

**Universität
Rostock**



Traditio et Innovatio

Windmessungen in der Mesosphäre – Kalibrierung der Jod-Spektrometer des ALOMAR RMR-Lidars

**Bachelor-Arbeit
angefertigt am Institut für Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Rostock**

von Erik Sy, geb. am 06. Januar 1990 in Pasewalk

- 1. Prüfer : Prof. Dr. F.-J. Lübken, Universität Rostock**
- 2. Prüfer: Dr. G. Baumgarten, IAP Kühlungsborn**

Rostock, den 30. August 2013

Abstract

This thesis deals with the spectral properties of the absorption line 1109 of the iodine absorption filter in the ALOMAR RMR-Lidar receivers. It compares data sets from measurements of a deployed iodine cell with the model *IodineSpec4*. Spectra and convolutions between the back scattered Cabannes line and the curve of transmission will be approached. The conducted examination was focused on the influence of the different spectra for the measurement of the atmospheric wind speed. This thesis shows that the measured spectra can be applied for temperatures between 130 K and 330 K and ± 200 m/s in wind speed. Furthermore these studies show that between two measured data set's of the same iodine cell, with a deviation of less than 2% in their transmission spectrum, the resulting difference in the calculated wind speed is approximately 10 % depending on temperature and the wavelength of the emitted laser light. The origin of the spectral deviation between the measurements could not be entirely explained but might be caused by a reduction of the telescope's field of view. As a conclusion of this thesis it can be stated, that an iodine absorption filter is appropriate for this application but needs to be frequently examined in it's spectral properties.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Das Lidar-Prinzip	3
2.2	Streumechanismen	5
2.3	Jod- Spektrum	6
2.4	Windermittlung	9
3	Messung und Datenanalyse	12
3.1	Versuchsaufbau	12
3.2	Messung	13
3.3	Spektrum über Zeit	14
3.4	Spektrum über Wellenlänge	15
3.5	Bereinigung des Datensatzes	17
4	Ergebnisse und Auswertung	19
4.1	Spektren im Vergleich	19
4.2	Faltungen im Vergleich	21
4.3	zweidimensionale Faltungen im Vergleich	23
5	Zusammenfassung und Ausblick	26
	Literaturverzeichnis	29

Kapitel 1

Einführung

Die Atmosphäre ist Schauplatz für eine Vielzahl von interessanten Prozessen und Phänomenen, wobei insbesondere Erscheinungen der mittleren Atmosphäre verstärkt in den Fokus aktueller Forschungen rücken. Das Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik (IAP) widmet sich der Erkundung dieses Höhenbereiches von zehn bis 100 Kilometern. Zu den herausragenden Beobachtungen zählen exemplarisch die leuchtenden Nachtwolken (*engl.* noctilucent clouds), welche durch die Bildung von Eiskristallen in einer Höhenschicht von etwa 83 Kilometern entstehen (Fiedler et al., 2011). Sie können ohne optische Hilfsmittel als leuchtende Wolken im Nachthimmel erkannt werden und wurden bereits 1885 von Jesse (1885) wissenschaftlich beschrieben. Viele Beobachtungen von physikalisch-chemischen Abläufen erschließen sich erst durch intensive Erkundung ihrer thermodynamischen Strukturen. Hierzu gehören plötzliche Erwärmungen der polaren Stratosphäre (*engl.* stratospheric sudden warming); bei diesem Prozess erwärmen sich die Luftmassen der polaren Stratosphäre zeitlich und räumlich begrenzt. Es sind Temperaturanstiege von über 50 Kelvin innerhalb weniger Tage möglich (Limpasuvan et al., 2004). Solche Messungen werden gegenwärtig mit Fern- und Naherkundungssystemen durchgeführt. Zu Ersteren gehören Forschungssatelliten, Lidar- (*engl.* light detection and ranging) und Radar-Systeme (*engl.* radio detection and ranging). Naherkundungen der mittleren Atmosphäre werden mit Messballons und Höhenforschungsraketen durchgeführt und als In-situ-Messungen bezeichnet. Beide Erprobungsmethoden, die In-situ-Messung und die Fernerkundung, werden im wissenschaftlichen Kontext oft zusammen eingesetzt.

Ein Zentrum für Atmosphärenforschung in Europa liegt in Andenes (Nordnorwegen), wo kontinuierliche Radar-Messungen sowie gelegentliche In-situ-Messungen durchgeführt werden. Weiterhin ist hier das *Arctic Lidar Observatory*

for Middle Atmosphere Research (ALOMAR) aufgebaut. Es besteht aus dem im Zentrum dieser Arbeit stehenden Rayleigh-Mie-Raman(RMR)-Lidar sowie weiteren zur Erforschung der Atomsphäre geeigneten Messsystemen.

Mit dem ALOMAR RMR-Lidar wurden in den vergangenen zwei Jahrzehnten umfangreiche Observationen durchgeführt. Insbesondere die erwähnten leuchtenden Nachtwolken (NLC) sowie plötzliche Stratosphärenenerwärmungen können in dieser arktischen Region (69° N, 16° O) intensiv beobachtet werden. So wurden bereits über 1850 NLC-Beobachtungsstunden an 440 Sommertagen aufgenommen (Fiedler et al., 2011). Das RMR-Lidar ist ein komplexes, technologisch anspruchsvolles Messsystem, welches geeignet ist, Wind, Temperatur und Aerosoleigenschaften gleichzeitig über einen Höhenbereich von 15 bis 90 Kilometern aufzunehmen.

In dieser Bachelorarbeit wird eine Methode untersucht, welche auf der Basis von Rayleighstreuung Windmessungen ermöglicht. Hierzu werden zuerst physikalische und technische Grundlagen diese Verfahrens erörtert. Dabei wird sich die große Bedeutung des Jod-Spektrums für diese Anwendung herausstellen. Das im RMR-Lidar in einem Glaszylinder vorliegende Jod, auch als Jodzelle benannt, wird im Hauptteil ausführlich untersucht. Hierbei werden Messungen sowie Vergleiche des Spektrums durchgeführt. Weiterhin wird die Eignung der verwendeten Jodzelle zur Windauswertung diskutiert. Abschließend wird bewiesen, dass die Windermittlung stark von der Kenntnis des verwendeten Jod-Spektrums abhängt und eine regelmäßige Vermessung der Jodzelle mittels Spektrometer notwendig ist.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Das Lidar-Prinzip

Ein Lidar (*engl.* light detection and ranging) ist ein Messinstrument für die optisch aktive Fernerkundung der Atmosphäre. Lidar-Systeme eignen sich zur Messung von Entfernungen und Relativgeschwindigkeiten sowie zur Bestimmung atmosphärischer Parameter wie beispielsweise Temperatur, Druck und der Konzentration von Aerosolen. Die allgemeine Funktionsweise ist in Abbildung 2.1 dargestellt und lässt sich in einen Sende- und Empfangszweig unterteilen, wobei in dem Ersten Laser-Licht erzeugt und in die Atmosphäre ausgekoppelt wird. Eine Teilmenge des Lichtes wechselwirkt anschließend mit der Materie im Streuvolumen. Lidar-Systeme basieren auf der Auswertung, des unter einem Winkel von 180° rückgestreuten Laser-Lichtes, welches über Teleskopspiegel in eine Glasfaser eingebunden und nachfolgend auf der Nachweisbank analysiert wird. Die untersuchten Parameter sind Laufzeit, Wellenlängenverschiebung und Intensität des empfangenen Lichtes. Variationen von Lidar-Messinstrumenten basieren auf unterschiedlichen Streumechanismen, welche in Unterkapitel 2.2 erläutert werden.

Das ALOMAR RMR-Lidar soll in den folgenden zwei Absätzen technisch beschrieben und die Anpassungen auf die zu untersuchenden Prozesse und Höhen spezifiziert werden. Die Schwerpunkte der wissenschaftlichen Arbeit mit diesem Messinstrument liegen in der Untersuchung der thermischen und dynamischen Struktur der mittleren Atmosphäre im arktischen Raum. Hierbei stellen die in der Mesopausenregion auftretenden leuchtenden Nachtwolken, polare Stratosphärenwolken sowie die Verteilung

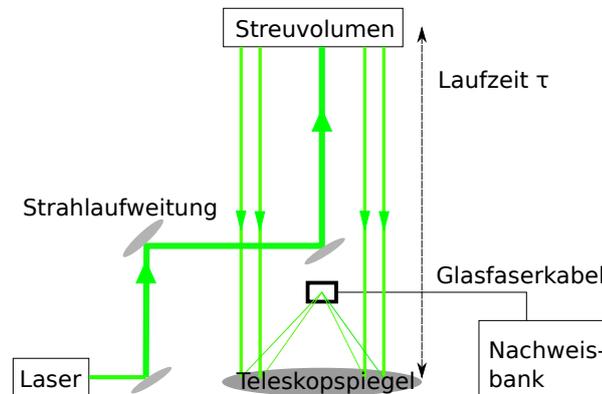


Abbildung 2.1: schematische Darstellung der Funktionsweise eines Lidars

von Aerosolen, insbesondere vulkanischen und anthropologischen Ursprungs (von Zahn et al., 2000), wichtige Forschungsthemen dar.

Der Sendezweig des RMR-Lidars wurde ausführlich in dem Artikel von Fiedler und von Cossart (1999) beschrieben. Er besteht aus einem frequenzstabilisierten Dauerstrich-Laser, welcher zwei Hochleistungslaser zur gepulsten, induzierten Emission anregt. Dies erfolgt alternierend in einer 30 Hz Taktfrequenz je Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (Nd:YAG-Laser). Die ausgesandten Wellenlängen sind die Fundamentale (1064 nm) sowie die zweite (532 nm) und dritte (355 nm) Harmonische der Nd:YAG-Hochleistungslaser. Die zweite und dritte harmonische Generation entstehen in optisch nichtlinearen Prozessen aus der Grundwellenlänge des Lasers, welche auch als Frequenzverdopplung beziehungsweise -verdreifachung bezeichnet werden. Diese Frequenzen sind bis zu einer relativen Abweichung von $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-7}$ stabil und besitzen Energien von 215 bis 360 Millijoule je Puls und Wellenlänge (von Zahn et al., 2000). Diese Stabilität wird durch einen Regelkreis erreicht, welcher die Wellenlänge eines Dauerstrichlasers auf einem festgelegten Punkt der 1109. Absorptionslinie, Linienbenennung nach Gerstenkorn und Luc (1978), des Jod-Spektrums hält. Der in den drei Wellenlängen vorliegende Lichtstrahl wird auf 20 cm Durchmesser aufgeweitet, der Wellenlängenunterschied zur stabilisierten Wellenlänge gemessen und über piezogesteuerte Strahlführungsspiegel in Blickrichtung der Teleskopspiegel ausgekoppelt. Hierdurch wird, in genannter Reihenfolge, die Divergenz des Strahls reduziert, die Abweichung zur Wellenlänge des Dauerstrichlasers festgestellt und die Stabilität des Lichtstrahls erhöht.

Der Empfangszweig des RMR-Lidar wurde in der Dissertation von Baumgarten (2001) betrachtet. Das Lidarsystem besitzt zwei neigbare Teleskopspiegel, welche

jeweils das rückgestreute Licht eines Hochleistungslasers in eine Glasfaser Einkoppeln. Hierbei sollten die Gesichtsfelder der Teleskope möglichst vollständig mit dem Laserstrahl überlappen, um das Signal auf der Nachweisbank zu maximieren. Das Messinstrument wertet das aus zwei Raumrichtungen rückgestreute Licht aus. Somit kann der atmosphärische Wind, unter der Annahme kleiner Vertikalwinde, horizontal zweidimensional bestimmt werden. Beide Signale der Teleskopspiegel werden auf einer Nachweisbank analysiert. Der Wind, die Temperatur und auch die Aerosolverteilung kann für Höhen zwischen 15 bis 90 km bestimmt werden.

Verwendete Methoden der Temperaturbestimmung sind die hydrostatische Integration in den aerosolfreien Höhenbereichen sowie die Auswertung der Rotationsramanstreuung in den aerosolbeladenen Höhenschichten (Baumgarten, 2010). Weiterhin wird auch die Größe und Größenverteilung der streuenden Aerosole durch Auswertung der Rückstreuintensitäten auf mehreren Wellenlängen untersucht (von Cossart et al., 1999). Für diese Arbeit von besonderem Interesse ist die Methode zur Bestimmung des Windes, welche in den Unterkapiteln 2.3 und 2.4 ausführlich beschrieben wird.

Die Detektion von Photonen erfolgt im RMR-Lidar mittels Avalanche-Photodioden und Photomultipliern auf mehreren Wellenlängen. Das rückgestreute Rayleighsignal, welches zur Windauswertung genutzt wird, ist für Höhenbereiche über 49 km so klein, dass es die Messgenauigkeit begrenzt (Baumgarten, 2010). Für ein höheres Signal- zu Hintergrund-Verhältnis wird für Tageslichtmessungen ein Doppel-Etalon zur Frequenzfilterung des empfangenen Lichtes eingesetzt. Dieser, auch Fabry-Pérot-Interferometer genannte, Aufbau reduziert durch Vielfachinterferenz den Spektralbereich des Lichtes auf ein Intervall von 4,6 pm um die stabilisierte Wellenlänge.

2.2 Streumechanismen

In der Atmosphäre gibt es für Licht eine Vielzahl möglicher Streuer. Dies sind beispielsweise Sauerstoff-, Stickstoffmoleküle oder Aerosole wie Vulkanasche oder mineralische Partikel (Roedel, 2000). Diese Streuzentren haben gegenüber einer festgelegten Frequenz, aufgrund unterschiedlicher physikalischer Eigenschaften, eine voneinander abweichende Wechselwirkung.

Aerosol- und Miestreuungen bezeichnen eine Approximation der Wechselwirkung zwischen Licht und festen oder flüssigen Schwebeteilchen mit einem Durchmesser von 1 nm bis 100 μm . Es handelt sich um elastische Prozesse, deren Wirkungsquerschnitte

als Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion zwischen Lichtquant und Streuzentrum, und Rückstreuintensitäten stark von der Form und Größe der Aerosole abhängig sind (z.B. Mishchenko et al., 1999). Der Spezialfall des sphärischen Streuers wird Miestreueung genannt.

Bei **Cabannes- und Resonanzstreuung** wird ein Photon von einem Atom beziehungsweise Molekül absorbiert und später unter Emission der gleichen Wellenlänge wieder freigesetzt. Cabannesstreuung liegt vor, falls die Anregung des Streuzentrums in ein virtuelles Energieniveau erfolgt. Der Begriff Resonanz wird verwendet, wenn ein Elektron des Streuers zwischenzeitlich in ein höheres Energieniveau übergeht. Der Wirkungsquerschnitt für Resonanz ist um einige Größenordnungen höher als für Cabannesstreuung (Schöch, 2007), jedoch muss hierfür die Energie des Photons der Differenz zwischen den eingenommenen Zuständen entsprechen.

Ramanstreuung benennt einen unelastischen Streuprozess. Hierbei wird ein Lichtquant von einem Molekül absorbiert, sodass ein Elektron in ein höheres Energieniveau übergeht. Während der Relaxion des Moleküls geht dieses in einen Zustand über, welcher vom Ausgangsniveau verschieden ist. Es wird vom Stokes- beziehungsweise Anti-Stokes-Prozess gesprochen, wenn die emittierte Wellenlänge größer/kleiner als die absorbierte ist (Demtröder, 1977). Falls sich Ausgangs- und Endniveau um einen Rotationsquant unterscheiden, wird dies als Rotations-Ramanstreuung bezeichnet und wenn sie sich um einen Vibrationsquant unterscheiden, wird dies Vibrations-Ramanstreuung genannt. Der Wirkungsquerschnitt für Rotation ist um vier und der von Vibration um drei Größenordnungen kleiner als bei der Cabannesstreuung (Schöch, 2007).

Rayleighstreuung beschreibt nach der Definition von Young (1981) die Summe aus Cabannes- und Rotationsramanstreuung. Der Wirkungsquerschnitt des rückgestreuten Lichtes ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge $\sigma_{Streu} \propto \lambda^{-4}$ (Pedrotti et al., 1996). Somit wird violettes Licht (400 nm) zehnmal effizienter gestreut als rotes Licht (700 nm).

2.3 Jod- Spektrum

Aus dem Dopplereffekt ergibt sich, dass ein atmosphärischer Wind von 1 m/s eine ausgesandte Wellenlänge von 532 nm um nur 3,5 fm verschiebt. Als Vergleichsgröße

liegt der Durchmesser eines Protons bei 1,6 bis 1,7 fm (Cottingham und Greenwood, 1986). Dies verdeutlicht den hohen Anspruch an spektraler Genauigkeit, welchen das ALOMAR RMR-Lidar für Windermittlungen erfüllen muss. Eine Möglichkeit der technischen Realisierung bietet das Transmissionsspektrum des Jodmoleküls.

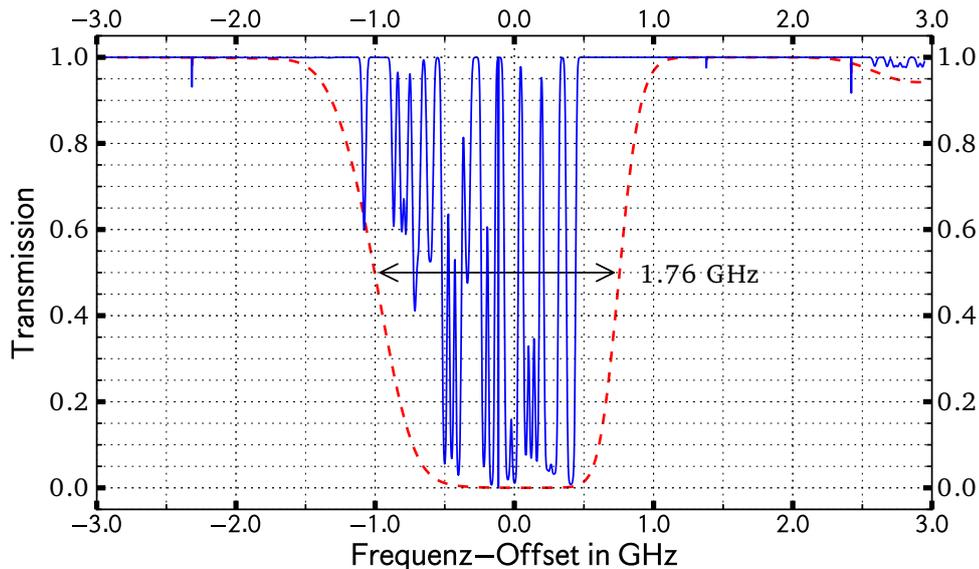


Abbildung 2.2: Die blaue Kurve zeigt die Fein- und Hyperfeinstruktur der 1109. Absorptionslinie unter Berücksichtigung der natürlichen Linienbreite und der Stoßverbreiterung. Die rote Kurve stellt die Gesamtverbreiterung mit einer vollen Halbwertsbreite von 1,76 GHz dar. Die theoretischen Werte wurden dem Modell *IodineSpec5* für Jod in der Gasphase bei 30° C und 62,59 Pa entnommen. (Abbildung: Oelsner (2012))

Die Absorptionslinie 1109 ist in Abbildung 2.2 dargestellt und eignet sich aufgrund nachfolgend beschriebener Eigenschaften für diese Anwendung. Diese rote Linie besitzt zwei Flanken mit hohen Steigungen, welche jeweils bei einer prozentualen Änderung der Frequenz unter $\frac{1\text{GHz}}{563.244\text{THz}} \hat{=} 0,000178\%$ von einer annähernd totalen Absorption in eine näherungsweise vollständige Transmission übergehen. Weiterhin stimmt diese Absorptionslinie mit dem Spektralbereich der zweiten Harmonischen des Nd:YAG-Lasers überein. Dieser Eigenschaft kommt eine große Bedeutung zu, da der Nd:YAG-Laser nach Eichler und Eichler (1990) einer der wichtigsten Lasertypen für Wissenschaft und Technik ist. Ein weiteres Merkmal, welches die Verwendung dieser Linie unterstützt, ist die Halbwertsbreite von 1,76 GHz. Sie ermöglicht nach Faltung mit einem Cabannesprofil eine eindeutige Zuordnung zwischen Faltungswert und Wellenlängenverschiebung für ein großes Wind- und Temperaturintervall (siehe Unterkapitel 2.4).

Im ALOMAR RMR-Lidar werden Jodzellen genutzt, um zum einen die Frequenz im Sendezweig zu stabilisieren und zum anderen die Frequenzverschiebung im Nachweiszweig zu bestimmen. Das Jod liegt in der Gasphase vor, was durch eine Temperaturstabilisierung bei 38° Celsius mit einer Abweichung von ± 0.003 K sichergestellt wird (Baumgarten, 2010).

Das theoretische Transmissionsverhalten der Linie 1109 von Jod-Gas wurde in blauer Farbe näherungsweise (siehe unten) dargestellt. Einzelne monochromatische Absorptionslinien können durch Elektronenanregung, Vibration oder Rotation des Jodmoleküls entstehen. Diese Absorptionen werden als Feinstruktur bezeichnet. Weitere Möglichkeiten stellen die als Hyperfeinstruktur benannten Kernanregungen dar.

Die Messung eines Spektrums kann nach Demtröder (1977) nicht unendlich scharf erfolgen, weil Messresultate sich als Folge der Gesamtverbreiterung der spektralen Absorptionen ergeben. Dies führt dazu, dass es unmöglich ist monochromatische Absorptionen zu messen, da zumindest immer die natürliche Linienverbreiterung auftritt (siehe unten).

Die Grafik 2.2 zeigt die 1109. Linie des Jodmodells, welches als Näherung ein reines Gas sowie die Vernachlässigung von Messfehlern annimmt. Die monochromatischen Absorptionen der Fein- und Hyperfeinstruktur sind im blauen Graphen, unter der Berücksichtigung der natürlichen Linienbreite und Stoßverbreiterungen (Druckverbreiterungen), abgebildet. In der roten Kurve wurde Dopplerverbreiterung ergänzend zur natürlichen Linienbreite und Stoßverbreiterungen angenommen. Es ist zu erkennen, dass die Dopplerverbreiterung den größten Anteil zur Gesamtverbreiterung beiträgt (Oelsner, 2012).

Die **natürliche Linienbreite** begründet sich mit der Heisenbergschen Unschärferelation. Insbesondere die Energie-Zeit-Unschärferelation legt fest, dass ein physikalisches System mit exakt bekannter Energie, seinen Zustand zeitlich nicht ändern kann. Bei Absorption beziehungsweise Emission muss jedoch eine Veränderung des Zustandes des Photons erfolgen, womit eine Energieunschärfe verursacht wird, welche in eine spektrale Verbreiterung resultiert.

Die **Stoßverbreiterung (Druckverbreiterung)** tritt in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Druck eines thermodynamischen Systems auf. Durch die Wechselwirkung zwischen Atomen/Molekülen tritt eine Verschiebung ihrer Energieniveaus und somit eine Verschiebung der Absorptionslinien auf.

Die **Dopplerverbreiterung** basiert auf dem Dopplereffekt. Dieser beschreibt die Verschiebung ($\Delta\lambda$) der von einem Streuzentrum ausgesandten Wellenlänge (λ_0), falls sich der Streuer relativ zur Blickrichtung des Beobachters bewegt. Hierbei beschreibt c die Lichtgeschwindigkeit. Bei Annäherung von Beobachter und Streuzentrum wird die Wellenlänge kleiner. V beschreibt die Relativgeschwindigkeit zwischen Sender und Empfänger. Die Formel 2.1 ist eine nichtrelativistische Näherung des Dopplereffekts und kann für $v \ll c$ angewendet werden.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c}v \quad (2.1)$$

2.4 Windermittlung

Zur Berechnung des Windes soll im Folgenden das rückgestreute Cabannesspektrum verwendet werden. Dieses wird durch zwei Prozesse in der Wellenlängenverteilung beeinflusst, zum einen durch eine ungeordnete thermische Eigenbewegung und zum anderen durch eine großskalige Dynamik (Wind) der Streuer. Erstere kann mit der Formel 2.2 beschrieben werden. Dies ist die eindimensionale Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung für zweimal dopplerverbreitertes Licht. Eine erste Verbreiterung findet beim Übergang von Licht in das Ruhesystem des Streuers statt. Die Zweite bei der Rücktransformation in das ruhende Lidar-System.

$$I(\lambda) = I_{max} * \exp\left[\frac{-(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.2)$$

mit folgendem σ :

$$\sigma = 2 * \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{K_B T}{m}}$$

Hierbei steht c für die Lichtgeschwindigkeit, T für die Temperatur, K_B für die Boltzmann-Konstante, m für die Masse des Streuers und λ_0 beziehungsweise λ für die vom Lidar gesendete/empfangene Wellenlänge. Aus dieser Formel geht hervor, dass die Dopplerverbreiterung von der Temperatur und Masse der Streuzentren

abhängt. Folglich werden bei gleicher Temperatur die Streuungen an Molekülen stärker verbreitert als an schwereren Aerosolen.

Der Wind kann, bei Annahme homogener Windgeschwindigkeit, als Verschiebung statt Verbreiterung der Spektralverteilung beschrieben werden. Mit der Formel 2.1 kann unter Berücksichtigung eines Faktors zwei für den zweimaligen Dopplereffekt (siehe oben) eine Wellenlängenverschiebung der zweiten Harmonischen (532 nm) von näherungsweise 4 fm für einen Wind von 1 m/s ermittelt werden.

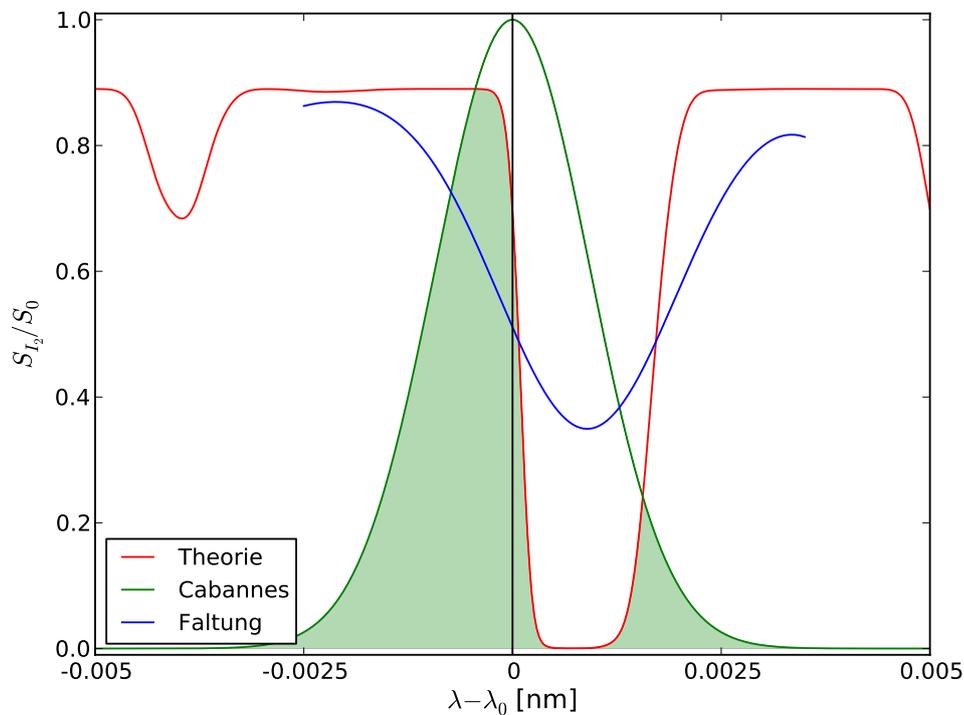


Abbildung 2.3: Theoretischer Verlauf des Jod-Spektrums (rote Linie), die stabilisierte Wellenlänge (vertikale schwarze Linie bei $\lambda - \lambda_0 = 0$), die Cabanneslinie für Streuung an den Molekülen der Luft bei einer Temperatur von 180 Kelvin (K) (grüne Kurve) und die Faltung der Cabanneslinie mit dem Jod-Spektrum (blaue Kurve).

Im Lidaraufbau wird der Lichtstrahl auf der Nachweisbank über einen Strahlteiler in die Kanäle S_{I_2} und S_0 aufgespalten. Hierbei werden S_0 vor und S_{I_2} hinter einer Jodzelle mittels Photodetektoren nachgewiesen. Das Verhältnis dieser Intensitäten S_{I_2}/S_0 , nachfolgend als Dopplerverhältnis benannt, ist in Abbildung 2.3 über die Wellenlängendifferenz zur stabilisierten Wellenlänge veranschaulicht. Der rote Graph stellt das theoretische Spektrum des Jod-Gases im Bereich der 1109. Absorptions-

linie dar. Diese Daten wurden dem Jodmodell *IodineSpec4* entnommen. Die grüne Cabanneslinie wurde nach Formel 2.2 für einen Wind von 0 m/s und der Streuung an Luftmolekülen bestimmt.

Die blaue Kurve resultiert aus der Faltung der Cabanneslinie mit dem Jod-Spektrum. Am Wert $\lambda - \lambda_0 = 0$ ist dies der Quotient aus dem grün schattierten Bereich mit der gesamten Fläche unterhalb der Cabanneslinie. Die Berechnungsvorschrift für die Faltung ist in Gleichung 2.3 angegeben:

$$T_F(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\lambda - \lambda') F(\lambda') d\lambda' = (F \cdot H)(\lambda) \quad (2.3)$$

$H(\lambda)$ bezeichnet die spektrale Energieverteilung des Lichtes (einlaufend) und $F(\lambda)$ das Filterspektrum der Jodzelle. λ' charakterisiert die stückweise Verrückung der Spektren und $T_F(\lambda)$ die Transmission in Abhängigkeit der Wellenlänge λ .

In Darstellung 2.3 ist zu erkennen, dass in dem Bereich um die stabilisierte Wellenlänge der Faltung eine eindeutige Zuordnung zwischen den Funktionswerten der Faltung und der Wellenlängendifferenz möglich ist. Eine Auswertung des rückgestreuten Cabannesspektrums auf der Nachweisbank ergibt somit einen Funktionswert auf der Faltung. Dieser lässt sich eindeutig einer Wellenlänge zuordnen, sofern die Verschiebung durch den Wind zwischen dem Maximum und Minimum der Faltung liegt. Diese Verschiebung lässt sich mit Formel 2.1, unter Berücksichtigung einer zweifachen Dopplerverschiebung, in einen Wind umrechnen.

Sind die Größen der Formel 2.2 bekannt, kann mit dieser Methode der Wind bestimmt werden. Folglich können Wind und Temperatur nicht gleichzeitig mit diesem Verfahren ermittelt werden. Eine Größe muss als bekannt angenommen werden. Aus der Grafik ist darüber hinaus zu erkennen, dass eine Faltung für ein sehr viel schmaleres/ breiteres Spektrum der Cabanneslinie diese eindeutige Zuordnung, bei fester Halbwertsbreite der Jodlinie, nur über einen kleineren Wellenlängenbereich ermöglichen würde.

Kapitel 3

Messung und Datenanalyse

3.1 Versuchsaufbau

Zur Bestimmung des Transmissionsspektrums der Jodzelle wurde der Strahlengang des RMR-Lidars angepasst. Ein schematischer Aufbau ist in Darstellung 3.1 abgebildet.

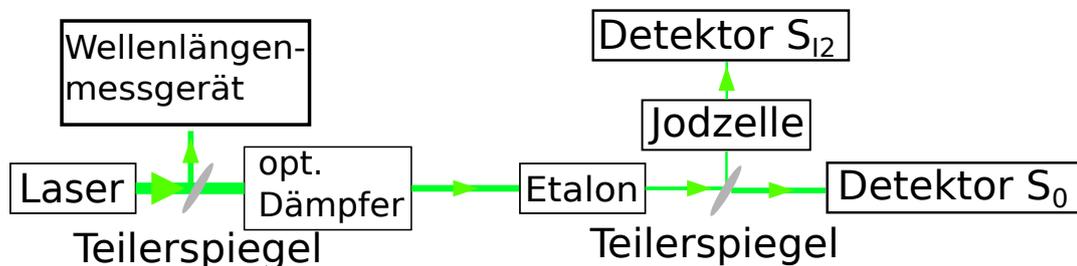


Abbildung 3.1: schematischer Versuchsaufbau zur Messung des Transmissionsspektrums der Jodzelle

Als Lichtquelle wurde der Dauerstrichlaser Prometheus 100NE des Herstellers *InnoLight* mit einer Wellenlänge von 532 nm verwendet. Dieser Laser ist in seiner Ausgangsfrequenz (f) über $\Delta f = 60$ GHz durchstimmbare. Zu diesem Zweck werden piezoelektrische Aktoren und eine Variation der Heizspannung eingesetzt.

Der im Laser erzeugte Lichtstrahl wird durch einen Teilerspiegel verzweigt. Der erste Teil wird mit einem Messgerät auf seine Wellenlängeninformation ausgewertet. Der andere Zweig durchläuft einen optischen Dämpfer. Hier wird die Intensität des Strahls so weit reduziert, dass sie der einer atmosphärischen Windmessung, welche sich durch das über ein Teleskop eingekoppelte Tageslicht- und Rückstreu-Spektrum ergibt, entspricht.

Das Licht wird nach Durchquerung des optischen Dämpfers in einem Doppel-Etalon,

auch Fabry-Perot-Interferometer genannt, frequenzselektiert. Das verwendete Doppel-Etalon bewirkt durch Vielfachinterferenz einen Bandpass von 4,6 pm im Bereich der stabilisierten Wellenlänge.

Danach erzeugt ein Strahlteiler aus diesem schmalbandigen Licht zwei Strahlen. Der Erste durchquert eine bei 38° Celsius temperaturstabilisierte Jodzelle und wird anschließend mit einem Lichtsensor detektiert. Der Zweite wird direkt photoelektrisch ausgewertet. Die detektierten Intensitäten werden im Folgenden als S_{I2} und S_0 für den ersten beziehungsweise den zweiten Lichtstrahl benannt.

Die hier beschriebene Konstruktion weicht von dem verwendeten Aufbau ab, beinhaltet jedoch alle für diesen Versuch notwendigen Komponenten. Dies dient einerseits der Veranschaulichung und andererseits kann auf diese Weise die Jodzelle im Zusammenwirken mit den zur Windmessung im RMR-Lidar verwendeten optischen Bauteilen untersucht werden. Beispielsweise wurden der Chopper oder die Unterteilung der photoelektrischen Detektoren nach Intensitäten in dieser Darstellung vernachlässigt.

3.2 Messung

Der spektroskopische Versuch wurde in der Nacht vom 07. Juni zum 08. Juni 2013 durchgeführt und dauerte 12 Stunden. Zu diesem Zweck wurde die Strahlführung des Lidars wie in Unterkapitel 3.1 umgebaut. Die Messdaten wurden computerunterstützt in folgender Chronologie aufgenommen:

1. Messung mit der stabilisierten Wellenlänge
2. Datenaufnahme auf dem Plateau
 - a) mit eingesetzter Jodzelle
 - b) ohne Jodzelle (anschließend wurde die Jodzelle wieder eingesetzt)
3. viermaliges Scannen des spektralen Bereichs um die Absorptionslinie 1109
4. Datenaufnahme auf dem Plateau
 - a) ohne Jodzelle
 - b) mit eingesetzter Jodzelle

5. Messung an der stabilisierten Wellenlänge

Als Plateau wird in dieser Arbeit der zusammenhängende Bereich zwischen 1109. und 1110. Absorptionslinie, welcher sich durch eine näherungsweise konstante, hohe Transmission auszeichnet, benannt.

3.3 Spektrum über Zeit

Während des Versuches wurde die Ausgangsfrequenz des Lasers durch die Variation der Heizspannung moduliert. Die Punkte 1, 2, 4, und 5 aus Unterkapitel 3.2 wurden mit konstanter elektrischer Spannung untersucht.

Hingegen wurde das Scannen des spektralen Messbereiches (3. Punkt) bei kontinuierlicher Veränderung der Spannung durchgeführt. Hierbei entsprach die minimale beziehungsweise maximale Heizspannung $V_{MIN} = 2,75$ Volt und $V_{MAX} = 4,90$ Volt. Die verwendete Schrittweite betrug 0,000305 Volt je Sekunde.

Die Darstellung 3.2 zeigt die aufgenommenen Messwerte über der Zeit. Hierbei ergibt sich jeder Datenpunkt aus der Mittelung über 200 detektierte Einzelmessungen. Dieses Vorgehen begründet sich in der statistischen Funktionsweise der verwendeten Avalanche-Dioden. Diese Detektoren können nach Registrierung eines Lichtquanten, keine weiteren eintreffenden Photonen feststellen, bis der Ausgangszustand wieder hergestellt ist (Amthor, 2006). Es wird der Zeitraum zwischen Wiederherstellung des Detektionszustandes und Registrierung eines weiteren Photons gemessen, woraus statistische Aussagen über die Gesamtzahl der eingetroffenen Lichtquanten gefolgert werden. Hieraus ergibt sich eine steigende Messunsicherheit für hohe gemessene Intensitäten, weil sich das Verhältnis von registrierten zu statistisch angenommenen Photonen verringert. Für die Atmosphäre unterhalb einer Höhe von 49 Km und Tageslichtkonfiguration des RMR-Lidar dominiert dieser Effekt den Unsicherheitsbereich der Windmessung (Baumgarten, 2010).

Der chronologische Verlauf des Graphen 3.2 entspricht dem in Kapitel 3.2 beschriebenen. Somit entsprechen die ersten drei Agglomerationen von Datenpunkten den Messungen am Stabilitätspunkt, auf dem Plateau mit und ohne eingesetzte Jodzelle im Strahlengang.

Daraufhin folgt der viermalige Scan des Bereichs um die 1109. Absorptionslinie, welcher sich über 8 Stunden erstreckt und an der komplizierteren, spiegelsymmetrischen Struktur zu erkennen ist.

Zur Normierung dieses Graphen ist das Verhältnis von S_{I_2} zu S_0 , welches nachfolgend als Dopplerverhältnis benannt wird, bei herausgenommener Jodzelle auf den Wert Eins festgelegt.

Weiterhin sind diese Messdaten um den Dunkelstrom des photoelektrischen Detektors sowie von der Intensität der Hintergrundbeleuchtung bereinigt. Hierzu wurde während des gesamten Messverlaufs ein Chopper eingesetzt, welcher das Laserlicht zwischenzeitlich abblendet. Die in diesem Zeitraum gemessene Intensität wird im weiteren Verlauf als Hintergrund bezeichnet.

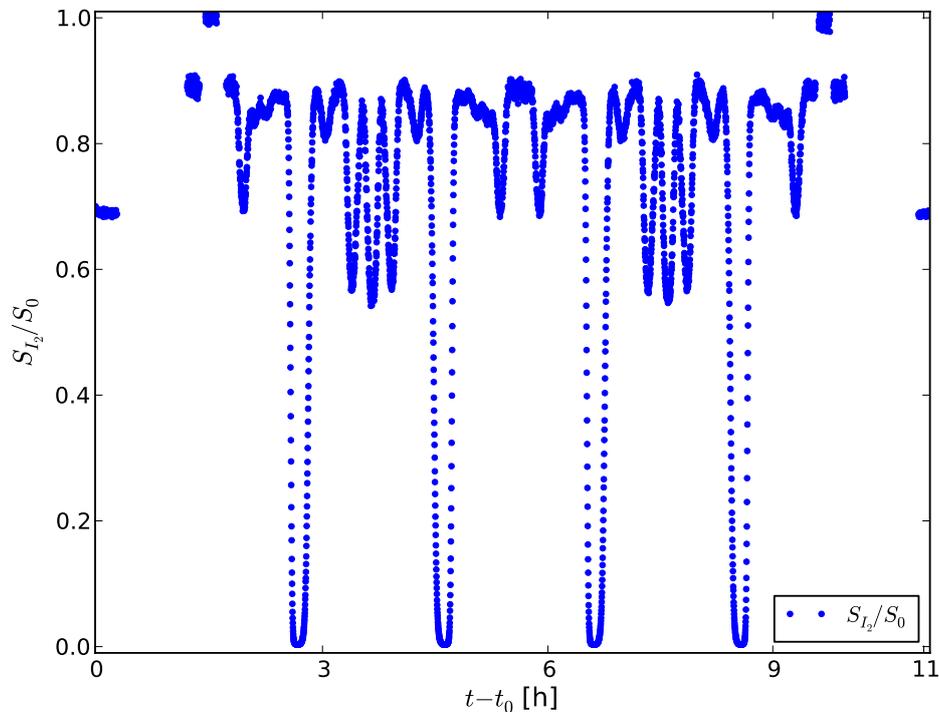


Abbildung 3.2: Die normierten Messwerte der Messung vom 07. Juni 2013. Jeder Datenpunkt entspricht einer Integration über 200 detektierten Einzelmessungen.

3.4 Spektrum über Wellenlänge

Im Folgenden wird die Normierung aus Kapitel 3.3 fortgesetzt und die aus der Messung des Stabilitätspunktes gewonnene Wellenlänge λ_0 zur Darstellung der Abszisse genutzt.

In Abbildung 3.3 ist der Scan des untersuchten Spektralbereiches dargestellt. Es wurde die Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlängeninformation abgebildet. Zwischen zwei Datenpunkten wurde eine lineare Verbindungsline eingetragen. Es wurden über 3900 Datenpunkte auf einen Wellenlängenbereich von näherungsweise 0,0125 nm verteilt, was einem durchschnittlichen Punktabstand von 3,2 fm entspricht. Die Wellenlängenverschiebung durch einen Wind von 1 m/s beträgt näherungsweise 4 fm und liegt somit in der gleichen Größenordnung.

Aus den Kurvenverläufen geht hervor, dass die Standardabweichung für ein Verhältnis von 0,8 bis 1,0 am größten ist. Dies begründet sich dadurch, dass S_{I2} und S_0 in Bereichen hoher Transmission die gleiche Größenordnung besitzen, die Intensität von S_{I2} bei geringer Transmission jedoch kleiner als die von S_0 ist. Die Fehlerbereiche der Messpunkte, welche durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung ermittelt worden sind, wurden in den Plot 3.3 als vertikale Striche maßstabsgerecht eingezeichnet. Die Messwerte liegen bis auf wenige Datenpunkte (siehe folgenden Absatz) in diesen Unsicherheiten, was für einen ausreichend große Fehlerabschätzung steht.

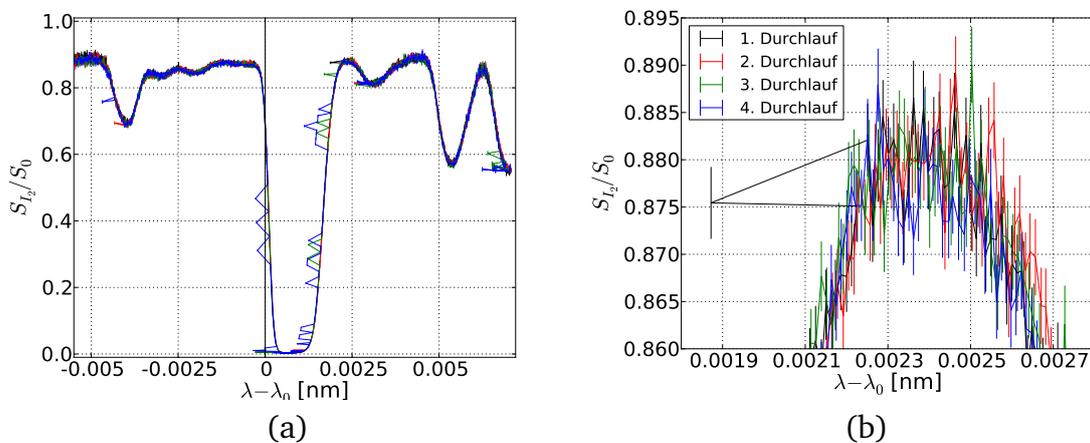


Abbildung 3.3: normiertes, gemessenes Verhältnis von S_{I2} zu S_0 in Abhängigkeit von der Differenz zur stabilisierten Wellenlänge. Die einzelnen Durchläufe des Scans durch das Spektrum sind chronologisch durchnummeriert und entsprechend der Legende von Plot (b) farblich dargestellt. An den einzelnen Datenpunkten wurden vertikale Balken zur Kennzeichnung des Fehlerbereichs gezeichnet.
 (a) gesamtes Profil des betrachteten Spektralbereiches
 (b) Ausschnitt aus (a); gezeigt ist das lokale Maximum der rechten Flanke der 1109. Absorptionslinie

Im Datensatz sind auch Messwertausreißer zu erkennen; ein Beispiel ist in Abbildung 3.3 (b) gezeigt. Dieser Messwert liegt bei einer Transmission von näherungsweise 0,875 und weicht in der detektierten Wellenlänge in der Kontinuität von seinen

zeitlichen Vorgängern und Nachfolgern um mehrere Größenordnungen ab. Diese hohe Abweichung kann nicht durch den kontinuierlichen Verlauf der Temperatur im Dauerstrichlaser erklärt werden.

3.5 Bereinigung des Datensatzes

Aus Unterkapitel 3.4 geht hervor, dass eine ausführlichere Diskussion der Messwertausreißer erforderlich ist. Zu diesem Zweck wurde in Abbildung 3.4 die chronologisch gemessene Wellenlängeninformation als rote Kurve, sowie der Datensatz nach Korrektur der Wellenlänge, als blauer Graph, eingezeichnet. In Bereichen der Deckungsgleichheit beider Kurven, wurden diese als blau eingefärbt. Aus diesem Graphen lässt sich eine Systematik der ausreißenden Messwerte feststellen, so weichen diese immer zu kleineren Wellenlängen von dem erwarteten Graphen ab. Die roten Spitzen in Abbildung (a) besitzen eine Mindestlänge von über 200 fm, wobei die Mehrheit der Ausreißer näherungsweise diese Abweichung haben. Es lassen sich als größte Abweichungen drei Spitzen, mit einem Betrag annähernd Faktor drei der Mindestlänge, feststellen.

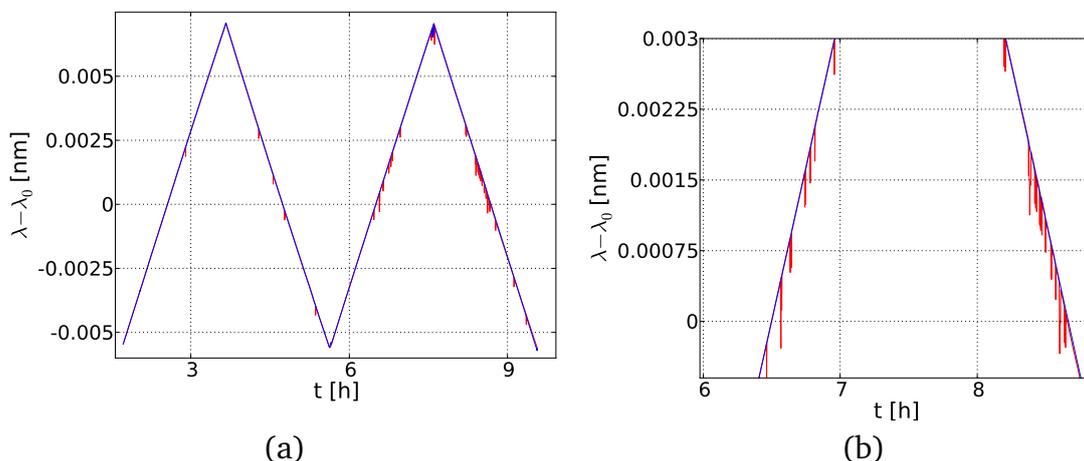


Abbildung 3.4: Chronologisch gemessene Wellenlängeninformation: hier präsentieren die vier linearen Bereiche die einzelnen Durchläufe. Der gemessene Datensatz wurde in rot und der Korrigierte in blau dargestellt.

(a) Gesamtprofil über die vier Durchläufe des Scans

(b) Ausschnitt des Plots vom 3. und 4. Durchlauf; in diesem Bereich ist die Häufigkeit der Messwertausreißer im Vergleich zu den ersten beiden Durchläufen größer

Aus der Grafik ist zu erkennen, dass die positiven und negativen Anstiege der einzelnen Durchläufe ein approximativ lineares Verhalten aufzeigen. Abweichungen von der Linearität ergeben sich insbesondere aus dem Planckschen Strahlungsgesetz. Nach diesem physikalischen Gesetz muss die Strahlleistung des wärmeren Körpers größer sein, wenn sich beide Körper nur in ihrer Temperatur unterscheiden (Hooker und Webb, 2010). Somit bewirkt eine linear vergrößerte Heizspannung keinen gleichmäßigen Anstieg der Temperatur, wenn der erhitzte Körper Wärmeenergie an seine Umgebung abstrahlen kann. Folglich kann sich die Wellenlängenzunahme des Lasers nur näherungsweise linear mit der Zeit verhalten.

Die Korrektur der Daten erfolgte durch die Berechnung eines mittleren Anstieges für jeden in Abbildung 3.4 gezeigten Durchlauf, welcher nachfolgend als approximative Steigung benannt ist. Anschließend wurde der Anstieg zwischen zwei zeitlich aufeinanderfolgenden Messwerten mit der approximativen Steigung verglichen. Falls die Abweichung höher war, als ein experimentell für jeden Durchlauf angepasster Wert von beispielsweise 25%, so wurde dies als Messwertausreißer aufgefasst. Die Korrektur erfolgte durch Überschreiben der ausreißenden Wellenlängenangabe mit einem sich aus der Annahme der approximativen Steigung ergebenden Wert. Durch die Variation des Prozentwertes ergab sich eine Optimierung der Korrektur bei der möglichst alle Messwertausreißer überschrieben wurden ohne den gesamten Linienverlauf zu begradigen.

Die blaue Kurve zeigt die Korrektur des Kurvenverlaufs. Die mittleren Intervalle der Wellenlänge, von $\pm 0,005$ nm um die stabilisierte Wellenlänge, konnten von ausreißenden Messwerten bereinigt werden. In den Bereichen der Übergänge zwischen einzelnen Scans und somit bei Wechseln zwischen steigenden und fallenden elektrischen Spannungen, konnte der Graph nicht vollständig einem stetigen Verlauf der Wellenlänge angepasst werden. Aus diesem Grund werden für weitere Betrachtungen nur die mittleren Intervalle berücksichtigt. Eine Ursache dieser Randeffekte kann in der Wärmekapazität des Dauerstrichlasers liegen, sodass dieser gegenüber Variationen der Heizspannung physikalisch träge reagiert.

Kapitel 4

Ergebnisse und Auswertung

4.1 Spektren im Vergleich

Im weiteren Verlauf findet eine vergleichende Einordnung der durchgeführten Messung statt. Zu diesem Zweck wurde die Auswertung, nach Kapitel 3, für eine Messung vom 07. Februar 2012 vollzogen. Hierbei wurde festgestellt, dass aufgrund der geringen Anzahl an Messwertausreißern keine Bereinigung des Datensatzes nach Absatz 3.5 erforderlich ist.

Die Messungen wurden jeweils mit in den Strahlengang eingesetztem Doppel-Etalon durchgeführt, was der Tageslichtkonfiguration des Lidar-Systems entspricht.

Die in Abbildung 4.1 gezeigten Messdaten wurden gemittelt, um Rauscheffekte des Kurvenverlaufs bei geringen Punktabständen zu unterdrücken. Ein Spektrum muss eindeutig (im mathematischem Sinn) definiert sein, sodass es unphysikalisch ist, wenn einem Wellenlängenwert, aufgrund statistischer Verteilung der Messwerte, mehrere Dopplerverhältnisse zugeordnet werden. Die Mittelung erfolgte, indem der untersuchte Spektralbereich in 800 gleichmäßige Intervalle eingeteilt wurde. In diesen wurden die arithmetischen Mittel der Wellenlängen und der Dopplerverhältnisse der beinhalteten Messwerte gebildet und zur Beschreibung des neuen Datenpunktes verwendet.

Zudem wurden die gemessenen Spektren durch Addition einer Korrekturwellenlänge auf das theoretische Spektrum geschoben. Diese Korrektur hat keine Auswirkungen auf die Windberechnung, bei der Wellenlängendifferenzen ermittelt werden. Die Eigenschaft, dass die Fein- und Hyperfeinstruktur von Jod-Gas spektral festgelegt ist, und die theoretische Kurve die vergleichbar höchste Glaubwürdigkeit der absoluten

Wellenlänge besitzt, unterstützen dieses Vorgehen. Es wurde so verschoben, dass der Schnittpunkt der Kurven im Stabilitätspunkt liegt.

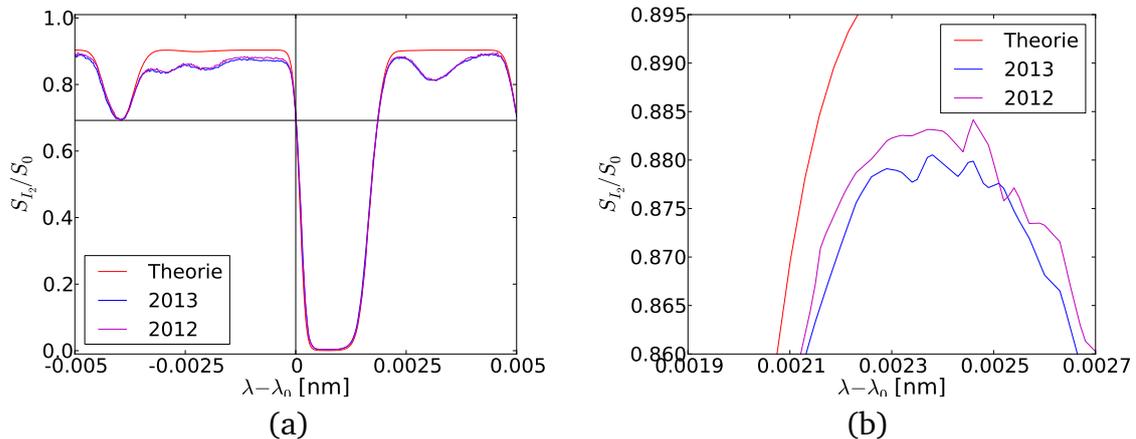


Abbildung 4.1: Transmissionsspektren in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die rote Kurve stellt die Werte aus dem Jodmodell *IodineSpec4* dar. Der blaue/ violette Graph zeigt spektrale Messungen der Jodzelle vom 07. Juni 2013 beziehungsweise 07. Februar 2012. Als vertikale beziehungsweise horizontale Linie sind die Wellenlänge sowie das Intensitätsverhältnis am Stabilitätspunkt markiert.
(a) Gesamtprofil des Transmissionsspektrums im Intervall $\lambda_0 \pm 0,005$ nm
(b) Ausschnitt des Spektrums am lokalen Maximum der rechten Flanke der 1109. Absorptionslinie

Ein Vergleich der Graphen untereinander ergibt, dass die gemessenen Kurven sich unterhalb des stabilen Dopplerverhältnisses näherungsweise deckungsgleich verhalten und über diesem um maximal 2% Abweichungen voneinander aufzeigen. Eine Analyse der systematischen und zufälligen Ursachen der Abweichungen wird nachfolgend durchgeführt.

Eine systematische Ursache würde vorliegen, wenn beispielsweise die Verunreinigung der Jodzelle bei der aktuelleren Messung größer war, als bei der Messung von 2012, und somit die Transmission des Datensatzes 2013 reduziert ist. Dieses Argument unterstützt, dass die Kurve von 2013 annähernd über das gesamte Intervall um 0,2% unter dem Graphen von 2012 liegt, und somit eine durchschnittlich geringere Transmission aufweist. Für zufällige Ursachen spricht, dass die Standardabweichung der Messwerte in Bereichen hoher Transmission größer ist, wie in Absatz 3.4 belegt wurde. Danach müssten sich die Transmissionsschwankungen um den Erwartungswert verteilen, was im Widerspruch zur durchschnittlichen Abnahme der Transmission in 2013 gegenüber 2012 steht. Es lässt sich resümieren, dass überwiegend eine syste-

matische Ursache die durchschnittlich geringe Transmission der aktuellen Messung bedingt.

In Abbildung 4.1 (b) ist ein Wellenlängenintervall mit rauschenden Messwerten dargestellt. Die Anzahl der Bereiche (800) wurde als empirische Optimierung festgestellt, bei der die gemessenen Graphen einerseits gute Übereinstimmung in der 1109. Absorptionslinie mit der theoretischen Kurve zeigen und andererseits starkes Rauschen unterbunden wird.

Der Vergleich mit der theoretischen Linie sollte überwiegend qualitativ erfolgen, da diese Werte unter Näherungen, hinsichtlich der Konzentration des Jod-Gases und dessen Schichtdicke, mit dem Lambert-Beerschen Gesetz an die vorhandene Jodzelle angepasst wurden. Für geringe Transmissionen unterhalb des Stabilisationspunktes sind die Kurven näherungsweise deckungsgleich. Für höhere Intensitäten weisen sie in einigen Wellenlängenintervallen ein voneinander abweichendes Verhalten auf. So zeigen die experimentellen Linien drei lokale Minima, während die theoretischen Werte in diesen Bereichen einer konstanten Transmission unterliegen. Dies kann durch Lichtabsorption, beispielsweise durch das Glas des Zylinders oder Verunreinigungen am oder im Glaszylinder, verursacht werden. Zudem wurde keine Abweichung der vermessenen Jodzelle gegenüber dem Jodmodell zu höherer Transmission registriert und die weiteren Jodabsorptionen im betrachteten Intervall stimmten qualitativ gut mit dem Jodmodell *IodineSpec4* überein.

4.2 Faltungen im Vergleich

Aus den in Unterkapitel 4.1 enthaltenen Transmissionsspektren sowie den nach Gleichung 2.2 erhaltenen Cabannesprofilen wurden die in Abbildung 4.2 (a) dargestellten Faltungen gezeichnet. Die Cabanneslinie wurde auf $I_{Max} = 1$ normiert, weil das Verhältnis der Intensitäten beider Zweige bei gleichmäßiger Strahlteilung gleich 1 ergibt.

Die Berechnung der Faltung erfolgte nach Gleichung 2.3. Das Ergebnis wurde in Diagramm 4.2 (a) über den spektralen Intervallbereich $\lambda_0 \pm 0,0025$ nm eingetragen, was sich aus den auftretenden Randeffekten ergibt, wenn das Cabannesprofil nach spektraler Verschiebung nicht vollständig in dem Definitionsbereich des verwendeten Ausschnitts des Transmissionsspektrums liegt.

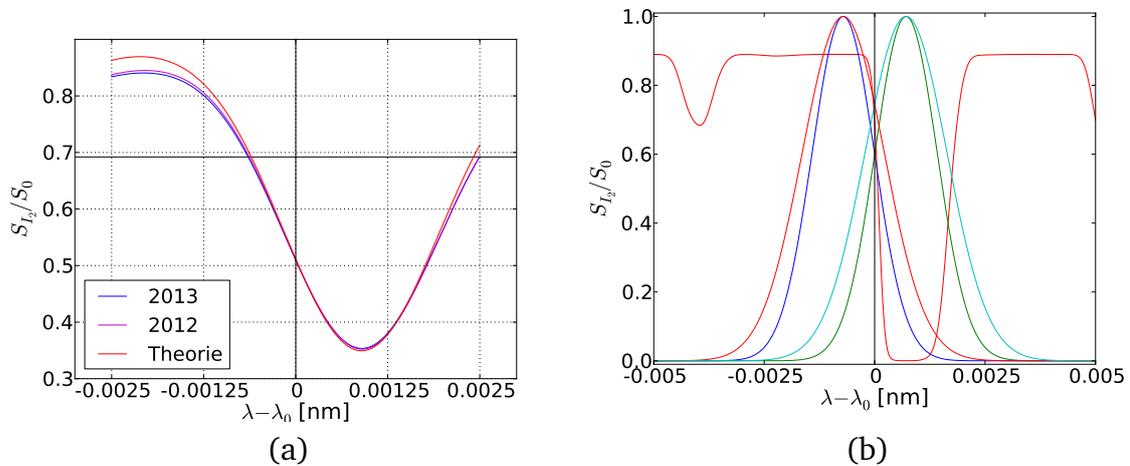


Abbildung 4.2: (a) Faltungskurven des an Luftmolekülen der Windgeschwindigkeit 0 m/s und der Temperatur von 230 K gestreuten, Cabannesprofils mit den Transmissi- onsspektren der Messung 2012 (violett), der Messung 2013 (blau) sowie dem Jodmodell *IodineSpec4* (rot) (b) Cabannesspektren für unterschiedliche Temperaturen und Winde sowie das theoretische Jodspektrum (rote Line). Es wurde im linken/ rechten Maximum ein Wind von minus 200 m/s beziehungsweise plus 200 m/s eingezeichnet. Die schmalen inneren Cabannesprofile wurden mit 130 K und die breiteren Äußeren mit 230 K dargestellt.

Für die Windberechnung ist nur der eindeutige Bereich, zwischen dem Minimum und Maximum, aus Grafik 4.2 (a) relevant (siehe Unterkapitel 2.4), weshalb sich die nachfolgende Beschreibung der Faltungen auf dieses Intervall begrenzt. Die Übereinstimmung ist im Bereich mit einem Dopplerverhältnis von 0,4 bis 0,6 näherungsweise deckungsgleich und die Kurven verlaufen annähernd linear. Außerhalb dieses Bereiches divergieren die sich krümmenden Verläufe. Die theoretische Kurve besitzt die steilste Steigung, gefolgt von der Messung aus dem Jahr 2012. Der Bereich der Dopplerverhältnisse zwischen den Extrema der Faltungen ist für das Jodmodell (0,869 bis 0,349) größer, als bei der Messung von 2012 (0,845 bis 0,353) und von 2013 (0,841 bis 0,354). Für steile Anstiege der Faltungen ist der Fehler der Windermittlung kleiner, da das detektierte Dopplerverhältnis im Rahmen der Messunsicherheit genauer einer Wellenlängenverschiebung zugeordnet werden kann.

Der bisher durchgeführte Vergleich der Faltungen soll im nächsten Unterkapitel erweitert werden. Hierzu werden nach Abbildung 4.2 (b) unterschiedliche Temperaturen für das Streuvolumen angenommen. Mit der Variation der Temperatur und somit der Breite des Cabannesprofils werden auch die Faltungskurven verändert. Nachfolgend

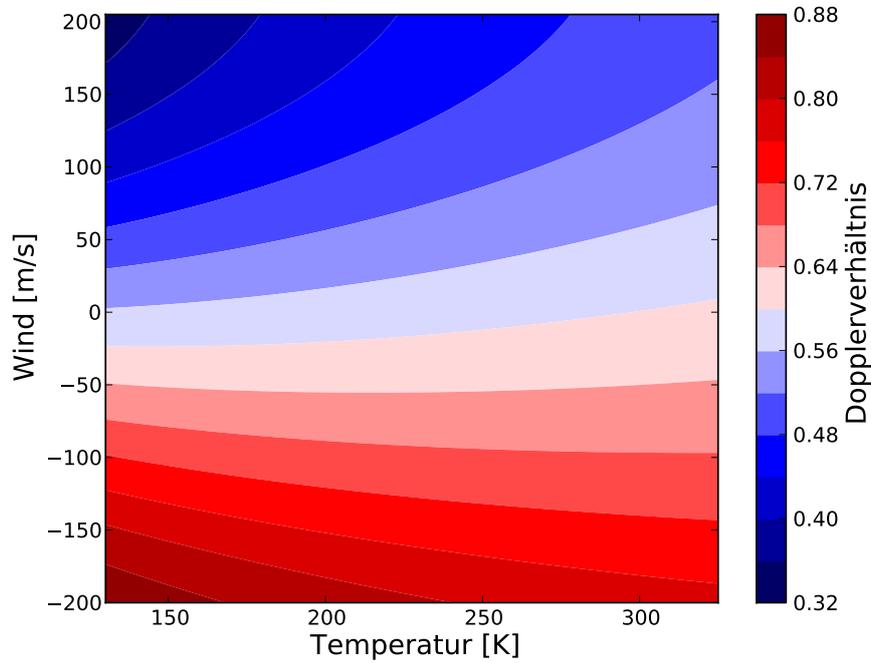
sollen die Auswirkungen der verschiedenen Temperaturen auf die Windberechnung untersucht werden.

4.3 zweidimensionale Faltungen im Vergleich

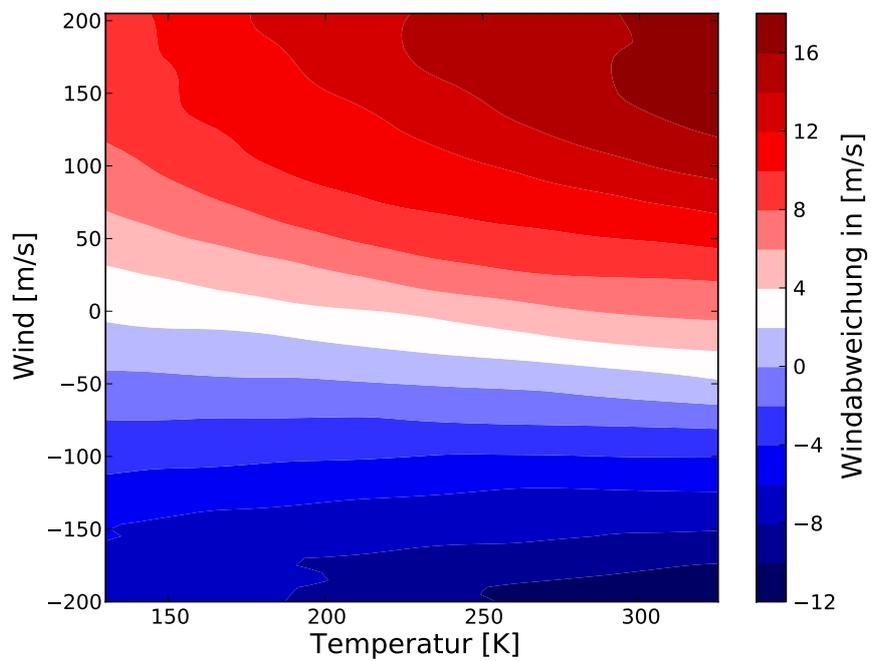
Abbildung 4.3 (a) kann als zweidimensionale Faltung betrachtet werden, da das Dopplerverhältnis hier in Abhängigkeit der Temperatur und des Windes in Isoflächen unterteilt ist. Diese Flächen gleichen Dopplerverhältnisses dienen nur der Veranschaulichung. Der reale Verlauf zeigt eine kontinuierliche Struktur. Der dargestellte Bereich von 130 K bis 330 K sowie minus 200 m/s bis plus 200 m/s wurde auch von Baumgarten (2010) für diese Berechnung gewählt.

Aus der Betrachtung geht hervor, dass das Dopplerverhältnis nichtlinear von der Temperatur und dem Wind abhängt. Dadurch ergibt sich für bestimmte Strukturen eine höhere Abhängigkeit gegenüber Messfehlern bei der Windbestimmung. Die Temperaturfehler wirken sich stärker in Bereichen gekrümmter Isolinien aus. Die Detektionsfehler des Dopplerverhältnisses haben einen stärkeren Einfluss, wenn die Isoflächen sich über größere Windbereiche erstrecken. Am stabilsten wäre die Windermittlung für horizontale, schmale Isoflächen. Resümierend geht aus diesem zweidimensionalen Diagramm hervor, dass der vorgegebene Temperatur- und Windbereich mit diesem Spektrum aus dem Jahr 2013 bestimmt werden kann.

Ein Vergleich der Spektren von 2012 und 2013 ist in Abbildung 4.3 (b) dargestellt. Diese Approximation der Windabweichung gibt an, welcher Unterschied in der Windermittlung aus der Verwendung des aktuellen Transmissionsspektrums statt dem aus dem Jahr 2012 resultiert. Zur Erstellung des Diagramms wurde die Differenz aus den Plots von 2013 und 2012 gebildet. Diese Unterschiede wurden durch die lokale, bezüglich Temperatur und Dopplerverschiebung, Steigung der Faltung von 2013 dividiert. Dieses Berechnungsverfahren lässt besonders in den stark gekrümmten Bereichen der Faltung einen Fehler entstehen, da ein konstanter Anstieg der Faltung angenommen wird. Aus Abbildung 4.2 (a) ist erkennbar, dass die Faltung der Messung von 2013 stärker gekrümmt ist als die von 2012, was eine kleinere berechnete Windabweichung als eine fehlerfreie Berechnung bewirken würde. Die Analogie zu Abbildung 4.4 ergibt, dass mit dem Anstieg der Faltung 1 eine kleinere Windabweichung berechnet wird, als es der direkte Vergleich der Dopplerverhältnisse zeigt. Somit stellt die approximierte Windabweichung eine untere Grenze des tatsächlichen Windunterschiedes dar.



(a)



(b)

Abbildung 4.3: zweidimensionale Darstellungen

- (a) Einfluss von Wind und Temperatur auf das Dopplerverhältnis der Faltung
(b) Approximative Windabweichungen, welche sich aus der Verwendung des Datensatzes aus 2012 statt der aktuellen Messung ergeben.

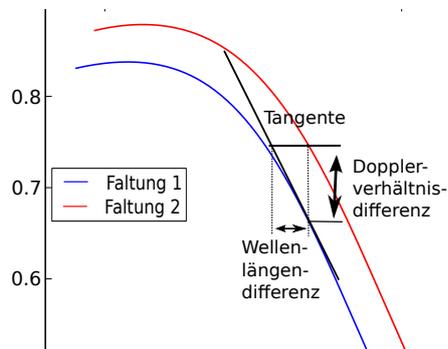


Abbildung 4.4: schematische Darstellung zur Berechnung der Windabweichung

Die Faltungen der Spektren ergeben für einen Wind von minus 50 m/s die kleinsten Windabweichungen. Für Windgeschwindigkeiten zwischen minus 150 m/s und 100 m/s ist die Windabweichung höher, desto größer die Differenz des Windes zu minus 50 m/s. Für stärkere Winde bis ± 200 m/s zeigt sich ein zunehmende Abhängigkeit von der Temperatur. Es wurden maximale Abweichungen von 18 m/s beziehungsweise minus 12 m/s bei 330 K und einem Wind von 200/minus 200 m/s registriert.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die auf Rayleighstreuung basierende und beim ALOMAR RMR-Lidar eingesetzte Methode zur Windermittlung beschrieben. Die Kombination der zweiten harmonischen Wellenlänge eines Nd-YAG Hochleistungslasers mit den spektralen Eigenschaften der 1109. Absorptionslinie des Jod-Gases stellt eine leistungsfähige und zugleich hochpräzise Basis für Lidar-Messungen dar. Jedoch haben die durchgeführten Vergleiche zu theoretischen sowie gemessenen Jod-Spektren gezeigt, dass der spektrale Kenntnisstand über die verwendete Jodzelle von sehr hoher Bedeutung ist, wenn der atmosphärische Wind zuverlässig bestimmt werden soll. Es stellte sich heraus, dass bereits der Unterschied zwischen der Messung vom 7. Februar 2012 und vom 7. Juni 2013 zu Abweichungen von minus 12 m/s bis plus 18 m/s, bei angenommenen atmosphärischen Temperaturen von 130 K bis 330 K und Winden von ± 200 m/s, führte. In diesem Zeitraum wurde die technische Konfiguration nur durch den Austausch einer Glasfaser verändert. Die Ursache der Abweichung zwischen den gemessenen Spektren konnte auf systematische Fehler eingegrenzt werden. Dieser könnte beispielsweise durch den Einfluss des Doppel-Etalons und dessen Kalibrierung, Verunreinigungen oder den Austausch der Glasfaser bedingt sein. Zudem wurde ein Diagramm ermittelt, welches die nichtlineare Abhängigkeit des berechneten Windes von der Temperatur sowie dem mittels Jodzelle erzeugten Dopplerverhältnis zweidimensional darstellt.

Regelmäßige Bestimmungen des verwendeten Jod-Spektrums sowie Vergleiche mit anderen Messmethoden (Hildebrand et al., 2012) sind somit für eine hohe Qualität der Messergebnisse bedeutsam. Wie nachgewiesen wurde, können bereits kleine Veränderungen in der Transmission der Jodzelle große Windabweichungen verursachen. In diesem Bezug könnten in weiterführenden Untersuchungen die Auswirkungen des

Doppel-Etalons auf das Jod-Spektrum herausgearbeitet werden. Hierzu ergab ein Vergleich zweier Jodzell-Messungen, welche jeweils mit Tageslicht- und Nachtkonfiguration am 7. und 8. Februar 2012 durchgeführt wurden, für Windmessungen relevante spektrale Abweichungen. Approximativ entsprechen diese der Größenordnung der in Kapitel 4 betrachteten Messungs-spektren. In diesem Zusammenhang ist insbesondere interessant, ob sich die Kalibrierung des Doppel-Etalons vor Lidarmessungen auf das Transmissionsverhalten der Jodzelle auswirkt.

Zur Verbesserung der Messung sollte eine Überprüfung des Wellenlängenmessgeräts *HighFinesse WSU* auf Funktionstüchtigkeit vorgenommen beziehungsweise die Ursache der Messwertausreißer herausgefunden werden. Zudem wurde das Spektrum mit einem durchschnittlichen Datenpunktabstand in gleicher Größenordnung wie die Wellenlängenverschiebung des Windes mit 1 m/s ausgemessen. Für eine verbesserte Genauigkeit sollte dieser Wert um eine Größenordnung angehoben werden.

Die Untersuchung der mittleren Atomsphäre stellt zum einen physikalisch-chemische Fragen in Bezug auf diese Höhenschichten, jedoch sind die sich hieraus ergebenden technischen Anforderungen nicht minder anspruchsvoll. Das ALOMAR RMR-Lidar zeigt, dass am Rande der gegenwärtigen technischen Machbarkeit, Messdaten erzeugt werden können, welche einen andauernden Wert für das Verständnis unserer Atmosphäre und Umwelt liefern.

Literaturverzeichnis

- J. Amthor. Erweiterung und Optimierung der Datenerfassung des ALOMAR RMR-Lidar. Diplomarbeit, Technische Universität Hamburg-Harburg, 2006.
- G. Baumgarten. Leuchtende Nachtwolken an der polaren Sommermesopause: Untersuchungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman Lidar. Promotion, Universität Bonn, 2001.
- G. Baumgarten. Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km. *Atmospheric Measurement Techniques*, 3:1509–1518, 2010.
- W.N. Cottingham und D.A. Greenwood. *An Introduction to Nuclear Physics*. Cambridge University Press, 1986.
- W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer, 1977.
- J. Eichler und H. J. Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer, 1990.
- J. Fiedler und G. von Cossart. Automated lidar transmitter for multiparameter investigations within the arctic atmosphere. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37(2):748–755, 1999.
- J. Fiedler, G. Baumgarten, U. Berger, P. Hoffmann, N. Kaifler, und F.-J. Lübken. NLC and the background atmosphere above ALOMAR. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11:5701–5717, 2011.
- S. Gerstenkorn und P. Luc. *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode 14800-20000 cm⁻¹*. Hrsg. von Gerstenkorn, S. & Luc, P. Co, 1978.
- J. Hildebrand, G. Baumgarten, J. Fiedler, U.-P. Hoppe, B. Kaifler, F.-J. Lübken, und B. P. Williams. Combined wind measurements by two different lidar instruments in the Arctic middle atmosphere. *Atmos. Meas. Tech.*, 5:2433–2445, 2012.

- S. Hooker und C. Webb. *Laser Physics*. Oxford University Press, 2010.
- O. Jesse. Auffallende Abenderscheinungen am Himmel. *Meteorol. Zeitung*, 2:311–312, 1885.
- V. Limpasuvan, D. W. J. Thopson, und D. L. Hartmann. The life cycle of the northern hemisphere sudden stratospheric warmings. *Journal of Climate*, 17:2584–2596, 2004.
- M. I. Mishchenko, J. W. Hovenier, und L. D. Travis. *Light scattering by nonspherical particles: Theory, measurements, and applications*. Academic Press, 1999.
- P. Oelsner. Aufbau eines High-Spectral-Resolution-Kanals und Vergleich mit dem Raman-Kanal eines Aerosol-Lidars. Masterarbeit, Fakultät für Physik und Geowissenschaften der Universität Leipzig, 2012.
- F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, und H. Schmidt. *Optik: Eine Einführung*. Prentice Hall, 1996.
- W. Roedel. *Physik unserer Umwelt*. Springer, 2000.
- A. Schöch. Thermal structure and gravity waves in the arctic middle atmosphere above Alomar (69.3° N, 16.0° E). Promotion, Leibnitz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn an der Universität Rostock, 2007.
- G. von Cossart, J. Fiedler, und U. von Zahn. Size distribution of NLC particles as determined from 3-color observations of NLC by ground-based Lidar. *Geophys. Res. Lett.*, 26(11):1513–1516, 1999.
- U. von Zahn, G. von Cossart, J. Fiedler, K. H. Fricke, G. Nelke, G. Baumgarten, A. Rees, D. Hauchecorne, und K. Adolfsen. The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: objectives, configuration, and performance. *Annales Geophysicae*, 18:815–833, 2000.
- A. T. Young. Rayleigh scattering. *Applied Optics*, 20(4):533–535, 1981.

Selbständigkeitserklärung

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

Rostock, den 30. August 2013