

**Universität
Rostock**



Traditio et Innovatio

TEMPERATURSTRUKTUR UND GEZEITEN DER POLAREN
MESOSPÄHRE

—
EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN MITTELS DOPPLER-LIDAR

Diplomarbeit
Sven Meyer

erstellt am

Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik e.V.
an der Universität Rostock

28. Oktober 2009

Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Lübken
Dr. J. Höffner

*„Wir Physiker haben eine ganz eigene Wellenlänge,
alleine von der Optik her“.*

Vince Ebert

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
2. Grundlagen	7
2.1. GEZEITEN	7
2.1.1. ANREGUNG VON GEZEITEN	7
2.1.2. KLASISCHE GEZEITENTHEORIE	9
2.1.3. NICHTKLASSISCHE GEZEITEN	14
2.2. LEUCHTENDE NACHTWOLKEN	16
2.3. POLARE MESOSPÄHRISCHE SOMMERECHOS	17
2.4. STRATOSPÄHRENERWÄRMUNG	17
2.5. STREUUNG UND TEMPERATURBESTIMMUNG	18
2.5.1. RAYLEIGH-STREUUNG	18
2.5.2. AEROSOL-STREUUNG	18
2.5.3. RESONANZFLUORESZENZ	19
3. Das mobile Eisen–Lidar	23
3.1. LIDARGLEICHUNG UND MESSPRINZIP	23
3.2. DAS EISEN–LIDAR	26
3.2.1. KONFIGURATION DES EISEN–LIDARS	28
3.3. SÄTTIGUNGSSPEKTROSKOPIE ALS REFERENZFREQUENZ	30
3.3.1. DER LASER	30
3.3.2. RUBIDIUM-SÄTTIGUNGSSPEKTROSKOPIE	31
3.3.3. POUND–DREVER–HALL–VERFAHREN	35
3.3.4. AUFBAU	35
3.4. DIE DATENAUSWERTUNG	39
4. Klimatologie der Mesopausenregion	43
4.1. STATISTIK UND MESSUNGEN	43
4.2. STRUKTUR DER EISENDICHTE	44
4.2.1. DISKUSSION	48
4.3. TEMPERATURSTRUKTUR DER MESOPAUSENREGION	48
4.3.1. JAHRESPAUSSE DER TEMPERATUR	48
4.3.2. DIE MESOPAUSE	54
4.3.3. VERGLEICHE MIT FALLENDEN KUGELN UND KLIMAMODELLEN	55
4.3.4. DISKUSSION	58

5. Gezeiteeffekte über Andøya	61
5.1. DATENAUFBEREITUNG	61
5.1.1. FALLBEISPIEL FÜR DEN 27.01.2009	63
5.2. GEZEITEN AM STANDORT ALOMAR	66
5.2.1. DIE MONATE JUNI, JULI UND AUGUST	66
5.2.2. DISKUSSION	70
5.3. GEZEITEN WÄHREND DER SOMMER-SAISON	72
5.3.1. NLC-HÖHEN	74
5.3.2. HÖHE DER MAXIMALEN PMSE-STÄRKE	75
6. Fazit und Ausblick	79
A. weitere Hough-Moden	81
B. Rayleigh–Temperaturen	83
C. Das Element Eisen	85
Literaturverzeichnis	87

Kapitel 1.

Einführung

Die Atmosphäre

Meyers Großes Konversations-Lexikon von 1905¹ beginnt die Erklärung der Atmosphäre mit den Worten: „**Atmosphäre** (Dunsthülle, Dunstkreis, Luftkreis), die einen Körper umgebende gasförmige Hülle, insbes. die Lufthülle, die unsere Erde umgibt und auf ihrer Bahn durch den Himmelsraum begleitet“.

Die Atmosphäre besteht aus einem Gemisch verschiedenster Gase, die durch das Schwerkraftfeld des Himmelskörpers an diesen gebunden sind. Die Zusammenhänge zwischen Atmosphärenstruktur, Strahlungshaushalt und deren Veränderungen beispielsweise durch erhöhte Spurengaseinträge sind sehr komplex und ein wichtiges Feld der Forschung und Wissenschaft. Auch vor dem Hintergrund des Klimawandels und der Umweltverschmutzung ist die Atmosphäre Ausgangspunkt für viele Untersuchungen und Messungen.

Je nach Art und Weise der Untersuchung werden geeignete physikalische Größen herangezogen und gemessen. Eine wesentliche Stellung nimmt die Temperatur ein. Sie ist der Antrieb für die Bewegung von Luftmassen und beeinflusst chemische Reaktionen. Daher bietet die Temperatur einen guten Startpunkt für die Charakterisierung der Atmosphäre. Insbesondere für die Erfassung und Auswertung von langfristigen Klimatrends spielt sie eine wesentliche Rolle.

Anhand der Temperatur kann die Atmosphäre in verschiedene Schichten unterteilt werden. Exemplarisch ist in Abbildung 1.1 der vertikale Temperaturverlauf der COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA-86) dargestellt. Gezeigt ist jeweils das mittlere Temperaturprofil für polare (69° Nord, Norwegen) und mittlere (54° Nord, Kühlungsborn) Breiten für die Sommer- und Winteratmosphäre. Man erkennt, dass die Temperatur höhenabhängig ist und die tiefsten Temperaturen in der Mesopausenregion erreicht werden. Laut CIRA-86 kann die Temperatur in diesem Bereich unter 150 K fallen. Messungen ergeben jedoch deutlich tiefere Werte. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit dem Eisen-Lidar im Mittel Temperaturen unter 130 K in der Sommermesopause gemessen.

Bis in einen Bereich von ca. 90 km ist die Atmosphäre aufgrund turbulenter Durchmi-

¹[HTTP://WWW.ZENO.ORG/MEYERS-1905](http://www.zeno.org/MEYERS-1905)

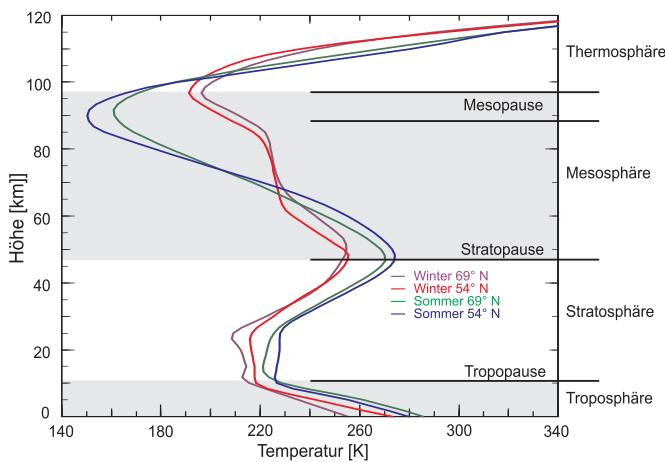


Abbildung 1.1. Vertikales Temperaturprofil nach CIRA-86. Die gemittelten Temperaturverläufe für Sommer und Winter sind jeweils für 54°N und 69°N gezeigt.

schung in Bezug auf die chemisch trügen Gase nahezu homogen. Dazu gehören N_2 und O_2 , die wir als Luft bezeichnen. Dieser Bereich wird als Homosphäre bezeichnet. Spurengase wie O_3 oder CH_4 und Aerosole sind nicht homogen verteilt. Sie unterliegen einer stärkeren Dynamik zum Beispiel durch photochemische Reaktionen. Oberhalb von 90 km dominiert molekulare Diffusion und es kommt zur Entmischung der Gase, denn die molekulare Diffusion läuft infolge verschiedener molarer Massen unterschiedlich schnell ab. Die Gase liegen in den obersten Atmosphärenschichten auch nicht mehr als Moleküle vor. Durch die hochenergetische Strahlung der Sonne werden sie photodissoziiert.

Temperaturmessverfahren

Zur Bestimmung des Temperaturverlaufs stehen unterschiedliche Methoden zur Verfügung. Sie haben entsprechend nach Art und Weise der Messung ihre Vor- und Nachteile und werden je nach Fragestellung gezielt ausgewählt.

Wetterballone bzw. Radiosonden kommen in der Atmosphäre bis 30 km Höhe zum Einsatz. Sie eignen sich zum Messen von Temperaturen, Feuchtigkeit und Dichten und aus der Ballon-Trajektorie kann der Wind bestimmt werden. Für Untersuchungen in größeren Höhen kann die Abstrahlung verschiedener Gase oder das sogenannte Airglow genutzt werden. Durch Messungen von Mikrowellen oder von Licht im infraroten bzw. sichtbaren Bereich kann die Temperatur der Atmosphäre ermittelt werden.

Mit Höhenforschungsraketen können höher aufgelöste Messungen bis weit über 100 km

Höhe durchgeführt werden. Mit verschiedenen Nutzlasten werden Dichten, Spurengase, deren Verteilung und Temperaturen bestimmt. Außerdem sind sie Träger der sogenannten **Fallenden Kugeln**. Dabei handelt es sich um kleine Ballone aus Aluminium die in großen Höhen freigelassen und mit einem Radar erfasst und verfolgt werden. Aus der Fallgeschwindigkeit kann die Luftdichte, und damit die Temperatur bestimmt werden.

Raketen sind jedoch teuer und werden nur in gesonderten Kampagnen eingesetzt. Messungen mit Ballonen oder des Airglows haben eine vergleichsweise schlechte Höhenauflösung. Darum müssen zur hochaufgelösten Langzeitbeobachtung andere Verfahren eingesetzt werden.

Besonders das **Lidar** (für Light Detecting And Ranging) sticht dabei hervor. Es bietet die Möglichkeit Messungen kontinuierlich und mit exzellenter zeitlicher und räumlicher Auflösung durchzuführen. Es gibt verschiedene Arten von Lidars, die anhand der Verwendeten Streumechanismen von Licht in der Atmosphäre unterschieden werden (mehr dazu in Abschnitt 2.5). Für Messungen in der Strato- und Mesosphäre bis ca. 80 km Höhe kommen Rayleigh–Mie–Raman–Lidars zum Einsatz. In der Mesopausenregion werden Metall–Resonanz–Lidars verwendet. Meteore sorgen für einen ständigen Materialeintrag in die Atmosphäre. Schätzungen gehen von etwa 40 Tonnen Staub täglich aus. Der Großteil verdampft im Bereich zwischen 85 km und 130 km, so dass dort eine erhöhte Konzentration an freien Metallatomen zu finden ist. Durch Resonanzfluoreszenz können Metall–Dichten und Temperaturen in großen Höhen bestimmt werden.

Durch stetige Weiterentwicklung können Messungen seit wenigen Jahren auch am Tag erfolgen. Aufgrund des hohen Tageslichtuntergrunds waren solche Messungen lange Zeit nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich. Ein Nachteil von Lidars ist die starke Wetterabhängigkeit, Messungen bei Bewölkung und Niederschlag sind nicht möglich.

Weitere Fernerkundungsmethoden sind Radars und Satelliten. Der Vorteil von Radars gegenüber dem Lidar ist die Wetterunabhängigkeit. In der unteren Atmosphäre dienen Radars hauptsächlich zur Windbestimmung, kommen aber auch in der Mesopausenregion zum Einsatz. Auch hier wird der Materialeintrag durch Meteore genutzt. Aus Veränderungen in den Meteorospuren können Winde und Temperaturen bestimmt werden. Diese Messungen finden vor allem in Höhen um 90 km statt, bieten jedoch nicht die Möglichkeit der Erstellung von Temperaturprofilen in kurzen Zeiträumen. Meist werden Temperaturmittelwerte über mehrere Tage erstellt, wobei die vertikale Auflösung schlechter als bei Lidars ist.

Auf Satelliten werden neben Spektrometern und optischen Messverfahren auch Radars und Lidars eingesetzt. Vor- und Nachteil der satellitengestützten Messung ist die Umlaufbahn um die Erde. So sind zwar globale Messungen möglich, aber diese Satelliten sind nicht geostationär, so dass Messungen an festen Orten nicht zu beliebigen Zeiten möglich sind.

Gezeitenforschung

Atmosphärische Gezeiten haben einen großen Einfluss auf den Zustand der Atmosphäre. Temperatur, Druck, Dichte und viele weitere atmosphärische Größen unterliegen periodischen Schwankungen. Gezeiten werden darum schon seit vielen Jahrzehnten intensiv erforscht. Die ersten Untersuchungen gehen bereits auf Laplace [*Laplace, 1799, 1825*] zurück. Er beschrieb atmosphärische und ozeanische Gezeiten mathematisch.

Für die Anregung von Gezeiten in der Atmosphäre kommen zwei Effekte zum Tragen. Die Gravitationswirkung von Sonne und Mond, und die Anregung durch Absorption solarer Strahlung. In diesem Fall spricht man von den thermischen Gezeiten.

Den Anfang der Erforschung der atmosphärischen Gezeiten markierten Beobachtungen von Schwankungen des Bodendrucks die periodischen Mustern folgten. Aber es wurde festgestellt, dass es sich wider Erwarten um halbtägige Schwankungen handelte. Man ging davon aus, dass durch den Lauf der Sonne klar eine ganztägige Schwankung im Druck vorherrschen müsste. Aus der Lösung dieses Problem entwickelte sich die Gezeitentheorie, als mathematische Beschreibung der Schwingung von atmosphärischen Größen. Als Grundlage diente das Prinzip der erzwungenen Schwingung auf Basis der thermo- und hydrodynamischen Grundgleichungen. Beginnend mit raketengestützten Messungen in den 1960er Jahren wurden Gezeiten auch in der mittleren Atmosphäre entdeckt. Aus diesen Messungen ging hervor, dass eine ganz- und eine halbtägige Variation dominiert und die Gezeiten mit zunehmender Höhe an Amplitude gewinnen. Wenige Jahre später konnten bereits Modelle aufgestellt werden, die die Messergebnisse für die ganztägige Gezeit besonders in niedrigen und mittleren Breiten wiedergaben. Die halbtägige Gezeit wurde jedoch nur unzureichend beschrieben.

Durch Messungen mit Radars ab den 1980er Jahren konnten die theoretischen Beschreibungen verbessert werden und neue Erkenntnisse wurden gewonnen. Gezeiten wurden nun auch in Höhen bis 100 km nachgewiesen. In diesen Höhen spielen neben der thermischen Anregung auch andere, noch nicht berücksichtigte Effekte eine Rolle. Die Modelle mussten um den Einfluss von Dissipation, Diffusion und Wärmeleitung in die Thermosphäre erweitert werden.

Durch den Einsatz von Metall–Resonanzlidars kann seit den 1990er Jahren speziell die Mesopausenregion auf Gezeiten hin untersucht werden. Langjährige Nacht-Messungen mit Natrium–Lidars über Fort Collins, USA (41° N), zeigten starke halbtägige Gezeiten in der Mesopause [Williams *et al.*, 1998]. Es wurden Amplituden bis 12 K in 90 km Höhe ermittelt. Andere Messungen in Urbana, USA (40° N), ergaben Amplituden von bis zu 10 K für diese Gezeit [States and Gardner, 1998]. Durch die Weiterentwicklung der Lidars konnten spätere Messungen über Fort Collins bereits über 24 Stunden Dauer durchgeführt werden. Aus diesen Messung konnten dann auch

ganztägige Gezeiten ermittelt und charakterisiert werden [Yuan *et al.*, 2006]. Auch die in Radar-Messungen schon schwach nachgewiesenen achtstündigen Gezeiten konnten bestätigt werden.

Bereits mit dem mobilen Kalium-Lidar wurden Gezeiten untersucht. Über Kühlungsborn (54° N) und Teneriffa, Spanien (28° N), konnten mit Messungen zwölf- und achtstündige Gezeiten ermittelt werden [Oldag, 2001]. Angesichts seiner Tageslichtfähigkeit bietet das Eisen-Lidar nun die Möglichkeit Messungen von 24 Stunden und mehr auf Gezeiten hin zu untersuchen. Die in dieser Arbeit betrachteten Messungen mit dem Eisen-Lidar über Andøya werden daher auf den Einfluss von ganz- und halbtägigen Variation untersucht. Diese sind durch langjährigen Messungen mit dem ALOMAR-RMR-Lidar bei nachtleuchtenden Wolken (NLC) und durch die in Andenes stehenden Radars in polaren mesosphärischen Sommer-Echos (PMSE) bekannt.

Motivation

Nach mehreren Jahren der Entwicklung und des Umbaus des mobilen Kalium-Lidars (siehe dazu [Lautenbach and Höffner, 2004], [Lautenbach *et al.*, 2005] sowie [Schaarschmidt, 2006]) erfolgte im Sommer 2008 der erste Einsatz als Eisen-Lidar am Standort ALOMAR^{II} in Nord-Norwegen. Dieser 2000 km von Kühlungsborn entfernte Standort wurde bewusst für die ersten Tests gewählt, um die ebenfalls neu implementierte Fernbedienbarkeit des mobilen Lidars zu testen. Abbildung 1.2 zeigt das Eisen-Lidar am ALOMAR im Winter 2009.



Abbildung 1.2. Das Eisen-Lidar im März 2009 auf Andøya . Im Hintergrund ist die Forschungsstation ALOMAR zu sehen.

^{II}Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research, [HTTP://ALOMAR.ROCKETRANGE.NO](http://ALOMAR.ROCKETRANGE.NO)

Während drei mehrwöchiger Aufenthalte in Nord-Norwegen habe ich die Möglichkeit gehabt, Messungen mit dem Eisen-Lidar durchzuführen und an der Weiterentwicklung teilzuhaben. Zusätzlich haben wir viele Messungen fernbedient aus Kühlungsborn durchgeführt. Diese Messungen bilden die Grundlage für die kommenden Auswertungen. Aus den Daten wird ein Jahresgang der Dichte und der Temperatur der Mesopausenregion erstellt, der die Grundlage für klimatologische Untersuchungen darstellt.

Aufgrund der ausgezeichneten Tageslichtfähigkeit können mit dem Eisen-Lidar Messungen durchgängig über lange Zeiträume durchgeführt werden. Aus Radarmessung sind langperiodische Gezeiteneffekte über lange Zeiträume bestimmbar und bekannt. Bisher konnten die Lidar-Messdaten wegen fehlender Tagesmessungen nicht auf diese Gezeiten hin untersucht werden. Mit dem neuen Eisen-Lidar ist dieser Nachteil behoben und die Gezeitenanalyse ist nicht mehr auf zwölf- oder achtstündige Gezeiten während der Nacht beschränkt.

Struktur der Arbeit

Zunächst folgen grundlegende theoretische Betrachtungen. Die hinter den Gezeiten stehende Theorie wird im folgenden Kapitel erläutert, gefolgt von einem kurzen Abriss zu Nachleuchtenden Wolken und PMSE. Zum Schluss des Kapitels wird die Streuung von Licht in der Atmosphäre als Ausgangspunkt der Temperaturbestimmung behandelt. In Kapitel 3 wird das Messgerät vorgestellt. Dazu gehören allgemeine Grundlagen der Lidar-Technik und mathematische Grundlagen der Messung. Ein Abschnitt wird speziell dem Eisen-Lidar und seinen Besonderheiten bzw. der Weiterentwicklung gewidmet.

Die Daten, die ein Lidar im Messbetrieb aufnimmt, können auf vielfältige Weise genutzt und ausgewertet werden. In Kapitel 4 werden einige davon gezeigt. Dazu gehört unter anderem die Aufstellung einer Klimatologie der Mesopausenregion beispielsweise durch Darstellung des Jahresgangs der Dichte der Eisenatome und der Temperatur. Die gewonnenen Erkenntnisse werden mit bekannten Klimamodellen und früheren Messungen verglichen. Im Anschluss werden diese Daten auf den Einfluss von Gezeiten hin untersucht. Die Auswertemethodik wird präsentiert und die Gezeiten für die Sommermonate 2008 und 2009 ausgewertet und mit NLC- und PMSE-Daten verglichen.

Kapitel 2.

Grundlagen

2.1. Gezeiten

2.1.1. Anregung von Gezeiten

Von periodischen externen Prozessen angeregt, werden Gezeiten als erzwungene Schwingungen innerhalb der Atmosphäre betrachtet. Die Gezeiten des Meeres beispielsweise werden durch die Gravitationswirkung des Mondes auf die Wassermassen bewirkt. Im Gegensatz dazu ist die Anregung in der Atmosphäre thermisch durch die sich periodisch ändernde Absorption von Sonnenlicht über den Tag. Die Gravitationswirkung des Mondes und der Sonne haben zwar auch einen Einfluss auf die atmosphärischen Gezeiten, jedoch ist dieser im Vergleich zur thermischen Anregung vernachlässigbar. Die *Mondgezeit* der Atmosphäre hat eine Periode von ca. 25 Stunden.

Die thermische Anregung und die damit verbundene Temperaturschwingung tritt innerhalb der gesamten Atmosphäre auf, aber nicht überall gleich stark. Auf diese Weise angeregte Gezeiten wirken global und die Energie wird aus der Absorption solarer Strahlung bezogen. Die wichtigsten Prozesse sind die Absorption von ferner UV-Strahlung mit $\lambda < 100$ nm durch molekularen Sauerstoff in der Mesosphäre und von naher UV-Strahlung mit $\lambda = 100 \dots 400$ nm durch Ozon in der Strato- und Mesosphäre. Hinzu kommt die Absorption von naher Infrarotstrahlung mit $\lambda = 780 \dots 1000$ nm durch Wasserdampf in der Tropo- und Stratosphäre. Es zeigt sich, dass die Anregung von Gezeiten durch Spurengase bewirkt wird, die in den jeweiligen Schichten nur mit wenigen ppmv¹ vorkommen. Dieses Absorptionsverhalten kann durch die Heizrate ausgedrückt werden. Wie in Abbildung 2.1 für die global gemittelten, täglichen Heizraten gezeigt, ist die Heizrate der Spurengase nicht nur vom Gas, sondern auch von seiner Verteilung über den Höhenbereich abhängig. Das Maximum der totalen Heizrate liegt im Bereich der oberen Mesosphäre.

Die Aufheizung der Atmosphäre geschieht jeden Sonntag aufs Neue und ist abhängig von der geographischen Lage, also der Dauer und dem Winkel der Einstrahlung.

¹particles per million by volume, Volumenmischungsverhältnis

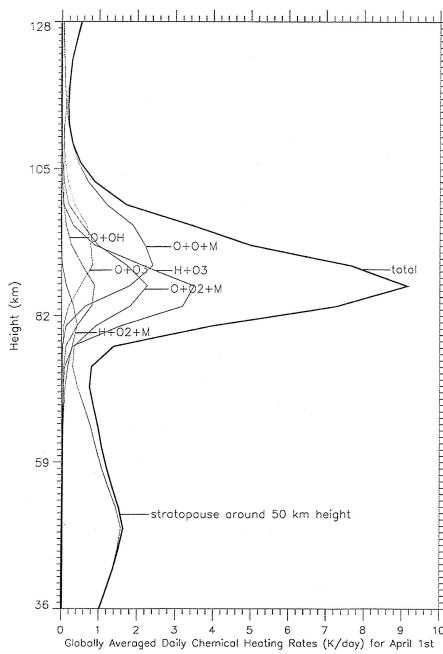


Abbildung 2.1. Global gemittelte chemische Heizrate der wichtigsten Reaktionen nach [Sonnenmann *et al.*, 1998]

Durch die intensive Sonneneinstrahlung im Sommer, sind Gezeiten in diesem Zeitraum besonders ausgeprägt. Die Dauer der Sonneneinstrahlung ist für die Anregung verschiedener Perioden verantwortlich. In äquatorialen Breiten dominiert die 24-stündige Gezeit. Durch die Tagundnachtgleiche wird die Atmosphäre je 12 Stunden erwärmt und wieder abgekühlt. Wohingegen in mittleren Breiten die 12-stündige Gezeit stärkeren Einfluss gewinnt. Aufgrund der unterschiedlichen Tag–Nacht-Zeiten wird hier im Sommer die Atmosphäre 18 Stunden und im Winter 6 Stunden erwärmt. Zusätzlich lässt sich aber auch eine achtstündige Gezeitenanregung in mittleren Breiten feststellen. Da die Sonne von Osten nach Westen wandert, treten diese Erwärmungen zeitlich versetzt immer wieder auf, so dass sich die Gezeiten auch horizontal ausbreiten. Diese sonnensynchron wandernden Gezeiten werden migrierend genannt.

In polaren Breiten sollte die Anregung von Gezeiten durch Atmosphärenerwärmung nicht stark ausgeprägt sein, dennoch sind sie auch hier erkennbar. Dies wird damit erklärt, dass die periodischen Anregungen in äquatorialen und mittleren Breiten überlagern. Dadurch werden Gezeitenwellen angeregt, die sich horizontal und vertikal in der Atmosphäre ausbreiten und hohe geographische Breiten erreichen können. Dadurch sind trotz minimalen Anregungen in hohen Breiten Gezeiten zu beobachten. Außerdem spielen die nicht-migrierenden Gezeiten in hohen Breiten eine Rolle. Auf sie wird später gesondert eingegangen.

2.1.2. Klassische Gezeitentheorie

Die klassische Gezeitentheorie baut auf den 5 atmosphärischen Grundgleichungen auf und wurde durch die Arbeiten von [Chapman and Lindzen, 1970] und [Kato, 1980] geprägt. Die harmonische Analyse von Gezeiten durch [Hough, 1898] erleichterte das Verständnis und die mathematischen Beschreibung.

Die Modelle zur klassischen Beschreibung gehen von starken Vereinfachungen des realen Zustandes aus. Die horizontalen Bewegungsgleichungen, die thermodynamische sowie hydrostatische Grundgleichung und die Kontinuitätsgleichung bilden die Grundlage der Berechnungen. Durch Vereinfachungen können diese in einen horizontalen und vertikalen Anteil separiert und analytisch gelöst werden.

Die Ansätze zur Vereinfachung sind:

- Zunächst werden die Grundgleichung für das ideale Gas aufgestellt.
- Die Erdanziehung ist über den betrachteten Höhenbereich konstant $g = \text{const.}$
- Es wird ein ruhender Grundzustand ohne Hintergrundwind angenommen.
- Linearität der Temperatur soll gelten, d.h. dass es keinen meridionalen Temperaturgradienten gibt. Daher ist das Temperaturprofil nur höhenabhängig $T = T(z)$ und damit auch Dichte und Druck, $\rho = \rho(z)$ und $p = p(z)$.
- Die Anregung ist allein thermisch, die Gravitationswirkung von Sonne und Mond wird vernachlässigt.
- Weiterhin soll die Atmosphäre reibungsfrei sein und Wellen nicht gedämpft werden durch zum Beispiel *Newton–Cooling*^{II}.

Dadurch vereinfachen sich die nichtlinearen atmosphärischen Grundgleichungen auf die folgende Formen

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 2 \Omega \cos \theta v - \frac{1}{r_E \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\delta p}{\rho_0} \right) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -2 \Omega \cos \theta u - \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\delta p}{r_E \rho_0}. \quad (2.2)$$

So kann ein Gleichungssystem für den Zonalwind u , den Meridionalwind v , den Vertikalwind w , mit $w(z) = dz/dt = \tilde{w}(z) \exp^{z/2}$ und die Anregungsfunktion J aufgestellt werden. Außerdem auch für die Abweichung vom mittleren Zustand der Temperatur δT , des Druckes δp und der Dichte $\delta \rho$.

Vorgegeben werden müssen das Temperaturprofil $T_0(z)$, die Skalenhöhe $H(z)$ und die Anregungsfunktion J . Die Skalenhöhe gibt an, mit welchem Höhenschritt H der Druck in der Atmosphäre um $e \approx 2,7$ abnimmt. Bis 100 km Höhe wird sie als kon-

^{II}Abkühlung der Atmosphäre durch Aussenden von Infrarotstrahlung

stant mit $H = 7 \text{ km}$ angenommen. Für die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation gilt $\Omega = 2\pi/24 \text{ h}$. Die Funktion J gibt wieder, wie die Anregung durch die Erwärmungsraten, vor allem durch H_2O , O_3 und O_2 wirkt. Damit sind in der klassischen Theorie die entstehenden thermischen Gezeiten durch die Moden der Anregungsfunktion bestimmt sind.

Da die Gezeiten durch die äußeren Einflüsse als erzwungene Schwingungen innerhalb der Atmosphäre betrachtet werden, bietet sich ein periodischer Ansatz zur Beschreibung der Größen an. Dies führt zu dem Zusammenhang

$$u, v, w, \delta T, \delta p, \delta \rho, J \propto e^{i(\omega t + s\lambda)}. \quad (2.3)$$

Den Komponenten des Gleichungssystems liegt also eine mit ω westwärts wandern-de Welle der Wellenzahl s zu Grunde.

Durch den Ansatz einer Reihenentwicklung mit den sogenannten Hough-Funktionen $\Theta_n^{\omega,s}$ [Hough, 1898] können alle Variablen in einen vertikalen und horizontalen Anteil separiert werden. Die Hough-Funktionen stellen ein vollständiges Orthogonalsystem dar, welches die Breitenabhängigkeit der Funktionen beschreibt. Für die Anregungsfunktion lautet der Separationsansatz

$$J^{\omega,s} = \sum_n J_n^{\omega,s}(z) \Theta_n^{\omega,s}(\theta). \quad (2.4)$$

Der Index n gibt eine spezielle Eigenmode aus der Lösungsfamilie für ein ausgezeichnetes ω und s an. Mit s können nun die einzelnen Gezeiten bestimmt werden. Für $s = 1$ erhält man die ganztägige Gezeit, für $s = 2$ die halbtägige. Die Vereinfachungen und Lösungsansätze ergeben nach einigen Umformungen die **vertikale Strukturgleichung**

$$\begin{aligned} & \left[H \frac{d^2}{dz^2} + \left(\frac{dH}{dz} - 1 \right) \frac{d}{dz} + \frac{1}{h_n} \left(\kappa + \frac{dH}{dz} \right) \right] \cdot \chi_n = \\ & \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{d}{dz} - \left(1 + \frac{dH}{dz} \right) \frac{1}{H} \right) + \frac{1}{h_n} \left(1 + \frac{dH}{dz} \right) \frac{1}{H} \right] \cdot \frac{\kappa}{g} J_n \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit $\kappa = \frac{\gamma-1}{\gamma} = 2/7$, mit $\gamma = c_p/c_v = 1,4$ und $H = RT_0/g \approx 7 \text{ km}$ für die unabhängige Variable χ_n und die **horizontale Strukturgleichung 2.6**, die auch **Laplace'sche Gezeitengleichung** genannt wird

$$F(\Theta_n) + \frac{4r_E \Omega^2}{gh_n} \Theta_n^s = 0 \quad (2.6)$$

mit der Separationskonstanten h_n . Die Separationskonstante wird in Anlehnung an die Meeresgezeiten auch äquivalente Tiefe genannt.

Im Folgenden werden einige der Hough–Moden, die für J wichtig sind, präsentiert. Dargestellt sind in Abbildung 2.2 die propagierenden Moden der ganztägigen Gezeit jeweils einmal die symmetrischen (Teilbild a) und die antisymmetrischen Moden (b). Man erkennt, dass die durch diese Moden angeregten Gezeiten hauptsächlich über dem Äquator zu finden sind. Sie reichen aber auch bis in niedrige Breiten (30°). Die nicht–propagierenden Moden (*trapped modes*) in Abbildung 2.3 hingegen erreichen ihre maximalen Amplituden in mittleren und hohen Breiten. In Tabelle 2.1 sind zudem die zugehörigen äquivalenten Tiefen, aus [Chapman and Lindzen, 1970], und die berechneten vertikalen Wellenlängen aufgeführt. In der Tabelle finden sich auch die Werte für höhere Ordnungen. Die zugehörigen graphischen Darstellungen sind im Anhang A zu finden.

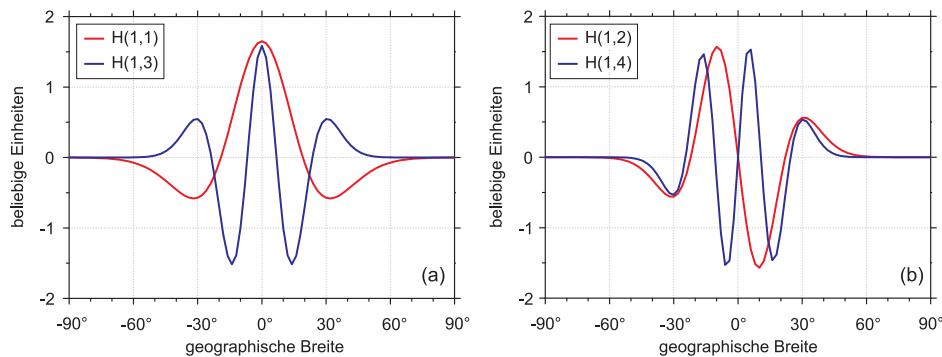


Abbildung 2.2. Niedrige Ordnungen propagierender Hough-Moden für die ganztägige Anregung. (a): äquatorsymmetrisch; (b): antisymmetrisch

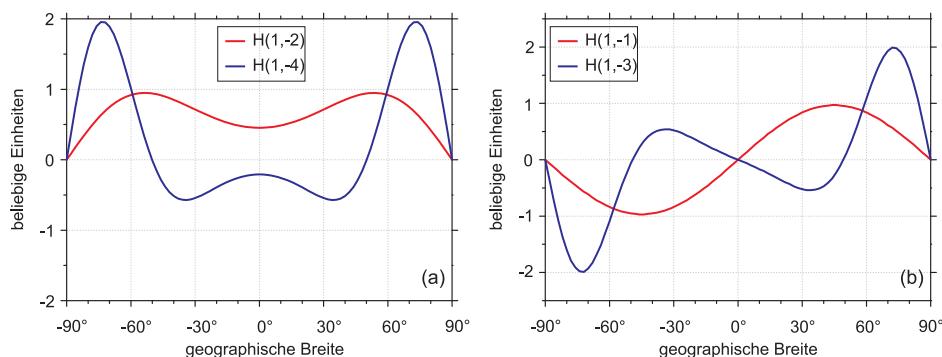


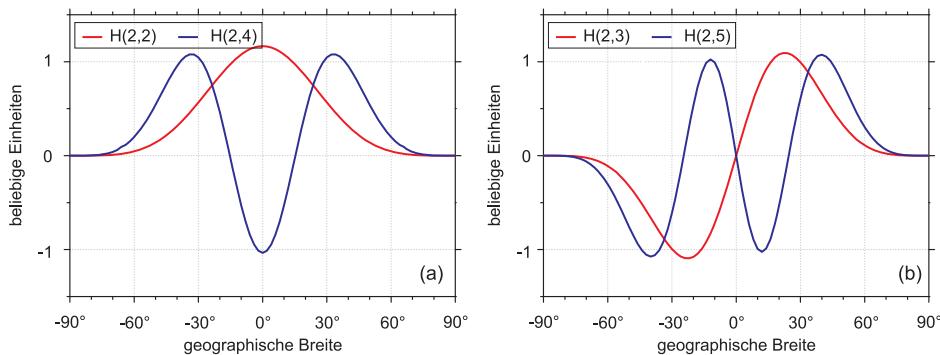
Abbildung 2.3. Wie Abbildung 2.2, aber für die nicht–propagierenden Moden. (a): äquatorsymmetrisch; (b): antisymmetrisch

Die Hough–Moden der halbtägigen Gezeit sind in den Bildern 2.4 und 2.5 dargestellt. Dabei handelt es sich nur um propagierende Moden. Es ist zu erkennen, dass in mittleren und hohen Breiten die halbtägige Anregung noch stark ausgeprägt ist.

symmetrisch			antisymmetrisch		
propagierende H(1,*)					
Mode	h_n	λ_n	Mode	h_n	λ_n
1,1	0,6909	27,04	1,2	0,2384	15,42
1,3	0,1203	10,87	1,4	0,0724	8,41
1,5	0,0494	6,93	1,6	0,0346	5,80
1,7	0,0260	5,02	1,8	0,0202	4,43
nicht-propagierende H(1,-*)					
Mode	h_n	λ_n	Mode	h_n	λ_n
1,-2	-12,27	∞	1,-1	803,36	∞
1,-4	-1,76	∞	1,-3	-1,81	∞
1,-6	-0,64	∞	1,-5	-0,65	∞
1,-8	-0,33	∞	1,-7	-0,33	∞

Tabelle 2.1. Äquivalente Tiefen und Wellenlängen der H(1,*)-Moden.

Gerade die höheren Ordnungen erreichen bei 60° Breite ein Maximum. In Tabelle 2.2 sind die zugehörigen Äquivalenztiefen und Wellenlängen aufgelistet. Wieder gibt es zum Äquator symmetrischen oder antisymmetrische Moden. Weitere Moden sind in Anhang A zu finden.

**Abbildung 2.4.** Niedrige Ordnungen der halbtägigen Hough-Moden. (a): äquatorsymmetrisch; (b): antisymmetrisch

Aus der vertikalen Strukturgleichung 2.5 kann durch Vereinfachung der Art, dass $J_n = 0$ und $H = \text{const.}$ in einer isothermen Atmosphäre gesetzt werden, eine Lösung für die Differentialgleichung gefunden werden. Die nun homogene Differentialgleichung

$$\frac{d^2\chi_n}{dz^2} - \left(\frac{1}{4} - \frac{\kappa H}{h_n}\right)\chi_n = 0 \quad (2.7)$$

kann mit dem Ansatz

$$\chi_n(z) = A \cdot e^{\Lambda_n z} + B \cdot e^{-\Lambda_n z} \quad (2.8)$$

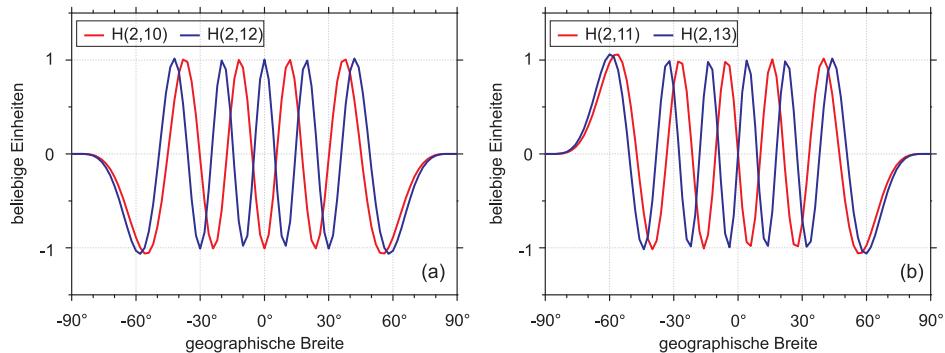


Abbildung 2.5. Höhere Ordnungen der halbtägigen Gezeit. Diese zeigen ein Maximum der Anregung bei 60° Breite. (a): äquator-symmetrisch; (b): antisymmetrisch

asymmetrische $H(2,*)$					
Mode	h_n	λ_n	Mode	h_n	λ_n
2,2	7,85	640,50	2,10	0,35	18,78
2,4	2,11	52,65	2,12	0,24	15,56
2,6	0,96	32,42	2,14	0,18	13,29
2,8	0,54	23,73	2,16	0,14	11,60
antisymmetrische $H(2,*)$					
Mode	h_n	λ_n	Mode	h_n	λ_n
2,3	3,67	80,91	2,11	0,29	17,01
2,5	1,37	39,94	2,13	0,21	14,33
2,7	0,71	27,37	2,15	0,16	12,39
2,9	0,43	20,96	2,17	0,12	10,91

Tabelle 2.2. Äquivalente Tiefen und Wellenlängen der $H(2,*)$ -Moden.

gelöst werden. Dabei gilt $\Lambda_n = \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\kappa H}{h_n}}$.

Damit kommt der äquivalenten Tiefe h_n die Bedeutung zu, die vertikale Struktur der klassischen Gezeiten zu bestimmen. Für die ganztägige Gezeit kann h_n positive und negative Werte annehmen. In allen anderen Fällen ist h_n positiv.// Ist h_n negativ spricht man von den *trapped modes*. Von der Welle wird keine Energie oder Impuls aufwärts transportiert und die Wellenamplitude nimmt exponentiell mit der Entfernung von der Anregung ab. Für positive h_n gilt, dass die Welle einen aufwärts gerichteten Energiefloss bewirkt. Sie werden *propagating modes* genannt. Diese Wellen zeichnen sich dadurch aus, dass die Amplitude exponentiell nach oben hin wächst.

Dies folgt aus der Energieerhaltung und der exponentiellen Abnahme der Dichte. Des Weiteren kann nun die vertikale Wellenlänge abgeschätzt werden

$$\lambda_z \approx 2\pi \frac{H}{\Lambda} = 2\pi \sqrt{\frac{H}{\frac{\kappa}{h_n} - \frac{1}{4H}}}. \quad (2.9)$$

Die vertikale Wellenlänge ist also von der Skalenhöhe und der äquivalenten Tiefe der betrachteten Mode abhängig. Ist h_n negativ, ist die Wellenlänge λ_z unendlich.

Allgemein gilt die klassische Gezeitentheorie bis in Höhen von etwa 100 km. In diesem Bereich kann die lineare Theorie zur Beschreibung von Gezeiteneffekten herangezogen werden, auch wenn zum Beispiel im Fall der zwölf-stündigen Gezeit schon jahreszeitliche Schwankungen nicht mehr korrekt wiedergegeben werden. Eine wichtige Erkenntnis der klassischen Theorie ist, dass sich Gezeiten als Reihenentwicklung von unabhängigen Eigenmoden (Hough-Moden) darstellen lassen. Und die Gezeiten hängen von den Moden ab, die in der Anregungsfunktion enthalten sind. Gezeiten stellen häufig eine Überlagerung von verschiedenen Moden dar, wobei die niedrigen Moden das Gezeitenbild dominieren.

2.1.3. Nichtklassische Gezeiten

Daneben existieren Gezeiteneffekte, die nicht durch die klassische Theorie beschrieben werden können. Es handelt sich dabei um die nicht-migrerenden Gezeiten. Deren Anregung ist nicht maßgeblich durch die periodische Änderung der solaren Strahlung bestimmt, so dass sie sich nicht sonnensynchron bewegen. Nicht-migrerende Gezeiten können aber ebenfalls nach Westen wandern. Auch eine Bewegung nach Osten, oder statisches Verhalten ist möglich.

Die im vorherigen Abschnitt getroffenen Vereinfachungen machen die analytische Beschreibung der klassischen Gezeitentheorie erst möglich. Werden darüber hinaus physikalische Effekte wie Wellendiffipation, Hintergrundwind oder auch die Abhängigkeit der Anregungsfunktion von der geographischen Lage betrachtet, ist eine Separation der Variablen in den Grundgleichungen nicht mehr möglich. Die geographische Variabilität der Anregung gestaltet sich sehr vielfältig. In diesem Zusammenhang spielen die Orographie, die Wasser-Land-Verteilung, die Verteilung von Wasserdampf und Spurengasen, aber auch die latente Wärme eine Rolle. Ein weiterer Effekt ist die nichtlineare Kopplung von Schwerewellen und migrerenden Gezeiten.

Die durch solare Strahlung bedingte Erwärmung ruft zum einen klassische westwärts propagierende Gezeiten hervor, zum anderen ist sie aber auch Ursache für die zonale Zirkulation und Temperaturvariation. In der Troposphäre entstehende Schwerewellen haben Einfluss auf die Temperatur- und Windfelder in der Mesosphäre.

Damit aber auch auf die Gezeiten und planetaren Wellen. Koppeln diese Prozesse können nicht-migrierende Gezeiten entstehen. Diese Wechselwirkungen wurden zum Beispiel in [Mayr et al., 2005A] und [Mayr et al., 2005B] genutzt um nach einem speziellen Schema, Abbildung 2.6, eine numerische Beschreibung der Gezeitengenerierung in der Mesosphäre zu ermöglichen.

Durch solares Heizen werden die mittlere zonale Zirkulation, Temperaturvariationen und migrierende Gezeiten angeregt. Durch das Zusammenspiel dieser mit Schwerewellen und planetaren Wellen können durch nichtlineare Kopplungen nicht-migrierende Gezeiten erzeugt werden. Diese Gezeiten können speziell in der Mesopausenregion die gleichen Größenordnungen erreichen wie die klassischen Gezeiten und die nicht-migrierenden beeinflussen die sonnensynchronen Gezeiten [Hagan and Forbes, 2002].

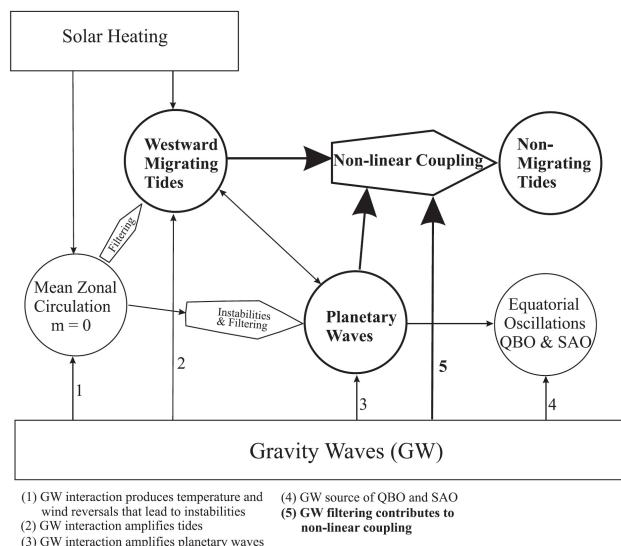


Abbildung 2.6. Das in [Mayr et al., 2005A] genutzte Schema der Generierung nicht-migrierender Gezeiten für eine numerischen Simultaion.

In Einzelfällen kann die vertikale Strukturgleichung aufgestellt werden. Diese ist dann jedoch von mehreren Moden abhängig. Man spricht auch vom *mode-coupling*, da sich diese Moden nicht mehr additiv überlagern, sondern gegenseitig verstärken oder abschwächen können. Aussagen über die jeweiligen Anregungsmechanismen können mit Messungen nur schlecht getroffen werden. Aus Einzelmessungen an einem Ort sind diese Aussagen nicht möglich. Dazu bedarf es eines globalen Messnetzes um die Gezeit klassifizieren zu können.

2.2. Leuchtende Nachtwolken

In Abschnitt 5.3.1 werden die Ergebnisse der Gezeitenanalyse mit Ergebnissen des ALOMAR-Lidars für Leuchtende Nachtwolken (NLC) verglichen. Die NLC sind Eis-Wolken in der oberen Mesosphäre im Bereich 80 km bis 90 km. Sie bilden sich vornehmlich in hohen Breiten, können aber auch in mittleren Breiten auftreten. Der Name der Wolken verleitet zu der Annahme, dass diese Wolken eine nächtliche Erscheinung sind. NLC können jedoch zu jeder Tageszeit auftreten, sind aber lediglich nachts auch mit bloßem Auge sichtbar. Da NLC in großen Höhen auftreten, werden sie auch nach Sonnenuntergang immer noch von der Sonne angeleuchtet und sind darum vom Erdboden aus sichtbar. In Abbildung 2.7 ist eine solche NLC gezeigt. Das Abbildung wurde am 01.08.2009 in Trondheim in Richtung SSW schauend aufgenommen. Diese NLC lag über der Insel Andøya.



Abbildung 2.7. NLC über Andøya bzw. dem ALOMAR. Das Foto wurde mit einer eigens dafür eingerichteten Digitalkamera in Trondheim aufgenommen.

NLC wurden erstmals 1885 über Nordeuropa beobachtet [Jesse, 1885]. Eine Besonderheit von NLC ist die Höhe, in der sie auftreten. Langjährige Messungen an verschiedene Standorten haben ergeben, dass diese Wolken im Mittel bei 83 km liegen [Fiedler et al., 2005], [Gerding et al., 2007]. Eine weitere Erkenntnis ist, dass Höhe der NLC und Helligkeit (ausgedrückt im Rückstreuquerschnitt) tageszeitlichen Schwankungen, also Gezeiten, unterliegen. Daher bietet sich der Vergleich der Ergebnisse aus den Eisen-Lidar-Messungen und der ebenfalls am IAP zusammengestellten NLC-Statistik an.

2.3. Polare Mesosphärische Sommerechos

Polare Mesosphärische Sommerechos (PMSE) sind starke Radarechos aus der Mesopausenregion im VHF-Bereich. Sie können aber auch in mittleren Breiten noch nachgewiesen werden (MSE). Diese Echos werden mit dem ALOMAR SOUSY-Radar (SOUnding SYstem) in Andenes beobachtet. Sommerechos entstehen durch Streuung und Reflexion der Radarwellen an Unregelmäßigkeiten im Brechungsindex in der Mesosphäre. Ursache sind Inhomogenitäten in der Elektronendichte. Durch Eisteilchen in der Mesosphäre kann die Elektronendichte reduziert bzw. können Schwankungen in der Elektronendichte bewirkt werden. Diese ändern den Brechungsindex und PMSE werden beobachtet. Innerhalb der PMSE ist eine tageszeitliche Variation festzustellen die sich zudem mit der Höhe ändert. Auch hier ist ein Vergleich der Ergebnisse möglich und wird in Kapitel 5 geführt.

2.4. Stratosphärenerwärmung

Bei der Untersuchung der Klimatologie in Kapitel 4 fällt im Jahresgang eine Besonderheit auf. Im Januar 2009 kam es zu einer stratosphärischen Erwärmung mit einhergehender mesosphärischer Abkühlung.

Stratosphärenwärmungen sind spontan auftretende Phänomene. Es kommt dabei zu starken Erwärmungen der winterlichen Atmosphäre, welche durch planetare Wellen hervorgerufen werden. Diese Wellen transportieren große Mengen Wärme in die Polregionen, wodurch der im Winter dominierende Polarwirbel zusammenbricht.

Die nicht gestörten Winterbedingungen sind durch die Dominanz des Polarwirbels in hohen und mittleren Breiten gekennzeichnet. Diese drückt sich durch starke Westwinde in der Strato- und Mesosphäre aus. Im Allgemeinen ist das Windsystem im Winter stärker ausgeprägt. Dadurch ist auch die Anregung von planetaren Wellen durch die Struktur der Erdoberfläche im Winter verstärkt und häufiger. Nach [Matsuno, 1971] tragen besonders die planetaren Wellen mit Wellenzahl 1 und 2 zum Zusammenbrechen des Polarwirbels bei. Sind die Amplituden dieser Wellen groß genug, findet ein Energie- und Impulsübertrag auf den Grundstrom statt. Der Grundstrom kommt aus Westen und der Impulsfluss durch die planetaren Wellen ist diesem entgegengesetzt, wodurch der Grundstrom abgebremst wird. Zusätzlich findet ein Wärmetransport in die Polregion statt. Ist die Abbremsung des Zonalwindes und die Wärmezufuhr ausreichend stark, kommt es zum Zusammenbruch (oder auch zur Umkehr) des Polarwirbels und der damit verbundenen Abschwächung (oder Umkehr) des Westwindes. Dadurch können sich Schwerewellen nicht mehr bis in die Mesosphäre ausbreiten. Da diese Wellen aber Ursache der adiabatischen Erwärmung der Mesosphäre sind, kommt es neben der Erwärmung der Stratosphäre auch zu einer Abkühlung der Mesosphäre.

2.5. Streuung und Temperaturbestimmung

Der Durchgang von Licht durch die Atmosphäre geht nicht störungsfrei von statthaft. An Gasmolekülen und Aerosolen kommt es zur Streuung und Absorption von Licht. Um Temperaturen mit Lidars in der Atmosphäre zu bestimmen, werden verschiedene Streumechanismen ausgenutzt. Diese sind abhängig von der Größe der Streuzentren. Die wichtigsten Streuprozesse werden im Folgenden Abschnitt aufgezählt.

2.5.1. Rayleigh–Streuung

Bei der Rayleigh–Streuung^{III} handelt es sich um Streuung von Licht an Teilchen, deren Durchmesser kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist. Rayleigh–Streuung setzt sich aus Cabannes- und Raman–Streuung zusammen [Young, 1985]. Diese Form der Streuung ist besonders wichtig für die Streuung von Licht an Molekülen, insbesondere von Sonnenlicht an Umgebungsluft. Da der Wirkungsquerschnitt im Fall der Rayleighstreuung proportional mit ν^4 anwächst, erklärt sich beispielsweise warum der Himmel blau erscheint. Das blaue, hochfrequente Licht wird stärker gestreut als das niederfrequente, rote Licht der Sonne. Rayleigh–Streuung ist außerdem abhängig von der Anzahl der Streuzentren. Daher kann aus dem Rayleighsignal ein Rückschluss auf die Anzahl der rückstreuenden Moleküle, also auf die Luftdichte, geführt werden. Die Temperaturberechnung über Rayleigh–Streuung ist in Anhang B skizziert.

2.5.2. Aerosol–Streuung

Aerosol–Streuung findet statt an Atomen oder Molekülen an atmosphärischen Schwebstoffen statt, wobei die streuenden Partikel größer als die Wellenlänge des genutzten Lichtes sind. In der Atmosphäre tritt Aerosol–Streuung auf, wenn Licht auf feste oder flüssige Teilchen wie Stäube oder auch Eisteilchen trifft. Diese Art der Streuung ist stark von Form und Größe (zwischen 100 µm und der Laserwellenlänge) der Aerosole abhängig. Sind die streuenden Teilchen sphärisch, liegt Mie^{IV}–Streuung vor. Charakteristisch für die Mie–Streuung ist, dass die Streuintensität unabhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes ist. Zudem zeigt die Richtungsverteilung der Mie–Streuung eine Asymmetrie auf und die Vorwärtsstreuung ist bevorzugt. Für kleine Teilchen im Bereich einiger zehn Nanometer nähert sich die Aerosol–Streuung der Rayleighstreuung an. In der Atmosphäre kommen somit Mie– und Rayleigh–Streuung immer gemeinsam vor und bei steigendem Partikelradius nimmt

^{III}Benannt nach John William Strutt, 3. Baron Rayleigh, 1842–1919, der die Theorie zur Streuung von Licht an kleinen Teilchen beschrieb.

^{IV}Gustav Mie, 1868–1957

die Mie–Streuung zu. Somit entscheidet die Größe der in der Atmosphäre vorkommenden Partikel, welche Art der Streuung überwiegt.

2.5.3. Resonanzfluoreszenz

An Metallatomen wird der Effekt der Resonanzfluoreszenz, auch Resonanzstreuung genannt, genutzt. Werden Atome durch Photonen so angeregt, dass sie in einen höheren Zustand gelangen, senden sie beim Zurückfallen in den Grundzustand spontan ein Photon aus. Dieses Photon hat die gleiche Wellenlänge wie das Anregungsphoton. Darum lässt sich dieser Effekt gut für Messungen mittels Lidar nutzen.

Der Streuquerschnitt der Resonanzstreuung ergibt sich für Atome ohne Hyperfeinstruktur und unter Vernachlässigung der Lebensdauer der angeregten Zustände nach [Fricke and von Zahn, 1985] folgendermaßen:

$$\sigma_{Reso}(\Omega, \lambda) = \lambda_0^2 q(\Omega) f \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D}{\pi T}} \cdot e^{-D(\lambda - \lambda_0)^2/T} \quad (2.10)$$

mit

$$D = \frac{c^2 \cdot m_{Atom}}{2k_B}$$

Ω	Raumwinkel [sr]
λ	emittierte Wellenlänge
λ_0	Zentralwellenlänge des Übergangs
$q(\Omega)$	geometrischer Faktor der Abstrahlung
f	Oszillatorstärke
T	Temperatur

Tabelle 2.3. Komponenten von Gleichung 2.10

Die Polarisation des Lasers spielt ebenfalls eine Rolle und geht in den geometrischen Faktor ein. Genauer ist damit die Wirkung des Erdmagnetfelds auf die streuenden Atome gemeint. Das Erdmagnetfeld ist klein genug, damit Zeeman- und Stark-Effekt nicht zum Tragen kommen. Der Hanle–Effekt kann aber nicht vernachlässigt werden. Er beschreibt die Wirkung eines äußeren Magnetfeldes auf ein angeregtes Elektron. Durch das Magnetfeld wird eine Präzessionsbewegung um die Magnetfeldachse bewirkt. Die Polarisationsebene des Lichts wird dadurch gedreht und die Geometrie der Abstrahlung ändert sich. Die Drehung hängt von der Lebensdauer des Übergangs und von der Magnetfeldstärke ab. Berechnungen für den linear polarisierten Laser des mobilen Lidars wurden bisher nur für Kalium durchgeführt und zeigten, dass der Rückstreuquerschnitt lediglich skaliert wird und die Linienform

erhalten bleibt. Daher wird in der Vereinfachung der geometrische Faktor für das Eisen-Lidar $q(\Omega(180^\circ)) = 1$ gesetzt.

Gleichung 2.10 geht vereinfacht davon aus, dass die Rückstreuung ein Gauß-Profil in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ bzw. der Dopplerverbreiterung darstellt. Die Breite ist durch die Temperatur der Atmosphäre gegeben. Bei Berücksichtigung der Lebensdauer der angeregten Zustände, ergibt sich aus der Faltung des Lorentz-Profil der natürlichen Linienbreite mit der Gauß-förmigen Dopplerverbreiterung ein Voigt-Profil. Gleichung 2.10 gilt bisher nur für Atome mit nur einem Isotop. Da Eisen aber vier Isotope hat (Anhang C), sind diese in die Gleichung mit einzubeziehen. Die Gleichung erweitert sich daher zu

$$\sigma_{Reso}(\Omega, \lambda) = \sum_i a_i (\lambda_0 + \delta\lambda_i)^2 f \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D_i}{\pi T}} \cdot e^{-D_i(\lambda - \lambda_{0,i})^2/T}. \quad (2.11)$$

Die Häufigkeiten a_i sind ebenfalls im Anhang C zu finden. Mit $\delta\lambda_i$ geht die Korrektur aufgrund des Wellenlängenversatz zwischen den Eisenisotopen ein. Wie wichtig es ist, das alle Isotope Eingang in die Rechnung finden, zeigt sich, wenn man mit den Gleichungen 2.10 und 2.11 aus einem Rückstreuprofil die Temperatur bestimmt. Wird nur das häufigste Isotop $^{56}\text{Eisen}$ zur Berechnung herangezogen, liegen die berechneten Temperaturen systematisch einige zehn Kelvin zu niedrig.

Auch Gleichung 2.11 stellt eine Vereinfachung dar, denn bisher gilt sie nur für eine ideale Lichtquelle. Die spektrale Breite des Laser ist jedoch gegenüber der natürlichen Breite der Resonanzlinie nicht klein und muss daher ebenfalls berücksichtigt werden. Für das Linienprofil des Lasers wird ein Lorentz-Profil angenommen. Durch Faltung mit dem Gauß-Profil der Dopplerverbreiterung entsteht ein Voigt-Profil. Gleichung 2.11 für den Streuquerschnitt lautet nun

$$\sigma_{Reso}(\Omega, \lambda) = \sum_i a_i (\lambda_0 + \delta\lambda_i)^2 f \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D_i}{\pi T}} \cdot H(X, Y) \quad (2.12)$$

mit der Voigt-Funktion

$$H(X, Y) = \frac{Y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp^{-t^2}}{Y^2 + (X-t)^2} dt \quad (2.13)$$

mit

$$\begin{aligned} X &= \sqrt{D/T} \cdot (\lambda - \lambda_0) \\ Y &= \sqrt{D/T} \cdot \frac{1}{2} FWHM_{Laser} \end{aligned}$$

Damit ist der Rückstreuquerschnitt nicht nur von der Temperatur der Atmosphäre sondern auch von der Halbwertsbreite des Lasers ($FWHM_{Laser}$) abhängig.

In Abbildung 2.8 ist der theoretisch berechnete temperaturabhängige Rückstreuquerschnitt für $^{56}\text{Eisen}$ und verschiedene Temperaturen dargestellt. Die Laserbreite ist in

den Berechnungen mit 20 MHz angegeben. Bei höheren Temperaturen flachen die Kurven ab und werden breiter. Die Lage und relativen Häufigkeiten zueinander der drei weiteren Eisenisotope sind ebenfalls eingezeichnet. Die Halbwertsbreite des Resonanzübergangs von ^{56}Fe bei 200 K beträgt 1093 MHz [Lautenbach and Höffner, 2004]. Der Versatz der Resonanzfrequenzen der verschiedenen Isotope beträgt bis zu 744 MHz.

In der Gleichung wird aber bisher die Hyperfeinstrukturaufspaltung nicht beachtet. Diese kann beim Isotop ^{57}Fe auftreten, da bei diesem der Kernspin nicht Null ist. Die Hyperfeinstruktur dieses Isotops ist aber nicht bekannt. Da das Isotop im Vergleich mit ^{56}Fe nicht häufig vorkommt, wird der Effekt der Hyperfeinstrukturaufspaltung vernachlässigt.

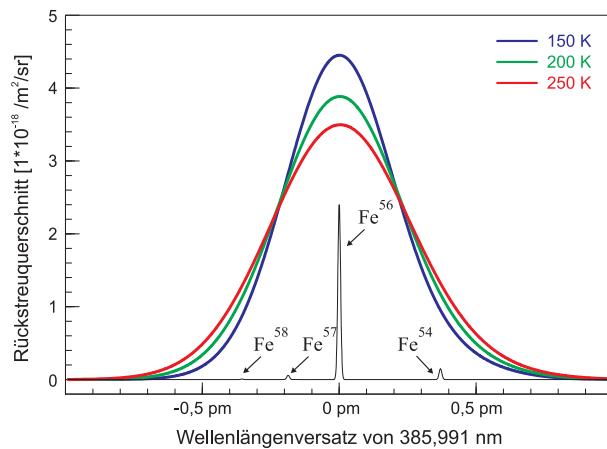


Abbildung 2.8. Berechneter effektiver Rückstreuquerschnitt von Eisen für drei typische Temperaturen. Dopplerverbreiterte Linien, relative Isotop-Häufigkeiten und Wellenlängenversatz zu ^{56}Fe angegeben, 1 pm entspricht 2017 MHz [Lautenbach and Höffner, 2004].

Durch die Erweiterung der Gleichung 2.10 um die vier Isotope und die Laserbreite ergibt sich für den Streuquerschnitt $\sigma_{\text{Reso}}(180^\circ, 386 \text{ nm}) = 3,9 \cdot 10^{-18} \frac{\text{m}^2}{\text{sr}}$ und liegt ca. acht Größenordnungen über σ_{Reso} der Rayleighstreuung. Durch Messung von Liniенform (Eisenisotope) und Linienbreite (Dopplereffekt) kann die Temperatur über Resonanzfluoreszenz bestimmt werden.

Kapitel 3.

Das mobile Eisen–Lidar

3.1. Lidargleichung und Messprinzip

Lidars eignen sich nicht nur zur Messung von Atmosphäreneigenschaften und Temperaturen. Es können ebenso Geschwindigkeiten oder Teilchenzahlen und -größen auf große Entferungen gemessen werden. Durch exzellente Zeit- und Raumauflösung können kleinskalige Prozesse sehr gut erfasst werden. Daneben eignen sie sich auch hervorragend für Langzeituntersuchungen auf globalen Skalen.

Der prinzipielle Aufbau eines Lidars besteht aus Sende- und Empfangszweig. Der Laser arbeitet im gepulsten Betrieb und besitzt feste Eigenschaften wie Wellenlänge und Pulsdauer. Durch Laufzeitmessung wird die Höhe aus der die rückgestreuten Photonen kommen bestimmt und Intensität und Frequenz des aufgefangenen Lichtes stellen die Messgrößen dar. Zur Auswertung nimmt man die sogenannte Lidargleichung zur Hilfe. Sie ist die mathematische Beschreibung des Lidarsystems und dient der Auswertung der gemessenen Intensitäten $I(\lambda, z_i)$ aus einer Höhe z_i für die vom Laser emittierte Wellenlänge λ . Geräteneigenschaften gehen genauso ein wie atmosphärische Bedingungen. Die Höhe wird ermittelt als die Entfernung des Streuvolumens vom Lidarsystem und ergibt sich zu $z_i = 1/2 c t_i$, mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Laufzeit des Signals t_i .

Die Lidargleichung hat die folgende Form (eine Herleitung findet sich bspw. in [Weitkamp, 2005]):

$$I(\lambda, z_i) = I_0(\lambda) \cdot \frac{A}{4\pi z_i^2} \Delta z \rho(z_i) \eta(\lambda) \beta(\lambda, z_i) \cdot T^2(\lambda, z_i) + I_U(z). \quad (3.1)$$

Mit $I_0(\lambda)$ geht die Intensität des ausgesendeten Laserlichts ein. Die Fläche des Empfangsspiegels ist mit A bezeichnet. Durch den Faktor $1/4\pi z_i^2$ wird die Entfernung des Streuvolumens zum Spiegel berücksichtigt. Denn die Intensität des Lichts sinkt quadratisch mit der Entfernung von der Quelle, also dem Streuvolumen. Δz ist die Höhenauflösung der Detektionselektronik. Sie beträgt für das Eisen–Lidar 25 m.

Die Überlappfunktion $\rho(z_i)$ gibt an, wie gut die geometrische Überlagerung von Laserstrahl und Teleskopsichtfeld im Nahbereich ist. Die Effizienz des Nachweiszweiges wird mit $\eta(\lambda)$ beschrieben. In diesen Faktor gehen zum Beispiel Verluste an Oberflächen, in Glasfasern und Filtern oder auch die Quanteneffizienz der Detektoren ein. Der Rückstreupekoeffizient ist die Summe der verschiedenen Streuprozesse (Abschnitt 2.5) $\beta(\lambda, z_i) = \beta_{Ray}(\lambda, z_i) + \beta_{Mie}(\lambda, z_i) + \beta_{Reso}(\lambda, z_i)$. Als weiteren Faktor enthält die Lidargleichung die Transmission der Atmosphäre. Da das Licht den Weg zweimal beschreibt, geht dieser Faktor quadratisch ein. Die Transmission beschreibt Verluste durch Absorption von Licht in der Atmosphäre und ist abhängig vom Extinktionskoeffizienten $\epsilon(\lambda, z)$. Mit einer speziellen Form des Lambert–Bouguer–Beer’schen Gesetzes gilt $T(\lambda, z_i) = \exp^{-\int_0^{z_i} \epsilon(\lambda, z) dz}$. Ab einer Höhe von 30 km ist die Dichte der Atmosphäre ausreichend klein, dass $T = 1$ angenommen wird. Mit dem additiven Term $I_U(z)$ wird der Einfluss des Untergrundsignals durch Tageslicht, das Detektorrauschen oder auch Streulicht in der Nachweisbank angegeben.

In der oben beschriebenen Form stellt die Lidargleichung eine starke Vereinfachung dar. So wird in allen Thermen lineares Verhalten vorausgesetzt. Nichtlineares Verhalten stellt besonders bei den verwendeten Detektoren ein Problem dar. Kommt es hier zu Überlastungen, wird das Ergebnis verfälscht, da sie nicht mehr linear arbeiten. Auch die Sättigung der Metallschicht ist ein nichtlinearer Effekt. Der Sättigungseffekt wird im folgenden Abschnitt behandelt.

Die Komponenten der Lidargleichung sind zum Teil nicht bekannt. Um mit dieser Gleichung Metalldichten in der Mesopausenregion bestimmen zu können, werden Relativmessungen zwischen zwei Höhenbereichen durchgeführt. Durch Normierung auf einen *bekannten* Wert kann die Intensität für jede Höhe bestimmt werden. Dazu wird die Intensität des rückgestreuten Lichts in einer Höhe z_0 bestimmt, in der der Rückstreupekoeffizient nur durch Rayleigh–Streuung bestimmt ist. Dies ist typischerweise für Höhen ab 30 km der Fall. Da die Dichte der Atmosphäre in diesem Bereich sehr gut bekannt ist, kann für die Rayleighstreuung $\beta_{Ray}(z_0)$ bestimmt werden. Das Untergrundsignal ist höhenunabhängig und wird durch Messung der Intensität oberhalb von 120 km ermittelt. Wird der Untergrund von der Messung abgezogen, $\bar{I}(z) = I(z) - I_U$, kann der Rückstreupekoeffizient für jede Höhe bestimmt werden mit

$$\beta(z) = \beta_{Ray}(z_0) \cdot \frac{\bar{I}(z)}{\bar{I}(z_0)}. \quad (3.2)$$

Da der Rückstreupekoeffizient das Produkt aus dem Rückstreuquerschnitt $\sigma(\lambda)$ und der Dichte der Streuzentren $n(z)$ ist, kann für jede Höhe die Dichte bestimmt werden. Für die Eisen–Dichte in der Mesopausenregion gilt

$$n_{Fe}(z) = \frac{\beta_{Ray}(z_0)}{\sigma_{Reso}(\lambda)} \cdot \frac{\bar{I}(z)}{\bar{I}(z_0)}. \quad (3.3)$$

Ein Maß für die Intensität des Lichts ist die Anzahl der zurückgestreuten Photonen. Abbildung 3.1 zeigt für eine Messung vom 19.01.2009 die Anzahl der aufgefange-

genen Photonen für die beiden vom Lidar ausgesandten Frequenzen. Diese Messung fand während der Polarnacht statt und ist frei von Tageslichteinflüssen. Es ist das

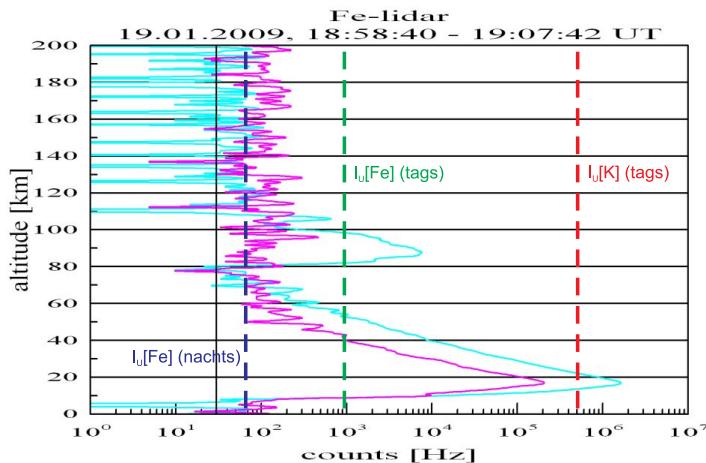


Abbildung 3.1. Messung vom 19.01.2009 während der Polarnacht. in blau das Signal für 386 nm; in rot für 772 nm. Zusätzlich ist der Untergrund für verschiedene Messungen markiert.

gemessene Signal vom Boden bis in 200 km Höhe zu sehen. Das rückgestreute Signal kann ab etwa 20 km Höhe ausgewertet werden. Denn durch die starke Rückstreuung aufgrund von Rayleigh- und Mie–Streuung in den unteren Atmosphärenschichten werden die Detektoren überlastet und verfälschen die Messungen in größeren Höhen durch Nachleuchten. Die Begrenzung des Messbereiches geschieht durch einen Chopper. Dieser blockiert mechanisch den Lichtstrahl nach dem Teleskop, um die zum Nachweis der Photonen genutzten PMT^I und APD^{II} zu schützen. Bei dieser Messung lag die sogenannte Chopperkante bei ca. 15 km.

Das Eisen–Lidar sendet Licht auf zwei Frequenzen bzw. Wellenlängen aus. Durch Frequenzverdopplung wird die vom Leistungslaser erzeugte Frequenz von rund 388 THz auf ca. 777 THz verdoppelt. Die Wellenlänge wird so von 772 nm auf 386 nm halbiert. Frequenzverdopplung ist ein nichtlinearer Effekt und von der Energie des eingeschossenen Lichtes abhängig. Für das Eisen–Lidar liegt die Effizienz der Verdopplung zwischen 20 und 60%.

Die blaue Kurve zeigt das Resonanzsignal für 386 nm und in rot ist das Signal für die vom Laser erzeugte Wellenlänge 772 nm dargestellt. Das Signal ab 20 km Höhe ist durch Rayleigh- und Mie–Streuung bestimmt und vom exponentiellen Verlauf der Atmosphärendichte sowie von der Entfernung zum Lidar abhängig.

Je nach Wellenlänge wird das Signal unterschiedlich ausgewertet. Aus dem Signal für 772 nm können beispielsweise Aerosoldichten bis ca. 80 km Höhe bestimmt werden. Die später Verwendeten Dichte- und Temperaturdaten werden aber aus dem Signal

^Iphoto multiplier tube

^{II}avalanche photo diode

für 386 nm Wellenlänge gewonnen. Aus dem Signal für 386 nm können unterhalb von 80 km Rayleigh–Temperaturen bestimmt werden. Oberhalb ist das Resonanzsignal der Eisenschicht zu erkennen, das sich deutlich im Rückstreuprofil abzeichnet. Bei diesem Beispiel ist über der regulären Eisenschicht noch eine sporadische Schicht bei ca. 107 km Höhe zu erkennen. Darüber wird für beide Wellenlängen nur noch Untergrundsignal gemessen.

Die zusätzlich eingezeichneten Linien erlauben einen Vergleich des Untergrunds bei verschiedenen Messungen. Die Dunkelzählrate der Detektoren liegt bei ca. 30 Hz, d.h. es werden pro Sekunde 30 Photonen detektiert (schwarze Linie). Bei dieser Messung lag der Untergrund für 386 nm während der Polarnacht bei ca. 70 Hz. Messungen am Tag weisen einen Untergrund von ca. 1000 Hz auf, sind also um den Faktor 30 größer als die Dunkelzählrate. Der Tageslichtuntergrund bei Kalium war mit etwa $5 \cdot 10^5$ Hz erheblich höher.

Insgesamt entstand mit dem Eisen–Lidar das weltweit erste Lidar mit einem extrem niedrigen Untergrundsignal. Für das Resonanzsignal ist der Untergrund etwa zwei Größenordnungen kleiner als bei jedem anderen Resonanzlidar. Im Vergleich zum mobilen Kalium–Lidar konnte der Untergrund bei Tageslichtmessungen auf 1/500 gesenkt werden. Messung bei 772 nm Wellenlänge sind durch die verwendeten spektralen Filter praktisch frei von Untergrund und das Rayleighsignal wird ca. um den Faktor 50 unterdrückt. Damit ist erstmals ein extrem empfindliches Aerosol–Lidar realisiert worden.

3.2. Das Eisen–Lidar

Das mobile Eisen–Lidar des IAP ist ein einzigartiges Instrument der Atmosphärenforschung. Es ist in einem 20–ft–Container untergebracht und bietet die Möglichkeit des globalen Einsatzes. Zunächst als Kalium–Lidar aufgebaut und im Einsatz, wurden an verschiedensten Orten Messungen durchgeführt. Unter anderem während einer mehrmonatigen Forschungsreise mit dem Forschungsschiff Polarstern von der Antarktis aus durch den Atlantik. Damals wurden erstmals mit einem Lidar Mesosphärentemperaturen an Bord eines Schiffes gemessen. Weitere Standorte waren am *Observatorio del Teide* auf Teneriffa, Juliusruh auf Rügen und Spitzbergen, Norwegen.

Bereits als Kalium–Lidar war das mobile Lidar grundsätzlich tageslichtfähig. Messungen am Tag waren jedoch wegen des hohen Untergrundsignals stark eingeschränkt. Während nachts Doppler–Temperaturmessungen in der Mesosphäre über einen Bereich von etwa 25 km möglich waren, wurde dieser Bereich durch den solaren Untergrund am Tag auf bis zu 5 km begrenzt. Trotz der Verwendung eines Tageslichtfilters lag der Untergrund vier Größenordnung über dem bei Nachtmessungen und führte dazu, dass das Kalium–Resonanzsignal nicht mehr vom Untergrund zu unterschei-

den war. Das Kalium–Lidar war aber in dieser Hinsicht ausgereizt, denn weitere technische Verbesserung zur Unterdrückung des Tageslichtuntergrunds wären mit stärkerer Sättigung einhergegangen. Die bei hohen Laser–Energiedichten auftretende Sättigung stellt eine physikalische Begrenzung bei der Resonanzstreuung dar.

Wird die Laserleistung erhöht, stellt man fest, dass sich die Intensität des zurückgestreuten Signals nicht im gleichen Maße erhöht. Diese Abweichung vom proportionalen Verhalten wird Sättigung genannt. Mit höherer Intensität wird es wahrscheinlicher, dass sich ein Atom schon in einem angeregten Zustand befindet. Nun sorgen zwei Effekte dafür, dass die Zahl der gemessenen gestreuten Photonen sinkt. Zum einen sind durch die erhöhte Anzahl an angeregten Atomen, die für Resonanzfluoreszenz notwendigen Niveaus entvölkert. Zum anderen kann ein erstes Photon eines Laserpulses ein Atom anregen und ein nächstes Photon stimulierte Emission bewirken. Dadurch erzeugte Photonen stehen der Messung nicht mehr zur Verfügung, da diese Art der Emission in Einstrahlrichtung stattfindet. Die Sättigung muss berücksichtigt werden und geht als Korrektur in die Dichte- und Temperaturmessung ein. Bei den Tageslichtmessungen mit dem mobilen Kalium–Lidar trat bereits Sättigung auf und verschlechterte zusätzlich zum hohen Tageslichtuntergrund das Messsignal.

Der Umbau auf Eisen als Grundlage der Messungen bietet in diesem Punkt Vorteile. Eisen besitzt einen geringeren Rückstreuquerschnitt als Kalium ($7,7 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{sr}$ bei Kalium und $3,9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{sr}$ bei Eisen), wodurch es erst bei höheren Laser–Energiedichten zu Sättigungseffekten kommt. Als Konsequenz kann der Strahldurchmesser des Lasers verringert, also die Energiedichte angehoben werden. Zusammen mit der Reduzierung des Sichtfeldes von $192 \mu\text{rad}$ auf $54 \mu\text{rad}$ ist eine damit erste Verringerung des Tageslichtuntergrunds möglich gewesen. Trotz des geringeren Rückstreuquerschnitts liegt das Signal von Eisen aber nicht unter dem von Kalium. Denn die Eisendichte erreicht Werte von 7000 bis über 20000 Atome/ccm, wohingegen die Kaliumdichte bei 20–75 Atome/ccm liegt. In Abbildung 3.2 sind die Dichten von Kalium und Eisen gegenübergestellt. Auch wenn gerade im Sommer die Eisendichte ihr Minimum annimmt, ist die Zahl der Eisenatome etwa um den Faktor 120 höher als im Sommermaximum bei Kalium.

Die hohen Dichten führen zu einem starken Signal im Schichtmaximum, so dass die Zählrate bei Eisen im Mittel um den Faktor vier größer ist. Das Rayleigh–Signal ist ähnlich wie bei Kalium und reicht bis an die Eisenschicht heran. Gleichzeitig können so auch NLC beobachtet werden. Die Fraunhoferlinie für Eisen senkt den Tageslichtuntergrund gegenüber der Linie für Kalium ebenfalls stärker ab und die spektralen Filter sind im UV–Bereich ca. um den Faktor fünf effektiver. Darüber hinaus fällt der Anstieg des Tageslichtuntergrunds durch Mie–Streuung bei Eisen wesentlich geringer aus. So sind die Messungen weniger wetterabhängig und können auch bei Cirrusbewölkung durchgeführt werden. Bei den Messungen in Norwegen ist es uns sogar gelungen bei Dunst und leichtem Nebel erfolgreich Temperaturen in der Mesopausenregion zu messen.

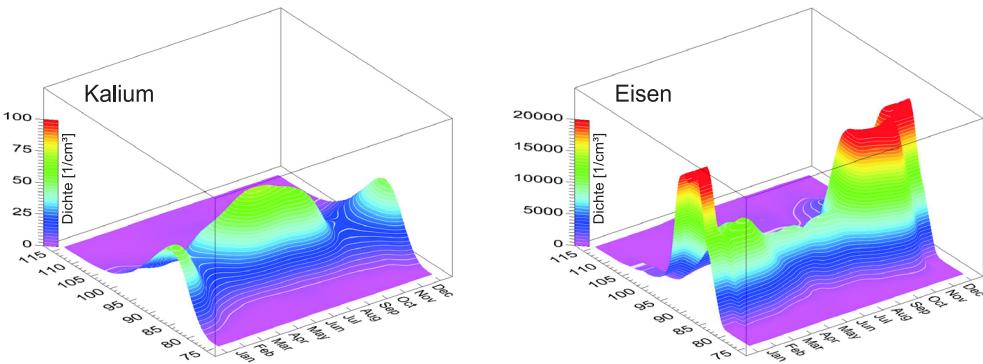


Abbildung 3.2. Jahresgang der Kalium- und Eisendichte [Gerding et al., 2000].

3.2.1. Konfiguration des Eisen–Lidars

Der Sendezweig des Eisen–Lidars besteht aus dem Leistungs- und Seeder–Laser, dem Spectrumanalyzer, der Frequenzverdopplung und dem Aufweitungssteleskop. Der Leistungslaser ist ein Alexandrit–Ringlaser und stammt ursprünglich von der Firma Light Age Inc.^{III} und wurde am IAP für den Einsatz im mobilen Lidar weiterentwickelt [von Zahn and Höffner, 1996]. Der Alexandrit–Laser ist ein schmalbandiger, robuster Feststofflaser, der sich durch einen Seeder–Laser^{IV} im Wellenlängenbereich von 720 nm bis 800 nm nutzen lässt. Das Licht des Seeder–Lasers wird in den Resonator des Ringlasers eingekoppelt, so dass dieser durch stimuliertes Emission auf der Wellenlänge des Seeder–Lasers zu lasen beginnt. Ein Teil des Lichtes wird danach in den Spectrumanalyzer eingekoppelt. Hier wird über ein Fabry–Perot–Etalon ein Muster aus konzentrischen Ringen erzeugt, welches mit einer Kamera aufgenommen und überwacht wird. Aus der Analyse des Bildes können die spektrale Reinheit und die Frequenz des Leistungslasers ermittelt werden. Sollten Probleme wie Emission von multiplen Moden auftreten, werden diese direkt erkannt und berücksichtigt. Bevor das Licht in die Atmosphäre gelangt, durchläuft es ein Aufweitungssteleskop. Der Strahl wird von 2 mm auf 20 mm aufgeweitet um die Divergenz des Strahls zu verringern. Nach der Aufweitung hat der Strahl eine Divergenz von 47 µrad. Das entspricht einem Strahldurchmesser von 4,7 m in 100 km Höhe. Der Aufbau des Systems ist in Abbildung 3.3 skizziert.

Der Empfangszweig unterteilt sich in Teleskop, Tageslichtunterdrückung, Detektionselektronik und die computergestützte Datenerfassung. Der Teleskopspiegel hat 80 cm Durchmesser und eine Brennweite von 190 cm. Im Brennpunkt wird das Licht in eine Glasfaser eingespeist. Da das Teleskop Licht aller Wellenlängen auffängt, ist es notwendig das Licht *aufzubereiten*. Dafür werden die Wellenlängen durch einen

^{III}<http://www.light-age.com/>

^{IV}Durch das Seeding emittiert der Leistungslaser schmalbandig Licht auf der Wellenlänge des Seeder–Laser im single–mode–Betrieb.

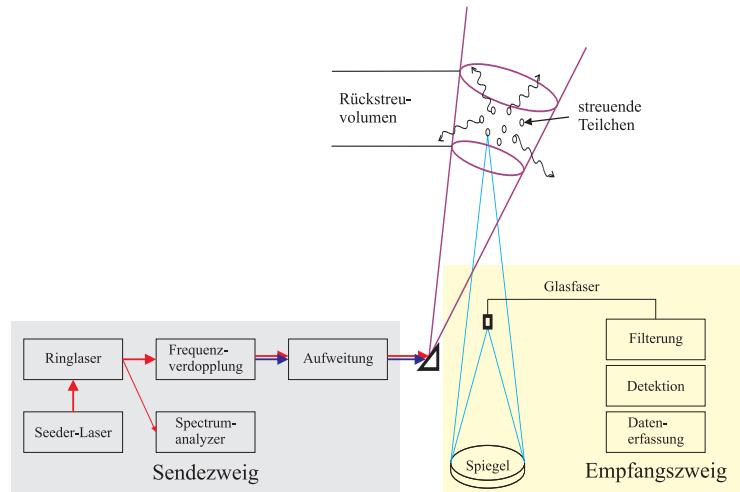


Abbildung 3.3. Prinzipskizze zum Lidaraufbau. Links ist der Sendezweig mit den im Text beschriebenen Komponenten zu sehen. Rechts ist der Empfangszweig dargestellt.

achromatischen Strahlteiler für die Messungen mit 772 nm und 386 nm getrennt und durch Filter und mehrere Etalon wird der Untergrund reduziert. Im Anschluss werden die Photonen in definierten Zeitintervallen, welche bestimmten Höhenbereichen entsprechen, gezählt und die Messdaten aufgezeichnet.

Durch das aussenden von zwei Wellenlängen in die Atmosphäre bietet sich die Möglichkeit gleichzeitig Messungen der Resonanzstreuung in der Mesopausenregion sowie der Rayleigh- und Mie–Streuung in der Strato- bzw. Mesosphäre durchzuführen. Die aus der Resonanzstreuung ermittelte Temperatur kann als Startwert für die Temperaturbestimmung mittels Rayleigh–Streuung genutzt werden (Anhang B). Bei den bisherigen Messungen lag der Fokus auf der Auswertung der Resonanzstreuung.

Doppler–Lidar

Das Eisen–Lidar ist ein sogenanntes Doppler–Lidar, denn die Dopplerverbreiterung eines rückgestreuten Resonanzsignals wird ausgewertet. Im Fall des Eisen–Lidars ist das vom Eisen zurückgestreute Signal kein klassisches Resonanzsignal. Aufgrund der atomphysikalischen Eigenschaften von Eisen werden nicht nur auf der eingestrahlten Wellenlänge Photonen emittiert. Der genutzte Übergang $a^5D_4 \rightarrow z^5D_4^0$ emittiert zu 83% bei 386,0 nm und zu 17% bei 526,9 nm [Lautenbach, 2007]. Bei klassischer Resonanzstreuung würde nur bei 386,0 nm Emission vorliegen. Daher wird das Eisen–Lidar nicht als Eisen–Resonanz– sondern als Eisen–Doppler–Lidar bezeichnet.

3.3. Sättigungsspektroskopie als Referenzfrequenz

Teil meiner Arbeit am Eisen–Lidar war der Aufbau einer neuen Referenzfrequenz für die genaue Bestimmung der Frequenz des Leistungslasers. Statt der absoluten Frequenz des Leistungslasers wird die relative Frequenz zu einer Referenzfrequenz gemessen. Diese Messungen werden mit dem Spectrumanalyzer durchgeführt. Der Leistungslaser und der Referenzlaser werden dafür in den Spectrumanalyzer eingekoppelt und über die Auswertung der entstehenden Ringsysteme im Spectrumanalyzer wird die Frequenz des Lasers bestimmt. Dazu wird aus der Position der Ringe vom Leistungslaser und der Referenzfrequenz die relative Frequenz zwischen beiden ermittelt. Darum ist notwendig, die Referenzfrequenz genau zu kennen und stabil zu halten.

Ziel des Umbaus war es, die bisherige Referenz zu ersetzen, damit das System robuster wird und auch von ungeübtem Personal bedient werden kann. Ein weiterer Vorteil der neuen Sättigungsspektroskopie ist die Möglichkeit sie per PC zu steuern und so die Fernbedienbarkeit des gesamten Lidars zu ermöglichen.

Die Referenzfrequenz muss stabil sein, um eine genaue Frequenzbestimmung zu gewährleisten. Durch die Spektroskopie an atomaren Übergängen kann eine solche Referenz realisiert werden. Ein Problem der Spektroskopie stellen Effekte dar, die das Spektrum verbreitern. Besonders die Dopplerverbreiterung der Linien verringert die Genauigkeit der Spektroskopie. Die Sättigungsspektroskopie stellt ein Verfahren dar, bei dem die Dopplerverbreiterung des Absorptionsspektrums unterdrückt wird. Wir nutzen das atomare Spektrum von Rubidium und dopplerfreie Sättigungsspektroskopie.

Der Aufbau der ersten Sättigungsspektroskopie für das Eisen–Lidar und des Spectrumanalyzers war Gegenstand von [Schaarschmidt, 2006]. Die damals verwendeten Bauteile wurden ersetzt, um mit den neuen Komponenten ein robusteres und einfacheres System zu realisieren. Die verwendeten Geräte stammen von den Firmen Optica^V und TEM^{VI}.

3.3.1. Der Laser

Im ersten Schritt wurde der zuvor genutzte gitter–stabilisierte Laser durch einen DFB–Laser ersetzt. DFB steht für distributed feed–back. Bei DFB–Laserdioden weist das aktive Material periodische Strukturen auf, die mit wechselnder Brechzahl ein eindimensionales Interferenzgitter (Bragg–Reflektor) bilden. An diesem Gitter kommt es zu wellenlängenselektiver Reflexion und es bildet die optische Rückkopplung des Lasers. Der Vorteil dieser Laser ist der besonders stabile und einfache Betrieb. Außerdem kann dieser Laser über einen extrem großen Frequenzbereich von ca. einem

^Vwww.toptica.com

^{VI}www.tem-messtechnik.de/

THz durchgestimmt werden, was beim Betrieb der Sättigungsspektroskopie von Vorteil ist.

Über die mitgelieferte Elektronik kann der DFB–Laser über Temperatur, Spannung und Strom auf eine Frequenz eingestellt werden. Diese Einstellung ist jedoch nicht stabil genug, um schon als Frequenzstandard zu dienen. Allein durch Temperaturänderungen im Lidar–Container schwankt die Frequenz des DFB–Lasers um einige 100 MHz.

Die Laserfrequenz wird außerdem von vielen hochfrequenten Störquellen beeinflusst. Der Leistungslaser und andere Geräte sind ständige Quellen für störende Schallwellen und Vibrationen, die die Frequenz des DFB–Lasers stören können. Zusätzlich sind sie Quellen für elektronische Störungen, die ein Rauschen in der Stromversorgung des Lasers verursachen und so ebenfalls die Frequenz beeinflussen. Die Messung der Frequenz des Referenzlasers mit dem Spectrumanalyzer erfolgt in nur 100 µs. Darum ist es notwendig die Frequenz des DFB–Lasers mit einem schnellen und hochfrequenten Lock–Verfahren zu stabilisieren.

3.3.2. Rubidium–Sättigungsspektroskopie

Für die Laserspektroskopie wird ein durchstimmbarer, quasi–monochromatischer Laser benötigt, um die Atome aus dem Grundzustand in einen höheren anzuregen. Maximale Anregung bei ruhenden Atomen wird erreicht, wenn die Laserfrequenz mit der Frequenz des Übergangs übereinstimmt. Befinden sich die Atome relativ zum Laserstrahl nicht in Ruhe, ist diese Frequenz um $\pm\delta\nu = (v/c)v$ verschoben, je nach Bewegungsrichtung des Atoms. Damit führt der Dopplereffekt zu einer Verbreiterung der Linien im Spektrum. Im thermischen Gleichgewicht unterliegen die Geschwindigkeiten v der Atome der Maxwell–Boltzmann–Verteilung. Die Dopplerverbreiterung lässt sich dann folgendermaßen bestimmen [Demtröder, 2007]

$$\delta\nu_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M}. \quad (3.4)$$

Für ^{87}Rb bei Raumtemperatur ($T = 300$ K) beträgt die Dopplerverbreiterung 511 MHz wohingegen die natürliche Linienbreite des hier genutzten D₂–Übergangs ($5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$) nur 6 MHz beträgt. Die natürliche Linienbreite ist von der Lebensdauer des Übergangs, hier 26,24 ns, abhängig. Die Verbreiterung durch den Dopplereffekt wird auch als *inhomogen* bezeichnet, da die Absorption von der Geschwindigkeit abhängig ist. Die gemessene Absorption ist die Mittelung über alle vertretenen Geschwindigkeiten.

Wird die Rubidium–Probe mit einem Laser bestrahlt, stört der Laser das thermische Gleichgewicht. Wechselwirkt der Laser resonant mit Atomen werden diese vom Grund- in einen höheren Zustand angeregt. Die Besetzungsichte des absorbierenden Niveaus verringert sich entsprechend dem Gleichgewicht aus Anregung und spontaner Relaxation. Man spricht dann auch von *hole burning* oder dem *Bennet–Loch*.

Abbildung 3.4 veranschaulicht diesen Effekt.

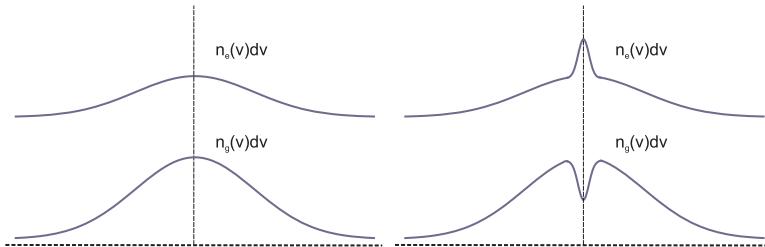


Abbildung 3.4. Im thermischen Gleichgewicht sind der Grund- und der angeregte Zustand Maxwell-Boltzmann-verteilt (links). Der Laser stört das Gleichgewicht, die resonante Geschwindigkeitsklasse reduziert/erhöht die Besetzungszahl im Grund-/angeregten Zustand (rechts).

Dieses *Loch* ist aber allein durch den sättigenden Laser nicht nachweisbar, wenn dieser in der Frequenz durchgestimmt wird. Denn die Absorption des Lichts sinkt bei einem inhomogenen Absorptionprofil bei jeder Frequenz um den gleichen Betrag. Erst wenn der sättigende Laser in der Frequenz festgehalten, oder wenn zwei Laserstrahlen verwendet werden, kann das Loch detektiert werden. Im Fall der hier verwendeten **CoSy**^{VII} von TEM wird der einfallende Laserstrahl in einen starken Pumpstrahl und ein schwächeren Probestrahl aufgeteilt. Beide Strahlen werden dann parallel aber gegenläufig durch die Rubidium-Zelle geleitet und Photodioden messen die Intensitäten der einzelnen Strahlen. In Abbildung 3.5 ist das Funktionsprinzip skizziert.

Der Pumpstrahl ändert das Besetzungsverhältnis wie oben beschrieben und der Probestrahl detektiert diese Veränderung, indem die Absorption des Probestrahls mit einer Photodiode gemessen wird. Da die Strahlen gegenläufig sind, erzeugt ein Atom das sich beispielsweise vom Pumpstrahl weg bewegt dort eine Rotverschiebung. Da es sich dann aber auf den Probestrahl zu bewegt resultiert dort eine Blauverschiebung. Damit wechselwirken beide Strahlen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsklassen und die Besetzungsichte der Atome die resonant zum Probestrahl sind, wird durch den Pumpstrahl nicht verändert. Befinden sich die Atome aber in Ruhe zu den Strahlen, wechselwirken beide resonant mit dem Übergang. Die Zahl der Atome, die vom Probestrahl angeregt werden kann, ist durch den Pumpstrahl reduziert. Damit sinkt die Absorption des Probestrahls, was sich durch den sogenannten *Lamb Dip* im Spektrum bemerkbar macht. Die Breite des Lamb Dips ist durch die natürliche Liniенbreite begrenzt.

Bei der Spektroskopie mit Rubidium muss auch die Fein- und Hyperfeinstrukturaufspaltung beachtet werden. Wobei die Feinstrukturaufspaltung sehr groß ist und mehrere nm auseinander liegen. Wir nutzen nur den D₂-Übergang mit $\lambda = 780,241 \text{ nm}$. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung entsteht infolge von Wechselwirkung der magne-

^{VII}Compact Saturation Spectroscopy

tischen Momente der Elektronen mit dem Atomkern. ^{87}Rb hat im Grundzustand den Gesamtdrehimpuls der Elektronen $J = 1/2$ und den Kerndrehimpuls $I = 3/2$. Daraus ergibt sich für den Grundzustand der Gesamtdrehimpuls des Atoms $F = 1$ oder $F = 2$. Im angeregten Zustand sind für F die vier Werte $0 \dots 3$ möglich. In Abbildung 3.6 ist die Hyperfeinstrukturauflösung von ^{87}Rb gezeigt.

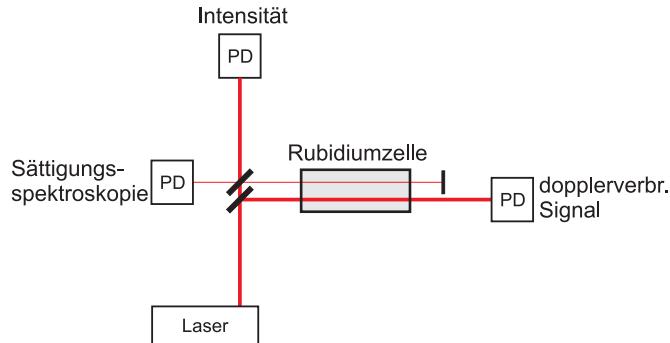


Abbildung 3.5. Funktionsprinzip der CoSy mit Strahlaufteilung und Strahlengang.

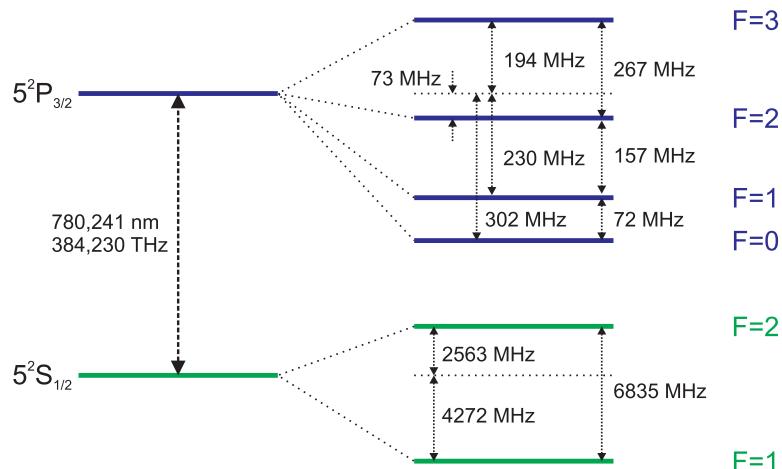


Abbildung 3.6. Hyperfeinstruktur von ^{87}Rb [TOPTICA Photonics, 2005].

Zusätzlich müssen noch sogenannte *cross-over*-Resonanzen berücksichtigt werden. Sie treten auf, wenn zwei Übergänge mit verschiedenen Frequenzen ν_1 und ν_2 ein gemeinsames unteres oder oberes Niveau haben. In diesem Fall kann, wenn die Laserfrequenz $\nu = 1/2(\nu_1 + \nu_2)$ beträgt, der Pumpstrahl für eine Geschwindigkeitsklasse den Übergang für ν_1 und der Probestrahl für die gleiche Geschwindigkeit den Übergang für ν_2 anregen. Darum werden neben der Messung der Sättigung bei ν_1 und ν_2 auch *cross-over*-Resonanzen (CO) gemessen. Der eine Strahl ändert die Besetzung im gemeinsamen Niveau und der andere Strahl wechselwirkt mit diesem

Niveau. Dadurch werden zusätzliche Linien im Sättigungsspektrum erzeugt. Das Schema für gemeinsame Niveaus ist in Abbildung 3.7 gezeigt.

Das Sättigungsspektrum der CoSy ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Die Rubidiumzelle des CoSy ist mit den natürlich vorkommenden Isotopen ^{85}Rb und ^{87}Rb gefüllt. Neben dem Sättigungsspektrum beim Scannen über den D²-Übergang ist auch ein Detailausschnitt des ^{87}Rb -Übergangs mit den entstehenden Linien der HFS und resultierenden CO gezeigt. Durch diese verdoppelt sich die Anzahl der Linien im betrachteten Bereich.

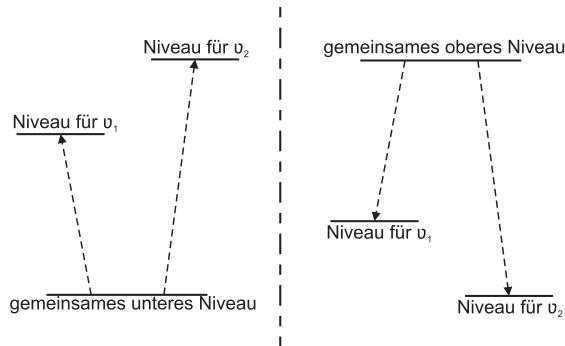


Abbildung 3.7. links: Anregung zweier verschiedener oberer Niveaus aus einem gemeinsamen unteren; rechts: Relaxation in ein gemeinsames unteres Niveau.

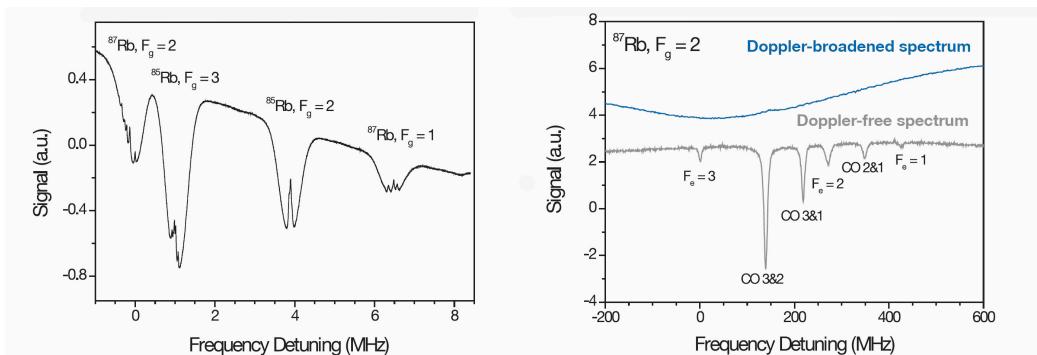


Abbildung 3.8. links: Sättigungsspektrum von Rubidium mit dopplerverbreitertem Hintergrund für 780 nm; rechts: Teilausschnitt (dopplerfrei) mit HFS- und CO-Linien [TOPTICA Photonics, 2005].

3.3.3. Pound–Drever–Hall–Verfahren

Damit der Laser fest auf einer Frequenz aus dem Sättigungsspektrum Licht emittiert, ist eine Regelung notwendig. Besonders die hochfrequenten Störungen durch Schall und Vibrationen sind durch bauliche Maßnahmen nicht zu unterdrücken. Das Pound–Drever–Hall–Verfahren, kurz PDH–Verfahren, eignet sich besonders für die hochfrequente Regelung. Ein weiterer großer Vorteil des PDH–Verfahrens ist, dass bei laufender Regelung die Laserfrequenz nicht wie bei anderen lock–in–Verfahren variiert werden muss. Außerdem erfolgt die Messung viele Millionen mal je Sekunde, wodurch dieses Verfahren äußerst schnell auf Veränderungen reagieren kann.

Beim PDH–Verfahren wird in einem ersten Schritt die Intensität des Laserstrahls hochfrequent durch Variation des Stroms moduliert. Durch diese Modulation werden neben der Frequenz ω_0 des Lasers als feste Trägerfrequenz die Seitenbandfrequenzen $\omega_S = \omega_0 \pm \omega_{mod}$ erzeugt. Wie bei einer Schwebung haben die Seitenbänder die selbe Intensität aber entgegengesetzte Vorzeichen. Um das Fehlersignal zu erzeugen, muss das Laserlicht ein absorbierendes Medium mit anomaler Dispersion durchlaufen. In unserem Fall wird das durch die Sättigungsspektroskopie realisiert. Durch das Medium wird für jede Frequenz eine Phasenverschiebung bewirkt und ein Teil des Lichtes absorbiert. Eine Photodiode mit hoher Bandbreite misst die Intensität als zeitliches Mittel über alle Frequenzen und die Modulation. Mit einem Phasendetektor wird dann ein Fehlersignal durch Mischung erzeugt, indem die gemessene Intensität mit dem Modulationssignal multipliziert wird. In Abbildung 3.9 ist ein solches Fehlersignal aufgetragen. Beispielhaft ist in rot das Signal der Sättigungsspektroskopie gezeigt, dass durch die Modulation des Lasers Seitenbänder aufweist. In blau ist das gewonnene Fehlersignal zu sehen. Der Vorteil des PDH–Verfahrens ist, dass das Fehlersignal im Bereich des Linienmaximums einen extrem steilen, linearen Anstieg und einen Nulldurchgang in der Intensität besitzt. Damit ist die Regelung unabhängig von Intensitätsschwankungen im Laserlicht oder in der Sättigungsspektroskopie.

3.3.4. Aufbau

Zunächst wurden die Geräte in Kühlungsborn in einen Testaufbau integriert. Da einige Geräte Neuentwicklungen und zum Teil noch in der Testphase waren, wurden sie auf Funktionsweise, gewünschte Stabilität und Bedienbarkeit hin überprüft. Gerade die Stabilität des Aufbaus für den späteren Betrieb im Eisen–Lidar musste gewährleistet werden. Mit vielen Testmessungen sind beispielsweise Temperaturabhängigkeit oder Störanfälligkeit bei Vibrationen getestet worden. Alle Geräte zeigten die gewünschten Eigenschaften und Stabilität und wurden anschließend im März nach Norwegen gebracht und in das Eisen–Lidar integriert. Eine Neuentwicklung in Zusammenarbeit mit dem IAP ist die verwendete CoSy. Erst durch die Erweiterung der CoSy auf eine Bandbreite von ca. 50 MHz konnte das PDH–Verfahren erstmals in dieser Form angewendet werden.

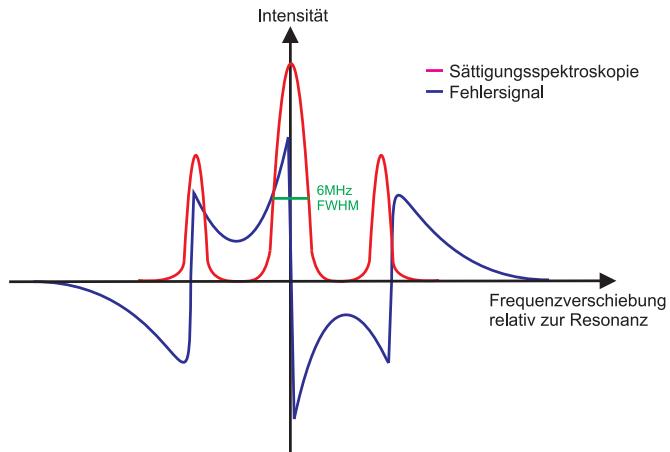


Abbildung 3.9. rot: Messsignal der Spektroskopie; blau resultierendes Fehlersignal beim PDH-Verfahren. Im Bereich des maximalen Messsignals zeigt das Fehlersignal den steilen Anstieg und lineares Verhalten.

Eine weitere große Verbesserung stellt das Digilock 110 dar. Das Digilock ist ein rekonfigurierbares, digitales Modul, das verschiedene Lock-Techniken zur Verfügung stellt. Alle vorher zum Aufbau der Stabilisierung notwendigen elektronischen Bauteile sind im Digilock in einem FPGA^{VIII} vereint worden. Dadurch ist statt vieler einzelner Geräte nur noch eines für die Regelung nötig und viele Störquellen, beispielsweise bei der Verkabelung, entfallen. Zusätzlich bietet das Digilock die Möglichkeit sämtliche Funktionen am PC zu steuern und zu überwachen. Damit geht eine erhebliche Erleichterung und Zeitsparnis im Betrieb der Spektroskopie einher und es ist jetzt möglich die Spektroskopie ferngesteuert zu betreiben. In Abbildung 3.10 ist der Aufbau der Sättigungsspektroskopie mit Laser, CoSy und Digilock skizziert.

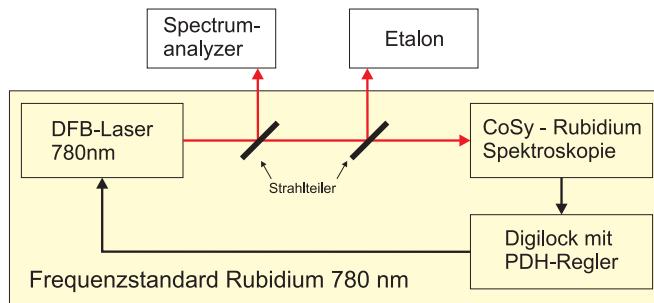


Abbildung 3.10. Aufbauskizze des Frequenzstandards mit Laser, CoSy und Digilock.

Durch die kompakte Bauweise von Laser, CoSy und Digilock war der Einbau in die

^{VIII}Ein Field Programmable Gate Array ist ein Integrierter Schaltkreis, in den eine logische Schaltung programmiert werden kann.

Nachweisbank problemlos möglich. Das Digilock ist in einem 19"–Elektronik–Rack untergebracht. Das CoSy teilt sich in zwei einzelne Geräte auf. Die Sättigungsspektroskopie selbst ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Die zugehörige Elektronik hat ein eigenes Gehäuse ähnlicher Größe (auf dem Abbildung nicht zu sehen). Neben der Spektroskopie ist der DFB–Laser verbaut und über eine Glasfaser wird das Licht zur Einkopplung geleitet. Hier wird das Laserlicht, wie in Abbildung 3.10 skizziert, aufgeteilt.

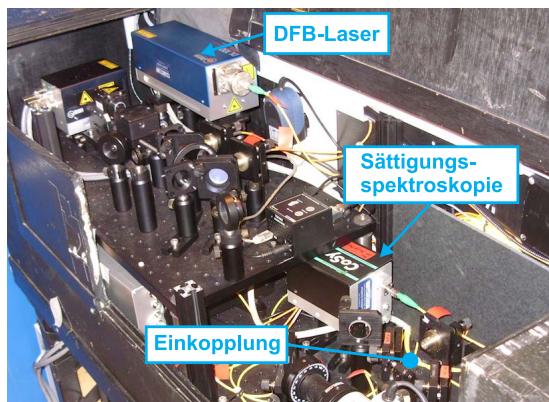


Abbildung 3.11. DFB–Laser, Sättigungsspektroskopie und Glasfasereinkopplung in der Nachweisbank.

Ein mit dem Digilock gewonnenes Sättigungsspektrum ohne dopplerverbreitertes Signal ist links in Abbildung 3.12 zu sehen. Wie schon in Abbildung 3.8 zu sehen war, weist ^{87}Rb –F2 eine gute Trennung zwischen den Linien auf. Ein Scan über den entsprechenden Bereich ist rechts in der Abbildung zu sehen. Wir nutzen für die Stabilisierung des Lasers die cross–over–Resonanz CO3&2. Durch geeignete Wahl des Dampfdrucks in der Rubidiumzelle der CoSy weist diese Resonanzlinie eine besonders gute Trennung zu den anderen Linien und eine hohe Intensität auf. Die Halbwertsbreite (FWHM) dieser Linien liegt im Bereich der natürlichen Linienbreite und beträgt ca. 6 MHz.

Um mit dem Digilock das PDH–Verfahren zu realisieren, wird der DFB–Laser über das Digilock hochfrequent moduliert und mit einem Phasendetektor im Digilock wird das Fehlersignal erzeugt. In Abbildung 3.13 ist das mit dem Digilock aufgenommene Spektrum sowie das resultierende Fehlersignal zu sehen. Mit der zugehörigen Software wird die CO3&2–Linie (oder jede beliebige andere) angewählt und die Regelung erfolgt mit einem PID^{IX}–Regler. Jedes der einzelnen Glieder des Reglers benötigt gewisse Zeitkonstanten um die Regelung aufrecht zu erhalten. Diese Zeitkonstanten können in der Software angegeben werden und wurden durch viele Testreihen von uns bestimmt.

^{IX}proportional integral derivative

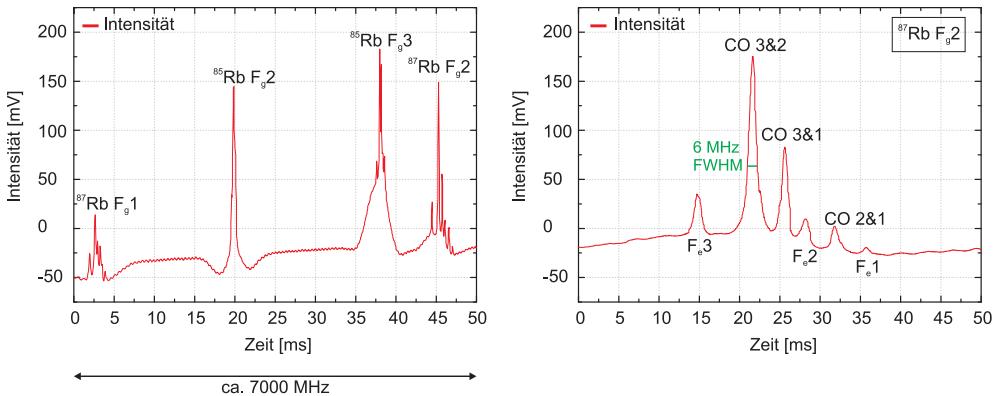


Abbildung 3.12. links: mit dem Digilock aufgenommenes Rubidiumspektrum; rechts einzelner Übergang in höherer Auflösung

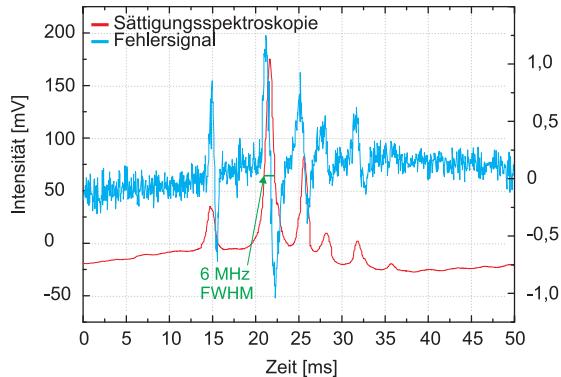


Abbildung 3.13. Mit dem Digilock aufgenommenes Messsignal (rot) und PDH–Fehlersignal (blau).

Mithilfe des neuen Aufbaus und vor allem durch das Digilock mit integrierter und rekonfigurierbarer Logik konnte die Stabilität des Systems erheblich gesteigert werden. Die zuvor verwendeten analogen Regler und Scanner waren aufgrund des schwachen Signals sehr störanfällig. Außerdem mussten die Zeitkonstanten der Regelung manuell und vor jeder Messung neu eingestellt werden. Durch die Bauart des Eisen–Lidars können Erschütterungen im Lidar und elektronische Störungen nicht verhindert werden. Diese führten dazu, dass das alte System oft ausfiel und es zu Unterbrechungen im Messbetrieb kam. Durch das neue System wurde die gesamte Technik erheblich robuster, es ist weniger störanfällig und außerdem leichter zu bedienen. Besonders die Möglichkeit der PC–Steuerung macht es erst möglich, die Kenngrößen auf einen Blick zu kontrollieren und gegebenenfalls zu korrigieren. Es ist nun nicht mehr notwendig, dass permanent ein Messtechniker im Lidar–Container zur Überwachung anwesend ist. Das Maß für die Stabilität des Referenzlasers ist der Frequenzjitter. Durch die neue Technik kann der Frequenzjitter des Referenzlasers währende der 100 µs–Messintervalle routinemäßig unter einem MHz gehalten wer-

den. Typische Werte für den Jitter im laufenden Lidar–Betrieb mit allen Störquellen liegen unter 0,5 MHz.

In Abbildung 3.14 ist die Überwachung des Referenzlasers mit dem Spectrumanalyser gezeigt. Rechts im Abbildung ist das entstehende Ringsystem zu sehen, in der Mitte ist die Frequenzdrift der Frequenz des Lasers innerhalb von 300 Pulsen zu sehen. Testmessungen zeigten, dass diese Drift nicht vom Laser verursacht wird. Vielmehr driftet das im Spectrumanalyser verwendete Etalon langsam. Die Messung wird dadurch aber nicht beeinflusst, da Relativmessungen der Frequenz durchgeführt werden. Links im Abbildung ist der Frequenzjitter zu sehen. Im Verlauf von 300 Laserpulsen betrugt der Jitter bei dieser Einzelmessung sogar nur 0,08 MHz.

Das Rubidiumspektrum reicht mit ca. 7000 MHz über einen großen Frequenzbereich. Damit kann die Genauigkeit des Spectrumanalyzers bei der Messung der Frequenzablage in verschiedenen großen Frequenzintervallen bestimmt werden. Da mit dem Digilock auf einfache Weise die Laserfrequenz auf die Rubidium–Linien abgestimmt werden kann, sind Tests schnell und präzise möglich.

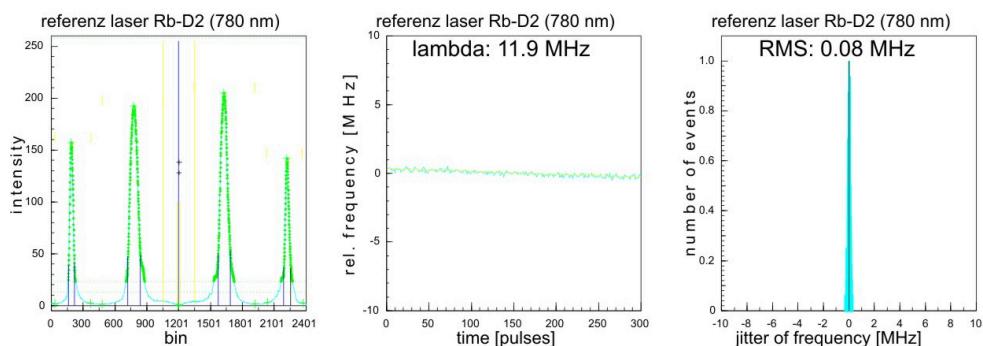


Abbildung 3.14. Überwachung des Referenzlasers mit dem Spectrumanalyser. links: Ringsystem; Mitte: Frequenzdrift; rechts: Frequenzjitter

3.4. Die Datenauswertung

Die Analyse der Daten erfolgt mittels am IAP entwickelter Programme und Methoden in der Programmiersprache DELPHI. Den Ausgangspunkt stellen die grundlegenden Gleichung für Lidar–Systeme. Die mathematischen Methoden, die den Auswertungen zugrunde zu liegen, stammen aus *Press et al.* [1992]. Einen wichtigen Aspekt in der Datenauswertung nimmt die Fehlerbetrachtung ein. In die Temperaturbestimmung gehen systematische und statistische Unsicherheiten ein. In *Lautenbach and Höffner* [2004] wurden Berechnungen dazu durchgeführt. Es zeigte sich, dass die

systematische Unsicherheit stark davon abhängt, wie die Eisenisotope Eingang in die Rechnung finden. Würde nur das häufigste Eisenisotop ^{56}Fe berücksichtigt werden, läge der systematische Fehler bei 28 K für eine gemessenen Temperatur von 200 K. Durch Hinzunahme aller Isotope verringert sich der Fehler auf ca. 0,5 K. Insgesamt wird der systematische Fehler auf 3 K abgeschätzt. Neben dem angesprochenen Fehler durch die Isotope, gehen noch die Unsicherheiten aufgrund der Sättigung der Eisenschicht, der Genauigkeit atomphysikalischer Konstanten und aufgrund des Drifts vom Spectrumanalyzer ein.

Der statistische Fehler ist durch die Eisenschicht bestimmt. Für Bereiche mit hohen Dichten sinkt er auf unter 1 K für Temperaturen, die über eine Stunde und mit einem km Höhenauflösung berechnet werden. Er erreicht aber an den Randbereichen der Eisenschicht sehr hohe Werte infolge der geringen Dichte. Im Normalfall werden nur Temperaturen zur Auswertung herangezogen, deren statistischer Fehler maximal 10 K beträgt. In den Abbildungen 3.15 und 3.16 ist diese für zwei Beispiele gezeigt. Das erste Beispiel ist eine Wintermessung unter Nachtbedingungen, das zweite Beispiel ist eine Sommermessung unter Tageslichtbedingungen. Jeweils links ist die gemessene Eisendichte für den 27.01.2009 bzw. 30.07.2008 dargestellt. In der Mitte der Bilder ist die mittlere Temperatur mit 1 h zeitlicher und 1 km vertikaler Auflösung gezeigt. Auf der rechten Seite die resultierenden statistischen Fehler. Zwischen Nacht- und Tagesmessung besteht ein großer Unterschied zwischen den angegebenen Fehlern. Für die Messung im Winter zeigt sich aufgrund der höheren Eisendichten im gesamten Messbereich ein Fehler von nur wenigen Kelvin, der über den zeitlichen Verlauf nur minimal variiert. Für den Sommer zeigt sich ein anderes Abbildung. Die mittlere Eisendichte ist geringer und die Eisenschicht schmäler, außerdem ist durch die Tagesmessung der Untergrund erhöht. Dadurch wachsen die Fehler im gleichen Höhenbereich an und liegen nur in einen kleinen Bereich unter 10 K.

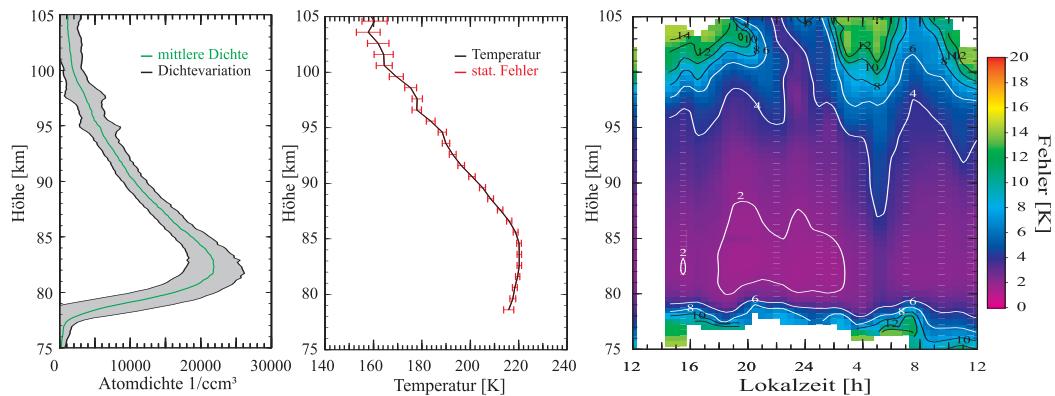


Abbildung 3.15. Messung vom 27.01.2009, links: mittlere Eisenschicht und Variation (Integration über gesamte Messdauer); Mitte: mittleres Temperaturprofil; rechts: statistischer Fehler im Verlauf der Messung

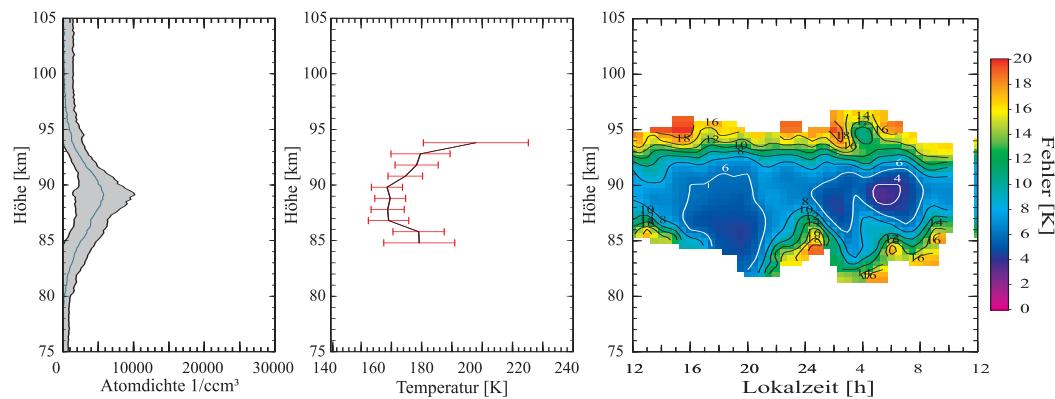


Abbildung 3.16. Messung vom 30.07.2008, links: mittlere Eisenschicht und Variation (Integration über gesamte Messdauer); Mitte: mittleres Temperaturprofil; rechts: statistischer Fehler im Verlauf der Messung

Kapitel 4.

Klimatologie der Mesopausenregion

4.1. Statistik und Messungen

Im Juni 2008 wurde das mobile Eisen–Lidar nach Andøya zum Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research, kurz ALOMAR, gebracht. Ende Juni wurde die Einsatzbereitschaft erreicht und erste Messungen durchgeführt. Die Forschungsstation ALOMAR ist auf Andøya, der nördlichsten Insel der Vesterålen. Sie liegt 250 km nördlich des Polarkreises bei 69° Nord und 16° Ost auf dem Berg Ramnan in 370 m Höhe. Dieser Standort eignet sich ausgezeichnet um die polare Atmosphäre zu untersuchen.

Trotz durchgehend schlechter Wetterbedingungen im Frühjahr 2009 und einem 2-wöchigen Defekt im Lasersystem sind ausreichend viele Messungen vorhanden, dass eine Klimatologie im Zeitraum Januar bis Oktober erstellt werden kann. Besonders hervorzuheben ist, dass die Messungen zum Großteil unter Tageslichtbedingungen und bei hohem Sonnenstand stattfanden. Die Umbauten und Maßnahmen zur Herstellung der Tageslichtfähigkeit, die in [Keller, 2006] beschrieben sind, waren erfolgreich. Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der Messzeiten seit Juni 2008. Gerade die Messungen im Sommer 2008 und 2009 setzen sich wegen des Polartages nur aus Messungen unter Tageslichtbedingungen zusammen. Im Sommer 2008 wurden außerdem erfolgreich Messungen parallel zur ECOMA–Raketenkampagne^I sowie im Januar 2009 parallel zur Delta–2–Kampagne^{II} durchgeführt.

Insgesamt kann auf Daten von 59 Messungen mit einer Gesamtdauer von fast 400 Stunden zurückgegriffen werden. Die Qualität der Messungen ist stark von den vorhandenen Eisendichten und dem Wetter abhängig. Aufgrund der polaren Wetterbedingungen (Wolkenbedeckung und Schneefall) konnten besonders in den Winter- und Frühjahrmontaten keine Messungen durchgeführt werden. Aber gerade der Zeitraum der polaren Sommermesopause bzw. die Sommermonate verfügen über eine gute Datenabdeckung. In diesem Zeitraum werden auch NLC und PMSE beobachtet, die Gegenstand der Forschung am IAP sind.

^I[HTTP://WWW.IAP-KBORN.DE/HOEHENFORSCHUNGSRAKETEN.476.0.HTML](http://www.iap-kborn.de/Hoehenforschungsraeten.476.0.html)

^{II}[HTTP://WWW.STELAB.NAGOYA-U.AC.JP/~KURI/DELTA/](http://www.stelab.nagoya-u.ac.jp/~kuri/DELTA/)

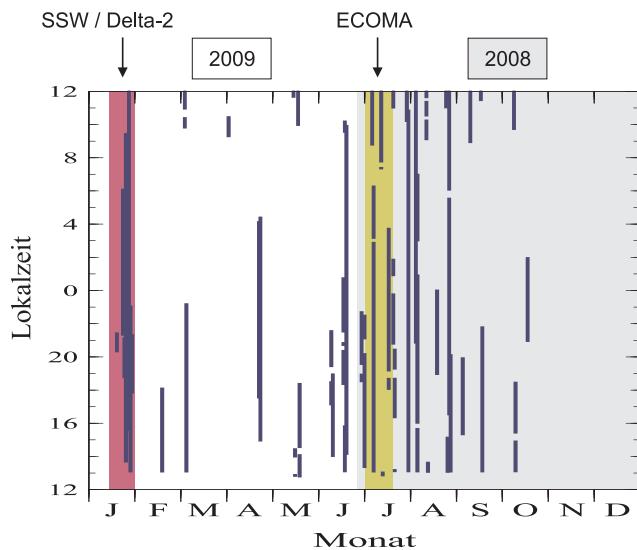


Abbildung 4.1. Tageszeitliche Verteilung der Messungen in 2008 (grau) 2009 (weiß). Markiert sind die Stratosphärenwärmung 2009 und die Raketenkampagnen.

4.2. Struktur der Eisendichte

Die Untersuchungen der Metallschichten in der Mesopausenregion tragen viel zum Verständnis der Vorgänge im Temperaturfeld, in der Dynamik und der Chemie bei. Neben Eisen werden auch weitere Metalle, etwa Kalium, Natrium oder Calcium, untersucht.

Aus vielen vorhergehenden Messungen ist bekannt, dass Metall-Dichten einer hohen tages- und jahreszeitlichen Variation unterliegen. Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf der Eisen-Hauptschicht im Messzeitraum 2008–2009. Die genutzten Dichteprofile sind über zwei Minuten (etwa 4000 Laserpulse) gemittelt und die Höhenauflösung beträgt 200 m. Daraus wird ein mittleres Profil für den Tag erstellt, wie es in Abbildung 3.15 (Mitte) zu sehen war. Aus den mittleren Profilen eines Messtages wird ein Jahresgang der Eisendichte durch Glättung mit einem 31 Tage und 2 km breiten Hann-Filter erstellt. Der Auswertealgorithmus für die Dichte ist auf Höhen über 75 km beschränkt, als minimale Dichte sind 10^3 Atome/cmm dargestellt. Für diesen Jahresgang der Eisendichte wurde keine Unterscheidung von Tag- und Nachtmessungen getroffen.

Die Schichtdicke beträgt im Winter über 25 km und im Sommer 12 km. Durch sporadische Eisenschichten, beispielsweise im Juli 2008, können die Messungen auch im Sommer eine größere Ausbreitung der Schicht nach oben hin zeigen. Eine wesentliche Besonderheit der Eisenschicht ist an deren Unterkante zu sehen. Sie reicht im Winter weiter hinunter als bisher angenommen und wurde bisher bei keinem anderen Metall weltweit beobachtet.

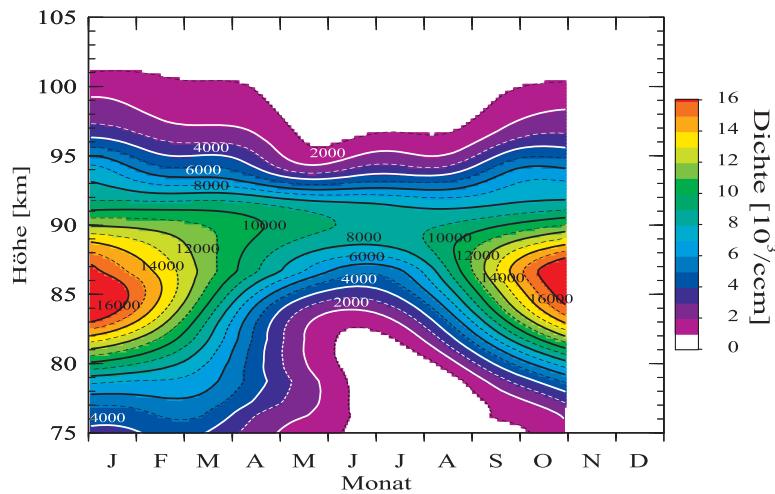


Abbildung 4.2. Hauptschicht der Eisendichte für Andøya (69°N) mit einem 31 Tage und 2 km breiten Hann–Filter geglättet ohne Unterscheidung zw. Tag- und Nachtmessungen. Minimal dargestellte Dichte 10^3Atome/ccm .

In Abbildung 4.3 sind zwei Messungen der Eisenschicht gezeigt. Teilbild (a) zeigt die Zählrate der Eisenatome vom 26.–27. Januar 2009 nach Integration der Messdaten über ca. 17h. Im Gegensatz zur linearen Darstellung der Hauptschicht, ist hier die Eisenschicht bis ca. 125 km Höhe zu sehen. In dieser Höhe liegt die detektierbare Eisendichte etwa vier Größenordnungen tiefer als bei 80 km Höhe. Darum wird dieser als *topside* bezeichnete Bereich von Metallschichten oft *übersehen*. In Höffner and Friedman [2004] wurden Messungen der topside für verschiedene Metalle verglichen und ein stärkerer Zusammenhang dieses Bereiches mit Meteoriten festgestellt als innerhalb der Hauptschicht.

Teilbild (b) zeigt eine Messung vom 17.–18. Februar 2009. In dieser linearen Darstellung der berechneten Dichte ist ein Maximum bei tiefen 78 km Höhe zu sehen. Bisherige Messungen bei anderen Metallen und auch Modellierungen zeigen Dichtemaxima im Winter bei wesentlich größeren Höhen. Das tiefe Maximum der Eisendichte ist eine Folge der Tagesmessungen.

Der Einfluss von Tagesmessungen ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Aus der Messung vom 27.–28. Januar ist zu erkennen, dass mit steigendem Sonnenstand bzw. Sonnenaufgang die Eisenkonzentration unter 80 km sprunghaft zunimmt. Danach folgt eine stetige Abnahme der Eisendichte. Auch im Vergleich mit Eisendichten für den Herbst [Alpers, 1993], zeigen unsere Messungen tiefer reichende Eisenschichten. Aber auch die früheren Messungen wurden ausschließlich nachts durchgeführt und können das sonnenstandsabhängige Verhalten der Eisendichte nicht zeigen.

Eine mögliche Erklärung sind chemische Reaktionen von Eisen und Wasserstoff. Durch die Reaktionen $\text{FeOH}_2 + \text{H} \rightarrow \text{FeOH} + \text{H}_2\text{O}$ und $\text{FeOH} + \text{H} \rightarrow \text{Fe} + \text{H}_2\text{O}$ wird Eisen durch Wasserstoff aus Reservoirgasen freigesetzt. Die Abhängigkeit vom Son-

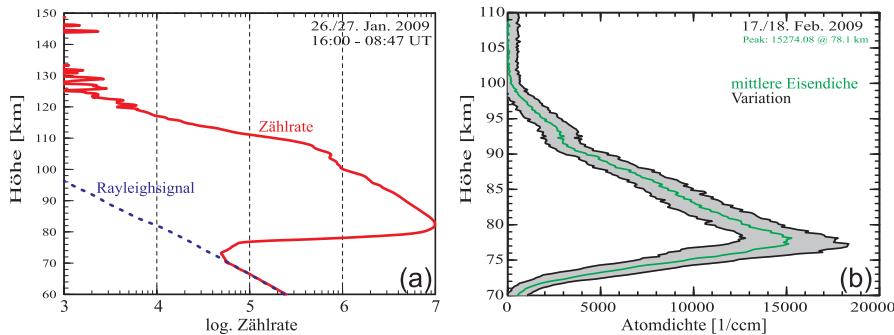


Abbildung 4.3. (a): Eisen-Zählrate am 26./27. Januar 2009. Nach Abzug des Rayleighsignals ist die Eisenschicht von 70–125 km nachweisbar.
 (b) Eisendichte am 17./18. Februar 2009 mit besonders tiefem Schichtmaximum bei 78,1 km.

nenstand ist dabei durch den Wasserstoff gegeben. Chemische Modellierungen von [Plane, 2009] zeigen, dass die Konzentration von Wasserstoff in der Mesosphäre vom Sonnenstand abhängig ist. Eine Modellierung der H-Konzentration für Januar und bei 69° Breite ist in Abbildung 4.5 zu sehen und zeigt einen steilen Anstieg der Wasserstoffkonzentration unterhalb von 80 km Höhe am Vormittag und im Anschluss ein exponentielles Abklingen der Konzentration. Durch den erhöhten Wasserstoffgehalt kann mittels der oben genannten Reaktionen Eisen freigesetzt werden. Ähnliche Reaktionen existieren auch für Sauerstoff und beeinflussen ebenfalls die Eisendichte.

Im Sommer ist eine starke Abnahme der Eisenschicht festzustellen. Besonders an der Schichtunterkante zeigt sich diese Abnahme. Dieses bekannte Phänomen geht auf sich bildende Eisteilchen zurück, die in polaren Breiten Metallschichten abbauen [Lübken and Höffner, 2004]. Messungen am Südpol zeigten, dass es speziell beim Eisen zu einem kompletten Abbau der Eisenschicht durch Eisteilchen in den Sommermonaten kommen kann [Plane et al., 2004]. Anschließende Laborexperimente zeigten, dass die Aufnahme von Eisen auf der Oberfläche von Eisteilchen besonders effektiv funktioniert. Der Abbau der Metallschicht ist auch von der Größe der Eisteilchen abhängig. Die Teilchen wachsen in Höhen über 90 km und sind als PMSE erkennbar. Sie sinken mit zunehmender Größe ab und bilden bei 83 km NLC. Die Größe der Eisteilchen beeinflusst den Abbau von Eisen, sodass in NLC-Höhe das Eisen vollständig abgebaut ist. Oberhalb von 92 km ist die Eisendichte über das Jahr konstant. Die PMSE- bzw. NLC-Saison beginnt ab Mai bzw. Juni. Die Messungen zeigen aber schon im April eine drastische Abnahme der Eisenschicht. Neben PMSE und NLC, die den Abbau von Eisen verstärken, hat offenbar ein weiterer, bisher nicht erkannter Effekt Einfluss auf die Eisenschicht, der früher einsetzt.

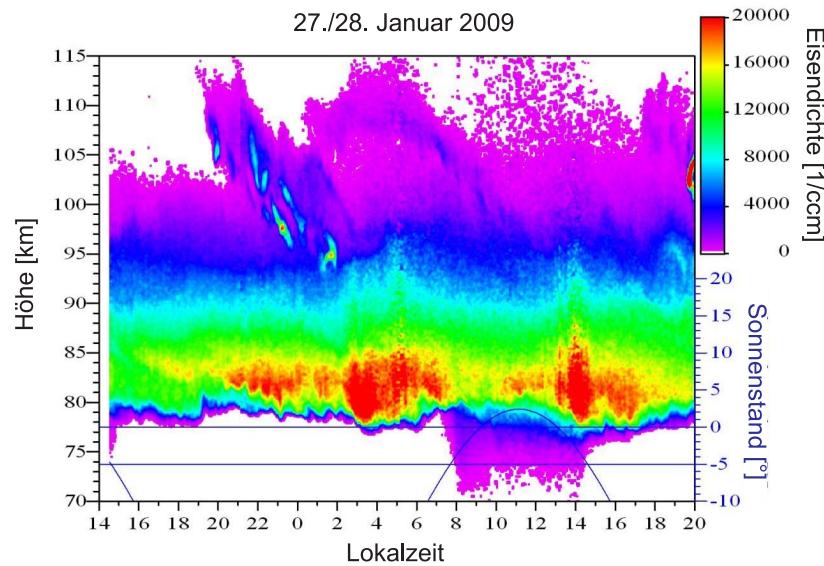


Abbildung 4.4. Eisendichte und Sonnenstand für 27./28. Januar 2009. Steht die Sonne weniger als 8° unter dem Horizont ist ein sprunghafter Dichteanstieg mit anschließendem Dichteabfall erkennbar.

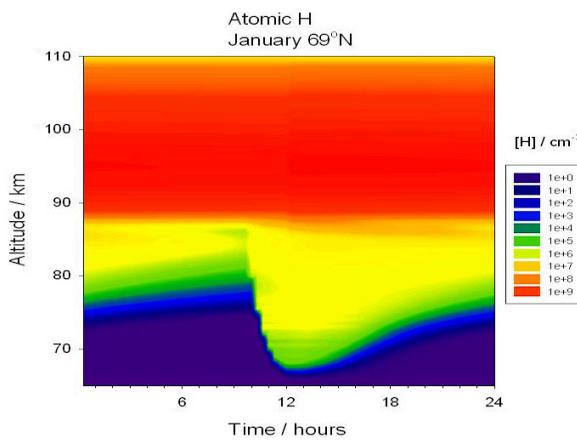


Abbildung 4.5. Wasserstoffkonzentration (Modellierung) für Januar bei 69° Breite im Bereich von 65–110 km. Mit Sonnenaufgang steigt die H-Konzentration unterhalb 80 km sprunghaft an und nimmt dann exponentiell ab [Plane, 2009].

4.2.1. Diskussion

Um die Variationen der Eisenschicht besonders an der Schichtunterkante beschreiben zu können, ist es notwendig alle Einflüsse auf die Schicht zu kennen. Die angesprochenen chemischen Reaktionen haben großen Einfluss auf die Eisendichte. Besonders im Winter zeigen unsere Messungen deren Bedeutung. Modellierungen für den Sommer von [Plane, 2009] zeigen, dass auch in diesem Zeitraum Wasserstoff für die genannten Reaktionen bis unter 70 km Höhe zur Verfügung steht. Unsere Messung konnten aber kein Eisen in diesen Höhen nachweisen.

Der saisonale Verlauf der Eisenschicht wird von zahlreichen weiteren Faktoren bestimmt. Neben der Chemie spielen darum temperaturbedingte Änderungen und der Eintrag von Eisen durch extraterrestrische Quellen eine Rolle. Die Verteilung der Eisenatome durch Diffusion und Durchmischung muss ebenfalls berücksichtigt werden. Eine ausführlichere Beschreibung der Eisenschicht bedarf also weiterer Messungen und Modellierungen, die nicht mehr Bestandteil dieser Arbeit sind.

4.3. Temperaturstruktur der Mesopausenregion

Die Mesosphäre zeichnet sich durch einen negativen Temperaturgradienten von ca. 3 K/km aus. In der oberhalb liegenden Thermosphäre ist der Temperaturgradient hingegen wieder positiv. In der Mesosphäre werden die tiefsten Temperaturen gemessen, und es existiert der Effekt der 2-Niveau-Mesopause. Dieses Phänomen wurde erstmals mit dem mobilen Kalium-Lidar festgestellt. Die Höhe der Mesopause bewegt sich innerhalb fester Grenzen von etwa 88 km im Sommer und 100 km im Winter [Zahn et al., 1996]. Die These der 2-Niveau-Mesopause wurde wenige Jahre später aufgestellt [She and von Zahn, 1998] und bis heute durch viele weitere Messungen als globaler Effekt bestätigt [Gerding et al., 2007, Fricke-Begemann et al., 2002].

Die in den folgenden Abschnitten verwendeten Temperaturen setzen sich aus Tages- und Nachtmessungen zusammen. Abbildung 4.6 zeigt den Temperaturverlauf einer Messung am 30.07.2008 und den daraus resultierenden Tagesmittelwert. Die einzelnen Temperaturwerte haben eine zeitliche Auflösung von 15 Minuten und werden über eine Stunde integriert. Für die weiteren Betrachtungen werden nur Temperaturwerte genutzt, deren statistischer Fehler maximal 10 K beträgt.

4.3.1. Jahresgang der Temperatur

Zur Untersuchung der vertikalen Temperaturstruktur sowie Veränderungen dieser, ist es notwendig lange zeitliche Mittelungen zu verwenden. Damit wird verhindert, dass zeitlich kurze aber zum Teil sehr starke Schwankungen, beispielsweise durch

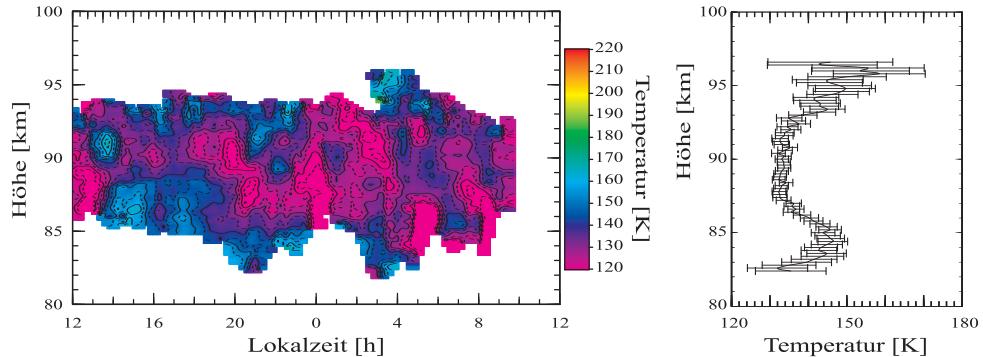


Abbildung 4.6. Temperaturverlauf am 30.07.2008 über Andøya . Links: zeitaufgelöste Darstellung; rechts: Tagesmittelwert

Schwerewellen, einen zu großen Einfluss gewinnen. Durch Glättung der Tagesmittelwerte mit einem 31 Tage und 2 km breiten Hann–Filter wird ein Jahresgang für Andøya (Abbildung 4.7) erstellt. In den Jahresgang gehen 53 Tage mit insgesamt 397 Messstunden ein.

Es ist gut zu erkennen, dass die Bestimmung von Temperaturen im Jahresverlauf nicht über alle Höhenbereiche gleichermaßen möglich ist. Grund dafür ist die diskutierte Variabilität der Eisendichte. Insgesamt können Temperaturen durchgängig im Bereich von 83 km bis 95 km Höhe ermittelt werden. Der Jahresgang kann zeitlich in vier Bereiche, Sommer, Winter und zwei Übergangszeiträume unterteilt werden.

In den Wintermonaten erstrecken sich die Messungen über den größten Höhenbereich von ca. 75 km bis 105 km. Dieser Zeitraum zeichnet sich durch eine warme und hohe Mesopause aus. Beim Übergang zum Sommer schränkt sich der Messbereich zunehmend ein und es ist in der Mesopausenregion ein nahezu isothermer, vertikaler Temperaturverlauf zu beobachten. Im Sommer sinkt die Dichte freier Eisenatome ab und Temperaturmessungen sind nur noch in einem kleinen Bereich zwischen 83 km und 95 km Höhe möglich. Anfang Juli 2008 existierten viele sporadische Eisenschichten oberhalb der Hauptschicht, so dass zu dieser Zeit Temperaturen bis in 100 km Höhe bestimmt werden konnten. Trotz des eingeschränkten Messbereiches lässt sich gut die Besonderheit der tiefen Temperaturen der Sommermesopause erkennen. Zu Beginn des Sommers sinkt die Temperatur unterhalb 95 km stark ab und erreicht Werte unter 130 K in der Höhe der Mesopause. In den Wintermonaten hingegen beträgt die Temperatur im selben Höhenbereich 200 K. Der Übergang vom Sommer zum Winter zeigt wiederum einen isothermen Verlauf der Temperatur, aber diesmal ausgeprägter, als beim Übergang im Frühjahr. Die Temperatur liegt in diesem Abschnitt zwischen 150 K und 180 K.

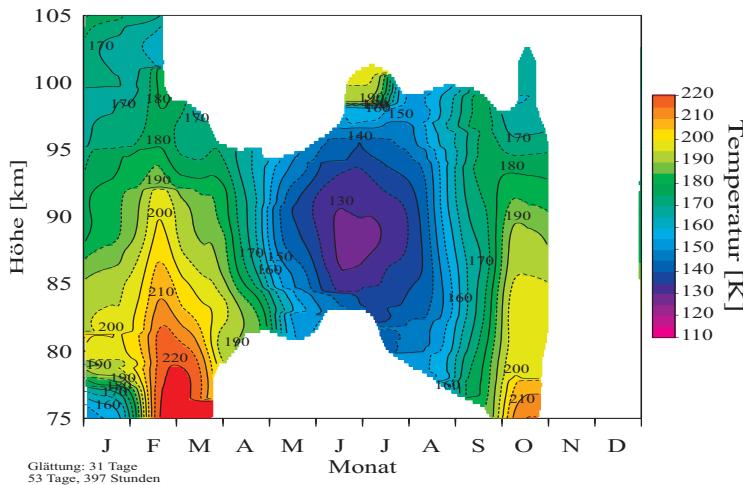


Abbildung 4.7. Mittlerer Temperaturverlauf für Andøya. 53 Messstage mit 397 Messstunden sind mit einem 31 Tage und 2 km breiten Hann–Filter geglättet.

Im Januar 2009 kam es zu einer starken Stratosphärenerwärmung (SSW). Insgesamt vier Messstage im Januar lagen in diesem Zeitraum. Die Entwicklung der Mesosphäre in diesem Zeitraum ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Zu sehen sind drei Temperaturprofile von Januar 2009. Während der SSW am 20.01.2009, beim Abklingen der SSW am 25.01.2009 sowie nach der SSW am 27.01.2009. Im Vergleich zeigt sich die mit der SSW einhergehende mesosphärische Abkühlung. Für 90 km Höhe ist die Temperatur während der SSW 40 K geringer. Besonders unterhalb von 96 km zeigt sich der Einfluss mit großen Temperaturunterschieden deutlich.

In die weiteren Betrachtung werden die Messung während der SSW nicht miteinbezogen, da sie nicht den mittleren, sondern einen speziellen Zustand der Atmosphäre repräsentieren. Ohne SSW stehen 49 Tage mit 360 Messstunden zur Verfügung. Mit der Annahme, dass die Variationen im Jahresgang periodisch durch geophysikalische Prozesse erfolgen, wird der Datensatz einer harmonischen Analyse unterzogen. Dafür wird ein Fit mit periodischen Funktionen genutzt und die Perioden werden an eine jährliche und halbjährliche Variation angepasst. Die Ansatzfunktion lautet

$$T(z) = T_0(z) + \sum_i T_i(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi(t - \phi_i)}{P_i}\right), \quad (4.1)$$

wobei $T_0(z)$ die Jahresmitteltemperatur der Höhe z angibt. T_i und P_i sind jeweils die Temperaturvariationen und Perioden für die jährliche und halbjährliche Variation. Die Phasen ϕ_i werden von der Fit–Funktion berechnet und geben den Zeitpunkt im Jahr an, an dem die Variation für jede Periode und Höhe ihr Maximum annimmt. Der Jahresgang nach dieser harmonischen Analyse ist in Abbildung 4.9 dargestellt. In den Fit gehen jedoch nur Messungen mit mehr als zehn Datenpunkten pro Höhen- und

4.3. Temperaturstruktur der Mesopausenregion Kapitel 4. Klimatologie der Mesopausenregion

Zeitbereich und einem Fehler kleiner als 10 K ein. Außerdem wird der Fit nur in den Höhenbereichen dargestellt, in denen Messungen vorhanden sind. Der so erstellte Jahresgang deckt darum einen kleineren Höhenbereich als die Glättung ab.

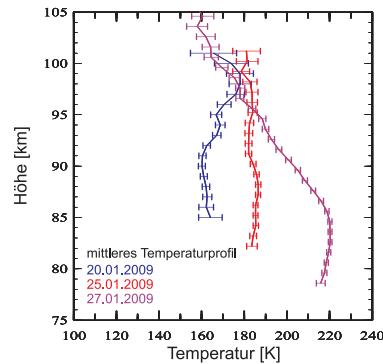


Abbildung 4.8. Temperaturrentwicklung im Verlauf der SSW 2009. Die Messungen fanden während (20. Januar), zum Ende (25. Januar) und nach (27. Januar) der SSW statt.

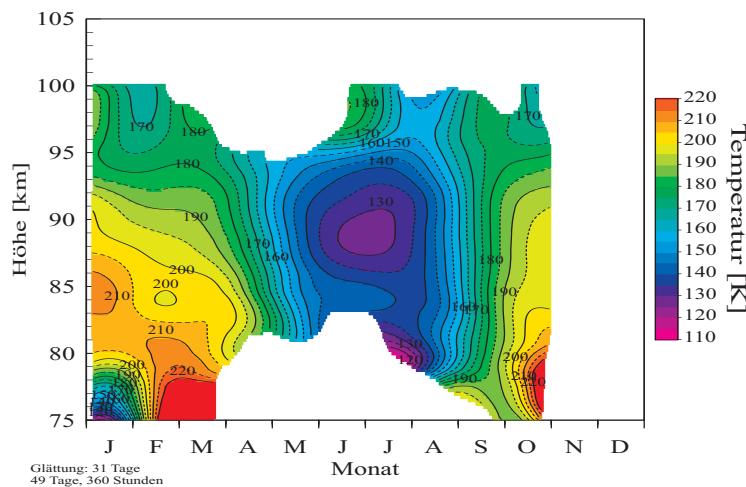


Abbildung 4.9. Mithilfe der harmonische Analyse (Gleichung 4.1) berechneter Jahresgang.

Betrachtet man die Abweichung zwischen den Messungen und der harmonischen Analyse in Abbildung 4.10 zeigt sich, dass der harmonische Fit den gemessenen Temperaturverlauf gut wiedergibt. Der Fehler des Fits beträgt ca. 6 K und liegt damit in der Größenordnung der natürlichen Variabilität der Temperaturen. In den Wintermonaten kommt es aufgrund der dann höheren Tag-zu-Tag-Variabilität zu Abweichungen zwischen Fit und Messungen. Im Sommer fällt die Variabilität geringer aus. Die Abweichungen zwischen Fit und Messung sind auf die angesprochene natürliche

che Variabilität zurückzuführen. Diese wird vor allem durch Wellen verursacht und bewirkt eine Tag-zu-Tag-Schwankung, die vom Fit nicht wiedergegeben wird.

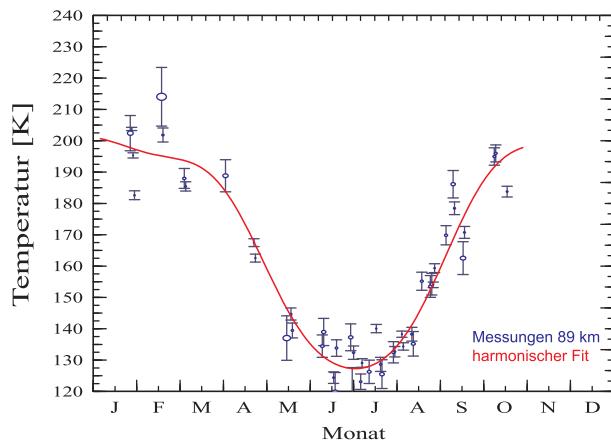


Abbildung 4.10. Messung und harmonische Analyse für 89 km Höhe.

Beim Vergleich für jeweils zwei Höhen unter- und oberhalb von 89 km in Abbildung 4.11 zeigen sich die für 89 km beschriebenen Abweichungen ebenfalls. Bedingt durch die stärkere Variation der gemessenen Temperaturen im Winter sind in allen Höhen die Abweichungen zwischen Messung und Fit größer als im Sommer und der Fit gibt die Einzelmessungen nur ungenügend wieder. Im Zeitraum der Sommermesopause werden die Einzelmessungen in allen Höhen gut, im Rahmen der natürlichen Variabilität, von der Fitfunktion wiedergegeben.

In der Betrachtung von Phase und Amplitude der harmonischen Analyse in Abhängigkeit der Höhe, Abbildung 4.12, zeigt sich die Dominanz der ganzjährigen Variation. Bis 90 km Höhe ist die Amplitude der ganzjährigen Variation um den Faktor vier größer. Grund ist die unterschiedliche Sonneneinstrahlung im Sommer bzw. Winter. Die halbjährliche Variation bewirkt, dass die Übergänge vom Winter zum Sommer und umgekehrt nicht symmetrisch sind. Der Übergang Winter/Sommer verläuft langsamer als der Übergang Sommer/Winter. Die Phasen für die ganz- und halbjährliche Variation sind konstant.

Für die folgenden Betrachtungen sowie für die Gezeitenanalyse in Kapitel 5 werden die Ergebnisse der harmonischen Analyse genutzt.

4.3. Temperaturstruktur der Mesopausenregion

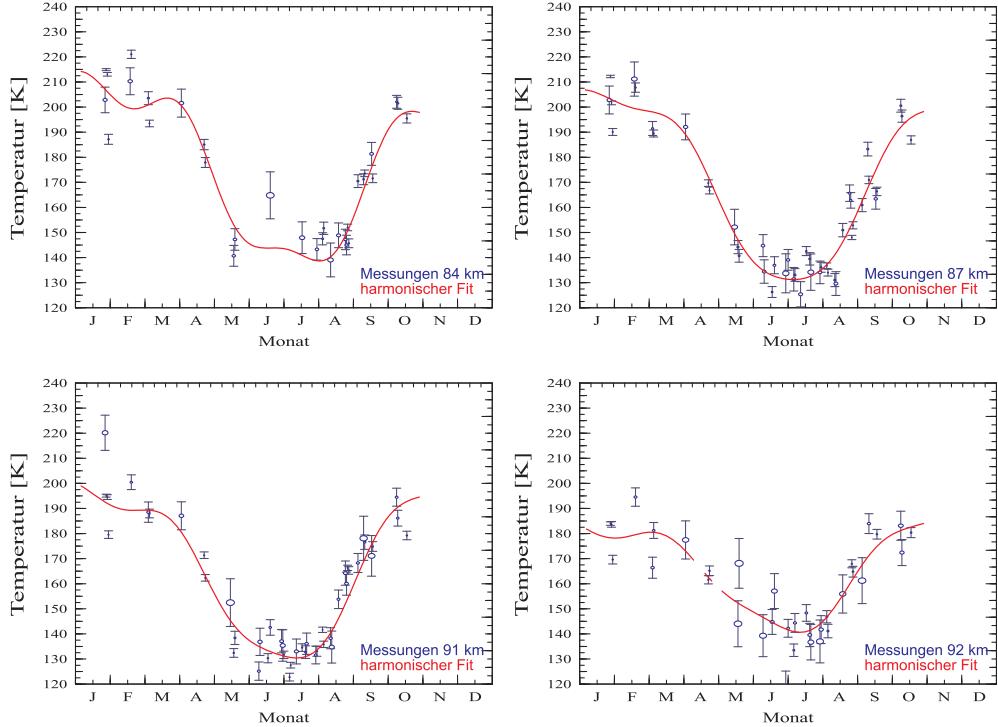


Abbildung 4.11. Messungen und harmonische Analysen für verschiedene Höhen.

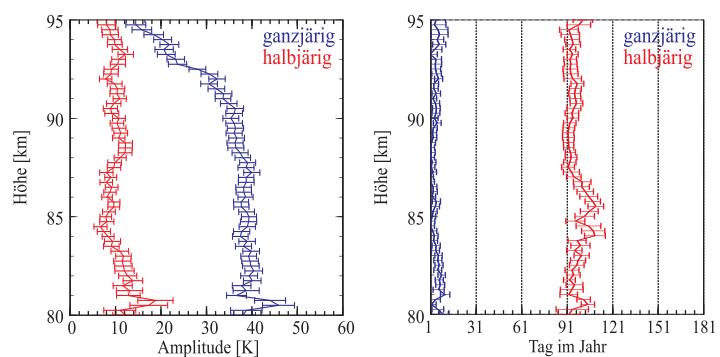


Abbildung 4.12. Amplituden und Phasen der ganz- und halbjährlichen Variationen für Andøya .

4.3.2. Die Mesopause

Die Mesopause weist den besonderen Effekt der 2–Niveau–Mesopause auf. In den Messungen von 2008 und 2009 lässt sich dieses Verhalten ebenfalls erkennen. Die Mesopause ist als Höhe der minimalen Temperatur im mittleren Temperaturprofil definiert. Die Temperaturprofile können von Schwerewellen beeinflusst sein, darum wird im Folgenden der Fit aus der harmonischen Analyse betrachtet, Abbildung 4.13.

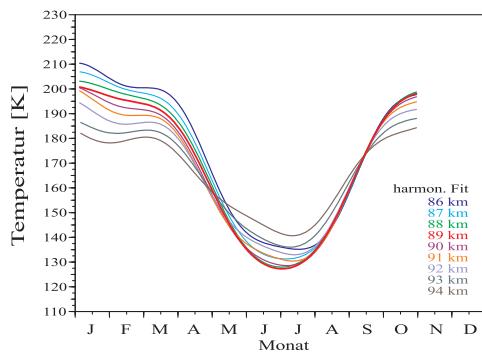


Abbildung 4.13. Temperaturverlauf für verschiedene Höhen aus der harmonischen Analyse für Andøya .

Aufgrund der wenigen Messungen in den Wintermonaten lässt sich die hohe Wintermesopause, die den Normalzustand repräsentiert, durch den Fit nicht darstellen. Sie kann jedoch aus den Einzelmessungen (ohne SSW) bei ca. 100 km beobachtet werden und ist damit in Übereinstimmung mit Messungen bei verschiedenen Breitengraden (40°N , 28°N und 90°S) [She *et al.*, 2000, Fricke-Begemann *et al.*, 2002, Pan *et al.*, 2002]. Der Vergleich verschiedener Tage während der SSW (Abbildung 4.8) zeigte, dass die Temperaturen in dieser Zeit stark absinken. Während der SSW lag die Mesopause darum zum Teil deutlich unterhalb des Normalzustandes und reichte teils bis 90 km hinunter und die Temperaturen erreichten etwa Frühjahrsniveau.

Für den Sommer ist die Datenlage besser und aus der harmonischen Analyse geht die Sommermesopause bei 89 km hervor. Zur besseren Übersicht ist der Sommerzeitraum in Abbildung 4.14 hervorgehoben. Es fallen sofort die kalten Temperaturen der Mesopause während der Sommermonate gegenüber der Wintermesopause auf. Während des Sommers sinkt die Temperatur im Bereich 88–91 km auf unter 130 K ab und erreicht ihr Minimum bei 89 km. Durch diese tiefen Temperaturen werden während der Sommermonate atmosphärische Phänomene in der Mesopausenregion wie NLC und PMSE ermöglicht. Die Sommermesopause lässt sich im Zeitraum Mai bis August beobachten, wobei die tiefsten Temperaturen wenige Tage nach dem Sommer-Solstitium erreicht werden. Während verschiedener Raketenkampagnen in den Jahren 1989 bis 1999 [Lübken, 1999] wurde die Sommermesopause bei 88 km Höhe gemessen, die Temperaturen der Mesopause lagen ebenfalls unterhalb von 130 K.

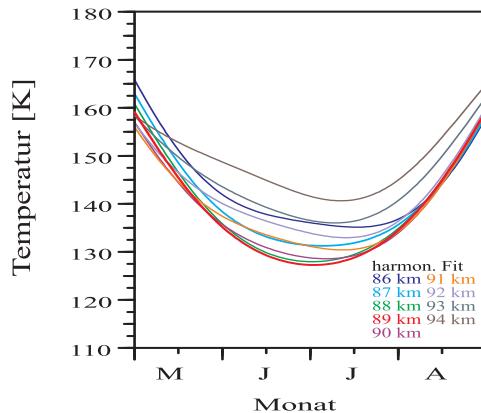


Abbildung 4.14. Harmonische Analyse im Sommer für verschiedene Höhen. Die Sommermesopause (rot) liegt bei 89 km Höhe.

Die tiefen Temperaturen der Sommermesopause lassen sich durch dynamische und chemische Prozesse in der Mesopausenregion erklären. Den größten Einfluss haben Schwerewellen bzw. deren Brechung in der Mesopausenregion. Westwärts laufende Schwerewellen werden durch den vorherrschenden Ostwind gefiltert, wohingegen sich ostwärts laufende Wellen bis in die Mesosphäre ausbreiten können. Brechen diese Wellen, sorgen sie für einen Impulsübertrag, der den Ostwind abbremst und umkehrt. Durch diese Änderung des Zonalwindes wird eine meridionale Zirkulation von der Sommer- zur Winterhemisphäre bewirkt, mit der eine starke adiabatische Abkühlung der Sommermesosphäre einhergeht. Außerdem sorgt ein Vibrationsübergang des CO₂-Moleküls im infraroten Spektralbereich für eine Abkühlung in der Mesosphäre. Dieser wird durch Stöße mit N₂ oder auch O₂ angeregt. Die Heizrate durch chemische Reaktionen von Sauerstoff, Ozon und Wasserstoff betragen 4 K am Tag und 12 K in der Nacht. Durch die lange Sonnenscheindauer im Sommer kommt es durch die Infrarotkühlung und die geringe Heizrate insgesamt zu einer negativen Netto-Heizrate und die Mesosphäre erfährt eine zusätzliche Abkühlung.

4.3.3. Vergleiche mit Fallenden Kugeln und Klimamodellen

Fallende Kugeln

Die im vorherigen Abschnitt angesprochenen Raketenmessungen stellen ein langjähriges Mittel über zehn Jahre dar. Es handelt sich um viele einzelne Raketenkampagnen, deren Ergebnisse in *Lübben and von Zahn* [1991] und *Lübben* [1999] zusammengefasst sind und für die Sommermonate als viertel-monatliche Mittelwerte vorliegen. Abbildung 4.15 zeigt einen Vergleich der Lidarmessungen mit den Ergebnissen der Raketenmessungen für verschiedene Höhen.

Die Daten der Fallenden Kugeln (FK) werden ebenfalls gefittet und mit der harmonischen Analyse verglichen. Es ist zu erkennen, dass der Verlauf des Jahresmittels aus zehn Jahren raketengestützter Messungen durch die 2008/2009 durchgeführten Lidarmessungen wiedergegeben werden kann. Besonders in Höhen bis 90 km ist eine gute Übereinstimmung feststellbar. Oberhalb von 90 km kommt es zu größeren Abweichungen. Grund hierfür ist die Messmethode der Fallenden Kugeln. Um aus diesen Messungen Temperaturen zu ermitteln, ist eine Starttemperatur in großer Höhe notwendig. Wie bei der Auswertung der Rayleighstreuung (Anhang B) wird von oben nach unten integriert um die Temperatur zu bestimmen. Die Starttemperaturen der hier verwendeten FK-Messungen stammen aus der Modellatmosphäre CIRA-86. Je nach Wahl des Startwertes können die ermittelten Temperaturen in den oberen Höhenbereichen stark variieren. Lautenbach [2007] führte einen Vergleich zwischen simultanen Messungen des mobilen Lidars und FK in Spitzbergen durch. Allein durch die Wahl der Starttemperatur schwankten die mit FK ermittelten Temperaturen in oberen Höhenbereichen stark. Ab ca. 3 km unterhalb der Starthöhe verringerte sich der Einfluss des Startwertes und das FK-Profil näherte sich dem Lidar-Profil an. Vergleiche zwischen FK und Lidarmessungen sind darum oberhalb von 90 km Höhe nur bedingt möglich.

Zusätzlich liegen für die Monate in der Winterzeit nur wenige bzw. einzelne FK-Messungen vor. Auch unsere Messungen decken nicht die ganze Saison ab. Darum zeigen beide Temperaturverläufe für diesen Zeitraum jeweils einen Einzelzustand eines Jahres an. Dadurch kommt es ebenfalls zu Abweichungen zwischen den Messmethoden.

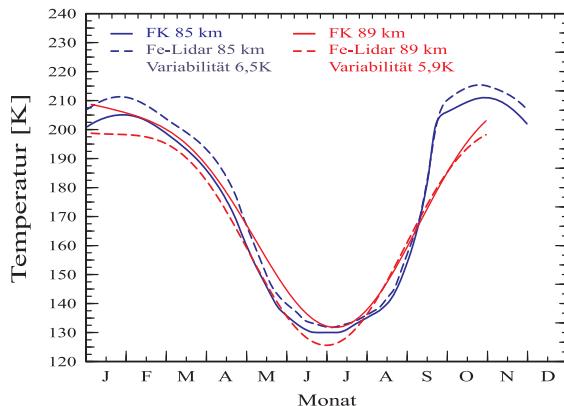


Abbildung 4.15. Temperaturverlauf der Lidarmessungen und Fallender Kugeln für 84 und 89 km Höhe. Die Variabilität gibt die Abweichung der Einzelmessung zum Fit an. FK aus [Libken and von Zahn, 1991, Libken, 1999]

Dennoch lässt Abbildung 4.15 den Schluss zu, dass es trotz des großen zeitlichen Abstandes zwischen den FK-Messungen und der Lidarmessung eine gute Übereinstimmung gibt. Sowohl der Temperaturverlauf über das Jahr, als auch die kalte Me-

sopause finden sich in beiden Kurven wieder. Der Unterschied von 1 km bei den ermittelten Mesopausenhöhen ist auf die unterschiedlichen Messjahre und damit verbundene natürliche Temperaturvariabilität zurückzuführen. In Lübken [2001] wurde festgestellt, dass es zwischen raketengestützten Messungen in den 1960er Jahren im Bereich um 69° N und den in Andøya durchgeführten Messungen [Lübken, 1999] wenige Unterschiede in der Struktur der polaren Mesosphäre gegeben hat. Es wurde aus diesen Messungen nur auf einen kleinen Temperaturtrend in der Mesopausenregion geschlossen. Betrachtet man unsere Lidar-Messungen als Weiterführung, kann dieses Ergebnis bestätigt werden. Die Unterschiede in der Temperaturstruktur zwischen den Messungen liegen mit wenigen Kelvin im Rahmen der natürlichen Variabilität und ein signifikanter Trend in der Temperaturstruktur innerhalb der letzten 20 Jahren ist nicht festzustellen.

Klimamodelle

Zum Abschluss werden die gemessenen Temperaturen mit zwei Klimamodellen verglichen. Die **CIRA–86–Modellatmosphäre** (COSPAR International Reference Atmosphere) ist ein empirisches Modell, das mit zonal gemittelten Daten arbeitet. Ein neueres Modell, die **MSIS–Modellatmosphäre** (Mass Spectrometer Incoherent Scatter Radar, hier die Version MSIS–90), vereint reale Messdaten mit analytischen Funktionen. Der Temperaturverlauf aus den Modelldaten für Andøya ist in Abbildung 4.16 für CIRA–86 (links) und MSIS–90 (rechts) gezeigt. Beide Modelle unterscheiden sich deutlich im Temperaturverlauf.

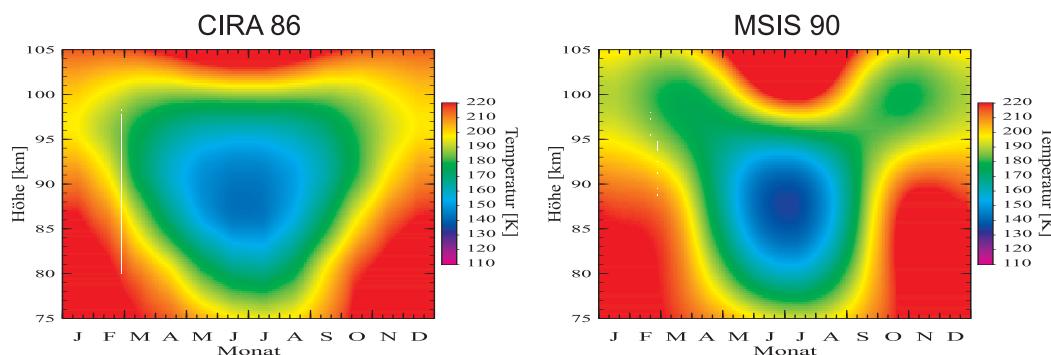


Abbildung 4.16. Temperaturverlauf für Andøya aus Modelldaten. links: CIRA–86; rechts: MSIS–90

Zum Vergleich werden die Modelldaten von den Lidarmessungen abgezogen, wodurch Abweichungen deutlich werden. In Abbildung 4.17 ist links der Abzug der CIRA–86–Temperaturen vom gefitteten Jahresgang und rechts der entsprechende Abzug von MSIS–90–Temperaturen zu sehen. Es ist aus vorherigen Vergleichen bekannt (beispielsweise [Lautenbach, 2007, Rauthe, 2008]), dass die Modellatmosphären die tatsächliche thermische Struktur und die 2–Niveau–Mesopause nur unzureichend wie-

dergeben. Darum werden Abweichungen zwischen Modellatmosphäre und Lidarmessungen, die in der Größenordnung der natürlichen Variabilität liegen ($\pm 10\text{ K}$) nicht näher betrachtet. Sind die Abweichungen größer als $\pm 10\text{ K}$, sind sie in den folgenden Abbildungen hervorgehoben in rot und blau hervorgehoben.

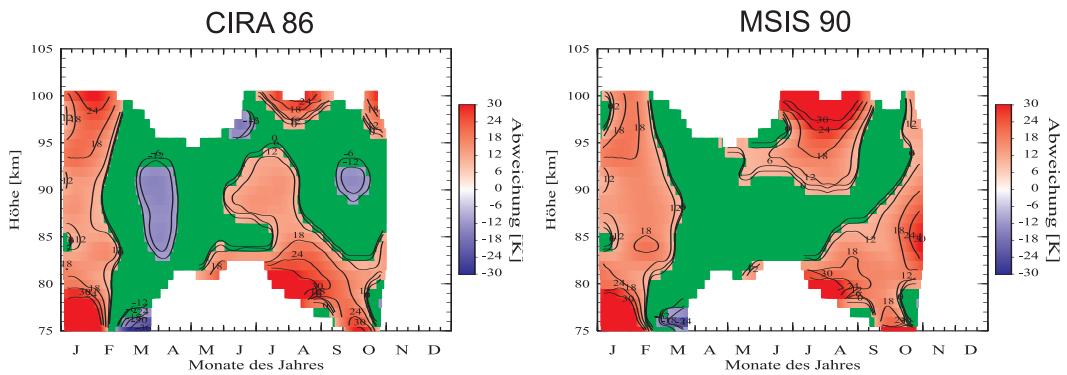


Abbildung 4.17. Abweichungen zwischen Modelldaten und Lidarmessungen; links: CIRA-86; rechts: MSIS-90. Ist das Modell wärmer (kälter) als die Messungen sind die Bereiche rot (blau) markiert. Abweichungen kleiner als $\pm 10\text{ K}$ liegen innerhalb der natürlichen Variabilität und sind grün gekennzeichnet.

Die CIRA-86 zeigt sich insgesamt zu warm, das Mittel über alle Höhen liegt ca. 8 K über dem der Messdaten. Besonders stark sind die Abweichungen zu Jahresbeginn und während der Sommermonate. Die Mesopausentemperaturen im Sommer werden nicht wiedergegeben. Die Höhe der Sommermesopause liegt höher als bei den Messungen und der saisonale Temperaturverlauf stimmt nicht mit unseren Messungen überein.

Die Abweichungen zur MSIS-90 sind ebenfalls deutlich. Im Mittel ist sie ca. 13 K wärmer als die Messungen. Dennoch wird der Bereich der Sommermesopause besser als bei der CIRA wiedergegeben. Die Abweichungen zu den Messungen liegen im Bereich bis 10 K. Die Höhe der Sommermesopause liegt bei 88 km und der saisonale Verlauf stimmt besser überein.

4.3.4. Diskussion

Die hier vorgestellten ersten Messungen mit dem Eisen-Lidar bestätigen dessen Eignung für sonnenstandsunabhängige Messungen in der Mesopausenregion. Aus den Messungen konnte ein erster Überblick über die Eisenschicht und den Temperaturverlauf erstellt werden. Sie eignen sich für den Vergleich mit früheren raketengestützten Messungen und Klimamodellen. Es zeigen sich gute bis sehr gute Übereinstimmung zwischen zeitlich weit auseinander liegenden Messungen, und auch, dass die

reale Atmosphäre große Unterschiede zu den Modellannahmen aufweist. Auch im Vergleich zu anderen am IAP durchgeführten Messungen ([Lautenbach, 2007, Rauthe, 2008]) wird deutlich, dass die polare Sommermesopause eine Besonderheit darstellt. Für Kühlungsborn wurde die Höhe der Sommermesopause bei 87 km festgestellt und die Mesopausentemperatur lag bei 147 K. In Spitzbergen lagen die Werte bei 90 km und 120 K. Aus den Ergebnissen des Eisen–Lidars wurde die Sommermesopause bei 89 km mit 130 K ermittelt. Wohingegen die Mesopausenhöhen im Winter an allen drei Standorten bei ca. 100 km festgestellt werden können und den regulären Zustand widerspiegeln.

Im Vergleich mit den Fallenden Kugeln zeigen sich gute Übereinstimmungen zwischen zeitlich weit auseinander liegenden Messungen. Im Rahmen der natürlichen Temperaturvariabilität ist kein Temperaturtrend innerhalb der letzten Jahrzehnte für die Mesopausenregion bei 69° N festzustellen.

Kapitel 5.

Gezeiteneffekte über Andøya

5.1. Datenaufbereitung

Um aus den gemessenen Daten Gezeitenstrukturen herauslesen zu können, werden die Messdaten aufbereitet. In einem ersten Schritt wird aus der harmonischen Analyse des Jahresgangs, Abbildung 4.7, die mittlere Temperatur für jeden Tag im Jahr extrahiert und dieses *Tagesmittel* wird von den gemessenen Temperaturen jedes einzelnen Messtages abgezogen. Die Temperaturen liegen dann in Form von Temperaturabweichungen vom Tagesmittel vor.

Statt dem gefitteten Tagesmittel aus dem Jahresgang, wäre auch der Abzug des Mittelwertes der jeweiligen Messung möglich. Da die Messungen aber zeitlich nicht gleich verteilt sind, ist die Variabilität der Messungen untereinander sehr groß. Der August beispielsweise (siehe Abb. 4.9) zeigt einen linearen Temperaturgradient im zeitlichen Verlauf. Tests mit den entsprechenden Daten zeigten, dass durch den Abzug des Mittelwertes der einzelnen Messung dieser Gradient nicht ausgeglichen wird. Bei der anschließenden Mittelung über den Tagesverlauf von 24 Stunden sind nun zwei Effekte möglich. Durch die Mittelung kann der Gezeitenanteil am Temperaturgang ebenfalls herausgemittelt werden, oder aber durch den Gradient wird ein nicht vorhandener Tagesgang der Temperatur (besonders durch kurze Messungen) vorgetäuscht. Durch den Abzug des Tagesmittels aus dem Fit ist dieser Effekt minimiert.

Die Messdaten werden mit einem Kilometer Höhenauflösung und einer Stunde Zeitauflösung gemittelt um den Einfluss von Schwerewellen in den Messungen zu reduzieren. Für die Darstellung der Daten über den Tagesverlauf wird diese Mittelung beibehalten. In die Mittelung gehen neben den Messungen von 24 Stunden Dauer auch alle Messungen kürzerer Dauer ein. Dadurch wird die Statistik der Messungen im betrachteten Zeitraum verbessert, und der Einfluss langperiodischer Wellen auf die Messungen reduziert.

Für die Analyse der Messdaten wird ein nichtlinearer Regressionsalgorithmus auf Basis einer empirischen Modellfunktion, die die verschiedenen Perioden, Phasen und Amplituden der Gezeiten berücksichtigt, verwendet. Dazu wird die folgende Funkti-

on der harmonischen Gezeitenanregung entsprechend mit Cosinus-Funktionen verwendet

$$T(z) = A_0(z) + \sum_i A_i(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi(t - \phi_i)}{P_i}\right). \quad (5.1)$$

Mit der Funktion wird die Temperatur $T(z)$ in einer Höhe (z) berechnet, die von mehreren Parametern abhängig ist. Diese werden entweder vom Fit selbst ermittelt oder geeignet, wie die Periode beispielsweise, vorgegeben. $A_0(z)$ wird für jede Höhe ermittelt und berücksichtigt den oben beschriebenen Abzug des Tagesmittelwertes aus dem Jahresgang von den Messungen. Dies ist wichtig, um sicherzustellen, dass der Fit auch dann korrekt läuft, wenn der Jahresgang im Vergleich zu den Messungen insgesamt zu warm oder zu kalt war. Die Perioden P_i der einzelnen Gezeiten werden fest vorgegeben und entsprechen 24, zwölf, usw. Stunden. A_i sind die entsprechenden Amplituden der Gezeit und werden wie die Phasen ϕ_i durch die Regression ermittelt. Als Phase wird die Zeit im Intervall $[0, P_i]$ angegeben, zu der die betrachtete Gezeitenwelle ihren Maximalwert annimmt. Mit t fließt die Lokalzeit in den Fit mit ein.

Die Anpassung der Fitfunktion an die gemessenen Temperaturen erfolgt mithilfe der robusten Schätzung. Als Basis dient der nichtlineare Levenberg–Marquardt–Algorithmus der nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (*least mean square fit*) arbeitet. Die robuste Schätzung bietet den Vorteil, dass Ausreißer in den Messwerten durch den Fit weniger stark berücksichtigt werden und so das Ergebnis nicht verfälschen. Für Amplitude und Phase müssen dem Algorithmus Startwerte vorgegeben werden. Test mit verschiedenen Werten zeigten, dass der Fit unabhängig von den Startwerten läuft.

In den Algorithmus geht außerdem der Fehler der Temperaturen ein. Dieser setzt sich aus dem Messfehler mit 1–2 K im Mittel und der natürlichen Variabilität der Temperaturen zusammen. In der Mesopausenregion liegt die durch Schwerewellen bedingte Variabilität im Bereich von 5–6 K [Rauthe, 2008, Höffner and Liibken, 2007]. Bei atmosphärischen Variabilitäten geht man im allgemeinen davon aus, dass sie einer Gauß–Verteilung unterliegen und so die Fehler nach quadratischer Fehlerfortpflanzung behandelt werden können. In den Algorithmus geht darum der Temperaturfehler in der Form $u = \sqrt{m^2 + v^2}$ mit der Unsicherheit der Messung m und der Variabilität v ein. Der Fehler wird zusätzlich mit der Anzahl der eingehenden Einzelwerte gewichtet. Ein Temperaturmittelwert aus vielen Einzelmessungen wird durch den Fit stärker berücksichtigt als ein Temperaturmittelwert aus wenigen Einzelmessungen. Dieser Schritt ist notwendig, da nicht alle Zeiten gleichmäßig mit Messungen abgedeckt sind, und der Fit nicht eine Einzelmessung sondern ein Mittel aus vielen Messungen repräsentieren soll.

In den folgenden Analysen beschränke ich mich auf die Auswertung der 24- und 12-stündigen Gezeit. Durch die Hinzunahme weiterer Gezeiten wie einer acht- oder sechsstündigen, sind weitere Parameter für die Fitfunktion notwendig. Durch die ungleich verteilten kürzeren Messungen gestaltet sich die Wahl geeigneter Startparameter jedoch schwierig und Verfälschungen des Ergebnisses sind die Folge, da die

Konvergenzkriterien des Fits nicht mehr erfüllt werden. Darum wird auf die Auswertung kurzperiodischer Gezeiten bewusst verzichtet. Bei den Ergebnissen des Fits muss zudem beachtet werden, dass die Bestimmung der Phase abhängig von der ermittelten Amplitude ist. Liegen Amplitudenwert und Unsicherheit nahe bei einander, oder geht die Amplitude gegen Null, äußert sich das in einer großen Unsicherheit der bestimmten Phase.

Beim Ergebnis der Analyse ist zu berücksichtigen, dass bei ortsfesten Messungen an einer Station eine periodische Oszillation der Atmosphäre beobachtet wird. Diese Oszillation kann aus Überlagerungen verschiedener Gezeiten, wie migrierenden oder nicht-migrierenden bestehen. Darum ist eine eindeutige Festlegung auf eine bestimmte Gezeit nicht möglich, auch wenn anhand des Phaseverlaufs bzw. der vertikalen Wellenlänge beispielsweise nach 2.2 für die halbtägige Gezeit Rückschlüsse auf bestimmte Hough-Moden gezogen werden können. Damit die beobachteten Gezeiten eindeutig klassifiziert werden können, sind Messungen an verschiedenen Standorten entlang eines Breitenkreises und entsprechender Vergleich notwendig.

5.1.1. Fallbeispiel für den 27.01.2009

Im Folgenden wird an einem Beispiel das beschriebene Analyseverfahren demonstriert. In Abbildung 5.1 ist der Temperaturverlauf der Messung am 27.01.2009 gezeigt. Diese Messung enthält Daten über 21 Stunden. Nach Abzug des Tagesmittelwertes aus dem gefitteten Jahresgang wird im Konturplot, Abbildung 5.2, die Abweichung der Temperaturen vom Tagesmittel deutlich. Diese Darstellung lässt erste Schlüsse auf dominierende Gezeiten zu und gibt Anhaltspunkte für mögliche Perioden, Amplituden und Phasen. An diesem Tag wurde die Temperatur demnach von einer halbtägigen Gezeit mit maximalen Temperaturen gegen 16 und 04 Uhr und stabiler Phase über den betrachteten Höhenbereich bestimmt. Es muss aber auch einen ganz-tägigen Einfluss auf die Temperatur geben, denn das Temperaturmaximum gegen 16 Uhr ist mit Amplituden bis 20 K stärker als das 04 Uhr Maximum mit Amplituden um 8–12 K.

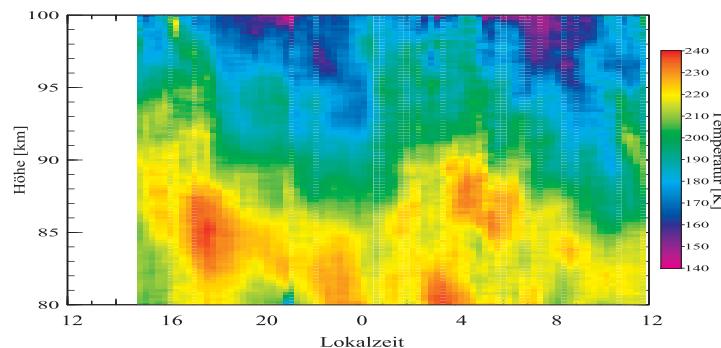


Abbildung 5.1. Temperaturverlauf am 27.01.2009

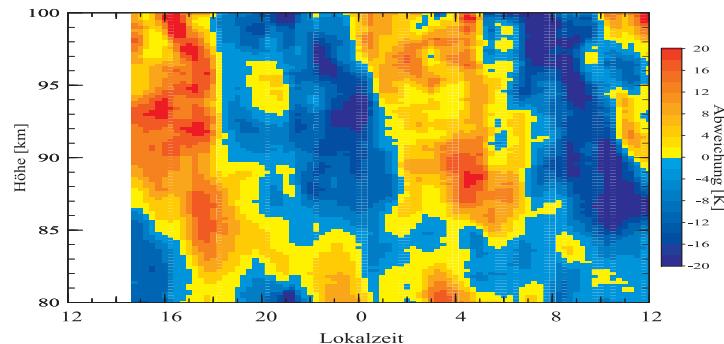


Abbildung 5.2. Abweichung zum Mittelwert aus dem Jahresgang. Rote Bereiche kennzeichnen wärmere, blaue Bereiche kältere Temperaturen als das Tagesmittel.

In Abbildung 5.3 (a) ist die Analyse der Daten gezeigt. Die über einen Kilometer und stündlich gemittelten Temperaturen für 89 km Höhe mit entsprechenden Fehlerbalken sind in dunkelrot dargestellt. Das Ergebnis des Fits für eine reine ganztägige Gezeit ist in blau, das für eine halbtägige Gezeit in rot gezeigt. Es wird deutlich, dass die halbtägige Gezeit, wie schon in Abbildung 5.2 ersichtlich, das Temperaturbild eindeutig dominiert. Die halbtägige Amplitude liegt mit 13 K deutlich über der ganztägigen Gezeit. Aber der Konturplot ergab auch, dass über alle Höhen betrachtet ein ganztägiger Gezeitenanteil wichtig ist. Darum ist in grün der Fit für eine kombinierte ganz- und halbtägige Gezeit gezeigt. Die entsprechenden Werte für Amplitude und Phase sind in der Legende vermerkt. Mit A_0 ist der für den Fit notwendige Offset angegeben. Die Phasen sind als Uhrzeiten und die Amplituden in Kelvin angegeben. Als Kriterium für den Fit ist in der Legende der Fehler (Φ) angegeben. Φ geht aus der Normierung mit der Anzahl der eingehenden Datenpunkte von χ^2 aus dem Fit-Algorithmus hervor. Werte dichter an eins bedeuten eine bessere Anpassung des Fits an die Daten. Damit ergibt sich auch für 89 km, dass der ganztägige Gezeitenanteil nicht zu vernachlässigen ist. Wird die Analyse über den gesamten Höhenbereich durchgeführt, kann aus den Amplituden und Phasen (Abbildung 5.4) die Gezeit berechnet werden. Dazu werden die Amplituden und Phasen der Gezeitenkomponenten genutzt, um mit Gleichung 5.1 die Temperaturvariation im Tagesverlauf zu bestimmen.

Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Die Gezeitenstruktur aus dem Konturplot kann insgesamt gut mit der kombinierten Gezeit bzw. der sich ergebenden Temperaturvariation wiedergegeben werden. Der zeitliche Verlauf stimmt überein und lediglich kleinskalige Variationen werden aufgrund fehlender niedrigerer Perioden und der größeren Auflösung der Analyse nicht wiedergegeben. Darauf sind auch die Abweichungen im Bereich 80–84 km Höhe zurückzuführen.

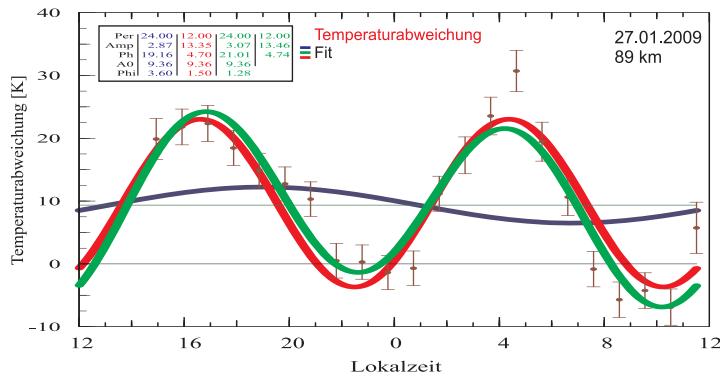


Abbildung 5.3. Analyse für 89 km Höhe am 27.01.2009. blau: ganztägige, rot: halbtägige Gezeit; grün: Kombination beider Komponenten

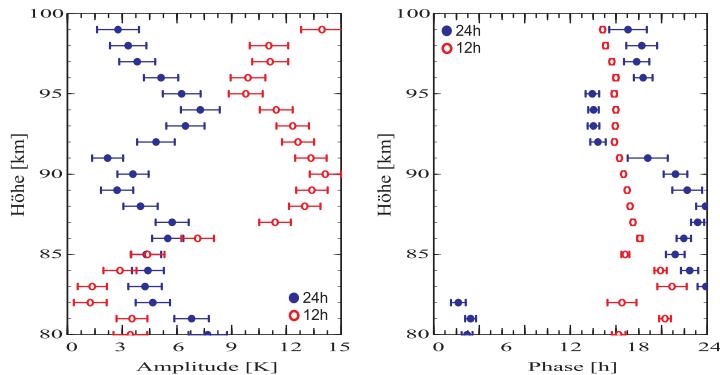


Abbildung 5.4. Amplituden und Phasen der 24- und 12-stündigen Komponenten als Funktion der Höhe.

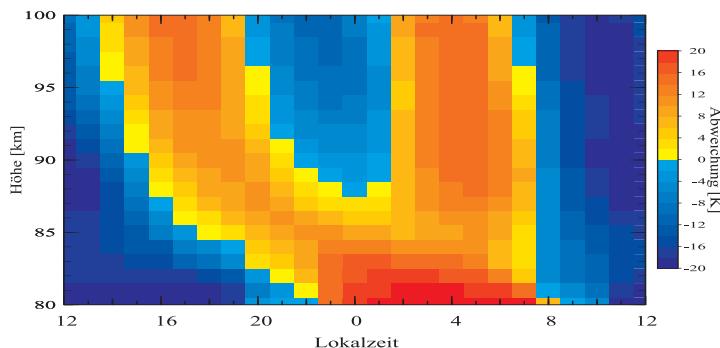


Abbildung 5.5. Aus der Analyse berechnete Temperaturvariation mit Halb- und Ganztagesgang.

Hier ergibt die Berechnung einen stärkeren ganztägigen Einfluss, als ihn der Konturplot zeigt. Im Konturplot ist zu erkennen, dass in diesem Höhenbereich kurzperiodische Schwankungen vorliegen, die vom Fit mit 24 und zwölf stündiger Variation nicht wiedergegeben werden können. Das Beispiel verdeutlicht, dass das beschriebene Verfahren zur Analyse der Temperaturstruktur auf Gezeiteneinflüsse geeignet ist.

Bei den folgenden Analysen wurde der Fit auf diese Weise durchgeführt. Bei Sichtung der einzelnen Ergebnisse für die betrachteten Höhen zeigte sich, dass in allen Zeiträumen die Temperaturvariation am besten durch eine Gezeit mit ganz- und halbtägigem Anteil repräsentiert werden kann. Die Amplituden und Phasen werden im nächsten Abschnitt untersucht.

5.2. Gezeiten am Standort Alomar

5.2.1. Die Monate Juni, Juli und August

Die Temperaturvariationen über Andøya wurden mit der oben beschriebenen Analysemethode für die Monate Juni, Juli und August analysiert. Die Messungen der einzelnen Monate werden stündlich und über einen Kilometer gemittelt um einen Monatsmittelwert zu repräsentieren. Zunächst werden für die drei Monate die Konturplots der Temperaturabweichung (entsprechend Abbildung 5.2) gezeigt und die 24- und zwölfstündige Gezeit entsprechend Gleichung 5.1 berechnet. Amplituden und Phasen der Gezeit werden gegenübergestellt und mit dem GSWM¹-Modell verglichen [Hagan et al., 1997].

Die Konturplots (Abbildung 5.6) offenbaren die Schwierigkeit der Gezeitenanalyse. Die Temperaturstruktur weist viele kleinskalige und zeitlich begrenzte Variationen auf. Außerdem wird deutlich, dass neben den kleinskaligen Variationen, die 24- und zwölfstündige Gezeit nicht über den jeweils betrachteten Höhenbereich zu erkennen ist. Die Bestimmung von Amplituden und Phasen für die Gezeitenkomponenten ist darum mit einem größeren Fehler im Vergleich zum Fallbeispiel mit deutlichen Gezeitenstrukturen verbunden.

Im Juni (5.6 (a)) ist bis 90 km Höhe eine ganz- und oberhalb zusätzlich eine halbtägige Variation zu erkennen. Im Juli (5.6 (b)) dominiert ebenfalls bis 90 km Höhe die ganztägige Gezeit das Abbildung. Oberhalb nimmt die Variation zu und ein halbtägiger Anteil kommt hinzu. Im August (5.6 (c)) ist über den gesamten Bereich eine halbtägige Gezeit zu erkennen. Der ganztägige Anteil äußert sich in verschiedenen Maximalwerten. Die Konturplots machen außerdem deutlich, dass die folgenden Analysen nicht in jedem Monat über die gleichen Höhenbereiche durchgeführt werden können.

¹global scale wave model; Numerischen Modell für planetare Wellen und thermische Gezeiten vom National Center for Atmospheric Research, NCAR

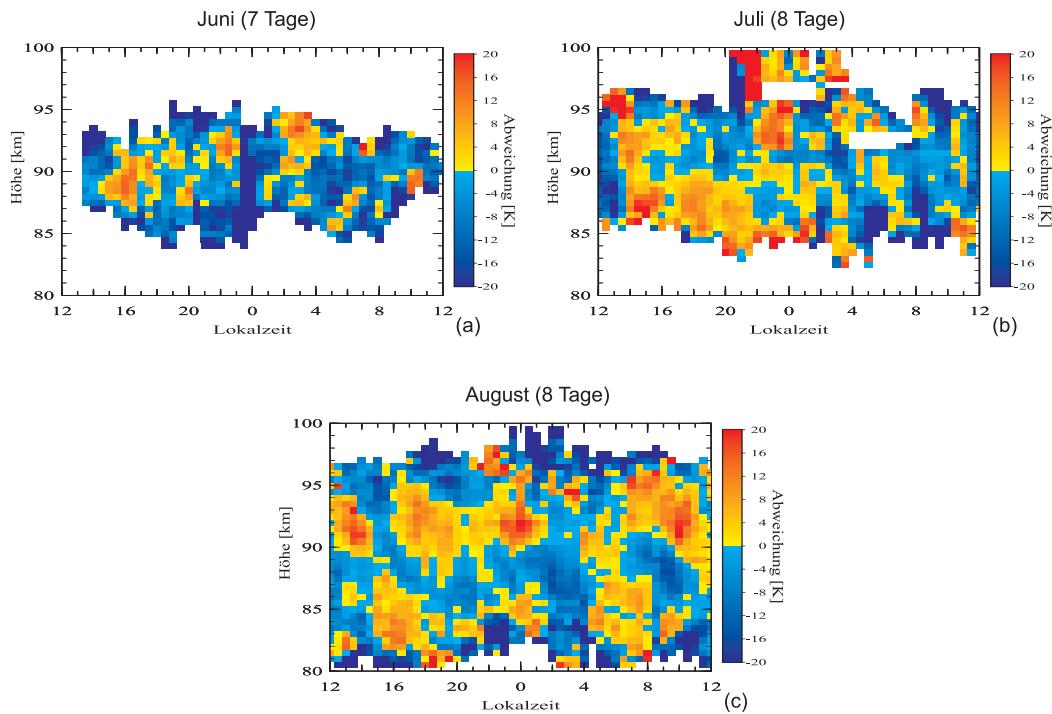


Abbildung 5.6. Abweichung der Temperatur zum Mittelwert für Juni (a), Juli (b) und August (c).

Im Gegensatz zu den bisherigen Betrachtungen musste im Juli die Fehlergrenze auf 15 K angehoben werden. Damit stehen im Bereich 87–93 km ausreichend Messwerte für die Analyse zur Verfügung. Im Juli und August liegt die Fehlergrenze wieder bei 10 K. Im Juli kann die Analyse von 87–95 km und im August über den größten Bereich von 83–95 km durchgeführt werden.

24-stündige Gezeit über Andøya

In Abbildung 5.7 sind die Amplituden und statistischen Fehler für die ganztägige Gezeit jeweils für Juni, Juli und August dargestellt. Juni und Juli zeigen in der Amplitude ein komplexes Verhalten mit wechselnden Amplituden über den Höhenbereich. Im August nimmt die Amplitude zunächst bis 85 km Höhe ab. Danach wächst die Amplitude in etwa exponentiell an. Der klassischen Theorie nach ist dies eine Eigenschaft propagierender Moden, in polaren Breiten sollen aber die nicht-propagierenden das Gezeitenbild dominieren. Im Vergleich zum GSWM sind die ermittelten Amplituden erheblich größer und die höhenabhängige Variation wird vom Modell nicht wiedergegeben.

Aus der Phase 5.8 im Juli geht für die ganztägige Gezeit eine nach unten propagierende Gezeit hervor. Der klassischen Theorie nach, sollte in polaren Breiten aber

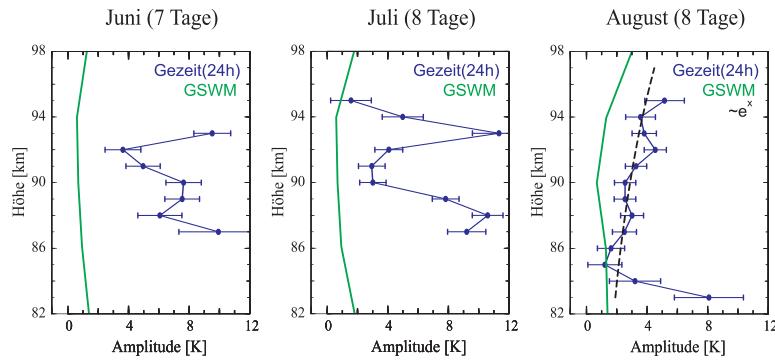


Abbildung 5.7. Amplitude der ganztägigen Gezeit für Juni, Juli und August. grün: GSWM-Modelldaten.

eine nicht-propagierende Gezeit mit stehenden Phase vorliegen. Zusätzlich zeigt die Gezeit im Vergleich mit GSWM gegenläufiges Verhalten, denn das Modell ergibt eine nach oben propagierende Gezeit. Im Juli zeigt sich zwischen 87 und 91 km eine gute Übereinstimmung zum GSWM. Darüber ist das Abbildung über wenige Kilometer von einer nach unten propagierenden Wellen bestimmt, bevor sich die Phase wieder dem Modell nähert. Grund hierfür kann eine Wechselwirkung mit einer anderen Gezeitenmode oder auch Schwerewelleneinfluss auf die Messungen sein. Im August ist bis 85 km ebenfalls eine nach oben-propagierende Gezeit zu erkennen. In Übereinstimmung mit dem Gang der Amplitude erfolgt dann ein Phasensprung von zehn Stunden. Bei 89 km Höhe ändert sich die Phase ein weiteres Mal und lässt dann auf eine nach unten propagierende Gezeit schließen. GSWM zeigt über den gesamten Höhenbereich eine nach unten propagierende Gezeit an.

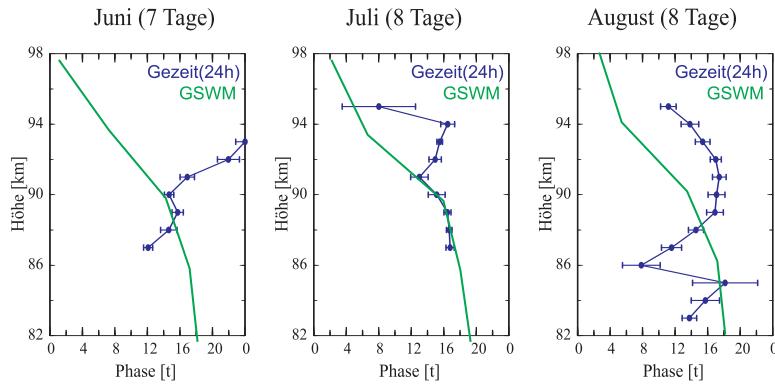


Abbildung 5.8. Phase der ganztägigen Gezeit für Juni, Juli und August. grün: GSWM-Modelldaten.

In Tabelle 5.1 sind für verschiedene Höhen Amplituden und Phasen der ganztägigen Gezeit aus GSWM aufgeführt. Aus den vorherigen Abbildungen gehen deutliche Unterschiede zwischen Modelldaten und Analyse hervor. Besonders die Amplituden

der ganztägigen Gezeit sind für alle Monate teilweise um mehr als eine Größenordnung höher. Bei den Phasen weicht insbesondere der Juni vom Modell ab. In den beiden anderen Monaten ist für einzelne Höhenbereiche ähnliches oder gleiches Verhalten zu erkennen.

Höhe [km]	Juni		Juli		August	
	A_{24} [K]	Φ_{24} [t]	A_{24} [K]	Φ_{24} [t]	A_{24} [K]	Φ_{24} [t]
82	1,22	18,6	1,8	18,7	1,2	18,3
86	1	17,6	1,05	18,1	1,22	17,1
90	0,67	14,1	0,72	15,9	0,56	13,3
94	0,63	6,5	0,5	5,6	1,52	4,5
98	1,15	1,1	1,84	2	2,99	2,4

Tabelle 5.1. Amplituden und Phasen der ganztägigen Gezeit für 69°N aus GSWM [Hagan et al., 1997].

12–stündige Gezeit über Andøya

Abbildung 5.9 zeigt die Amplituden der halbtägigen Gezeit für Juni, Juli, August und entsprechende Daten des GSWM. Im Juni nimmt die Amplitude mit der Höhe stark ab, obwohl der Konturplot vermuten lies, dass die halbtägige Gezeit mit der Höhe eher an Einfluss gewinnen sollte. Die Amplituden des Modells sind über den gesamten Höhenbereich wesentlich kleiner. Für Juli und August zeigen die halbtägigen Gezeiten Ähnlichkeiten zur ganztägigen Gezeit. Im Juli nimmt die Amplitude bis 92 km zunächst ab und wächst dann wieder an. Im August erreicht die Amplitude bei 86 km und 91 km ein Minimum. Zwischen den Minima liegt die Amplitude bei ca. 2–3 K. Auch in diesen Zeiträumen zeigt das Modell erheblich kleinere Amplituden.

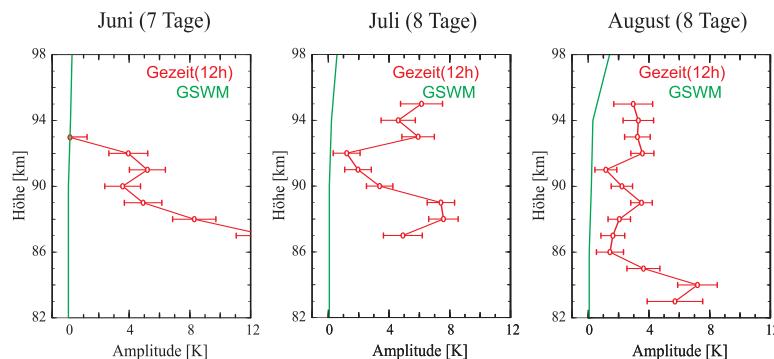


Abbildung 5.9. Amplitude der halbtägigen Gezeit für Juni, Juli und August. grün: GSWM-Modelldaten.

Das Phasenbild 5.10 zeigt für Juni eine stehende Phase bei ca. 17 Uhr über den gesamten Bereich an. Bei 93 km Höhe ist die Amplitude der halbtägigen Gezeit Null. Die stehende Phase kann einem Hough–Mode niedriger Ordnung, etwa dem $H(2,7)$ oder niedriger, zugeordnet werden. Das Modell zeigt die Phase mit leichter Variation zwischen acht und zwölf Uhr, aber bis 94 km ebenfalls annähernd stabil an. Die Phase im Juli zeigt im Bereich 91–94 km eine Störung und ist unterhalb von 90 km stabil wieder bei 17 Uhr. Das Modell gibt bis 94 km ebenfalls eine stabile Phase, aber bei 12 Uhr an. Auch im August ist zu erkennen, dass die Phase bis 90 km Höhe wieder stabil bei 17 Uhr liegt. Oberhalb liegt eine Störung vor und im Einklang mit dem Modell ist eine nach oben propagierende Gezeit, allerding mit höherer Phasengeschwindigkeit, zu erkennen.

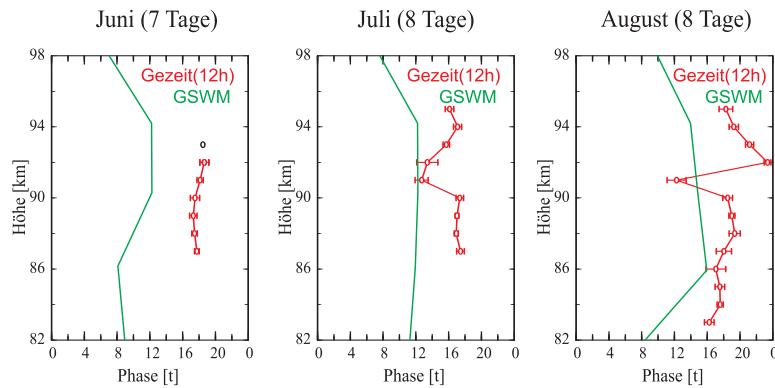


Abbildung 5.10. Phase der halbtägigen Gezeit für Juni, Juli und August.
grün: GSWM-Modelldaten.

Amplituden und Phasen der ganztägigen Gezeit aus GSWM sind in Tabelle 5.2 für verschiedene Höhen aufgeführt. Wie bei der ganztägigen Gezeit zeigen sich auch hier erhebliche Unterschiede zwischen Analyse und Modell. Die Amplituden der halbtägigen Gezeit weichen durchweg um zwei Größenordnungen vom Modell ab. Zwischen Modell und Gezeit besteht grundsätzlich ein Phasenunterschied, zum Teil beträgt er eine halbe Periode oder mehr. Die Phase der Gezeit liegt aber in allen drei Monaten in Höhen bis 90 km bei 17 Uhr.

5.2.2. Diskussion

Für alle drei Monate zeigen Amplitude und Phase beider Gezeitenkomponenten eine komplexe Höhenstruktur. Besonders die Amplituden weichen bis auf die 24 h–Gezeit im August von den Erwartung aus der Theorie und auch von der Modellierung mit GSWM ab. Wie schon diskutiert, beeinflussen viele Prozesse und Wechselwirkungen die Anregung von Gezeiten. Auch die in den Konturplots sichtbare kleinskalige Variabilität beeinflusst das Ergebnis.

Höhe [km]	Juni		Juli		August	
	A_{12} [K]	Φ_{12} [t]	A_{12} [K]	Φ_{12} [t]	A_{12} [K]	Φ_{12} [t]
82	0,03	8,5	0,01	10,8	0,03	7,6
86	0,02	8,2	0,02	12,1	0,03	15,2
90	0,05	12,1	0,09	12,1	0,21	13,9
94	0,12	11,8	0,18	11,6	0,38	12,8
98	0,19	7	0,54	7,4	1,37	9,1

Tabelle 5.2. Amplituden und Phasen der halbtägigen Gezeit für 69°N aus GSWM [Hagan et al., 1997].

Die ermittelten Amplituden und Phasen legen nahe, dass in den betrachteten Zeiträumen und Höhen nicht nur jeweils eine Gezeitenmode, sondern eher eine Überlagerung verschiedener Moden vorliegt. Die Amplitude von nicht-propagierenden Gezeiten beispielsweise nimmt mit der Entfernung zur Anregung exponentiell ab. Dominiert eine solche Gezeit in einer bestimmten Höhe, kann sie in einer anderen Höhe schon deutlich an Einfluss verlieren. Eine mögliche Folge ist, dass eine nicht-propagierende Mode Energie verliert, während im Gegenzug eine propagierende Mode an Energie zunimmt. So werden unterschiedliche Höhenbereich von unterschiedlichen Moden dominiert.

Messungen über Fort Collins, USA 41° N, die ebenfalls kontinuierlich über lange Zeiträume durchgeführt wurden, zeigen ebenfalls ein sehr komplexes und wechselhaftes Verhalten in Amplitude und Phase für die ganz- und halbtägige Gezeit [Yuan et al., 2006, 2008]. Für die ganztägige Gezeit wurden im Sommer bis 10 K Amplitude im Bereich 85–95 km Höhe ermittelt. Die halbtägige Gezeit erreicht Amplituden bis 6 K. Diese Werte sind größer als über Andøya, was mit der Theorie insoweit übereinstimmt, als das die Gezeiten in polaren Regionen generell schwächer ausgeprägt sind. Die Phasenlage über Fort Collins zeigt im Gegensatz zur hier durchgeföhrten Analyse generell eine nach oben propagierende Gezeit und ist damit in Übereinstimmung zum GSWM für 41° N.

Die Unterschiede zur klassischen Theorie und zum Modell besonders in Bezug auf die Amplituden lassen sich am ehesten damit erklären, dass die hohe zeitliche und räumliche Variabilität der Anregungsmechanismen nicht richtig wiedergegeben wird. Der aktuelle Wasserdampf- und Flüssigwassergehalt und auch die Verteilung von Eispartikeln haben eine komplex gestaltete Gezeitenanregung durch Absorption solarer Strahlung zu Folge. In [Berger, 1994] wurde in Modellrechnungen gezeigt, dass Variationen des Wasserdampfes erheblichen Einfluss auf die Gezeitenamplituden in der Sommerhemisphäre haben. Gleicher gilt für die Topografie und die Land-Wasser-Verteilung, die besonders die Gezeitenamplituden beeinflussen. Durch Überlagerungen und Wechselwirkungen mit anderen Wellentypen, wie Schwerewellen und planetaren Wellen, erhöht sich auch die räumliche und zeitliche Variabilität der Gezeiten. Spielen zusätzlich nicht-migrerende Gezeiten eine Rolle, wäre die genaue

Kenntnis der Anregungsmechanismen nötig, um sie zu beschreiben. Die klassische Theorie kann darum nur einen Anhalt bei der Interpretation der Analyse bieten. Um diese Einflüsse und Wechselwirkungen in den Messungen zu minimieren, ist eine verbesserte Statistik, möglichst mit Messungen von 24 Stunden Dauer notwendig.

5.3. Gezeiten während der Sommer-Saison

Für den Vergleich der Gezeitenanalyse mit NLC- und PMSE-Ergebnissen werden die Messungen von Juni bis Mitte August zusammengefasst und neu analysiert. Die so zusammengestellten Temperaturen und Gezeiten stellen einen *mittleren Sommerzustand* dar und durch die Zusammenfassung wird eine gute Statistik über 24 Stunden erreicht. Die Analyse kann über den Bereich 84–96 km durchgeführt werden, wobei für 84 km Höhe zu beachten ist, dass nur wenige Messungen bis in diesen Bereich hinunterreichen.

In Abbildung 5.11 sind der Konturplot der Abweichungen vom Tagesmittelwert (links) und die Amplituden und Phasen des ganz- und halbtägigen Gezeitenanteils gezeigt (rechts). Die Amplituden beider Gezeiten zeigen eine ähnliche Struktur. Bei 86 km Höhe und um 92 km herum werden Minima erreicht. In den anderen Höhen ist ein wechselndes Verhalten mit Amplituden von 2–5 K zu sehen. Die Phase ist bei beiden Komponenten bis 90 km Höhe stabil bei ca. 16 Uhr. Darüber zeigen beide eine nach oben propagierende Gezeit an. Für die halbtägige Gezeit kann aus dem Phasengang auf einen Hough-Mode höherer Ordnung (beispielsweise $H(2,14)$) über 90 km und einem Mode niedriger Ordnung (beispielsweise $H(2,3)$) darunter geschlossen werden. Die ganztägige Gezeit sollte der klassischen Theorie nach über den gesamten Verlauf eine zeitlich konstante Phase aufweisen.

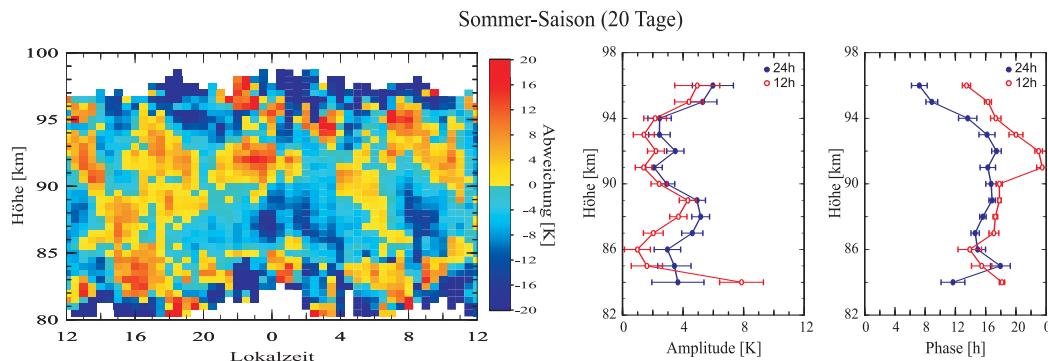


Abbildung 5.11. links: Konturplot; rechts: Amplitude und Phase der ganz- (blau) und halbtägigen (rot) Gezeit für den mittleren Sommerzustand.

Zum besseren Vergleich der Analyse mit den NLC- und PMSE-Ergebnissen sind

die Gezeiten für verschiedene Höhe in Abbildung 5.12 dargestellt. Hier zeigt sich die Auswirkung der geringen Anzahl an Messungen bei 84 km Höhe besonders. Im Bereich nach Null Uhr weisen die Werte große Unsicherheiten auf und streuen. Dennoch ist erkennbar, dass der Temperaturverlauf von Gezeiten abhängig ist. Eine reiner Einfluss beispielsweise von Schwerewellen mit kürzeren Perioden ist nicht zu erkennen. Gleiches gilt für 94 km Höhe. Die Unsicherheiten in diesem Bereich sind zwar kleiner, die Streuung der Werte aber sehr hoch. Die Werte für Amplituden, Phasen usw. sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

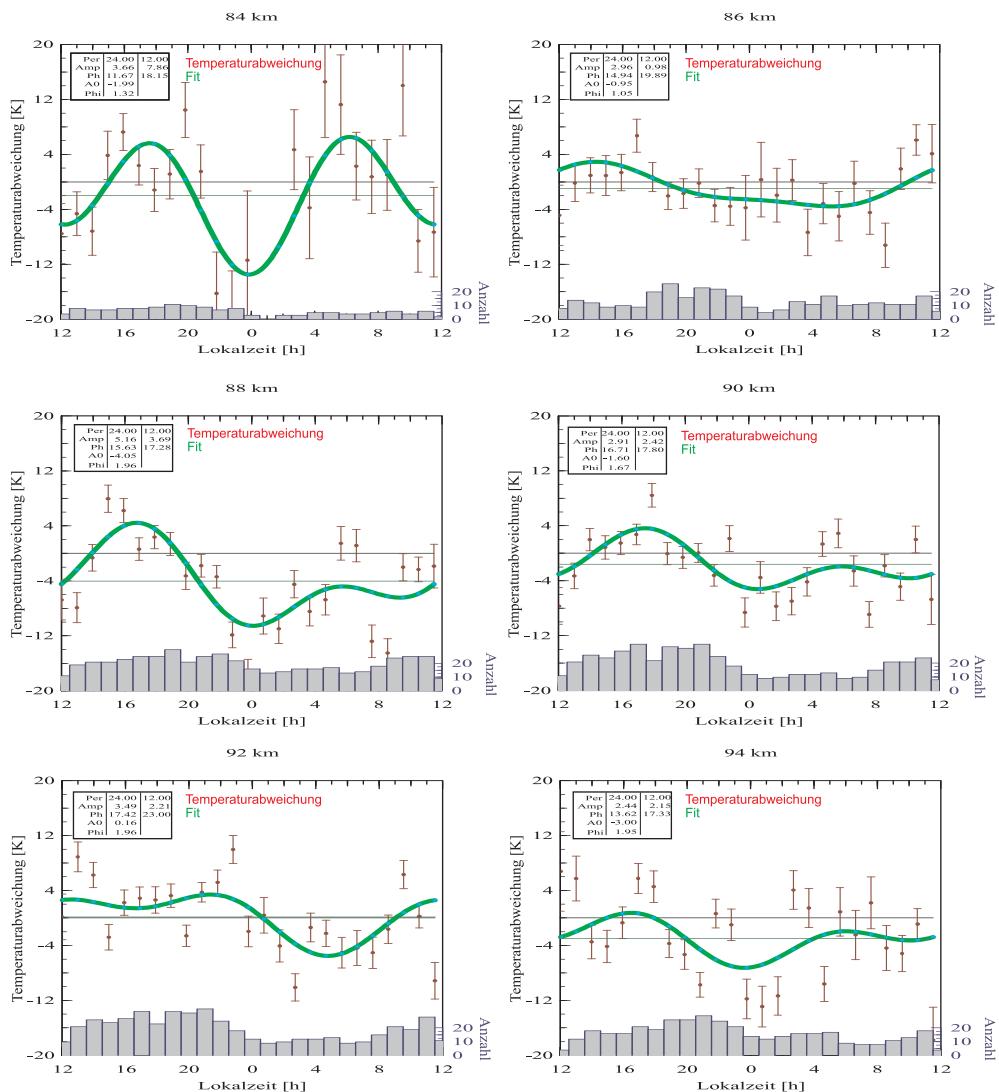


Abbildung 5.12. Gezeiten über Andøya für verschiedene Höhen.

Höhe [km]	84		86		88	
Periode [h]	24	12	24	12	24	12
Amplitude [K]	3,66	7,86	2,96	0,98	5,16	3,69
Phase [t]	11,67	18,15	14,94	19,89	15,63	17,28
A_0 [K]	-1,99		-0,95		-4,05	
Phi	1,32		1,05		1,96	

Höhe [km]	90		92		94	
Periode [h]	24	12	24	12	24	12
Amplitude [K]	2,91	2,42	3,49	2,21	2,44	2,15
Phase [t]	16,71	17,8	17,42	23	13,62	17,33
A_0 [K]	-1,6		0,16		-3	
Phi	1,67		1,96		1,95	

Tabelle 5.3. Ergebnisse des Fits für die in Abbildung 5.12 gezeigten Höhen des mittleren Sommerzustands.

5.3.1. NLC–Höhen

Aus einer siebenjährigen Statistik von NLC–Messung des ALOMAR–RMR–Lidars [Fiedler et al., 2005] ging hervor, dass NLC über Andøya mit der Tageszeit in der Höhe und Helligkeit variieren. In Abbildung 5.13 sind in rot die Höhen und in blau die Helligkeit der NLC über den Tagesverlauf aufgetragen. Die Variation weist einen halbtägigen Gang mit je zwei Maxima und Minima sowie einen ganztägigen Gang auf. Die ganztägige Variation äußert sich in unterschiedlich starken Extrema von Höhe und Helligkeit der NLC.

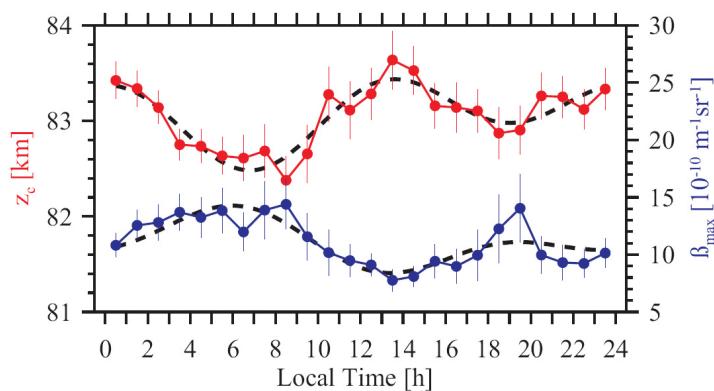


Abbildung 5.13. Höhe (rot) und Helligkeit (blau) der NLC über dem ALOMAR. nur NLC der Helligkeit $\beta_{max} > 4 \cdot 10^{-10} \text{ m}^{-1}\text{sr}^{-1}$ berücksichtigt; schwarz: harmonischer Fit [Fiedler et al., 2005].

Der halbtägige Gang der NLC-Höhe (rot) hat ein Maxima bei Null und zwölf Uhr. Die maximale Höhenvariation liegt zwischen dem Minimum gegen sieben Uhr und dem Mittagsmaximum. Die NLC ändert ihre Höhe in dieser Zeit um einen Kilometer von 82,5 km auf 83,5 km Höhe. Im Vergleich mit den Messungen mit dem Eisen-Lidar in 84 km Höhe zeigt sich, dass die Maxima (Minima) der NLC-Höhe mit den Minima (Maxima) der Temperaturgezeit in Verbindung gebracht werden können. Besonders beide Maxima der Temperaturgezeit gegen sechs und 18 Uhr und das Minimum um Null Uhr stimmen zeitlich sehr gut überein. Das Mittagsmaximum der NLC weist zum Mittagsminimum der Temperaturgezeit einen Phasenunterschied von zwei Stunden auf. Die NLC-Helligkeit ist zur NLC-Höhe gegenläufig. Die maximale NLC-Helligkeit wird gemessen, wenn die Temperaturabweichung vom Mittel ebenfalls ein Maximum erreicht. Zu beachten ist aber, dass die Lidar-Messwerte bei 84 km Höhe sehr streuen und gerade im Bereich ab Null Uhr starke Ausreißer liegen. In Fiedler et al. [2005] wurde aus dem Verhalten der NLC geschlossen, dass sie von atmosphärischen Gezeiten abhängen können. Eine direkte Verbindung zur Temperaturgezeit kann aber in beiden Fällen nicht gezogen werden. Die physikalischen Vorgänge die das Verhalten von NLC-Höhe und -Helligkeit bestimmen sind sehr komplex und das gegenläufige Verhalten von Höhe und Helligkeit ist bisher nicht verstanden. Der Wachstumsprozess von Eispartikeln ist ein komplizierter Prozess, inwieweit die Temperaturgezeit Einfluss auf Wachstumsraten und Teilchengrößen hat, kann erst durch weitere Modellrechnungen und Vergleiche verstanden. Aufgrund der zeitlichen Übereinstimmung zwischen den Extrema der NLC-Höhe und der Temperaturvariation und gleicher Perioden bei beiden Variationen ist dennoch der Einfluss von auf die NLC festzustellen.

5.3.2. Höhe der maximalen PMSE-Stärke

PMSE treten wie NLC zu jeder Tageszeit auf und zeigen auch eine tageszeitliche Variation, beispielsweise in der PMSE-Stärke. Dieser Tagesgang ist auch von der Höhe abhängig. In Abbildung 5.14 ist das Maximum der PMSE-Stärke, $PMSE_{max}$, und dessen Höhe, $z(PMSE_{max})$, über den Tagesverlauf dargestellt. Auch hier ist in deutlicher Halb- und Ganztagesgang mit je zwei Maxima und Minima für maximaler Stärke und Höhe des Maximums zu erkennen. Die Höhe der maximalen PMSE-Stärke bewegt sich im Bereich von 84 km bis ca. 85,2 km. Ein Vergleich mit der Gezeit in 84 km Höhe in Abbildung 5.12 ist möglich.

Beim Tagesgang der Höhe von $z(PMSE_{max})$ (Höhe der maximalen PMSE-Stärke) ist eine Verbindung zur Gezeit zu sehen. Die maximale Höhe $z(PMSE_{max})$ (schwarz) wird wie das Mittagsminimum der Temperaturgezeit gegen elf Uhr erreicht. Das zweite Maximum für $z(PMSE_{max})$ zeigt zum Nachtminimum der Gezeit einen leichten Vorlauf. Minimale Höhen für $z(PMSE_{max})$ werden erreicht, wenn die Temperaturgezeit Maximalwerte gegen 18 und sechs Uhr annimmt. Die Zeitangaben für PMSE sind im Gegensatz zur Gezeitenanalyse in UT. Die mittlere tageszeitliche Schwan-

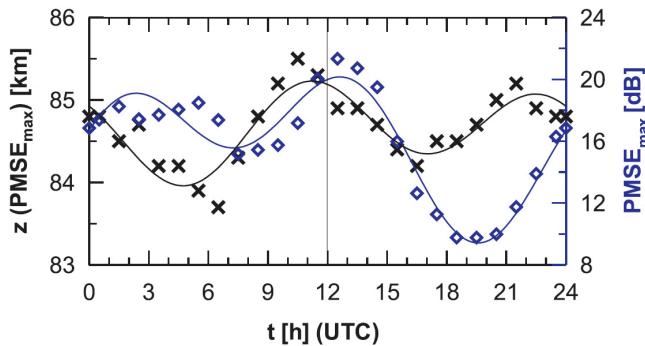


Abbildung 5.14. Tageszeitliche Variation der Höhe $z(PMSE_{max})$ der PMSE-Stärke (schwarze Kreuze) und maximale PMSE-Stärke (blaue Vierecke) für die Jahre 1999–2005) [Zeller, 2008].

kung von $z(PMSE_{max})$ ist 1,5 km [Zeller, 2008]. Damit wird unter adiabatischen Verhältnissen eine Temperaturschwankungen von 15 K erwartet. Die Amplitude der Temperaturgezeit ist trotz großer Streuung der Messwerte in dieser Größenordnung. Aufgrund der guten Übereinstimmung in der Phase von $z(PMSE_{max})$ und der Temperaturgezeit, liegt die Vermutung nahe, dass die Gezeit einen Einfluss auf die PMSE hat.

Ein Vergleich mit der PMSE-Stärke ist aber nicht ohne weiteres möglich. Wie auch die NLC-Helligkeit ist die PMSE-Stärke von vielen Faktoren abhängig. Neben Wind, Turbulenz, Ionisation ist die Temperatur nur ein Faktor. Die Ionisation beispielsweise zeigt aufgrund solarer Strahlung gegen Mittag ein Maximum sowie durch geomagnetische Aktivität ein zweites Maximum in den frühen Morgenstunden. Obwohl die PMSE-Stärke maßgeblich von einer ganz- und halbtägigen Variation geprägt ist, kann dennoch ein Einfluss der Temperaturgezeit nur vermutet, ein genauer Einfluss kann aus unseren Messungen aber nicht definiert werden. Die Temperatur beeinflusst ihrerseits den Wind und die Bildung bzw. Advektion von Eisteilchen, die wiederum Veränderungen in der PMSE-Stärke bewirken. Darum sind auch hier weitere Messungen und Modellrechnungen zum Verständnis der wirkenden Mechanismen notwendig.

Ein Beispiel für die Hohe Variabilität der PMSE-Stärke und die Schwierigkeiten die ein Vergleich zur Gezeit mit sich bringt, zeigt das Abbildung 5.15. Die Stärke der PMSE weist in verschiedenen Höhenbereichen unterschiedliche tageszeitliche Variationen auf.

Im Unteren Höhenbereich ist ein dominierender ganztägiger Gang zu erkennen. Erst oberhalb von 82 km gewinnt der Halbtagesgang an Einfluss. Im Vergleich mit Abbildung 5.12 zeigt sich ein analoges Verhalten für größere Höhen. Die Temperaturgezeit im Bereich von 86 km zeigt nur einen minimalen Einfluss des halbtägigen Anteils.

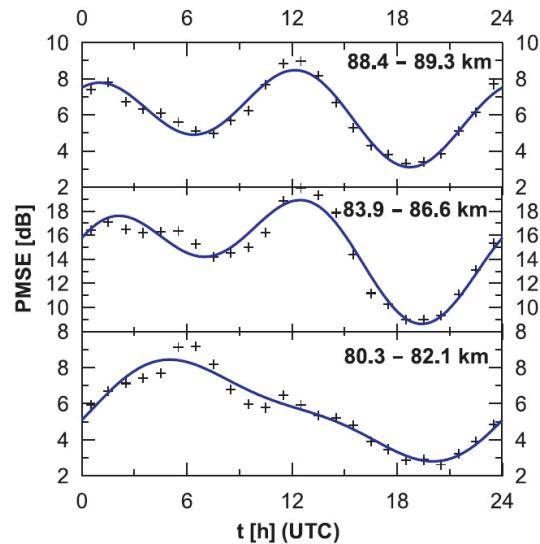


Abbildung 5.15. PMSE-Stärke in verschiedenen Höhenbereichen. Unterhalb von 82 km nur ganztägige Variation der Stärke, darüber zusätzlich eine halbtägige Variation [Zeller, 2008].

Ab 88 km Höhe gewinnt dieser aber wieder zunehmend Anteil am Gezeitenbild. Die PMSE-Stärke wurde aus einem langjährigen Mittel (sechs Jahre kontinuierliche Messungen) gebildet, die Gezeitenanalyse jedoch nur für zwei Sommer durchgeführt. Ohne alle bestimmenden Faktoren wie Wind, Ionisation usw. zu kennen, ist ein Vergleich nicht möglich. Der Einfluss der Temperaturgezeit kann lediglich vermutet werden, sicher ist er jedoch nicht.

Kapitel 6.

Fazit und Ausblick

Fazit

Die vielen erfolgreichen Messungen auf Andøya bestätigen, dass die Entwicklungen und Umbauten vom Kalium- zum Eisen-Lidar erfolgreich waren. Aus den langen Tageslichtmessungen wurden Eisendichten, Temperaturen und Gezeiten ermittelt und neue Erkenntnisse über die Eisenschicht gewonnen. Der Aufbau der neuen Sättigungsspektroskopie brachte viele Verbesserungen mit sich. Das Lidar ist nun schneller Einsatzbereit, die Spektroskopie läuft stabil und Messungen laufen unterbrechungsfrei. Durch die erreichte Fernbedienbarkeit des Lidars sind Messungen von Kühlungsborn aus möglich.

Die Messungen zeigen, dass die thermische Struktur der Mesopausenregion über Andøya die Winter- und Sommermesopause wie erwartet bei verschiedenen Höhen (ca. 100 km im Winter zu 89 km im Sommer) zeigt. Im Sommer werden außerdem sehr tiefe Temperaturen unter 130 K erreicht. Im Vergleich mit Modellatmosphären wird deutlich, dass sie die thermische Struktur für 69° N zu warm darstellen und den saisonalen Verlauf nicht treffen. Im Vergleich mit Fallenden Kugeln kann zudem der Schluss gezogen werden, dass es für 69° N in den letzten Jahrzehnten keinen signifikanten Temperaturtrend gibt. Die thermische Struktur der Mesopausenregion hat sich in der Zeit zwischen den Messungen nicht verändert. Die Gezeitenanalyse zeigt, dass die Temperaturstruktur im Sommer über Andøya durch die Kombination von ganz- und halbtägiger Gezeit bestimmt ist, aber auch viele kleinskalige Variationen aufweist. Die Amplituden variieren stark mit der Höhe, was auf die Überlagerung verschiedener Moden schließen lässt. Im Vergleich mit NLC- und PMSE-Daten zeigen sich Korrelationen zwischen Temperaturgezeit und Höhe der NLC bzw. Lage der maximalen PMSE-Stärke wenn adiabatische Bedingungen angenommen werden. Je weilige maximale Höhen werden erreicht, wenn die Temperaturgezeit ein Minimum erreicht.

Ausblick

Zur Zeit stehen weitere technischen Verbesserungen an. Ziel ist es, dass Lidar für den Einsatz an weit entfernten Standorten noch robuster und leichter betrieben werden kann. Als ein nächster Einsatzort für das mobile Lidar ist die Antarktis geplant. Besonders das Lasersystem wird dafür modernisiert, um eine höhere Lebensdauer und Stabilität zu erreichen.

Durch die Auswertung der Messdaten für Andøya sind viele Fragen aufgeworfen worden. Die Eisenschicht zeigt einige neue und interessante Phänomene und es stellt sich die Frage, ob dieses Verhalten über Andøya auch an anderen Standorten zu sehen ist. Darum bietet sich eine zukünftige Auswertung der Dichtemessungen im Vergleich mit chemischen Modellierungen an.

Temperaturmessungen in der Mesopausenregion sind die Stärke des Eisen-Lidars, durch die erreichte Tageslichtfähigkeit sind kontinuierliche Messungen möglich. Ein Einsatz des Eisen-Lidar an Standorten, an denen bisher nur Nachtmessungen erfolgten, bietet die Möglichkeit bisher durchgeführte Analysen mit Tagesmessungen zu ergänzen. Aber auch die Weiterführung der Gezeitenanalyse bei zukünftigen, und die Auswertung zurückliegender Messungen auf Spitzbergen kann neues Wissen über Gezeiten liefern und helfen Modelle und Annahmen zu verbessern. Besonders in polaren Regionen weichen Messungen und Annahmen von einander ab.

Bisher wurde das Potenzial des Eisen-Lidars noch nicht vollkommen ausgeschöpft. Dadurch das zwei Wellenlängen zur Verfügung stehen, ist es erstrebenswert kombinierte Messungen von der unteren Stratosphäre bis in die Mesopausenregion durchzuführen. Außerdem ist es möglich Eisteilchen direkt zu beobachten, statt indirekt mit Radars über PMSE. Damit sind Vergleiche mit PMSE-Messungen von Radars möglich. Bisherige Vergleiche von Lidarmessungen mit PMSE-Messungen zeigten noch Lücken im Verständnis besonders an der Oberkante von PMSE.

Anhang A.

weitere Hough-Moden

Neben den in den Grundlagen schon vorgestellten Hough-Moden, spielen auch die höheren Ordnungen eine Rolle. Wie sich in der Gezeitenauswertung herausstellte, ist dies besonders bei der halbtägigen Gezeit der Fall. Daher werden in den folgenden Bildern diese Ordnungen gezeigt.

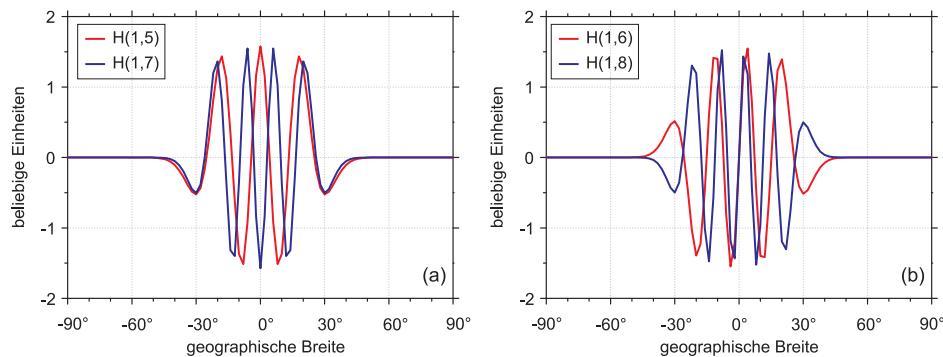


Abbildung A.1. Darstellungen höherer propagierender Hough-Moden für die ganztägige Anregung. in (a) äquatorsymmetrisch, in (b) antisymmetrisch

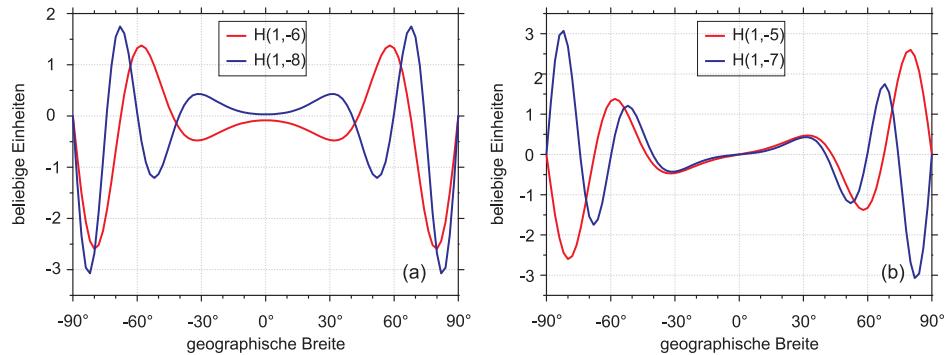


Abbildung A.2. Wie Bild A.1, jedoch für die nicht-propagierenden Moden.

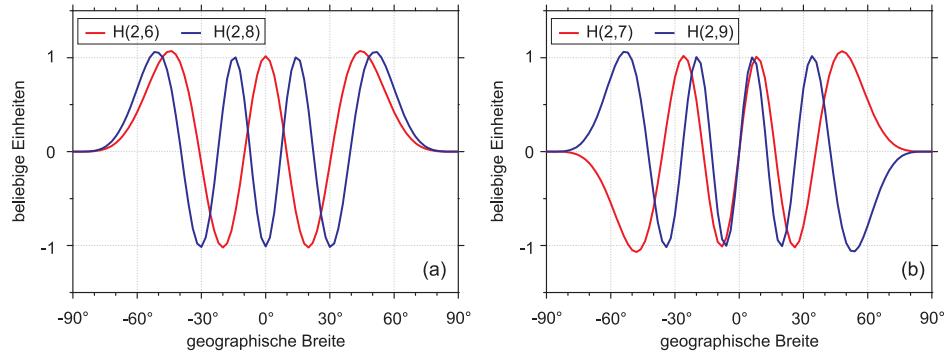


Abbildung A.3. Weitere Ordnung für die halbtägige Gezeit.Niedrige Ordnungen der halbtägigen Hough-Moden. in (a) äquator-symmetrisch, in (b) antisymmetrisch

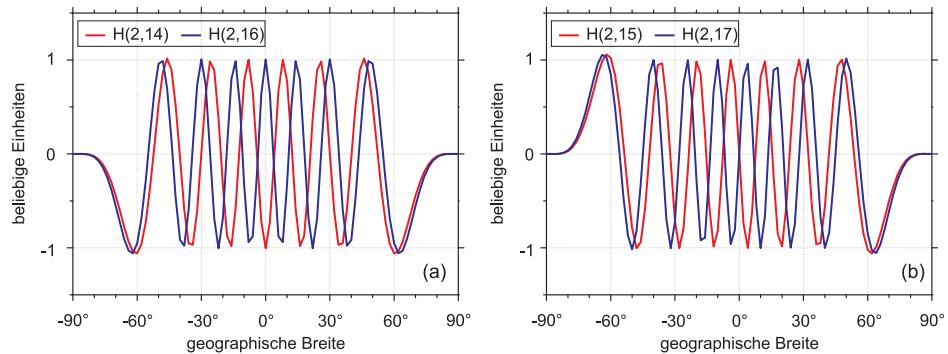


Abbildung A.4. Weitere höhere Ordnung für die halbtägige Gezeit.Niedrige Ordnungen der halbtägigen Hough-Moden. in (a) äquatorsymmetrisch, in (b) antisymmetrisch

Anhang B.

Rayleigh–Temperaturen

Das Eisen–Lidars bietet den Vorteil der gleichzeitigen Messung von Rayleigh- und Resonanzstreuung. Dadurch können Temperaturen von ca. 30 km durchgehend bis zur Mesopausenregion bestimmt werden. Wie aus der Rayleigh–Streuung Temperaturen ermittelt werden, soll hier kurz gezeigt werden.

Die rückgestreute Intensität bei der Rayleighstreuung ist abhängig von der Anzahl der Streuzentren, woraus ein relatives Dichteprofil erstellt werden kann. Nutzt man das hydrostatische Gleichgewicht aus, kann daraus eine Gleichung für die absolute Temperatur $T(z)$ einer Höhe entwickelt werden:

$$T(z) = \frac{1}{n_r(z)} \left(n_r(z_0) \cdot T(z_0) - \frac{\bar{m}}{k_B} \int_{z_0}^z g(z') n_r(z') dz' \right). \quad (\text{B.1})$$

In diese Gleichung gehen dabei die höhenabhängige Erdbeschleunigung $g(z)$, die Boltzmannkonstante k_B und die Molekülmasse \bar{m} ein. Die Zusammensetzung der Atmosphäre wird bis in ca. 100 km als konstant angenommen und für die Molekülmasse der Luft gilt $\bar{m} = 28,964$ amu. Die Startwerte $n_r(z_0)$ und $T(z_0)$ für Dichte und Temperatur werden aus Modellen übernommen. Im Fall des Eisen–Lidars kann die Starttemperatur über die Resonanzfluoreszenz ermittelt werden. Die Starthöhe sollte in großer Höhe gewählt werden, um dem Anwachsen des Gesamtfilters Einhalt zu gebieten. Denn das Integral gewinnt infolge der Integration von oben nach unten und dem dabei exponentiellen Anwachsen der Dichte stetig an Gewicht und der Fehler durch die Wahl des Startwertes nimmt im Vergleich zum Messfehler ab.

Anhang C.

Das Element Eisen

Für die richtige Auswertung der Lidar-Daten ist es notwendig, die Eigenschaften des Elements Eisen zu kennen. Essentiell ist dabei die Kenntnis des anzuregenden Übergangs. Ausgehend von der Datensammlung des *National Institute of Standards and Technology*¹ werden nun die wichtigsten Kenngrößen des Elements Eisen dargestellt.

Grundzustand (Fe)	[Ar]3d ⁶ 4s ²
Angeregter Zustand (Fe+)	[Ar]3d ⁶ 4s4p
Termschema	$a^5D_4 \rightarrow z^5D_4^0$
Übergangswahrscheinlichkeit A_{ki}	$9,70 \cdot 10^{06} \text{ s}^{-1}$
Lebensdauer	103,09 ns
Wellenlänge im Vacuum	386,1005 nm
Wellenlänge in Luft	385,9911 nm
Frequenz	776,462 THz

Tabelle C.1. Für das Lidar relevante Daten zum Element Eisen.

Eisen besitzt vier natürlich vorkommende Isotope, die bei der Datenauswertung berücksichtigt werden. Die Isotope kommen verschieden häufig vor und zeigen einen Versatz der Übergangsfrequenz relativ zum am häufigsten vorkommenden Isotop ⁵⁶Fe.

Isotop	rel. Atommasse	Häufigkeit a_i [%]	Versatz $\delta\lambda_i$ [MHz]
⁵⁴ Fe	53,939	5,85	-744(±9)
⁵⁶ Fe	55,935	91,75	0
⁵⁷ Fe	56,935	2,12	+375(±6)
⁵⁸ Fe	57,933	0,28	+714(±15)

Tabelle C.2. Daten der vier Eisenisotope

¹<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Elements/index.html>

Literaturverzeichnis

Alpers, M. (1993), Untersuchung der mesophärischen eisenschicht in polaren und niedrigen geographischen breiten mittels lidar, Promotionsarbeit.

Berger, U. (1994), *Numerische Simulation klimatologischer Prozesse und thermischer Gezeiten in der mittleren Atmosphäre*, Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln (Nr. 91), Ebel, A., M. Kerschgens, F.M. Neubauer, P. Speth.

Chapman, S., and R. Lindzen (1970), *Atmospheric Tides*, Gordon and Breach.

Demtröder, W. (2007), *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

Fiedler, J., G. Baumgarten, and G. von Cossart (2005), Mean diurnal variations of noctilucent clouds during 7 years of lidar observations at Alomar, *Ann. Geo.*, 23, 1175–1181.

Fricke, K. H., and U. von Zahn (1985), Mesopause Temperatures Derived From Probing The Hyperfine Structure Of The D2 Resonance Line Of Sodium By Lidar., *J. Atmos. Terr. Phys.*, 47, 499–512.

Fricke-Begemann, C., J. Höffner, and U. von Zahn (2002), The potassium density and temperature structure in the mesopause region (80-105 km) at a low latitude (28° N), *Geophys. Res. Lett.*, 29(22).

Fricke-Begemann, C., J. Höffner, and U. von Zahn (2002), The potassium density and temperature structure in the mesopause region (80–105 km) at a low latitude (28° N), *Geophys. Res. Lett.*, 29(22).

Gerding, M., M. Alpers, U. von Zahn, R. Rollason, and J. Plane (2000), Atmospheric Ca and Ca⁺ layers: Mid–latitude observations and modeling, *J. Geophys. Res.*, 105, 27,131–27,146.

Gerding, M., J. Höffner, M. Rauthe, W. Singer, M. Zecha, and F.-J. Lübken (2007), Simultaneous observation of noctilucent clouds, mesospheric summer echoes, and temperature at a midlatitude station (54° N), *J. Geophys. Res.*, 112(D12111).

- Hagan, M., and J. Forbes (2002), Migrating and nonmigrating diurnal tides in the middle and upper atmosphere excited by tropospheric latent heat release, *J. Geophys. Res.*, 107(D24).
- Hagan, M. E., J. L. Chang, and S. K. Avery (1997), Global-scale wave model estimates of nonmigrating tidal effects, *J. Geophys. Res.*, 102(D14), 16,439–16,452.
- Höffner, J., and J. Friedman (2004), The mesospheric metal layer topside: A possible connection to meteoroids, *Atmos. Chem. Phys.*, 4, 801–808.
- Höffner, J., and F. Lübken (2007), Potassium lidar temperatures and densities in the mesopause region at Spitsbergen (78°N), *J. Geophys. Res.*, 112(D20114).
- Hough, S. S. (1898), On the Application of Harmonic Analysis to the Dynamical Theory of the Tides. Part I. On Laplace's Oscillations of the First Species, and on the Dynamics of Ocean Currents, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A* 191, 201–257.
- Jesse, O. (1885), Auffallende Abenderscheinungen am Himmel, *Meteorologische Zeitung*, 2(8).
- Kato, S. (1980), Dynamics Of The Upper Atmosphere, *Developments in Earth and Planetary Sciences*.
- Keller, P. (2006), Realisierung einer tageslichtfähigen Nachweisbank für ein mobiles, tomographisches Eisen-Temperatur-LIDAR, Diplomarbeit.
- Laplace, P. (1799), *Traite de mecanique celeste*, vol. 2, Duprat.
- Laplace, P. (1825), *Traite de mecanique celeste*, vol. 5, Duprat.
- Lautenbach, J. (2007), Experimentelle Untersuchungen mit einem Lidar zur thermischen Struktur der Mesopausen-Region bei polaren und mittleren Breiten, Promotionsarbeit.
- Lautenbach, J., and J. Höffner (2004), Scanning Iron Temperatur Lidar For Mesopause Temperature Observation, *Appl. Opt.*, 43(23), 4559–4563.
- Lautenbach, J., J. Höffner, P. Menzel, and P. Keller (2005), The New Scanning Iron Lidar, Current State And Future Developments, in *Proceedings of the 17th ESA Symposium on European Rocket and Ballon Programmes and Relatated Research, Sandefjord, Norway*.

- Lübken, F.-J. (1999), Thermal structure of the arctic summer mesosphere, *J. Geophys. Res.*, 104, 9135–9149.
- Lübken, F.-J. (2001), No long term change o the thermal structure in the mesosphere at high latitudes during summer, *Adv. Space Res.*, 28(7), 947–953.
- Lübken, F.-J., and J. Höffner (2004), Experimental evidence for ice particle interactions with metal atoms at the high latitude summer mesopause region, *Geophys. Res. Lett.*, 31(8).
- Lübken, F.-J., and U. von Zahn (1991), Thermal structure of the mesopause region at polar latitudes, *J. Geophys. Res.*, 96(D11), 20,841–20,857.
- Matsuno, T. (1971), A dynamical model of the stratospheric sudden warming, *J. Atmos. Sci.*
- Mayr, H., J. Mengel, E. Talaat, H. Porter, and K. Chan (2005a), Mesospheric non-migrating tides generated with planetary waves: I. Characteristics, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 67(11), 959–980.
- Mayr, H., J. Mengel, E. Talaat, H. Porter, and K. Chan (2005b), Mesospheric non-migrating tides generated with planetary waves: II. Influence of gravity waves, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 67(11), 981–991.
- Oldag, J. (2001), Gezeiteneffekte in der Mesopausenregion aus Lidarbeobachtungen über Kühlungsborn und Teneriffa, Promotionsarbeit.
- Pan, W., C. S. Gardner, and R. G. Roble (2002), The temperature structure of the winter atmosphere at South Pole, *Geophys. Res. Lett.*, 29(16), 49/1–4.
- Plane, J. (2009), private Mitteilung, University of Leeds.
- Plane, J., B. Murray, X. Chu, and C. Gardner (2004), Removal of meteoric iron on polar mesospheric clouds, *Science*, 304(5669), 426–428.
- Press, W., S. Teukolsky, W. Vetterling, and B. Flannery (1992), *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press.
- Rauthe, M. (2008), Lidarmessungen von Temperaturen und Schwerewellen zwischen 1 - 105 km über Kühlungsborn (54°N, 12°O), Promotionsarbeit.
- Schaarschmidt, A. (2006), Aufbau eines Spektrumanalyzers zur genauen Bestimmung der relativen Frequenz und des Spektrums gepulster Laser in Echtzeit, Bachelorarbeit.

- She, C., and U. von Zahn (1998), Concept of a two-level mesopause: Support through new lidar observations, *J. Geophys. Res.*, 103(5), 5855–5863.
- She, C.-Y., S. Chen, Z. Hu, J. Sherman, J. D. Vance, V. Vasoli, M. A. White, J. Yu, and D. A. 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(20), 3289–3292.
- Sonnemann, G., C. Kremp, A. Ebel, and U. Berger (1998), A three-dimensional dynamic model of the minor constituents of the mesosphere, *Atmos. Envi.*, 32(18).
- States, R. J., and C. S. Gardner (1998), Influence of the diurnal tide and thermospheric heat sources on the formation of mesospheric temperature inversion layers, *Geophys. Res. Lett.*, 25(9), 1483–1486.
- TOPTICA Photonics (2005), Rb/Cs Saturation Spectroscopy with Tunable Diode Lasers., Website, [HTTP://WWW.TOPTICA.COM/PRODUCTS/ITEMLAYER/40/SATURATION-SPECTROSCOPY.PDF](http://www.toptica.com/products/itemlayer/40/saturation-spectroscopy.pdf); Stand: 30.09.2009.
- von Zahn, U., and J. Höffner (1996), Mesopause Temperature Profiling By Potassium Lidar, *Geophys. Res. Lett.*, 23(2), 141–144.
- Weitkamp, C. (2005), *Lidar*, Springer Science+Business Media Inc.
- Williams, B. P., C. Y. She, and R. G. Roble (1998), Seasonal climatology of the nighttime tidal perturbation of temperature in the midlatitude mesopause region, *Geophys. Res. Lett.*, 25(17), 3301–3304.
- Young, A. T. (1985), Rayleigh scattering, *Appl. Opt.*, 20(4), 533–535.
- Yuan, T., H. Schmidt, C. She, D. Krueger, and S. Reising (2008), Seasonal variations of semidiurnal tidal perturbations in mesopause region temperature and zonal and meridional winds above Fort Collins, Colorado (40.6° N, 105.1° W), *J. Geophys. Res.*, 113.
- Yuan, T., et al. (2006), Seasonal variation of diurnal perturbations in mesopause region temperature, zonal and meridional winds above Fort Collins, Colorado (40.6° N, 105.1° W), *J. Geophys. Res.*, 111.
- Zahn, U. v., J. Höffner, V. Eska, and M. Alpers (1996), The Mesopause Altitude: Only Two Distinctive Levels worldwide?, *Geophys. Res. Lett.*, 23(22), 3231–3234.
- Zeller, O. (2008), Einfluss der Variationen atmosphärischer Größen und der Ionisation auf mesosphärische Radarechos in polaren und mittleren Breiten, Promotions-

arbeit.

Abbildungsverzeichnis

1.1. VERTIKALES TEMPERATURPROFIL NACH <i>CIRA-86</i> . DIE GEMITTELTN TEMPERATURVERLÄUFE FÜR SOMMER UND WINTER SIND JEWELLS FÜR 54°N UND 69°N GEZEIGT.	2
1.2. DAS EISEN-LIDAR IM MÄRZ 2009 AUF ANDØYA . IM HINTERGRUND IST DIE FORSCHUNGSSTATION ALOMAR ZU SEHEN.	5
2.1. GLOBAL GEMITTELTE CHEMISCHE HEIZRATE DER WICHTIGSTEN REAKTIONEN NACH [Sonnenmann <i>et al.</i> , 1998]	8
2.2. NIEDRIGE ORDNUNGEN PROPAGIERENDER HOUGH-MODEN FÜR DIE GANZ-TÄGIGE ANREGUNG. (A): ÄQUATORSYMMETRISCH; (B): ANTISYMMETRISCH .	11
2.3. WIE ABBILDUNG 2.2, ABER FÜR DIE NICHT-PROPAGIERENDEN MODEN. (A): ÄQUATORSYMMETRISCH; (B): ANTISYMMETRISCH	11
2.4. NIEDRIGE ORDNUNGEN DER HALBTÄGIGEN HOUGH-MODEN. (A): ÄQUATORSYMMETRISCH; (B): ANTISYMMETRISCH	12
2.5. HÖHERE ORDNUNGEN DER HALBTÄGIGEN GEZEIT. DIESER ZEIGEN EIN MAXIMUM DER ANREGUNG BEI 60° BREITE. (A): ÄQUATORSYMMETRISCH; (B): ANTISYMMETRISCH	13
2.6. DAS IN [Mayr <i>et al.</i> , 2005a] GENUTZTE SCHEMA DER GENERIERUNG NICHT-MIGRIERENDER GEZEITEN FÜR EINE NUMERISCHEN SIMULTAION.	15
2.7. NLC ÜBER ANDØYA BZW. DEM ALOMAR. DAS FOTO WURDE MIT EINER EIGENS DAFÜR EINGERICHTETEN DIGITALKAMERA IN TRONDHEIM AUFGENOMMEN.	16
2.8. BERECHNETER EFFEKTIVER RÜCKSTREUQUERSCHNITT VON EISEN FÜR DREI TYPISCHE TEMPERATUREN. DOPPLERVERBREITERTE LINIEN, RELATIVE ISOTOP-HÄUFIGKEITEN UND WELLENLÄNGENVERSATZ ZU ^{56}Fe ANGEgeben, 1 PM ENTSPRICHT 2017 MHz [Lautenbach and Höffner, 2004].	21
3.1. MESSUNG VOM 19.01.2009 WÄHREND DER POLARNACHT. IN BLAU DAS SIGNAL FÜR 386 NM; IN ROT FÜR 772 NM. ZUSÄTZLICH IST DER UNTERGRUND FÜR VERSCHIEDENE MESSUNGEN MARKIERT.	25
3.2. JAHRESGANG DER KALIUM- UND EISENDICHE [Gerding <i>et al.</i> , 2000].	28
3.3. PRINZIPSKIZZE ZUM LIDARAUFBAU. LINKS IST DER SENDEZWEIG MIT DEN IM TEXT BESCHRIEBENEN KOMPONENTEN ZU SEHEN. RECHTS IST DER EMPFANGSZWEIG DARGESTELLT.	29

3.4. IM THERMISCHEN GLEICHGEWICHT SIND DER GRUND- UND DER ANGeregte ZUSTAND MAXWELL-BOLTZMANN-VERTEILT (LINKS). DER LASER STÖRT DAS GLEICHGEWICHT, DIE RESONANTE GE SCHWINDIGKEITSKLASSE REDUziERT/ERHÖHT DIE BESETZUNGSZAHL IM GRUND-/ANGEREGTEN ZUSTAND (RECHTS).	32
3.5. FUNKTIONSPRINZIP DER CoSy MIT STRAHLAUFTeilUNG UND STRAHLEN- GANG.	33
3.6. HYPERFEINSTRUKTUR VON ^{87}Rb [TOPTICA Photonics, 2005].	33
3.7. LINKS: ANREGUNG ZWEIER VERSCHIEDENER OBERER NIVEAUS AUS EINEM GEMEINSAMEN UNTEREN; RECHTS: RELAXATION IN EIN GEMEINSAMES UNTERES NIVEAU.	34
3.8. LINKS: SÄTTIGUNGSSPEKTRUM VON RUBIDIUM MIT DOPPLERVERBREITERTEM HINTERGRUND FÜR 780 NM; RECHTS: TEILAUSSCHNITT (DOPPLERFREI) MIT HFS- UND CO-LINIEN [TOPTICA Photonics, 2005].	34
3.9. ROT: MESSSIGNAL DER SPEKTROSKOPIE; BLAU RESULTIERENDES FEHLERSIGNAL BEIM PDH-VERFAHREN. IM BEREICH DES MAXIMALEN MESSSIGNALS ZEIGT DAS FEHLERSIGNAL DEN STEILEN ANSTIEG UND LINEARES VERHALTEN.	36
3.10. AUFBAUSKIZZE DES FREQUENZSTANDARDS MIT LASER, CoSy UND DIGILOCK.	36
3.11. DFB-LASER, SÄTTIGUNGSSPEKTROSKOPIE UND GLASFASEREINKOPPLUNG IN DER NACHWEISBANK.	37
3.12. LINKS: MIT DEM DIGILOCK AUFGENOMMENES RUBIDIUMSPEKTRUM; RECHTS EINZELNER ÜBERGANG IN HÖHERER AUFLÖSUNG	38
3.13. MIT DEM DIGILOCK AUFGENOMMENES MESSSIGNAL (ROT) UND PDH-FEHLERSIGNAL (BLAU).	38
3.14. ÜBERWACHUNG DES REFERENZLASERS MIT DEM SPECTRUMANALYZER. LINKS: RINGSYSTEM; MITTE: FREQUENZDRIFT; RECHTS: FREQUENZJITTER	39
3.15. MESSUNG VOM 27.01.2009, LINKS: MITTLERE EISENSCHICHT UND VARIA- TION (INTEGRATION ÜBER GESAMTE MESSDAUER); MITTE: MITTLERES TEM- PERATURPROFIL; RECHTS: STATISTISCHER FEHLER IM VERLAUF DER MESSUNG	40
3.16. MESSUNG VOM 30.07.2008, LINKS: MITTLERE EISENSCHICHT UND VARIA- TION (INTEGRATION ÜBER GESAMTE MESSDAUER); MITTE: MITTLERES TEM- PERATURPROFIL; RECHTS: STATISTISCHER FEHLER IM VERLAUF DER MESSUNG	41
4.1. TAGESZEITLICHE VERTEILUNG DER MESSUNGEN IN 2008 (GRAU) 2009 (WEISS). MARKIERT SIND DIE STRATOSPHÄRENERWÄRMUNG 2009 UND DIE RAKETENKAMPAGNEN.	44
4.2. HAUPTSCHICHT DER EISENDICHE für ANDØYA (69°N) MIT EINEM 31 TAGE UND 2 KM BREITEN HANN-FILTER GEGLÄTTET OHNE UNTERSCHIE- DUNG ZW. TAG- UND NACHTMESSUNGEN. MINIMAL DARGESTELLTE DICHE TE 10^3 ATOME/CCM	45

4.3. (A): EISEN-ZÄHLRATE AM 26./27. JANUAR 2009. NACH ABZUG DES RAYLEIGH-SIGNALS IST DIE EISENSCHICHT VON 70–125 KM NACHWEISBAR. (B) EISENDICHTE AM 17./18. FEBRUAR 2009 MIT BESONDERS TIEFEM SCHICHT-MAXIMUM BEI 78,1 KM.	46
4.4. EISENDICHTE UND SONNENSTAND FÜR 27./28. JANUAR 2009. STEHT DIE SONNE WENIGER ALS 8° UNTER DEM HORIZONT IST EIN SPRUNGHAFTER DICHTEANSTIEG MIT ANSCHLIESSENDEM DICHTEABFALL ERKENNBAR.	47
4.5. WASSERSTOFFKONZENTRATION (MODELLIERUNG) FÜR JANUAR BEI 69° BREITE IM BEREICH VON 65–110 KM. MIT SONNENAUFgang STEIGT DIE H-KONZENTRATION UNTERHALB 80 KM SPRUNGHAFTE AN UND NIMMT DANN EXPONENTIELL AB [<i>Plane, 2009</i>].	47
4.6. TEMPERATURVERLAUF AM 30.07.2008 ÜBER ANDØYA. LINKS: ZEITAUFGE-LÖSTE DARSTELLUNG; RECHTS: TAGESMITTELWERT	49
4.7. MITTLERER TEMPERATURVERLAUF FÜR ANDØYA. 53 MESSTAGE MIT 397 MESSSTUNDEN SIND MIT EINEM 31 TAGE UND 2 KM BREITEN HANN-FILTER GEGLÄTTET.	50
4.8. TEMPERATURENTWICKLUNG IM VERLAUF DER SSW 2009. DIE MESSUNGEN FANDEN WÄHREND (20. JANUAR), ZUM ENDE (25. JANUAR) UND NACH (27. JANUAR) DER SSW STATT.	51
4.9. MITHILFE DER HARMONISCHE ANALYSE (GLEICHUNG 4.1) BERECHNETER JAHRESPASS.	51
4.10. MESSUNG UND HARMONISCHE ANALYSE FÜR 89 KM HÖHE.	52
4.11. MESSUNGEN UND HARMONISCHE ANALYSEN FÜR VERSCHIEDENE HÖHEN. .	53
4.12. AMPLITUDEN UND PHASEN DER GANZ- UND HALBJÄHRLICHEN VARIATIO-NEN FÜR ANDØYA.	53
4.13. TEMPERATURVERLAUF FÜR VERSCHIEDENE HÖHEN AUS DER HARMONI-SCHEN ANALYSE FÜR ANDØYA.	54
4.14. HARMONISCHE ANALYSE IM SOMMER FÜR VERSCHIEDENE HÖHEN. DIE SOMMERMESOPAUSE (ROT) LIEGT BEI 89 KM HÖHE.	55
4.15. TEMPERATURVERLAUF DER LIDARMESSUNGEN UND FALLENDER KUGELN FÜR 84 UND 89 KM HÖHE. DIE VARIABILITÄT GIBT DIE ABWEICHUNG DER EINZELMESSUNG ZUM FIT AN. FK AUS [<i>Lübben and von Zahn, 1991, Lüb-ken, 1999</i>].	56
4.16. TEMPERATURVERLAUF FÜR ANDØYA AUS MODELLDATEN. LINKS: CIRA-86; RECHTS: MSIS-90	57
4.17. ABWEICHUNGEN ZWISCHEN MODELLDATEN UND LIDARMESSUNGEN; LINKS: CIRA-86; RECHTS: MSIS-90. IST DAS MODELL WÄRMER (KÄLTER) ALS DIE MESSUNGEN SIND DIE BEREICHE ROT (BLAU) MARKIERT. ABWEICHUNGEN KLEINER ALS ±10 K LIEGEN INNERHALB DER NATÜRLICHEN VARIABILITÄT UND SIND GRÜN GEKENNZEICHNET.	58
5.1. TEMPERATURVERLAUF AM 27.01.2009	63

5.2. ABWEICHUNG ZUM MITTELWERT AUS DEM JAHRESPROGRAMM. ROTE BEREICHE KENNZEICHNEN WÄRMERE, BLAUE BEREICHE KÄLTERE TEMPERATUREN ALS DAS TAGESMITTEL.	64
5.3. ANALYSE FÜR 89 KM HÖHE AM 27.01.2009. BLAU: GANZTÄGIGE, ROT: HALBTÄGIGE GEZEIT; GRÜN: KOMBINATION BEIDER KOMPONENTEN	65
5.4. AMPLITUDES UND PHASEN DER 24- UND 12-STÜNDIGEN KOMPONENTEN ALS FUNKTION DER HÖHE.	65
5.5. AUS DER ANALYSE BERECHNETE TEMPERATURVARIATION MIT HALB- UND GANZTAGESGANG.	65
5.6. ABWEICHUNG DER TEMPERATUR ZUM MITTELWERT FÜR JUNI (A), JULI (B) UND AUGUST (C).	67
5.7. AMPLITUDE DER GANZTÄGIGEN GEZEIT FÜR JUNI, JULI UND AUGUST. GRÜN: GSWM-MODELLEDATEN.	68
5.8. PHASE DER GANZTÄGIGEN GEZEIT FÜR JUNI, JULI UND AUGUST. GRÜN: GSWM-MODELLEDATEN.	68
5.9. AMPLITUDE DER HALBTÄGIGEN GEZEIT FÜR JUNI, JULI UND AUGUST. GRÜN: GSWM-MODELLEDATEN.	69
5.10. PHASE DER HALBTÄGIGEN GEZEIT FÜR JUNI, JULI UND AUGUST. GRÜN: GSWM-MODELLEDATEN.	70
5.11. LINKS: KONTURPLOT; RECHTS: AMPLITUDE UND PHASE DER GANZ- (BLAU) UND HALBTÄGIGEN (ROT) GEZEIT FÜR DEN MITTLEREN SOMMERZUSTAND. .	72
5.12. GEZEITEN ÜBER ANDØYA FÜR VERSCHIEDENE HÖHEN.	73
5.13. HÖHE (ROT) UND HELLIGKEIT (BLAU) DER NLC ÜBER DEM ALOMAR. NUR NLC DER HELLIGKEIT $\beta_{max} > 4 \cdot 10^{-10} \text{ m}^{-1}\text{sr}^{-1}$ BERÜCKSICHTIGT; SCHWARZ: HARMONISCHER FIT [Fiedler et al., 2005].	74
5.14. TAGESZEITLICHE VARIATION DER HÖHE $z(PMSE_{max})$ DER PMSE-STÄRKE (SCHWARZE KREUZE) UND MAXIMALE PMSE-STÄRKE (BLAUE VIERECKE) FÜR DIE JAHRE 1999–2005) [Zeller, 2008].	76
5.15. PMSE-STÄRKE IN VERSCHIEDENEN HÖHENBEREICHEN. UNTERHALB VON 82 KM NUR GANZTÄGIGE VARIATION DER STÄRKE, DARÜBER ZUSÄTZLICH EINE HALBTÄGIGE VARIATION [Zeller, 2008].	77
A.1. DARSTELLUNGEN HÖHERER PROPAGIERENDER HOUGH-MODEN FÜR DIE GANZTÄGIGE ANREGUNG. IN (A) ÄQUATORSYMMETRISCH, IN (B) ANTISYMMETRISCH	81
A.2. WIE BILD A.1, JEDOCH FÜR DIE NICHT-PROPAGIERENDEN MODEN.	82
A.3. WEITERE ORDNUNG FÜR DIE HALBTÄGIGE GEZEIT. NIEDRIGE ORDNUNGEN DER HALBTÄGIGEN HOUGH-MODEN. IN (A) ÄQUATORSYMMETRISCH, IN (B) ANTISYMMETRISCH	82
A.4. WEITERE HÖHERE ORDNUNG FÜR DIE HALBTÄGIGE GEZEIT. NIEDRIGE ORDNUNGEN DER HALBTÄGIGEN HOUGH-MODEN. IN (A) ÄQUATORSYMMETRISCH, IN (B) ANTISYMMETRISCH	82

Tabellenverzeichnis

2.1.	ÄQUIVALENTE TIEFEN UND WELLENLÄNGEN DER H(1 [*])-MODEN	12
2.2.	ÄQUIVALENTE TIEFEN UND WELLENLÄNGEN DER H(2 [*])-MODEN	13
2.3.	KOMPONENTEN VON GLEICHUNG 2.10	19
5.1.	AMPLITUDEN UND PHASEN DER GANZTÄGIGEN GEZEIT FÜR 69°N AUS GS-WM [Hagan <i>et al.</i> , 1997]	69
5.2.	AMPLITUDEN UND PHASEN DER HALBTÄGIGEN GEZEIT FÜR 69°N AUS GS-WM [Hagan <i>et al.</i> , 1997]	71
5.3.	ERGEBNISSE DES FITS FÜR DIE IN ABBILDUNG 5.12 GEZEIGTEN HÖHEN DES MITTLEREN SOMMERZUSTANDS	74
C.1.	FÜR DAS LIDAR RELEVANTE DATEN ZUM ELEMENT EISEN	85
C.2.	DATEN DER VIER EISENISOTOPE	85

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbstständig verfasst zu haben. Dabei habe ich nur die angegeben Quellen und Hilfsmittel genutzt.

Sven Meyer
Rostock, 28. Oktober 2009

Danksagung

Ich möchte allen danken, die, bewusst oder unbewusst, an der Fertigstellung meiner Diplomarbeit beteiligt waren.

Insbesondere seien erwähnt:

- Prof. Dr. Lübken gab mir die Möglichkeit am IAP meine Diplomarbeit anzufer
tigen und ermöglichte mir in diesem Rahmen mehrere Aufenthalte in Norwe
gen.
- Dr. Josef Höffner danke ich für die freundliche Zusammenarbeit am Eisen
Lidar und die stetige Bereitschaft Wissen zu vermitteln. Dazu gehörten nicht
nur lehrreiche Hinweise zur objektorientierten Programmierung, sondern auch
viele experimentelle Aspekte, Tricks und Kniffe beim Umgang mit dem Lidar,
der Spektroskopie und der Lasertechnik im Allgemeinen.
- Nicht zuletzt gilt mein Dank allen Mitarbeitern der Abteilung „Optik und Son
dierung“ sowie natürlich dem gesamten Personal des IAP und des ALOMAR.

Natürlich danke ich auch **Dir** und **Euch**. Ohne eure Zuversicht und Unterstützung
während des gesamten Studiums wäre all das nicht möglich gewesen! Ihr habt fest
an mich geglaubt, ich danke euch!