures, *J. Geophys. Res.*, *96*, 22,673–22,682.
- Schmidt, H., et al. (2006), The HAMMONIA Chemistry Climate Model: Sensitivity of the Mesopause Region to the 11-Year Solar Cycle and CO<sub>2</sub> Doubling, *J. Climate*, *19*, 3903–3931.
- Schmitz, S. (1994), Entwicklung eines schmalbandigen und durchstimmbaren Alexandrit Lasers für ein mobiles Na-Temperatur Lidar, Doktorarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-94-12.
- Seele, C., und P. Hartogh (1999), Water vapor of the polar middle atmosphere: Annual variation and summer mesosphere conditions as observed by ground-based microwave spectroscopy, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1517–1520.
- She, C.-Y. (2001), Spectral structure of laser light scattering revisited: bandwidths of nonresonant scattering lidars, *Appl. Optics*, *40*, 4875–4884.
- She, C. Y., und U. von Zahn (1998), Concept of a two-level mesopause: Support through new lidar observations, *J. Geophys. Res.*, *103*, 5855–5863.
- She, C. Y., J. R. Yu, und H. Chen (1995a), Observed thermal structure of a midlatitude mesopause, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 567–570.
- She, C. Y., J. R. Yu, D. A. Krueger, R. Roble, P. Keckhut, A. Hauchecorne, und M.-L. Chanin (1995b), Vertical structure of the midlatitude temperature from stratosphere to mesopause (30–105 km), *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 377–380.
- She, C. Y., S. Chen, Z. Hu, J. Sherman, J. D. Vance, V. Vasoli, M. A. White, J. Yu, und D. W. Krueger (2000), Eight-year climatology of nocturnal temperature and sodium density in the mesopause region (80 to 105 km) over Fort Collins, CO (41°N, 105°W), *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3289–3292.
- She, C. Y., J. Sherman, J. D. Vance, T. Yuan, Z. Hu, B. P. Williams, K. Arnold, P. Acott, und D. A. Krueger (2002), Evidence of solar cycle effect in the mesopause region: observed temperatures in 1999 and 2000 at 98.5 km over Fort Collins, CO (41°N, 105°W), *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *64*, 1651–1657.
- She, C. Y., et al. (2003), The first 80-hour continuous lidar campaign for simultaneous observation of mesopause region temperature and wind, *Geophys. Res. Lett.*, *108*, 1319, doi:10.1029/2002GL016412.

- She, C. Y., et al. (2006), Simultaneous observation of sodium atoms, NLC and PMSE in the summer mesopause region above ALOMAR, Norway (69° N, 12° E), *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 68(1), 93–101, doi:10.1016/j.jastp.2005.08.014.
- States, R. J., und C. S. Gardner (2000), Thermal structure of the mesopause region (80–105 km) at 40°N latitude. Part I: seasonal variations, *J. Atmos. Sci.*, 57, 66–77.
- Strelnikov, B. (2007), In situ measurements of small scale neutral and plasma dynamics in the mesosphere/lower thermosphere region, Doktorarbeit, Universität Rostock, IAP-18-2007, ISSN 1615-8083.
- Strelnikov, B., M. Rapp, T. A. Blix, N. Engler, J. Höffner, J. Lautenbach, F.-J. Lübken, B. Smiley, und M. Friedrich (2006), In situ observations of small scale neutral and plasma dynamics in the mesosphere/lower thermosphere at 79°N, *Adv. Space Res.*, 38, 2388–2393.
- Striganov, A. R., und N. S. Sventitskii (1968), *Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms*, New York, IFI/Plenum.
- Summers, M. E. (1999), Vertical couplings, *Science*, 284, 1783–1784.
- Tatarskii, V. I. (1971), *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*, Isr. Program for Sci. Transl., Jerusalem.
- Teisserenc de Bort, L. (1902), Variations de la température de l'air libre dans la zone comprise entre 8 km et 13 km l'altitude, *Comptes Rendus de l'Acad. Sci. Paris*, 134, 987–989.
- Thomas, G. E., J. J. Olivero, E. J. Jensen, W. Schröder, und O. B. Toon (1989), Relation between increasing methane and the presence of ice clouds at the mesopause, *Nature*, 338, 490–492.
- Thomas, G. E., J. J. Olivero, M. DeLand, und E. P. Shettle (2003), A response to the article by U. von Zahn, "Are noctilucent clouds truly a miner's canary of global change?", *Eos, Transactions, American Geophysical Union*, 84(36), 352–353.
- Thulasiraman, S., und J. B. Nee (2002), Further evidence of a two-level mesopause and its variations from UARS high-resolution doppler imager temperature data, *J. Geophys. Res.*, 107(D18), 4355, doi:10.1029/2000JD000118.
- Toon, O. B., R. P. Turco, D. Westphal, R. Malone, und M. S. Liu (1988), A multidimensional model for aerosols: description and computational analogs, *J. Atmos. Sci.*, 45, 2123–2143.
- Turco, R. P., O. B. Toon, R. C. Whitten, R. G. Keesee, und D. Hollenbach (1982), Noctilucent clouds: Simulation studies of their genesis, properties and global influences, *Planet. Space Sci.*, 3, 1147–1181.
- USSA (1976), *U. S. Standard Atmosphere, 1976*, vol. S/T 76-1562, NOAA, U. S. Government Printing Office, Washington D. C.
- von der Gathen, P. (1990), Das Na-Temperatur-Lidar: Berechnung von Sättigungseffekten, Beobachtung von Temperaturprofilen und Ableitung spektraler Leistungsdichten, PhD thesis, Universität Bonn.
- von Zahn, U. (1990), Temperature and altitude of the polar mesopause in summer, *Adv. Space Res.*, 10, 223–231.
- von Zahn, U. (2003), Are noctilucent clouds truly a „miner's canary“ for global change?, *EOS, accepted*, 261–264.
- von Zahn, U., und U. Berger (2003), Persistent ice cloud in the midsummer upper mesosphere at high latitudes: Three-dimensional modeling and cloud interactions with ambient water vapor, *J. Geophys. Res.*, 108(D8), 8451, doi:10.1029/2002JD002409.

- von Zahn, U., und J. Höffner (1996), Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 141–144.
- von Zahn, U., und W. Meyer (1989), Mesopause temperatures in polar summer, *J. Geophys. Res.*, 94, 14,647–14,651.
- von Zahn, U., und R. Neuber (1987), Thermal structure of the high latitude mesopause region in winter, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 60, 93–104.
- von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska, und M. Alpers (1996), The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide ?, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 3231–3234.
- von Zahn, U., J. Höffner, und W. J. McNeil (2002), Meteor trails as studied by ground-based lidar, in *Meteors in the Earth's atmosphere*, edited by I. P. Williams und E. Murad, chap. 7, pp. 149–187, Cambridge University Press.
- Walling, J. C. (1987), Tunable Paramagnetic-Ion Solid-State Lasers, in *Tunable Lasers, Topics in Applied Physics*, vol. 59, edited by L. F. Mollenauer und J. C. White, pp. 331–398, Springer-Verlag.
- Walling, J. C., H. P. Jentsen, R. C. Morris, E. W. O'Dell, und O. G. Peterson (1979), Tunable-laser performance in  $\text{BeAl}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$ , *Opt. Lett.*, 4, 182–184.
- Xu, J., C.-Y. She, W. Yuan, C. Mertens, M. Mlynczak, und J. Russell (2006), Comparison between the temperature measurements by TIMED/SABER and lidar in the midlatitude, *J. Geophys. Res.*, 111(A10), A10S09, doi:10.1029/2005JA011439.
- Young, A. T. (1981), Rayleigh scattering, *Appl. Optics*, 20, 533–535.
- Yu, J. R., und C. Y. She (1993), Lidar-observed temperature structures and gravity-wave perturbations of the mesopause region in the springs of 1990-1992 over Fort Collins, CO, *Appl. Phys. B*, 57, 231–238.
- Yu, J. R., und C. Y. She (1995), Climatology of a midlatitude mesopause region observed by a lidar at Fort Collins, Colorado (40.6°N, 105°W), *J. Geophys. Res.*, 100, 7441–7452.
- Zimmermann, D. (1975), Determination of the lifetime of the  $4P_{1/2}$  of potassium by Hanle-effect, *Z. Phys. (A)*, 275, 5–10.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Modell der Temperaturstruktur in 78° N . . . . .	2
2.1	Lidar-Prinzip . . . . .	5
2.2	Rückstreuprofil aus der Atmosphäre . . . . .	9
2.3	Schematischer Aufbau des Kalium-Resonanzlidars . . . . .	12
2.4	Dopplerverbreiterung des K(D <sub>1</sub> )-Resonanzübergangs . . . . .	15
2.5	Sonnenstand versus Untergrund und berechneter Temperatur . . . . .	16
2.6	Sendeeinheit des Kalium-Resonanzlidars . . . . .	17
2.7	Frequenzspektrum eines einzelnen Laserpulses . . . . .	20
2.8	Teleskopgesichtsfeld . . . . .	21
2.9	Optische Nachweisbank des Kalium-Resonanzlidars . . . . .	21
2.10	Funktionsprinzip des FADOF . . . . .	22
2.11	FADOF: Transmissionskurven . . . . .	23
3.1	Messzeiten Spitzbergen 78°N . . . . .	27
3.2	Messzeiten Kühlungsborn 54°N . . . . .	28
3.3	Beispiel eines Dichteprofiles über Spitzbergen . . . . .	29
3.4	Jahresgang der Kaliumdichte über Spitzbergen . . . . .	30
3.5	Kaliumdichte-Parameter über Spitzbergen . . . . .	30
3.6	Jahresgang der Kaliumdichte über Kühlungsborn . . . . .	31
3.7	Unterkante der Kaliumschicht . . . . .	33
3.8	Beispiel eines Temperaturprofils über Spitzbergen . . . . .	35
3.9	Temperaturverlauf über Spitzbergen (geglättet) . . . . .	36
3.10	Temperaturenprofile über Spitzbergen . . . . .	36
3.11	Temperaturverlauf über Spitzbergen (gefittet) . . . . .	38
3.12	Vergleich zwischen Fit und Glättung über Spitzbergen (90 km) . . . . .	38
3.13	Vergleich zwischen Fit und Glättung über Spitzbergen . . . . .	39
3.14	Fit der Variationen über Spitzbergen . . . . .	39
3.15	Temperaturverlauf über Kühlungsborn (geglättet) . . . . .	40
3.16	Fit der Variationen über Kühlungsborn . . . . .	40
3.17	Temperaturvergleich über Kühlungsborn . . . . .	41
3.18	Temperaturveränderung über Kühlungsborn . . . . .	42
3.19	Sonnenaktivität F <sub>10,7</sub> . . . . .	43
3.20	Sonnenaktivität versus Temperatur . . . . .	43
3.21	Histogramme der Mesopausenhöhe in Spitzbergen und Kühlungsborn . . . . .	44
3.22	Temperaturverlauf in verschiedenen Höhen in Spitzbergen und Kühlungsborn . . . . .	45
3.23	Gleichzeitig Temperaturmessung mit Rakete und Lidar . . . . .	48
3.24	Mittleren Temperaturen aus Raketen- und Lidarmessungen . . . . .	49
3.25	Vergleich zwischen CIRA-86, MSISE-90 und Lidartemperaturen . . . . .	50
3.26	Temperaturverlauf vom COMMA-IAP Modell . . . . .	51

3.27	Temperatur-Gradienten von Modellen und Messungen . . . . .	51
3.28	Messabdeckung SABER . . . . .	53
3.29	Gleichzeitig Temperaturmessung mit SABER und Lidar . . . . .	53
4.1	Schematische Darstellung der Morphologie einer Eiswolke . . . . .	57
4.2	Leistungsdichtespektrum eines Tracers . . . . .	57
4.3	Variation der PMSE im Jahr 2001 . . . . .	59
4.4	SNR im Jahr 2001 . . . . .	59
4.5	Variation der PMSE im Jahr 2003 . . . . .	60
4.6	SNR im Jahr 2003 . . . . .	61
4.7	Mittler Wasserdampfverteilung . . . . .	62
4.8	Sättigungsgrad in Abhängigkeit von Temperatur und Wasserdampfverteilung . . . . .	63
4.9	Temperaturen, PMSE und $T_f$ in Spitzbergen . . . . .	64
4.10	Temperatur- und PMSE-Verlauf am 25./26.07.2001 . . . . .	64
4.11	Temperaturen an der PMSE-Oberkante am 25./26.07.2001 . . . . .	65
4.12	Temperaturabweichung zu $T_f$ am 25./26.07.2001 . . . . .	66
4.13	Histogramm der Messzeit $T < T_f$ am 25./26.07.2001 . . . . .	67
4.14	Temperaturprofile in Anwesenheit von PMSE (2001 und 2003) . . . . .	68
4.15	Temperaturabweichung zu $T_f$ in 2001 und 2003 . . . . .	69
4.16	Histogramm der Messzeit $T < T_f$ in 2001 und 2003 . . . . .	69
4.17	Nukleation von Eisteilchen . . . . .	71
4.18	Turbulenz und PMSE . . . . .	72
4.19	CARMA-Modellrechnung . . . . .	73
4.20	CARMA-Modellrechnung mit Variabilität . . . . .	74
4.21	PMSE und PSD . . . . .	75
4.22	Schematische Darstellung von Erdmagnetfeld, Radarstrahl und Raketenflugbahn . . . . .	76
4.23	PMSE Messung in Poker Flat, Alaska . . . . .	77
5.1	Vergleich zwischen Untergrund am Tag und in der Nacht . . . . .	80
5.2	Kalium- und Eisen-Dichte . . . . .	81
5.3	Linienspektrum des Eisen-I-Spektrums . . . . .	82
5.4	Feinstrukturübergänge des Eisen-I-Spektrums . . . . .	82
5.5	Dopplerverbreiterung des Eisen-Resonanzübergangs . . . . .	86
5.6	Isotopieverschiebung des Eisen-Resonanzübergangs . . . . .	87
5.7	Isotopieverschiebung mit der Höhe . . . . .	88
5.8	Effizienz der Frequenzverdopplung . . . . .	89
5.9	Nachweisbank des Eisenlidars für Nachtmessungen . . . . .	90
5.10	Laserstrahl-Stabilisierung . . . . .	91
5.11	Nachweisbank des Eisenlidars für Tageslichtmessungen . . . . .	91
5.12	Erste Rückstreuprofile vom Eisen-Dopplerlidar . . . . .	92
5.13	Temperaturmessung bei Nacht . . . . .	93
5.14	Vergleich von Temperaturmessungen bei Nacht (93 km Höhe) . . . . .	94
5.15	Vergleich von Temperaturmessungen bei Nacht (mittleres Profil) . . . . .	94
5.16	Vergleich der Zählraten zwischen Eisenlidar und Kaliumlidar am Tag . . . . .	95
5.17	Temperaturmessung am Tag . . . . .	96

# Tabellenverzeichnis

2.1	Hyperfeinstrukturlinien der $K(D_1)$ -Resonanzlinie . . . . .	14
2.2	Eigenschaften der Sendeeinheit des Kalium-Resonanzlidars . . . . .	19
2.3	Eigenschaften der Empfangseinheit des Kalium-Resonanzlidars . . . . .	23
3.1	Lidarmessdaten des Kalium-Resonanzlidars . . . . .	26
3.2	Jahresmittel-Temperaturen . . . . .	42
3.3	Sommeresopause bei verschiedenen nördlichen Breiten . . . . .	46
5.1	Nuklidmasse, Häufigkeit und Kernspin der Eisen-Isotope . . . . .	83
5.2	Isotopieverschiebung der Eisen-Isotope . . . . .	85
B.1	Messdaten, Rügen (nachts) . . . . .	106
B.2	Messdaten, Polarstern (nachts) . . . . .	106
B.3	Messdaten, Kühlungsborn 1 (nachts) . . . . .	106
B.4	Messdaten, Teneriffa (tags und nachts) . . . . .	107
B.5	Messdaten Spitzbergen (tags und nachts) . . . . .	107
B.6	Messdaten, Kühlungsborn 2 (nachts) . . . . .	107
B.7	Messdaten, Kühlungsborn 3 (tags und nachts) . . . . .	108
C.1	Temperaturtabelle Spitzbergen geglättet . . . . .	112
C.2	Temperaturtabelle Spitzbergen gefittet . . . . .	113
C.3	Temperaturtabelle Kühlungsborn geglättet . . . . .	114
C.4	Temperaturtabelle Kühlungsborn gefittet . . . . .	115



## Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei allen Mitarbeitern des Instituts bedanken, die mich unterstützt und zu einer angenehmen Arbeitsatmosphäre beigetragen haben.

Professor F.-J. Lübken gab mir die Möglichkeit und sein Vertrauen eine interessante Promotion anzufertigen, die nicht nur auf dem wissenschaftlichen, sondern auch auf dem experimentellen Gebiet für Begeisterung sorgte. Vielen Dank dafür.

Vor allem mein Betreuer Josef Höffner hat mich in allen Belangen, von experimentellen Fragen bis hin in die Tiefen der objektorientierten Programmierung unterstützt und vorangebracht. Ohne ihn wäre diese Arbeit so nicht möglich gewesen. Außerdem bedanke ich mich bei Josef für die freundschaftliche Zusammenarbeit während der vielen gemeinsamen Kampagnentage in der Arktis und der Zeit in Kühlungsborn.

Während der Einarbeitungszeit und in den folgenden Monaten hat mich Cord Fricke-Begemann mit seinem umfassenden Wissen sehr unterstützt. Ich möchte mich bei ihm, Michael Gerding, Peter Keller, Torsten Köpnick, Peter Menzel, Michael Priester und Monika Rauthe für die schöne Arbeitsatmosphäre und die hilfreichen Gespräche bedanken. Für die erkenntnisreichen Gespräche über PMSE und Radar-Messungen danke ich Markus Rapp. Besonders danke ich Michael, Monika und den anderen fleißigen Korrektur-Lesern, die mir mit vielen Tipps und Verbesserungsvorschlägen geholfen haben.

Zu guter letzt, aber sicher nicht am wenigsten, möchte ich mich bei denjenigen lieben Menschen bedanken, die mich auch privat begleitet haben und ohne deren Rückhalt und Zuversicht diese Arbeit so nicht möglich gewesen wäre. Ein besonderes Dankeschön geht an meine Eltern und Familie für die nie versiegende Unterstützung.



# Lebenslauf

## Allgemeines

Name Jens Lautenbach  
Geburtsdatum 11. 02. 1974  
Geburtsort Berlin  
Staatsangehörigkeit Deutsch  
Wohnsitz Kühlungsborn

## Schullaufbahn, Berufsausbildung und Wehrdienst

1981 – 1991 Polytechnische Oberschule Anne Frank, Berlin  
1992 – 1995 Elektro-Werkstatt-Köpenick GmbH, Berlin  
July 1995 Elektroinstallateur  
1995 – 1996 Oberstufenzentrum Energietechnik II, Berlin  
Juni 1996 Fachabitur  
1996 – 1997 Wehrdienst in Budel (NL), Stadum und Sanitz

## Studium

1997 – 2001 Studium an der Technischen Fachhochschule Wildau  
Studiengang: Physikalische Technik  
Januar 1999 Vordiplom  
1999 – 2000 Auslandssemester an der University of Queensland – Department  
of computer science and electrical engineering, Australien  
Dezember 2001 Diplom-Ingenieur für Physikalische Technik (FH),  
Diplomarbeitsthema: „Aufbau einer dopplerfreien Polarisations-  
spektroskopie als Wellenlängenstandard anhand der Kalium (D<sub>1</sub>)-  
Linie“  
seit März 2002 Doktorarbeit am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik an der  
Universität Rostock e.V. in Kühlungsborn



## Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich oder wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

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



Kühlungsborn, den 30. August 2007