

Realisierung einer tageslichtfähigen optischen Nachweisbank für ein mobiles, tomographisches Eisen-Temperatur-LIDAR

Peter Keller geboren am 28.05.1979 in Bad Brückenau

Diplomarbeit im Rahmen des Diplomstudiengangs Physik Universität Rostock



erstellt am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik Schlossstrasse 6 D-18225 Kühlungborn

8. Februar 2006

Dedicated to my Big Brother!

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung einer tageslichtfähigen Nachweisbank eines neu aufgebauten Eisen-Lidars. Mit solch einem Lidar wird die Temperatur der Atmosphäre in einem Höhenbereich von 90 bis 105 km aus der dopplerverbreiterten Resonanzstreuung an Eisenatomen bestimmt.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Empfangsteil und insbesondere die optische Nachweisbank derart zu realisieren, dass mit diesem Lidar-System auch am Tage uneingeschränkt Temperatur-Messungen durchführbar sind. Dabei galt es, die prinzipiellen Vorzüge eines Eisen-Lidars auszunutzen, um das bestehende Kalium-Lidar in seiner Leistungsfähigkeit zu übertreffen.

Der begrenzende Faktor einer Lidar-Messung am Tage ist das Tageslicht. Daher sind verschiedene Maßnahmen durchgeführt worden, um die Intensität des störenden Tageslichtes im Lidar-Signal effektiv zu reduzieren. Realisiert wurde zum einen eine Sichtfeldverkleinerung des Empfangsteleskopes, was von vornherein die aufgefangene Menge an Sonnenlicht minimiert. In der Nachweisbank selbst wurde eine sehr kompakte Filtertechnik implementiert. Neben extrem schmalbandigen Interferenzfiltern kommt ein Fabry-Perot-Etalon zum Einsatz. Die für die optimale Leistung dieses interferometrischen Filters notwendige Strahlqualität stellt hohe Ansprüche an die Konfiguration der optischen Komponenten in der Nachweisbank. Das Etalon erreicht dabei im Nachweiszweig nahezu ideale Transmissionswerte, und zudem wurde eine Methode zur Abstimmung des Filters realisiert, die unkompliziert und praktisch ist. Im weiteren wurde der Einfluss, den der Einsatz des Etalons im Messbetrieb auf die Messdaten hat, untersucht. Dabei war festzustellen, dass der Einfluss dieses Filters bei richtiger Abstimmung nahezu vernachlässigbar ist. Auf die Bestimmung der Filterkurve und auf eine Stabilisierung während der Messung kann allerdings nicht verzichtet werden.

Da das Lasersystem des Eisen-Lidars technisch bedingt auf zwei Wellenlängen emittiert, wurde neben dem Nachweiszweig, der das Rückstreu-Signal auf der Eisen-Resonanzlinie aufnimmt, noch zusätzlich ein weiterer Zweig installiert, der die Rayleigh-Streuung auf der zweiten Wellenlänge detektiert. Die Tatsache, dass Licht zweier Wellenlängen zu verarbeiten ist, macht eine komplette achromatische Konfiguration der Nachweisbank notwendig.

Die erreichte Tageslichtfähigkeit des Eisen-Lidars konnte in ersten Messungen demonstriert werden und übertrifft die des bestehenden Kalium-Lidars.

Inhaltsverzeichnis

1	Einf	führung	y 2								1
	1.1	Die At:	mosphäre								1
	1.2	Tempe	ratur-Messverfahren								2
	1.3	Tagesli	chtfähigkeit								4
	1.4	Warum	das neue Eisen-Lidar?		•	•	•	•	•	•	5
2	Das	mobile	e Eisen-Temperatur-Lidar								8
	2.1	Messpr	inzip		•		•			•	8
		2.1.1	Doppler-Lidar		•		•	•		•	9
		2.1.2	Rayleigh-Lidar	• •	•		•	•	•	•	10
	2.2	Instrum	nent	• •	•		•	•	•	•	10
	2.3	Tomog	raphie		•	•	•	•	•	•	12
3	Gru	ndlage	n								13
	3.1	Lidarg	eichung		•		•	•	•	•	13
	3.2	Unterg	rund		•		•	•	•	•	15
		3.2.1	Tageslichthintergrund	• •	•	•	•	•	•	•	15
		3.2.2	Weitere Quellen des Untergrundes		•	•	•	•		•	16
		3.2.3	Bestimmung des Untergrundes		•		•	•	•	•	16
	3.3	Streum	echanismen	• •	• •		•	•	•	•	17
		3.3.1	Resonanz-Streuung	• •	•		•	•	•	•	18
		3.3.2	Rayleigh-Streuung		•		•			•	20
	3.4	Dopple	r-Verbreiterung/-Verschiebung		•		•			•	21
	3.5	Einflus	s schmalbandiger Filter		•		•			•	22
		3.5.1	Einfluss auf Rayleigh-Streuung		•		•			•	22
		3.5.2	Einfluss auf Resonanz-Streuung		•	•	•	•	•	•	24
4	Aufbau der Nachweisbank 29										
	4.1	Anford	erungen		•					•	26
	4.2	Aufbau	und Anordnung		•				•		27
		4.2.1	Teleskop und Glasfaser		•		•				28
		4.2.2	Einkopplung		•						29
		4.2.3	UV-Zweig		• •		•	•		•	36
		4.2.4	IR-Zweig		•					•	37
		4.2.5	Detektoren		•					•	38
		4.2.6	Zählelektronik		•	•	•	•	•	•	41
5	Rea	lisierur	ng der Tageslichtfähigkeit								42
	5.1	Interfe	enzfilter		•		•	•		•	42
	5.2	Gesicht	sfeld		•		•	•		•	43
	5.3	Fabry-	Perot-Etalon		• •		•	•		•	48
		5.3.1	Theorie		•		•		•	•	48

		 5.3.2 Eigenschaften des verwendeten Filters	54 55 57 60				
6	Erst	brste Temperatur-Messungen					
	6.1	Nachtmessung	62				
	6.2	Tagmessung	63				
		6.2.1 erreichte Tageslichtfähigkeit bei Eisen- und Kalium-Lidar	63				
		6.2.2 erstes Temperatur-Profil des Eisen-Lidars am Tag	67				
7	Aus	usblick					
	7.1	effektivere Farbauftrennung	69				
	7.2	weitere Sichtfeldreduzierung	70				
	7.3	Doppel-Etalon-System	71				
\mathbf{A}	Dat	Daten des Elements Eisen 75					
в	Der	Resonanz-Rückstreuquerschnitt	76				
С	Ray	leigh-Lidar	77				
D	Tra	Transmission der verschiedenen Glassorten 73					
\mathbf{E}	weit	tere Daten zur Nachweisbank	79				
	E.1	Einkopplung	79				
		E.1.1 mechanischer Chopper	79				
		E.1.2 Glasfasern und Selektor	79				
		E.1.3 Linsen und Langpass-/Kurzpass-Spiegel	80				
	E.2	Optiken in den Nachweiszweigen	81				
	E.3	Photomultiplier	82				
	E.4	Avalanche Photo Dioden	83				
	Abbildungsverzeichnis 84						
	\mathbf{Lit}	eratur	86				

1 Einführung

1.1 Die Atmosphäre

Gegenstand vieler Untersuchungen und Beobachtungen vor dem Hintergrund des Klimawandels ist die Atmosphäre der Erde. Dabei gilt es, verschiedenste Mechanismen und Zusammenhänge aufzuklären, sowie eine Basis an Langzeitbeobachtungen zu schaffen, um die Atmosphäre als Ganzes und im globalen Rahmen besser verstehen zu können.

Um den Zustand der Atmosphäre und dessen zeitliche Entwicklung zu charakterisieren, werden je nach Fragestellung geeignete physikalische Größen verwendet, die eine Beschreibung der untersuchten Luftmassen erlauben. So lässt sich die Gashülle der Erde z.B. anhand der Temperatur in Schichten einteilen. Abbildung 1 zeigt zonal und monatlich gemittelte Temperatur-Höhen-Profile der Referenzatmosphäre CIRA86 für Dezember und Juli bei einer geographischen Breite von 50° Nord [*Fleming et al.*, 1990]. Erfolgt die Einteilung der Schichten aufgrund des Temperaturgradienten, so unterscheidet man die Tropo-, Strato-, Meso- und Thermosphäre. Die genaue Kenntnis



Abbildung 1: Zonale, monatliche Mittel für $50^{\circ}N$, aus CIRA86 [Fleming et al., 1990]

der Temperatur in den unterschiedlichen Luftschichten ist für eine Vielzahl von Fragestellungen sehr wichtig. So steuert diese bspw. die Bewegung von Luftmassen, die Chemie der Luftbestandteile und die Bildung von Wolken.

Die Untersuchung des Jahresgangs der vertikalen Temperaturstruktur in polaren Breiten hat zum Beispiel erheblich zum Verständnis der Entstehung der sogenannten leuchtenden Nachtwolken (noctilucent clouds, im weiteren NLC) beigetragen. Diese Wolken treten im Sommer in polaren Breiten und vereinzelt auch in mittleren Breiten auf und wurden 1885 zum ersten Mal beschrieben [Jesse, 1885]. In der Mesopausenregion um 90km treten zwischen Winter und Sommer erhebliche Temperaturunterschiede auf (s. Abbildung 1), wobei man dort im Sommer die niedrigsten Temperaturen der Erde überhaupt findet. Bei diesen extremen Temperaturen kommt es auch bei sehr

1 EINFÜHRUNG



Abbildung 2: Leuchtende Nachtwolke, Kühlungsborn 24.06.2005 (22:22UT). (Foto: Gerd Baumgarten)

niedrigen Wasserdampfgehalten zur Bildung von Eisteilchen, welche die NLC formen. Ergebnisse zu Temperaturen in der Höhe der NLC zeigen u.a. *Hansen und von Zahn* [1994] und *Lübken et al.* [1996].

1.2 Temperatur-Messverfahren

Die Bestimmung der Temperaturen im Bereich der Mesopause ist nicht trivial. Um die Temperatur in dieser Höhe zu untersuchen, existieren zwar verschiedene Messmethoden, die ihrem Prinzip nach jedoch verschiedenen Einschränkungen unterliegen. Daher sind bei der Auswahl einer Messmethode je nach Zweck und physikalischer Fragestellung die jeweiligen Vorzüge und Nachteile abzuwägen.

Eine Möglichkeit der Temperaturbestimmung fern vom Erdboden ergibt sich mit der Auswertung des sogenannten Airglow (Luftleuchten). Dabei wird die Erscheinung genutzt, dass Luft, die der Sonnenstrahlung ausgesetzt ist, aufgrund von Chemilumineszenz nachleuchtet. Nach Sonnenuntergang kann dieses schwache Leuchten mit empfindlichen Detektoren beobachtet werden. Untersucht man darin charakteristische Linien bestimmter Atome oder Moleküle, so lassen sich aus der Intensitätsverteilung der unterschiedlichen Linien die vorherrschenden Temperaturen ableiten. Jedoch ist die Messung hierbei auf die Nacht und auf gute Wetterbedingungen beschränkt und zudem erhält man keine höhenaufgelösten Temperaturen, sondern nur einen vertikal gemittelten Wert für den Bereich in dem Airglow auftritt. Die Emission durch angeregte OH Moleküle bspw. entstammt einer Schicht von ca. 8km mittlerer Dicke in 87km Höhe (s. [Baker und Stair, 1988], [Greet und Innis, 1994]).

Auch die Infrarot- und Mikrowellenabstrahlung der Atmosphäre kann zur Temperaturbestimmung herangezogen werden. Dies geschieht bei Messungen mit Satelliten, die die spektrale Verteilung der Emission bestimmter Gase auf verschiedenen Wellenlängen beobachten. Dabei gibt es die Möglichkeit, senkrecht auf die Erdoberfläche (sog. Nadir-Beobachtung) und tangential zur Erde (sog. Limb-Beobachtung) zu messen. Beide Methoden ermöglichen die Bestimmung eines vertikalen Temperaturprofils. Die vertikale Auflösung ist jedoch bei der Limb-Beobachtung höher, wohingegen die Nadir-Beobachtungen eine höhere horizontale Auflösung aufweisen. Die erreichten Auflösungen sind bei beiden Systemen in jedem Falle in der Größenordnung von Kilometern und die Tatsache, dass die Satelliten nicht geostationär sind, führt dazu, dass die Beobachtungen die Lokalzeit an einem Ort schlecht abdecken. Temperaturen können ebenfalls über Okkultationsmessungen bekannter Lichtquellen, wie Sonne und Sterne, bestimmt werden, wobei die Temperaturabhängigkeit der Absorption von Strahlung ausgenutzt wird. Die modernen GPS-Satelliten des Global-Positioning-System ermöglichen eine Temperaturmessung über unterschiedliche Brechungsindices der Atmosphäre, durch die Signale zwischen den Satelliten verzögert werden.

Höhere Auflösungen lassen sich durch den Einsatz von meteorologischen Raketen erzielen. Diese tragen ihre Nutzlasten in sehr große Höhen und ermöglichen es, durchgehende vertikale Profile zu erhalten, wobei der Messbereich jeweils vom verwendeten Instrument abhängig ist. Die Temperatur wird dabei indirekt aus der Luftdichte berechnet, die mittels Ionisationsmanometer (z.B. in Höhen von 95-115km) oder Massenspektrometer (ca. zwischen 95km und 125km Höhe) bestimmt wird [Lübken und von Zahn, 1989]. Aus den Sinkgeschwindigkeiten sogenannter fallender Kugeln werden ebenfalls Dichte und somit Temperaturprofile abgeleitet [Schmidlin, 1991] und zwar etwa in einem Bereich zwischen 40 und 100km Höhe. Zur Berechnung der Absoluttemperaturen ist dabei immer ein sogenannter Startwert nötig, der aus Tabellen einer Referenzatmosphäre oder anderen Messungen herzunehmen ist. Raketenmessungen ergeben nur ein einziges Profil, ähnlich einer Momentaufnahme, und eine routinemäßige Messung ist in der Regel durch den hohen Preis für die Systeme nicht möglich.

Durchgehende Temperaturbeobachtungen zur Untersuchung der Dynamik der Atmosphäre sind mit den Radar- und Lidar-Systemen zu realisieren. Die Akronyme stehen für Radiowave Detection and Ranging sowie für Light Detection and Ranging. Beide Systeme bestimmen Entfernungen über Laufzeitmessungen von ausgesandten und zurückgeworfenen Echos und lassen über die empfangenen Echointensitäten Rückschlüsse auf bestimmte physikalische Größen zu.

Zur Temperaturbestimmung in der Mesopausen-Region mit dem Radar wird z.B. das sogenannte Meteor-Radar eingesetzt. Dieses Instrument beobachtet die Ausbreitung von Meteorspuren. Solche Meteorspuren lassen sich am häufigsten in der Höhe um 90km beobachten und aus ihrer Auflösung ist die Temperatur ableitbar [*Hocking*, 1999]. Allerdings erlaubt die geringe Anzahl der Meteore nur ein Erstellen von Temperatur-Profilen gemittelt bestenfalls über mehrere Tage. Meist ergeben sich Monatsmittelwerte. Im Gegensatz zu den im Folgenden genannten Lidar-Systemen sind die Radarbeobachtungen jedoch nicht an gute Wetterverhältnisse gebunden. Sie arbeiten auch bei Wolkenbedeckung.

Lidar-Systeme sind auf klaren Himmel angewiesen, da das emittierte Licht in Wolken absorbiert wird. Und zudem führt Tageslicht bei Messungen ohne weitere Maßnahmen dazu, dass das Sonnenlicht das Signal überstrahlt. Die Temperatur lässt sich mit diesen Systemen jedoch mit zeitlicher Auflösung bis zu 5min und in kleinen Höhenintervallen mit bis zu 50m bestimmen. Dabei kommen verschiedene Methoden zu Einsatz. So kann man z.B. aus der Rayleigh-Streuung die Luftdichte und damit die Temperatur ableiten. Dies ist jedoch auch bei leistungsfähigen Systemen unter optimalen Bedingungen nur bis maximal 90km Höhe möglich [von Zahn et al., 2000] und unterhalb von 35km werden die Messungen durch Wasserdampf und Aerosol zu sehr beeinflusst. Dagegen ermöglicht die Auswertung der sogenannten Rotations-Raman-Streuung die Temperaturbestimmung nur bis in Höhen von etwa 35km, da der Rückstreuquerschnitt in diesem Fall sehr gering ist.

Der bei Fragestellungen bezüglich Dynamik der Atmosphäre und auch bezüglich NLC interessante Höhenbereich um 90km ist jedoch mit sehr hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung allein den Resonanz-Lidars zugänglich, die die Resonanz-Streuung bestimmter Metallatome messen, die sich in dieser Höhe befinden. Man unterscheidet dabei das Boltzmann-Lidar und das Doppler-Lidar. Mit dem Boltzmann-Lidar wird die temperaturabhängige Boltzmann-Verteilung der Zustände der Metallatome anhand der Rückstreuung zweier Linien ermittelt [*Chu et al.*, 2002]. Die temperaturabhängige Doppler-Verbreiterung der Resonanzlinien der Metalle ist Gegenstand der Messungen mit den Doppler-Lidars, wie sie am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik eingesetzt werden.

1.3 Tageslichtfähigkeit

Sollen mit einem Lidar zu jeder Tageszeit Temperatur-Messungen durchgeführt werden, ist es unabdingbar, ein tageslichtfähiges System zu entwickeln. Das Signal eines Resonanz-Lidars aus der Metallschicht liefert z.B. nur wenige Hundert Photonen pro Minute, während die Lichtintensität der Sonne dagegen um viele Größenordnungen höher ist. Wird das Sonnenlicht nicht effektiv unterdrückt, ist es umso schwieriger das Resonanz-Signal bei der Auswertung zu isolieren. Zudem treten bei hoher Lichtintensität Probleme mit den empfindlichen Detektoren auf. Ist ein Lidar nicht bei Tag einsetzbar, so schränkt dies den Nutzen des Systems erheblich ein. Denn wäre das Gerät ausschließlich auf Nachtmessungen beschränkt, so sind einige atmosphärenphysikalische Fragestellungen nicht zu untersuchen. Dabei stehen gerade am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik (IAP) u.a. die Untersuchungen von leuchtenden Nachtwolken im Sommer in polaren Breiten im Mittelpunkt des Interesses. Deren Entstehung aufzuklären bedingt die Kenntnis der Temperatur zu jeder Tageszeit. Von Interesse ist auch die Untersuchung der von Radar-Instrumenten beobachteten Polar-Mesospheric-Summer-Echos. Da diese Echos nur bei Sonneneinstrahlung auftreten, muss ein Lidar für vergleichende Messungen tageslichtfähig sein. Zudem sind für Wellen- und Gezeitenanalysen zur Untersuchung der Dynamik der Atmosphäre lange Zeitreihen notwendig, da die zu beobachtenden Perioden der Wellen mehrere Stunden betragen. Selbst in Mitteleuropa am Standort in Kühlungsborn sind die Nächte im Sommer mit ca. vier Stunden ausreichender Dunkelheit zu kurz für solche Analysen. Eine Kampagne mit einem nicht tagfähigen System jenseits der Polarkreise würde in den Sommermonaten überhaupt keine Ergebnisse erbringen können. Daher ist die Tageslichtfähigkeit des Lidar-Systems von zentraler Bedeutung.

Um dies zu realisieren werden verschiedene schmalbandige Filtertechniken verwen-

det. Diese bringen allerdings allesamt ein Problem mit sich: Sie beeinflussen das eigentliche Lidar-Signal. Es ist somit unabdingbar die Eigenschaften der Filter sehr genau zu kennen und der Einfluss, den diese auf die Messung haben, muss berücksichtigt werden.

1.4 Warum das neue Eisen-Lidar?

Am IAP werden seit Begin an Doppler-Lidars eingesetzt und stetig weiterentwickelt [*Höffner und von Zahn*, 1995]. Dabei handelt es sich um ein sogenanntes Kalium-Lidar, welches einen der Resonanz-Übergänge von Kalium-Atomen untersucht. Das Gerät ist tageslichtfähig und es existiert neben einer stationären Version im Institutsgebäude auch eine mobile Variante. Warum nun das Kalium-Lidar durch ein neues Eisen-Lidar ersetzt wird, soll hier kurz erläutert werden.



Abbildung 3: Fünf-Tage-Messung mit stationärem Kalium-Lidar [Fricke-Begemann, 2004].

Abbildung 3 zeigt eine Messung mit dem Kalium-Lidar über fünf Tage hinweg. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass der Messbereich des Lidars am Tage erheblich eingeschränkt ist. Erstreckt er sich nachts über etwa 25km, so bricht er am Tage bei höchstem Sonnenstand teilweise bis auf 5km ein. Das bedeutet, das System ist zwar grundsätzlich tageslichtfähig, jedoch stört das Aufkommen an Sonnenlicht tagsüber die Messungen sehr stark, da sich das schwache Lidar-Signal kaum gegen das Sonnenlicht abhebt. In Abbildung 4 ist dargestellt, wie stark der Untergrund bei einer Messung mit dem Kalium-Lidar von Tag zu Nacht variiert. Es ist zu sehen, wie die Intensität des Sonnenlichts mit dem Sonnenstand variiert und damit der Untergrund im Vergleich zur Nacht bei Tage um mehr als zwei Größenordnungen ansteigt. Eine Verbesserung der Messeigenschaften am Tage bedeutet, diesen Anstieg zu reduzieren.

Die Leistungsfähigkeit des Kalium-Lidars ist allerdings aus verschiedenen Gründen ausgereizt, sodass eine Verbesserung des Systems, hinsichtlich der Fähigkeit auch am Tage ebenso Temperaturen zu messen wie nachts, nicht mehr möglich ist.

Der begrenzende Faktor, der eine Verbesserung des Kalium-Lidars verhindert, ist



Abbildung 4: Verlauf des Tageslicht-Untergrundes beim Kalium-Lidar im Vergleich zum Sonnenstand. (Zeichnung: Dr.Höffner)

die auftretende Sättigung der Kalium-Atome in der Metallschicht aufgrund zu hoher Energiedichten des Lasers. Die Lebensdauer des durch das Laserlicht angeregten Zustandes beträgt 26,2ns [Saloman, 1993], so dass bei einer Pulsdauer des Lasers von 250ns ein Atom im Durchschnitt an ca. 9 ungestörten Streuprozessen beteiligt sein kann. Ist die Dichte der einfallenden Photonen sehr hoch, liegen im Mittel nur wenige Atome im Grundzustand vor. Wird ein Atom im angeregten Zustand von einem weiteren Photon getroffen wird, so kommt es zu stimulierter Emission. Die auf diese Weise emittierten Photonen laufen in die gleiche Richtung wie das einfallende Licht und keines von diesen kann vom Lidar detektiert werden. Daher stößt z.B. eine Reduzierung des Durchmessers des Laserstrahls zusammen mit einer Verkleinerung des Sichtfeldes des Teleskops mit dem Ziel, den Tageslicht-Untergrund zu reduzieren, an Grenzen. Denn ein geringerer Strahldurchmesser bedeutet eine höhere Energiedichte. Wie viele Photonen in der Kalium-Schicht bei gegebener Photonen- und Kalium-Dichte pro Laserpuls tatsächlich mit den Atomen wechselwirken, hängt von dem Wirkungsquerschnitt für diesen Streuprozess ab. Der Wirkungsquerschnitt der Resonanz-Streuung an Eisen-Atomen, die in der Atmosphäre mit relativ hoher Dichte auftreten, ist mehr als eine Größenordnung geringer als der für Kalium. Der Resonanz-Rückstreuquerschnitt bspw. auf der K(D1) Linie bei Kalium beträgt bei einer Temperatur von 200K im Maximum 7,65·10⁻¹⁷m²/sr [von Zahn et al., 1996] im Gegensatz zur Rückstreuung auf der Eisenlinie mit $4,10\cdot10^{-18}m^2/sr$ (s. Kapitel 3.3.1). Das bedeutet, dass die Photonendichte im Laserstrahl beim Eisen-Lidar viel höher sein kann, bevor es zu Sättigungseffekten kommt. Dieser Zusammenhang ist für die erreichbare Unterdrückung des Tageslichts von entscheidender Bedeutung. Denn bei einer höheren möglichen Energiedichte im Laserstrahl kann der Strahldurchmesser des Lasers verringert werden. Ebenso kann der Bereich am Himmel, der vom Teleskop des Lidars beobachtet wird, verkleinert werden. Damit sinkt der aufgefangene Anteil an störendem Tageslicht.

Der geringere Rückstreukoeffizient von Eisen wird gleichzeitig aber durch eine höhere Dichte an Eisen-Atomen in der Metallschicht ausgeglichen. Im Fall von Kalium liegt die Konzentration im Schichtmaximum bei 90,5km im Jahresmittel bei nur 47 Atomen pro cm^3 [Eska et al., 1998].



Abbildung 5: Jahresgang von Kalium und Eisen, aus Gerding et al. [2000]

Wie in Abbildung 5 deutlich zu sehen, ist dagegen die Dichte von Eisen-Atomen das ganze Jahr über ungefähr um den Faktor 150 bis 250 höher. Daher tritt trotz des geringeren Rückstreuquerschnitts ein ähnlich starkes Signal aus der Eisen-Schicht auf, während der Untergrund durch ein kleineres Sichtfeld reduziert wird.

Erste vergleichende Messungen zeigen zudem, dass man auf der Wellenlänge 770nm des Kalium-Lidars gegenüber aufziehender störender Zirrus-Bewölkung und Dunst viel empfindlicher ist, als dies bei 386nm der Fall ist. Damit ist das Eisen-Lidar von klaren Wetterbedingungen weit weniger abhängig und somit weitaus häufiger einsetzbar.

Bei der Realisierung des Eisen-Lidars ist die Neuentwicklung der optischen Nachweisbank unabdingbar. Dabei besteht das Hauptziel darin, die Nachweisbank derart zu gestalten, dass der Untergrund durch die Sonne am Tage möglichst stark reduziert wird. Dadurch soll erreicht werden, dass eine Temperaturmessung tagsüber im Vergleich zu einer Nachtmessung nicht eingeschränkt ist. Der Aufbau der neuen Nachweisbank des Eisen-Lidars und eine erste Darstellung der Leistungsfähigkeit des Systems bezüglich Messungen am Tage bilden den Gegenstand dieser Arbeit. Besondere Bedeutung hat auch die Untersuchung des Einflusses der schmalbandigen Filter auf das Lidar-Signal.

2 Das mobile Eisen-Temperatur-Lidar

Das am IAP entwickelte Eisen-Lidar geht aus dem mobilen Kalium-Lidar des Instituts hervor. Dieses ist in einem 20ft Standard-Container untergebracht und somit nahezu überall einzusetzen. In der Vergangenheit gab es Messkampagnen an verschiedenen Orten, wie z.B. auf Teneriffa und auf Spitzbergen oder an Bord der MS-Polarstern.



Abbildung 6: Standort des Kalium-Lidars auf Spitzbergen (Februar 2003)

Die Struktur der Atmosphäre an verschiedenen Orten zu untersuchen ist wichtig, um globale Phänomene zu verstehen. Daher bietet ein mobiles System einen erheblichen Vorteil. Seit dem Jahr 2004 wird das mobile Kalium-Lidar, das bis dato auf einer Kalium-Resonanzlinie bei einer Wellenlänge von 770nm betrieben wurde [von Zahn und Höffner, 1996], umgebaut, sodass es nun auf einer Resonanzlinie des Elements Eisen mit einer Wellenlänge von 386nm arbeitet [Lautenbach und Höffner, 2004].

Als Nebeneffekt ergibt sich beim Eisen-Lidar die Möglichkeit, dieses System gleichzeitig als Rayleigh-Lidar zu betreiben und neben der Resonanzstreuung auf einer anderen Wellenlänge zusätzlich die Rayleigh-Streuung auszuwerten. Somit erhält man, bisher einzigartig, ein System, dass von 30km bis etwa 105km zu jeder Tageszeit die Temperatur zu messen in der Lage ist.

2.1 Messprinzip

Die Sendeeinheit jedes Lidars beinhaltet einen starken Laser, der im Pulsbetrieb arbeitet. Die Verwendung von Lichtpulsen ermöglicht es, durch Laufzeitmessungen die Höhe zu bestimmen, aus der Photonen nach dem Aussenden zurückgestreut werden. Aus der Intensität des zurückgestreuten Lichtes kann man verschiedene physikalische Parameter ableiten. In Abbildung 7 ist ein typisches Rohdaten-Profil eines Resonanz-Lidars zu sehen.

In der Atmosphäre wird das Licht des Lasers über verschiedene Mechanismen gestreut,



Abbildung 7: Lidar-Rohdaten-Profil des Eisen-Lidars. Dargestellt ist das über 4000 Laserpulse integrierte Signal bei einer Höhenauflösung von $\Delta z=200m$.

wie zum Beispiel die Rayleigh-Streuung oder die Resonanz-Streuung. Der Name des Streumechanismus, der bei der Auswertung betrachtet wird, geht in der Regel in die Bezeichnung des Lidars ein. Das Eisen-Temperatur-Lidar vereint erstmals zwei unabhängige Lidar-Systeme: Ein Doppler-Lidar und ein Rayleigh-Lidar.

2.1.1 Doppler-Lidar

Für das bestehende Kalium-Lidar sowie für das neue Eisen-Lidar, ist das Messprinzip ähnlich. Sie vermessen die Dopplerverbeiterung eines Resonanz-Überganges eines Metalls.

Die von den Lidars beobachteten Metalle werden durch kosmischen Staub und durch verdampfende Meteorite in der Atmosphäre angereichert. Täglich gelangen rund 110t kosmischen Staubs in unsere Atmosphäre [Love und Brownlee, 1993], wobei die höchsten Verdampfungsraten dieser kleinen Teilchen in einem Höhenbereich zwischen 85 und 90km auftreten [Love und Brownlee, 1991]. Daher findet man in der Höhe oberhalb von 85km einen Bereich mit erhöhten Konzentrationen an freien Metallatomen. Die Verteilung der Dichten, wie sie mit Lidars am IAP bereits untersucht wurden, ist in Abbildung 5 für Kalium und Eisen dargestellt.

In dem in Abbildung 7 dargestellten Signal-Profil ist das durch Resonanz-Streuung an Eisenatomen hervorgerufene Signal im Bereich der Metallschicht zwischen 80 und 105km deutlich zu erkennen. Resonanz-Streuung tritt auf, wenn die auf ein Atom einfallenden Photonen exakt die Energie besitzen, die für einen elektronischen Übergang innerhalb der Elektronenhülle des Atoms nötig ist. Diese Energie legt die Wellenlänge der Photonen fest, die eine solche Anregung ermöglichen. Im Anhang A sind die Daten für den beim Eisen-Doppler-Lidar zugrunde liegenden Übergang aufgeführt. Der Laser muss demnach auf der Wellenlänge 385,9910nm (Luft) emittieren. Bei resonanter Anregung ist der Rückstreuquerschnitt sehr groß, daher tritt das Signal der streuenden Atome deutlich aus dem der Rayleigh-Streuung hervor.

Da die Linienbreite des Resonanz-Übergangs temperaturabhängig ist und da die Teilchen in der Höhe der Metallschicht in thermischem Gleichgewicht zueinander stehen, lässt sich die Temperatur der Luft bestimmen, in dem mit einem Laser die Breite dieser Linie abgetastet wird. Die Temperaturabhängigkeit der Linienform wird in Kapitel 3.3.1 ausführlich behandelt.

2.1.2 Rayleigh-Lidar

Im Vergleich zum Doppler-Lidar ist es mit einem Rayleigh-Lidar einfacher, die Temperatur der Atmosphäre zu messen. In Abbildung 7 ist im Bereich von 30-80km das Rayleigh-Signal zu sehen. Aus diesem kann ein Höhenprofil der Luftdichte bestimmt werden. Denn, wie in Anhang C genauer erläutert, ist die Luftdichte direkt proportional zur rückgestreuten Intensität. Man kann die Temperatur daraus über die hydrostatische Grundgleichung ermitteln. Für die Integration ist allerdings ein Startwert für die Temperatur nötig. Dieser ist einer anderen Messung zu entnehmen bzw. muss einer Referenzatmosphäre entnommen werden. Beim Eisen-Lidar stehen Temperaturen, gemessen aus der Resonanz-Streuung zur Verfügung. Daher ist es in diesem Falle möglich den Startwert für die Integration einer simultanen Messung zu entnehmen und die Rayleigh-Temperaturen zu berechnen.

2.2 Instrument

Den schematischen Aufbau des Eisen-Lidars zeigt Abbildung 8.



Abbildung 8: Schematischer Aufbau des mobilen Eisen-Lidars

Die Sendeeinheit des Systems setzt sich zusammen aus einem sogenannten Seeder-Laser, einem gepulsten Hochleistungslaser, einem Spektrumanalyser, sowie einer Komponente, die die Frequenz verdoppelt bzw. die Lichtwellenlänge halbiert, und einem Aufweitungsteleskop.

Der Seeder-Laser dient dazu, dem Hochleistungslaser eine gewünschte Wellenlänge vorzugeben. Im Falle des Eisen-Lidars wird ein extrem schmalbandiger CW-Diodenlaser verwendet (DL100, Fa.Toptica). Die Wellenlänge lässt sich durch ein Gitter, sowie über den Strom und die Temperatur der Diode kontrollieren. Im Messbetrieb wird die Spannung am Gitter über einen Rampengenerator leicht variiert, so dass sich die Wellenlänge des emittierten Lichtes in dem gewünschten Bereich ohne Modensprung kontinuierlich ändert.

Das Licht des Seeder-Lasers wird in den Resonator des Hochleistungslasers eingekoppelt. Indem im Resonator Licht der gewünschten Wellenlänge vorhanden ist, wird diese beim Laservorgang bevorzugt. Dies wird als Seeding bezeichnet. Der Hochleistungslaser selbst ist ein Ringlaser der Alexandrit-Kristalle als aktive Lasermedien verwendet. Der Bereich, in dem diese Kristalle als Lasermedien eingesetzt werden können, ist mit 710 bis 820nm angegeben [Walling, 1987]. Um die optische Weglänge im Resonator auf die momentane Wellenlänge des eingekoppelten Seeder-Lasers abzustimmen, wird die Resonatorlänge über einen Piezo-gesteuerten Spiegel aktiv variiert. Die notwendige Ausgangsleistung des Alexandrit-Lasers wird durch die Verwendung von zwei Kammern erreicht, in denen je ein Alexandrit-Stab über Blitzlampen gepumpt wird. Der im mobilen Eisen-Lidar eingesetzte Alexandrit-Laser arbeitet mit einer Pulsenergie bis zu 150mJ, bei einer Pulslänge von ca. 250ns. Ein solches Instrument in einen 20 ft Container zu integrieren, stellt eine große Herausforderung dar. Allein der Laser benötigt eine groß dimensionierte Stromversorgung und ein externes Kühlaggregat, das 11kW Kühlleistung aufbringt. Zudem stabilisieren zwei Klimaanlagen mit zusammen 10kW Kühlleistung die Temperatur im Container.

Bei der Entwicklung des Lasersystems war es problematisch, einen extrem schmalbandigen Laser zu realisieren. Die Breite der dopplerverbreiterten Kalium-Resonanz-Linie K(D1) mit ca. 1.85pm (936MHz) bei 200K ändert sich bei einer Temperatur-Änderung um 1K nur um etwa 2fm (1MHz). Das bedeutet, dass die Resonanz-Linie mit hoher Genauigkeit vermessen werden muss. Daher ist es unabdingbar zu gewährleisten, dass der Alexandrit-Laser die gewünschte Wellenlänge mit hoher spektraler Reinheit und geringster Bandbreite emittiert. Breitband-Emission und Nebenmoden sind unerwünscht und beeinflussen die Messung negativ. Die Pulse des Alexandrit-Lasers werden im Betrieb von einem Spektrumanalvser überwacht. Dieser besteht aus einem Fabry-Perot-Etalon und einer Zeilenkamera. Das Etalon erzeugt ein Muster aus konzentrischen Ringen, wobei verschiedene Wellenlängen durch Ringe unterschiedlichen Durchmessers dargestellt werden. Die Analyse des Spektrums im Lidar-Betrieb dient der Überwachung der spektralen Reinheit des Lasers. Somit lassen sich typische laserspezifische Probleme, wie z.B. Breitbandemission, frühzeitig erkennen. Die Linienbreite des gepulsten Lasers kann so aber nicht ermittelt werden, da diese deutlich unterhalb der Auflösungsgrenze (ca. 30MHz) des Fabry-Perot-Etalons liegt. Die Halbwertsbreite wird aus den Lidar-Messungen abgeleitet und liegt auf der Wellenlänge 772nm bei ca.

24fm (12MHz) und bei 386nm bei ca. 6fm (12MHz). Aus der Position des Rings auf der Kamera lässt sich die relative Wellenlänge des Laserpulses ermitteln, die zur Auswertung der Messung notwendig ist.

Wie in Abbildung 8 zu sehen, kommt beim Eisen-Lidar eine Einheit zur Frequenzverdopplung zum Einsatz. Zufälliger Weise ist die Zentralwellenlänge (770nm) auf der das Kalium-Lidar arbeitete, fast genau das Doppelte von 386nm. Daher musste das bestehende Laser-System beim Umbau zum Eisen-Lidar von 770nm auf 772nm abgestimmt und hinter dem Alexandrit-Laser mit einem Frequenzverdopplungskristall versehen werden. Bei ersten Testmessungen ist eine Effizienz der Verdopplung von 61%erreicht worden [Lautenbach und Höffner, 2004]. Der Alexandrit-Laser sendet demnach mit hoher Intensität gleichzeitig Licht mit 772nm und 386nm Wellenlänge aus. Die Leistung auf der Wellenlänge 772nm reicht aus, das Rayleigh-Signal bis in die Höhe der Metall-Schicht zu beobachten, wo es nicht durch Resonanz-Streuung beeinflusst wird. Dies ermöglicht es, neben dem Eisen-Lidar ein zusätzliches unabhängiges Rayleigh-Lidar auf der Wellenlänge 772nm zu realisieren.

Die Sendeeinheit des Lidars umfasst ein Aufweitungsteleskop. Beim Durchgang wird der Laserstrahl von 3mm auf 30mm aufgeweitet. Damit verringert sich auch die Restdivergenz, die das Auseinanderlaufen eines Strahles beschreibt. Hinter dem Teleskop hat der Laserstrahl zur Zeit eine Restdivergenz von ca. $65\mu rad$, was in 100km Höhe einem Strahldurchmesser von 6,5m entspricht.

Um zurückgestreutes Licht aufzufangen, ist im Container ein Parabolspiegel mit 80cm Durchmesser und 1,9m Brennweite in einem separaten Raum untergebracht. Eine Glasfaser, die im Brennpunkt des Spiegels angebracht ist, leitet das Licht weiter in die Nachweisbank. Dort werden in bestimmten Zeitintervallen nach dem Laserpuls, was bestimmten Höhenbereichen in der Atmosphäre entspricht, Photonen gezählt und die Zählraten vom Mess-Computer aufgezeichnet. Da der Empfangsspiegel Licht aus dem gesamten Spektrum sammelt, ist in der Nachweisbank durch eine Wellenlängenselektion sicherzustellen, dass nur Licht der gewünschten Wellenlänge detektiert wird. Da sich die Wellenlängen mit denen das Kalium- und das Eisen-Lidar arbeiten erheblich unterscheiden, ist neben dem Umbau des Lasersystems ein Neubau der Nachweisbank notwendig. Dabei entstehen die UV-Kanäle des Doppler-Lidars bei 386nm und die IR-Kanäle für das Rayleigh-Lidar bei 772nm. Der Aufbau der Nachweisbank bildet den Gegenstand dieser Arbeit und wird in Kapitel 4 und 5 weiter ausgeführt.

2.3 Tomographie

Bei der Realisierung des Eisen-Lidars entsteht auch erstmalig ein Gerät, das tomographische Profile der Temperatur oder von NLC liefert. Im Gegensatz zu herkömmlichen Lidars wird das Eisen-Lidar über sieben verschiedene Sichtfelder verfügen. Diese werden in Intervallen von weniger als einer halben Sekunde periodisch angefahren. Der Abstand der Sichtfelder entspricht dabei in 100km Höhe etwa 100m. Damit lässt sich nicht nur die Dynamik der Atmosphäre räumlich untersuchen. Treten z.B. NLC auf, dann lässt sich aus der Korrelationsanalyse der Signale in den verschiedenen Sichtfeldern auch der vertikale Wind und die Morphologie der Wolken ableiten.

3 Grundlagen

Das Prinzip, das der Lidar-Messung zugrunde liegt, ist bereits kurz beschrieben worden. In diesem Kapitel soll genauer auf einige grundlegende Sachverhalte eingegangen werden, die für das Verständnis wichtig sind.

3.1 Lidargleichung

Die Detektoren eines Lidars messen die Intensität des Lichtes, das aus der Atmosphäre auf den Empfangsspiegel trifft. Dabei wird in der Regel durch Selektion der Wellenlängen jedem Detektor nur ein schmales Wellenlängenband zugeführt. Die empfangene Intensität setzt sich zusammen aus dem Licht der Laserpulse, das über verschiedene Mechanismen zurückgestreut wird, und dem Licht, das z.B. durch Tageslicht den permanenten Untergrund bildet. Messungen sind nur möglich, wenn bei der Auswertung das Signal des Lasers aus dem des Untergrundes isoliert wird. Um aufgrund der geringen Signalstärke verwertbare Zählraten zu erhalten, werden Photonen gezählt, die aus einem festgelegten Höhenintervall einfallen. In der Regeln arbeiten die Lidars am IAP mit einer Höhenauflösung von dz = 200m. Das bedeutet, dass nach dem Feuern des Laserpulses in Intervallen von je $\delta_t = 1,334 \mu s$ die einfallenden Photonen als Zählraten abgespeichert werden. Vom Lidar aus betrachtet ist dabei die Höhe z_i des Intervalls durch den Zusammenhang $z_i = i 2c \, \delta_t$ gegeben, wobei *i* für die Nummer des jeweiligen Intervalls steht. Die Intensität, die von einem Detektor im i-ten Intervall gemessen wird, lässt sich in Form einer Gleichung angeben. Die folgende Formel zeigt die lineare Lidargleichung, die nur unter stark vereinfachten Bedingungen gilt.

$$I(\lambda, z_i) = I_0(\lambda) \ \beta(\lambda, z_i) \ dz \ \eta(\lambda) \ T^2(\lambda, z_i) \ \frac{A}{z_i^2} \ o(z_i) + U(z_i)$$
(1)

Die Terme der Gleichung werden in der Tabelle Definitionen weiter unten genau bezeichnet. Der gesamte Volumen-Rückstreukoeffizient $\beta(\lambda, z_i)$ lässt sich im Falles eines Doppler-Lidars vereinfachen. Dieses Lidar arbeitet wie schon beschrieben in Höhen um 90km. Dort sind in der Regel Aerosole in nur sehr geringer Dichte anzutreffen, so dass die Mie-Streuung vernachlässigt werden kann. Es gilt dann: $\beta(\lambda, z_i) = \beta_{Ray}(\lambda, z_i) + \beta_{Res}(\lambda, z_i)$. Allerdings beeinflussen nachtleuchtende Wolken, die im Sommer in dieser Höhe auftreten, die Temperaturmessungen der Resonanz-Lidars. Der Bereich, in dem sich eine solche Wolke befindet und zusätzliche Mie-Streuung verursacht, ist bei der Bestimmung der Temperatur aus den Messdaten zu entfernen. Im Falle des Rayleigh-Lidars, tritt Mie-Streuung unterhalb von etwa 40km auf und muss daher mit berücksichtigt werden.

Wie oben schon erwähnt, gilt die lineare Lidargleichung nur unter bestimmten Voraussetzungen. So treten z.B. Nichtlinearitäten auf, wenn die Detektoren im Bereich der einfallenden Lichtintensitäten nicht linear arbeiten. Tritt ein Übersteuern des Detektors durch zu hohe Intensität auf, so werden die Zählraten verfälscht. Hauptursache ist dabei die pulsartige Belastung der Detektoren mit einem sehr schnellen Signalanstieg innerhalb weniger Dutzend μs , der durch die Charakteristik des Lidar-Signals bedingt ist

Definitionen:

$I_0(\lambda)$	Intensität der emittierten Laserpulse
$eta(\lambda,z_i)$	Gesamter Volumen-Rückstreukoeffizient. Dieser setzt sich zusam- men aus den Volumen-Rückstreukoeffizienten der einzelnen Streu-
	mechanismen:
	$\beta(\lambda, z_i) = \beta_{Ray}(\lambda, z_i) + \beta_{Mie}(\lambda, z_i) + \beta_{Res}(\lambda, z_i)$
$\eta(\lambda)$	Effizienz der Nachweisbank. Dies schließt Verluste in den Glasfa-
	sern und an optischen Oberflächen mit ein und berücksichtigt die Tatsache, dass die Detektoren selbst nur eine gewisse Quantenaus- beute kleiner als eins aufweisen
$T^2(\lambda \alpha_i)$	Transmission der Atmosphäre. Auf dem Weg des Laserpulses zwi
$I (\Lambda, z_i)$	schen dem Lidar und dem Luftpaket in der Höhe z_i kommt es
	zu Extinktion durch Absorption und Streuung. Die Transmission
	gent quadratisch ein, da die empfangenen Photonen die Luftsaule
	zweiniar durchaufen. Jedoch ist die Extinktion in groben Hohen gering sodass $T(\lambda \approx 30 km) = 1$ gut erfüllt ist und Transmissi-
	onsverluste ab $30km$ vernachlässigbar sind.
A	Effektive Oberfläche des Empfangsspiegels
$o(z_i)$	Überlapp-Funktion. Da es sich um ein System handelt, bei dem der Laserstrahl nicht ganz koaxial zu dem Empfangsspiegel ist, liegt
	der Strahl erst oberhalb von ca. $20km$ komplett innerhalb des Ge-
	sichtsteldes des Spiegels. Zudem besitzt das Empfangsteleskop ein
	Effekte werden durch die Überlapp-Funktion berücksichtigt.
$U(z_i)$	Untergrundintensität. Diese resultiert aus dem elektronischen
	Rauschen der Detektoren und Zähler, sowie natürlich aus dem
	Licht, das z.B. bei Tageslicht einfällt.

(vgl. Abbildung 7). Die Signaldynamik muss daher den Eigenschaften der Detektoren angepasst werden, indem z.B. ein mechanischer Chopper verwendet wird. Nichtlinearitäten im Signal treten auch dann auf, wenn es bei der Anregung der Metallatome in der Schicht zu Sättigungseffekten kommt. Wie in Abschnitt 1.4 schon erwähnt, ist dies vor allem bei Messungen auf der Kalium-Resonanz-Linie der Fall. Die Mehrfachstreuung von Photonen, die ebenfalls nicht durch die gezeigte Gleichung 1 wiedergegeben wird, ist bei den Doppler-Lidars, die in der Atmosphäre bei geringen Luftdichten arbeiten, zu vernachlässigen.

3.2 Untergrund

3.2.1 Tageslichthintergrund

Der Untergrund, der hauptsächlich durch zusätzliches Licht von der Sonne zustande kommt, soll nun eingehender betrachtet werden.

Die Sonne strahlt über einen sehr weiten Frequenzbereich mit hoher Intensität Licht ab. Grob genähert entspricht das Spektrum dem Schwarzkörper-Spektrum eines Körpers mit etwa 5700°C. Allerdings treten einige Bereiche auf, in denen das Spektrum Einbrüche in der Intensität aufweist und zudem wird es unterhalb von 400nm zunehmend unregelmäßig. In Abbildung 9 ist links ein Wellenlängen-Bereich von 10nm im nahen UV zu sehen. Es wird deutlich, dass die Intensitäten um bis zu 90% schwanken. Die Einbrüche, die sich abzeichnen, entstehen zumeist bereits in der Sonne. Sie bilden ein Absorptionsspektrum und sind als Fraunhofer-Linien bekannt. In dem hochaufgelösten Bild 9 rechts ist zu erkennen, dass die Wellenlänge der Eisen-Resonanzlinie genau in einem Minimum der solaren Strahlung liegt.



Abbildung 9: Solares Spektrum nach *Delbouille et al.* [1972] (alle Wellenlängen sind für Luft angegeben). Links: Spektrum von 380-390*nm*. Rechts: Hochaufgelöst das Spektrum des Sonnenlichts um die Eisen-Resonanzwellenlänge

Verwendet man einen schmalbandigen Tageslichtfilter, stellt diese Tatsache einen enormen Vorteil dar, denn bei einer Messung am Tage ist der natürliche Untergrund auf der Resonanzlinie minimal. Ist der Nachweiskanal auf dieser Linie so beschaffen, dass er nur Licht in einem engen Wellenlängenbereich durchlässt, etwa in einem Bereich, wie in Abbildung 9 rechts zu sehen, dann ist die Unterdrückung des Tageslichts extrem effizient. Der Filter muss allerdings eine entsprechend hohe Blockung aufweisen.

Im Fall des Rayleigh-Lidars mit der Wellenlänge 772*nm* ist der Tageslichthintergrund ungünstiger. Abbildung 10 zeigt, dass die Intensität im Spektrum relativ konstant ist und nur wenige Einbrüche aufweist. In diesem Fall ist der Untergrund auf der Laserlinie um den Faktor 11 höher, was in jedem Falle zu einem schlechteren Signal-Untergrund-Verhältnis führt.



Abbildung 10: Solares Spektrum nach *Delbouille et al.* [1972] (alle Wellenlängen sind für Luft angegeben). Links: Spektrum von 770-780*nm*. Rechts: Hochaufgelöst das Spektrum des Sonnenlichts um 772*nm*

3.2.2 Weitere Quellen des Untergrundes

Weitere Quellen für einen Untergrund im Signal stellen die Detektoren und Nachweiselektroniken selbst dar. Als Detektoren dienen beim Eisen-Lidar Photomultiplier und Avalanche-Photodioden. Diese weisen eine sogenannte Dunkelzählrate auf. Das bedeutet, auch bei absoluter Dunkelheit kommt es zu Zählereignissen, die registriert werden und nicht von Ereignissen unterschieden werden können, die durch einfallende Photonen ausgelöst werden. Zudem zeigen Photomultiplier bei Belastung mit hoher Intensität ein Nachleuchten. Das bedeutet, die Zählrate fällt nicht gleichzeitig mit dem Signal auf Null ab, sondern zeigt einen verzögerten Abfall. Auch die Avalanche-Photodioden zeigen bei Lichteinfall ein gewisses Nachleuchten, was zu erhöhtem Untergrund führen kann. U.a. aus diesem Grunde ist es wichtig, sicherzustellen, dass die Dynamik der Detektoren nicht bis an die Grenze auszureizen ist.

Die Nachweiselektronik arbeitet mit Hochfrequenzbauteilen. Diese sind empfindlich gegenüber elektronischen Einstreuungen. Es ist sicherzustellen, dass diese Störungen minimiert werden, da es sonst zu erheblichem Einfluss auf das Messsignal kommen kann.

3.2.3 Bestimmung des Untergrundes

Um den Einfluss des Untergrundes auf die Messung der Rayleigh- und Resonanz-Streuung zu minimieren, wird dieser während der Messung laufend bestimmt und dann bei der Auswertung von dem empfangenen Signal abgezogen.

Dazu reichen die Höhenkanäle der Zählelektronik mit 200km weit über die Metallschicht hinaus, die sich oft bis 130km und sogar darüber hinaus erstreckt [Höffner und Friedman, 2004]. In diesen Höhen hat auch das Signal der Rayleigh-Streuung keinerlei signifikanten Einfluss auf die detektierten Zählraten. Somit können die Zählraten oberhalb der Metallschicht allein dem Untergrund zugeschrieben werden. Es zeigt sich, dass dieser in erster Näherung mit der Höhe konstant ist. Die einfachste und effektivste Methode ist die, die Zählraten der Höhenkanäle im Bereich über 135km zu mitteln und



Abbildung 11: Rohdaten-Profile einer Tageslichtmessung mit dem stationären Kalium-Lidar. Links: Ohne Untergrundabzug. Rechts: Mit Untergrundabzug.

vom Signal in jedem einzelnen Höhenkanal abzuziehen. Diese Methode ist bei hohem Sonnenstand beim Kalium-Lidar nicht anwendbar, da aufgrund hoher Belastungen der Detektoren Nichtlinearitäten auftreten. Die Messung wird in diesem Zeitraum daher nicht ausgewertet.

In Abbildung 11 ist zu erkennen, dass trotz eines Untergrundabzugs, oberhalb der Kalium-Schicht ein Rauschen verbleibt. Dieses entstammt dem statistischen Rauschen des Untergrundes und kann nicht eliminiert werden. Die statistischen Schwankungen liegen im Bereich von $1\sigma \approx \sqrt{N}$. Damit ergibt sich für einen mittleren Untergrund von 1000 Counts pro 4000 Laserpulsen und $\Delta z=200m$ ein (1σ) Rauschen von über 30 Counts pro 4000 Laserpulsen und $\Delta z=200m$, das in jedem Falle im Signal verbleibt. Das Resonanz-Signal beträgt 150 Counts im Maximum. Das Verhältnis von Signal zu statistischem (1σ) Rauschen beträgt damit 5:1. Im Vergleich mit einer Messung in der Nacht ist dies eine erhebliche Einschränkung (vgl. Abbildung 7). Daher ist es unabdingbar, den Tageslicht-Untergrund zu reduzieren. Dies stellt das Hauptziel bei der Entwicklung der neuen Nachweisbank für das Eisen-Lidar dar und wird in Kapitel 5 eingehend behandelt.

3.3 Streumechanismen

In der Lidar-Gleichung ist deutlich, dass das eigentliche Signal der Laserpulse in der Atmosphäre durch die Volumen-Rückstreukoeffizienten bestimmt wird. Daher soll in diesem Kapitel auf die beiden für das Eisen-Lidar wichtigen Rückstreumechanismen detaillierter eingegangen werden. Dabei werden die differentiellen Rückstreuquerschnitte $\sigma(\Omega, \lambda)$ behandelt, die mit dem Volumen-Rückstreukoeffizient $\beta(\lambda, z_i)$ wie folgt zusammenhängen:

$$\beta(\lambda, z_i) = \sum_k \sigma_k(\Omega = 180^\circ, \lambda) N_k(z_i)$$
⁽²⁾

Die Summation drückt aus, dass die Streuung an verschiedenen Teilchensorten unterschiedlich ist. Dabei steht $N_k(z_i)$ für die jeweilige Teilchendichte der Sorte k in der Höhe z_i . Für die Rayleigh-Streuung gehen aufgrund der relativ hohen Dichte vor allem Stickstoff und Sauerstoff in die Summation ein. Im Falle der Resonanz-Streuung ist dagegen kein Summieren nötig, da diese auf einer Wellenlänge nur bei genau einer Atomoder Molekülsorte auftritt. Der Winkel Ω ist relativ zum Laserstrahl und zur Achse des Teleskops definiert und beschreibt die Richtung der Rückstreuung.

3.3.1 Resonanz-Streuung

Die Resonanz-Rückstreuung weist sehr hohe Rückstreu-Querschnitte auf, sodass das Signal dieses Streumechanismus auch in großen Höhen bei geringen Metalldichten im Signal signifikant hervorsticht (vgl. Abbildung 7). Der differentielle Rückstreuquerschnitt der Resonanz-Streuung wird von *Fricke und von Zahn* [1985] für Atome ohne Hyperfeinstruktur wie folgt beschrieben:

$$\sigma_{Res}(\Omega,\lambda) = \lambda_0 q(\Omega) f \frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D}{\pi T}} e^{-D(\lambda-\lambda_0)^2/T}$$
(3)

Die einzelnen Größen werden im Anhang B im Detail bezeichnet.

Eine genaue Betrachtung des Rückstreuprofils führt auf ein Voigt-Profil, das sich aus der natürlichen Lorenz-Linienform und der gaussförmigen Doppler-Verbreiterung ergibt. Die Gleichung 3 beschreibt vereinfacht, dass die Rückstreuung in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung ein Gaussprofil darstellt, dessen Breite u.a. durch die Temperatur T aufgrund der thermischen Doppler-Verbeiterung bestimmt wird. Abbildung 12 zeigt links ein solches Profil der 386*nm* Resonanzlinie bei ⁵⁶Fe für verschiedene Temperaturen. Höhere Temperaturen führen zu einer flacheren, breiteren Kurve.

Es wird deutlich, dass, möchte man diese Kurve mit einem Laser abtasten, dieser ungefähr in einem Bereich von $\pm 0,5pm$ ($\pm 1GHz$) um die Zentralwellenlänge herum abgestimmt werden muss. Für die dargestellten Temperaturunterschiede von 50K un-



Abbildung 12: Links: Resonanz-Rückstreuquerschnitt des 386nm Übergangs von ⁵⁶Fe für verschiedene Temperaturen. Rechts: Resonanz-Rückstreuquerschnitt des 386nm Übergangs bei 200K für ⁵⁶Fe sowie für alle Isotope

terscheiden sich die Kurven deutlich. Die Breite der Kurve ändert sich jedoch nur mit etwa 2MHz~(0.5fm) pro Kelvin, so dass klar wird, dass der Resonanzübergang sehr genau vermessen werden muss, um die Temperaturen mit einem Fehler kleiner als $\pm 1K$ zu bestimmen.

Wie im Anhang A dargestellt, werden vier verschiedene Isotope von Eisen unterschieden, die in der Atmosphäre vorkommen. Diese unterscheiden sich in der Anzahl der Neutronen im Atomkern. Die Zusammensetzung und Größe des Kerns jedoch beeinflusst die Elektronenhülle eines Atoms und daher sind die elektronischen Übergänge der verschiedenen Isotope energetisch leicht gegeneinander verschoben. Hierdurch unterscheiden sich die Wellenlängen des Resonanzübergangs bei 386nm um bis zu 0,37pm(744*MHz*). Die Halbwertsbreite des Resonanzübergangs von ⁵⁶Fe mit einer Temperatur von 200*K* beträgt nur 0,520pm (1046*MHz*). Die übrigen Isotope sind daher auf jeden Fall in die Kalkulation der Resonanzkurve mit einzubeziehen. Dabei ist die Gleichung 3 wie folgt abzuändern:

$$\sigma_{Res}(\Omega,\lambda) = \sum_{k} a_k \,\lambda_{0,k} \,q(\Omega) f \frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D}{\pi T}} \,e^{-D(\lambda-\lambda_{0,k})^2/T} \tag{4}$$

mit
$$\lambda_{0,k} = \lambda_0 + \delta \lambda_k$$
 und $\sum_k a_k = 1$ (5)

Es muss nun über alle möglichen Isotope summiert werden, wobei die Gewichtung der einzelnen Isotope durch die Häufigkeit a_k und die Korrektur der jeweiligen Zentralwellenlänge durch den Versatz $\delta \lambda_k$ vorgenommen werden muss. ⁵⁶Fe stellt z.B. 91,72% der Eisenatome, während ⁵⁸Fe nur zu 0,28% vorkommt. D.h. neben dem Isotop ⁵⁶Fe stellen die übrigen nur ca. 8% des Vorkommens. In Abbildung 12 rechts ist das Ergebnis einer Rechnung für eine Temperatur von 200K dargestellt, bei der einmal nur ⁵⁶Fe und einmal alle Isotope berücksichtigt werden. Der Unterschied beider Kurven ist deutlich und ebenso klar ist damit die Notwendigkeit bei Temperaturmessungen den Einfluss die Isotopieverschiebung zu berücksichtigen. Nachvollziehbar ist dies, wenn man versucht aus der Form der Kurve mit allen Isotopen die Temperatur zu berechnen, unter der Annahme, es wäre nur ⁵⁶Fe vorhanden. Rechnet man bspw. in erster Nährung vom Maximum der Isotopie-verschobenen Kurve mit Gleichung 3 unter Verwendung der Zentralwellenlänge von ⁵⁶Fe auf eine Temperatur zurück, so liegt diese um 22K niedriger. D.h., ein Nichtbeachten der Isotopieverschiebung bei einem Eisen-Doppler-Lidar führt bei der Auswertung zu Temperaturen, die systematisch um mehr als 22K zu niedrig liegen. Von Lautenbach und Höffner [2004] durchgeführte exaktere Rechnungen zeigen gar einen systematischen Fehler von 28K bei einer Temperatur von 200K.

Neben der Isotopieverschiebung kann bei der Resonanz-Streuung auch eine Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der Übergangsniveaus eine Rolle spielen, die in Gleichung 3 nicht erfasst wird. Diese kommt durch die Wechselwirkung des Kernspins mit dem Drehimpuls der Elektronen zustande. Für die Berechnung der Resonanzkurve müssen somit die einzelnen Hyperfeinstrukturlinien gewichtet mit der jeweiligen Linienstärke erfasst werden. Im Falle des Kalium-Lidars ist dies von Bedeutung, da eine Aufspaltung in vier Linien auftritt. Der Kernspin der Eisenatome ist nur bei dem relativ seltenen Isotop ⁵⁷Fe nicht null. Jedoch ist die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung bei diesem Isotop nicht bekannt. Da der Effekt allerdings klein wäre und das Isotop nur eine geringe Häufigkeit aufweist, kann der Effekt dieser Aufspaltung beim Eisen-Lidar zunächst vernachlässigt werden.

Die Aufspaltung der Energieniveaus durch den Zeeman-Effekt liegt für den Resonanz-Überganz bei 386nm maximal bei 4,18fm (8,4MHz) [Alpers, 1993]. Bei der Temperaturbestimmung aus dem gemessenen Resonanz-Signal wird dieser Effekt ebenfalls zunächst nicht berücksichtigt.

Die Formel für den Resonanz-Rückstreuquerschnitt (s. Gleichung 3) enthält den sogenannten geometrischen Faktor $q(\Omega)$. Dieser berücksichtigt den Einfluss des Hanle-Effektes. Er beschreibt, wie die in eine bestimmte Raumrichtung zurückgestreute Intensität in einem Magnetfeld von verschiedenen Faktoren abhängt. Die gestreute Lichtintensität hängt von der Polarisationsrichtung des auf die Atome treffenden Lichtes und des Empfängers relativ zum Erdmagnetfeld ab. Auch die Lebensdauer des angeregten Zustandes spielt eine Rolle und muss mit berücksichtigt werden. Von Alpers [1993] wurde der Hanle-Effekt für diesen Ubergang bei einer geographischen Position von 69°17'N und 16°01'O mit $q(\Omega = 180^\circ, \lambda = 386nm) = 1,1837$ bestimmt. Dabei wurde ein zirkular polarisierter Laser angesetzt. Da dieses Ergebnis nicht für einen linear polarisierten Laser wie den Alexandrit-Laser gilt und zudem die geographische Lage und Orientierung des Lidars eine andere ist, muss der geometrische Faktor für das Eisen-Lidar neu berechnet werden. Diese aufwendige Kalkulation ist allerdings bisher noch nicht durchgeführt worden, daher wird in dieser Arbeit der Wert $q(\Omega = 180^{\circ}, \lambda = 386nm) = 1$ verwendet. Für eine Temperaturbestimmung aus der Form der Resonanzkurve ist dies jedoch nicht so sehr von Bedeutung, da der geometrische Faktor die Kurve lediglich skaliert. Die Breite der Kurve, die hauptsächlich in die Temperatur-Auswertung eingeht, bleibt erhalten.

3.3.2 Rayleigh-Streuung

Der britische Physiker Lord Rayleigh war der erste, der den Streumechanismus beschrieben hatte, der das Streuen von Licht an Teilchen behandelt, deren Größe viel kleiner ist als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung. Der differentielle Rückstreuquerschnitt für diesen Mechanismus ist nach *Kovalev und Eichinger* [2004] für Luft gegeben durch:

$$\sigma(\Omega, \lambda) = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 N_s^2 \lambda^4} \ (1 + \cos^2 \Omega) \tag{6}$$

Dabei steht N_s für die Anzahldichte von Luft bei Standard-Bedingungen und n für den Brechungsindex. Gleichung 6 zeigt, dass die Rückstreuung winkelabhängig ist und für 0° und 180° Maxima aufweist. Zudem ist die Stärke, mit der Licht zurückgeworfen wird, wellenlängenabhängig. Im Falle des Eisen-Lidars unterscheidet sich demnach das Rayleigh-Signal auf beiden Wellenlängen, auch wenn auf beiden Wellenlängen die gleiche Anzahl an Photonen emittiert würde. Das Signal wäre im 386nm-Kanal stärker. Mit n=1,00029 und $N_s = 2,54710^{19} \, cm^{-3}$ ergibt sich:

$$\sigma(\Omega = 180^{\circ}, \lambda = 386nm) \approx 2,9 \cdot 10^{-26} m^2 / sr$$
(7)

$$\sigma(\Omega = 180^{\circ}, \lambda = 772nm) \approx 1, 8 \cdot 10^{-27} m^2 / sr$$
(8)

Die extrem kleinen Werte zeigen, dass ein Lidar nur mit sehr leistungsfähigen Lasersystemen zu realisieren ist. Die Menge an Licht, das zurückgeworfen wird, hängt vom Rückstreukoeffizienten ab, in den noch die Luftdichte mit eingeht, so dass die bspw. aus 50km Höhe einfallende Photonenanzahl der Rayleighstreuung in Abbildung 7 nur 1500 pro 4000 Laserpulse und 200m beträgt.

3.4 Doppler-Verbreiterung/-Verschiebung

Wie in Kapitel 3.3.1 gezeigt, ist die Form der Resonanzlinie temperaturabhängig, da sie der Doppler-Verbreiterung unterliegt. Auch bei Rayleigh-Streuung tritt diese Verbreiterung auf. Atome führen thermische Bewegungen aus, sodass, bewegen sie sich mit der Geschwindigkeit v_z vom Laser weg oder auf den Laser zu, die effektive Wellenlänge der Photonen durch den optischen Doppler-Effekt eine andere ist als die emittierte Wellenlänge.

$$\delta\lambda_{DS} = \lambda_0 \left(\sqrt{\frac{1 + \frac{v_z}{c}}{1 - \frac{v_z}{c}}} - 1\right) \tag{9}$$

Demnach ist die Resonanzwellenlänge der Atome für jeden Bewegungszustand eine andere. Diese Zustände sind nicht gleichverteilt, sondern die Geschwindigkeitsverteilung $n(v_z)$ im thermischen Gleichgewicht gehorcht einer gaussförmigen Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

$$n(v_z) dv_z = \frac{N}{v_w \sqrt{\pi}} \exp\left[\frac{-v_z}{v_w}\right]^2 dv_z \tag{10}$$

Dabei gibt $v_w = \sqrt{2kT/m}$ in Gleichung 10 die wahrscheinlichste Geschwindigkeit an. Die Resonanz-Rückstreuung beschreibt in Abhängigkeit von der Wellenlänge der einfallenden Photonen in erster Näherung auch eine Gausskurve. Denn, je weiter man sich von der Zentralwellenlänge entfernt, desto weniger Atome liegen in einem passenden Bewegungszustand vor, bzw. bewegen sich mit einer passenden Geschwindigkeit relativ zur Bewegungsrichtung der einfallenden Photonen.

Tritt in dem streuenden Luftvolumen ein Hintergrundwind bspw. in Laserrichtung auf, dann haben alle Luftteilchen eine zusätzliche Bewegungskomponente in diese Richtung inne. Somit sind nicht mehr alle Richtungen gleichverteilt und das rückgestreute Signal erscheint gegenüber der ausgesandten Wellenlänge λ_L dopplerverschoben.

Zu beachten ist, dass die Doppler-Verschiebung bei Rayleigh-Streuung zweimal auftritt. Denn wenn die Atome die Photonen zum Empfänger zurücksenden, tritt wiederum eine Verschiebung auf. Die Lebensdauer des angeregten Zustandes des Resonanzüberganges bspw. ist etwa 100ns lang und die Stoßfrequenz der Luftbestandteile in 85km liegt bei $f = 37kHz = \frac{1}{27us}$ [USSA, 1976], somit ändert der Bewegungszustand sich in der kurzen Zeit nicht. Daher ist die Verschiebung $\delta \lambda$ bei Absorption und Emission vom Betrage gleich.

$$\lambda_R = \lambda_L + 2\,\delta\lambda_{DS} \tag{11}$$

Die in der Nachweisbank empfangene Wellenlänge λ_R unterscheidet sich von der Laserwellenlänge λ_L durch das zweifache der Doppler-Verschiebung. Bei Resonanz-Streuung tritt die Verschiebung nur einfach auf. Über die Verschiebung der Resonanzkurve ist es möglich, den vertikalen Wind in der Höhe der Metallschicht zu bestimmen. Bei einem vertikalen Hintergrundwind von $1\frac{m}{s}$ verschiebt sich die Resonanz-Linie um etwa 1,3fm(2,6MHz). Dies ist bei einer Messung des Eisen-Lidars noch nachweisbar.

3.5 Einfluss schmalbandiger Filter

Wie oben beschrieben ist der Hintergrund am Tage ein Problem bei Lidar-Messungen. Um diesen zu unterdrücken kommen unter anderem Filter zum Einsatz. Diese lassen nur Licht in bestimmten Wellenlängenbereichen passieren und blocken somit den größten Teil des Tageslichtes. Enge Filter bringen jedoch ein Problem mit sich. Sie bringen neben technisch bedingten Transmissionsverlusten die Eigenschaft mit, dass sie innerhalb des Wellenlängenbereiches, der zur Messung herangezogen wird, keine konstante Transmission aufweisen. Für eine korrekte Auswertung des Signals ist dann die genaue Kenntnis des Transmissionsverlaufes bzw. der Filterkurve notwendig. Diese allerdings hängt nicht allein von den Eigenschaften eines Filters selbst ab, sondern auch von den Eigenschaften des eingekoppelten Lichtstrahls. So bestimmen auch die Strahldivergenz, die Intensitätsverteilung, der Strahldurchmesser sowie die spektrale Breite den Verlauf der Transmission. Eine mit einem schmalbandigen Laser im Labor vermessene Filterkurve unterscheidet sich demnach stark von jener, die im Lidar-Betrieb auftritt und berücksichtigt werden muss. Letztere wird als effektive Filterkurve bezeichnet und kann nur aus dem Lidar-Signal an der Atmosphäre bestimmt werden.

3.5.1 Einfluss auf Rayleigh-Streuung

In diesem Kapitel soll die effektive Filterkurve eines schmalbandigen Filters für das Rayleigh-Signal untersucht werden.

Das Signal der Rayleigh-Streuung unterliegt einer starken Doppler-Verbreiterung. Abbildung 13 zeigt im Vergleich das Profil des Spektrums des Sendelasers und das dopplerverbreiterte rückgestreute Rayleigh-Signal (Cabannes-Linie ohne Raman-Streuung). Das Spektrum $l(\lambda)$ des Lasers entspricht dabei einem Lorenz-Profil und das Spektrum des Rayleigh-Signals ist demnach eine Faltung aus Lorenz-Profil und der gaussförmigen Doppler-Verbreiterung $\gamma(\lambda)$. Diese Faltung führt auf ein sogenanntes Voigt-Profil $\rho(\lambda)$ und errechnet sich nach [*Demtröder*, 1993] wie folgt:

$$l(\omega) = c_l \frac{\delta\omega_l/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\delta\omega_l/2)^2}$$
(12)

$$\gamma(\omega) = c_{\gamma} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{0, 6\,\delta\omega_D}\right)^2\right] \tag{13}$$

$$\rho(\omega) = c_{\rho} \int_{\omega'=0}^{\infty} \gamma(\omega - \omega') \, l(\omega) d\omega'$$
(14)

Nach Miles et al. [2001] gilt in diesem Fall für die Halbwertsbreite $\delta \omega_D$:

$$\delta\omega_D = |K| \left(\omega_0/c\right) \sqrt{8kT \ln 2/m} \qquad |K| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin(\frac{\Omega}{2}) \tag{15}$$

Die Verbreiterung des Rayleigh-Signals ist damit winkelabhängig und bei Rückstreuung $(\Omega = 180^{\circ})$ entspricht die Breite $\delta\omega_D$ dem Doppelten der in der Literatur üblicher Weise angegebenen Doppler-Breite (vgl. *Demtröder* [1993]). Die Größe $\delta\omega_l$ stellt die Halbwertsbreite des Laserprofils dar. Sie beträgt bei 386nm ca. $\delta\lambda_l = 6fm$, was in Frequenzen ausgedrückt etwa $\delta\omega_l = 12MHz$ entspricht [Lautenbach und Höffner, 2004]. Auf der Wellenlänge 772nm beträgt die Laserbandbreite weniger als $\delta\omega_l = 12MHz$ und wird mit $\delta\lambda_l = 24fm$ angesetzt.

Die Berechnungen für Abbildung 13 wurden für eine Atmosphärentemperatur von 250K durchgeführt, da diese Temperatur typischer Weise in 40km auftritt und im Lidar-Betrieb in dieser Höhe die effektive Filterkurve aus dem Rayleigh-Signal bestimmt wird.



Abbildung 13: Links: Rayleigh-Rückstreuspektrum bei T=250K, in blau das Laserprofil für 386nm mit FWHM=6fm (12MHz). Rechts: Rayleigh-Rückstreuspektrum bei T=250K, in rot das Laserprofil für 772nm mit FWHM=24fm (12MHz).

Das Spektrum der Rückstreuung ist gegenüber dem Laserprofil stark verbreitert. Bei 386nm wächst die Halbwertsbreite von 6fm auf 1,66pm (3,33GHz) und bei 772nm sogar von 24fm auf 3,30pm (1,66GHz). Während der Lidar-Messung wird daher der Transmissionsverlauf eines Filters mit dem stark verbreiterten Rayleigh-Signal abgetastet. Dies führt auf ein anderes Ergebnis, als würde der Filter mit dem schmalbandigen Alexandrit-Laser selbst untersucht werden. Die mit dem verbreiterten Signal messbare sogenannte effektive Filterkurve berechnet sich unter Vernachlässigung einer Doppler-Verschiebung und der Wellenlängenabhängigkeit der Rayleigh-Streuung nach folgender Gleichung:

$$T_{eff}(\omega) = \int_0^\infty \rho(\omega - \omega') \ T_{th.}(\omega') \ d\omega'$$
(16)

Den Unterschied zwischen dem effektiven $(T_{eff}(\omega))$ und der theoretischen Transmissionsverlauf $(T_{th.}(\omega))$ macht die Abbildung 14 deutlich. Sie zeigt die Filterkurven eines sogenannten FADOF-Filters. Es ist eindeutig sichtbar, wie sehr sich theoretische und effektive Kurve unterscheiden. In Kapitel 5.3.4 wird der Einfluss der beim Eisen-Lidar verwendeten Filter auf das Rayleigh-Signal behandelt.



Abbildung 14: Einfluss des Filters auf das Rayleigh-Signal, Berechnungen für den FADOF-Filter des Kalium-Lidars bei 770nm [*Fricke-Begemann*, 2004]. In schwarz dargestellt ist die theoretische Filterkurve und in grau die sich ergebende effektive Kurve für eine Temperatur von 200K.

3.5.2 Einfluss auf Resonanz-Streuung

Der Einfluss eines schmalen Filters auf das Resonanz-Signal und damit auf die Temperaturmessung, ist anders geartet. Das Signal selbst ist nicht unabhängig von der Wellenlänge sondern zeigt einen Verlauf, wie in Abbildung 12 dargestellt. Allerdings ist bei dem gezeigten Verlauf der Einfluss der Laserbandbreite noch nicht berücksichtigt worden. Tastet man die Resonanzkurve mit einem Laser ab, dessen spektrale Verteilung keine Delta-Funktion darstellt, wird diese leicht verbreitert. Da der Sendelaser sehr schmal ist und die Halbwertsbreite seines Spektrums nur 6fm (12MHz) beträgt, wäre die Verbreiterung zwar in Abbildung 12 nicht sichtbar, sie ist aber bei der Auswertung zur Temperaturbestimmung dennoch zu berücksichtigen.

Den größten Effekt auf den Unterschied zwischen der theoretischen und der effektiven Filterkurve hat im Resonanz-Signal das Auftreten verschiedener Zerfallskanäle bei resonanter Anregung der Atome. Mit diesem berechnet sich die effektive Filterkurve wie folgt:

$$T_{eff}(\omega^{\uparrow}) = \sum_{k} f_{BSC}(\omega_{k}^{\downarrow}) T_{th.}(\omega_{k}^{\downarrow})$$
(17)

Kommt es dazu, dass für die von den einfallenden Photonen angeregten Elektronen mehrere energetisch sehr eng liegende Zerfallskanäle existieren, so stimmen die Wellenlängen zwischen ausgesandtem und empfangenem Licht nicht immer exakt überein. Die Gleichung 17 berücksichtigt nun, dass Licht der Laserwellenlänge ω^{\uparrow} auf k verschiedenen Frequenzen ω_k^{\downarrow} zurückgestreut werden kann. Die Funktion f_{BSC} beschreibt die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung auf dem jeweiligen Zerfallspfad. Die effektive Filterkurve ist gegenüber einer mit einem Laser im Labor vermessenen Kurve verändert. Denn die Transmissionswerte des Filters werden während der Lidar-Messung den Wellenlängen des Sendelasers zugeordnet und bei verschiedenen möglichen Zerfallskanälen treffen Photonen leicht veränderter Wellenlänge auf den Filter, so dass diesen andere Transmissionswerte zuzuordnen sind, als Photonen der Laser-Wellenlänge. Somit stimmt die effektive Filterkurve mit der einer Laborvermessung nicht überein.



Abbildung 15: Einfluss des Filters auf das Resonanz-Signal, Berechnungen für den FADOF-Filter des Kalium-Lidars bei 770nm [*Fricke-Begemann*, 2004]. In schwarz dargestellt ist die theoretische Filterkurve und in grau die sich ergebende effektive Kurve für eine Temperatur von 200K.

Abbildung 15 zeigt die effektive Filterkurve eines FADOF-Filters für Resonanz-Streuung. Zu beachten ist, dass die effektive Kurve nicht mehr symmetrisch erscheint, da zum einen das zugrunde liegende Resonanzsignal der Kalium-Linie nicht symmetrisch ist und da zum anderen der Effekt, den verschiedene Zerfallskanäle hervorrufen, mit berechnet wurde.

Für Temperaturberechnungen ist die Kenntnis der Transmission der Filter sehr wichtig, denn diese verändert die gemessene Form der Resonanzlinien und dies führt, sollte man diesen Einfluss nicht berücksichtigen zu fehlerhaften Temperaturwerten. Wie in Kapitel 5.3.4 gezeigt wird, ist der Einfluss des beim Eisen-Lidar zur Zeit verwendeten Tageslicht-Filters (Coronado-Etalon) relativ gering. Unter der Voraussetzung, dass der Filter richtig abgestimmt ist, muss sein Einfluss bei der Temperatur-Bestimmung kaum berücksichtigt werden. Erst bei der Realisierung der im Ausblick genannten weiteren Entwicklung der Nachweisbank mit noch schmaleren Filtern ist der Effekt in jedem Falle zu berücksichtigen.

4 Aufbau der Nachweisbank

Wie schon beschrieben besteht bei dem neu entwickelten Eisen-Lidar die Notwendigkeit eine tageslichtfähige Nachweisbank aufzubauen. Dabei waren nur wenige Komponenten des existierenden Nachweiszweiges des Kalium-Lidars wiederzuverwenden. In diesem Kapitel werden die Anforderungen und der funktionelle Aufbau im Detail beschrieben.

4.1 Anforderungen

Der Aufbau der Nachweisbank unterliegt neben der Tageslichtfähigkeit noch weiteren Anforderungen, die vornehmlich durch die geforderte Mobilität des Systems und die Integration in den 20 ft Container gegeben sind.

Vor allem ist das Platzangebot im Container eingeschränkt. Das bedeutet, der gesamte optische Aufbau ist auf einer Fläche von $30cm \cdot 140cm$ zu realisieren. Damit besteht für die Verwendung der Filtertechnik in der Nachweisbank neben einer hohen Unterdrückung des Tageslicht noch zusätzlich die Notwendigkeit, die Filter so kompakt wie möglich zu gestalten. Als Filter wird ein Fabry-Perot-Etalon eingesetzt. Dies ist ein Interferometer, das an die Eigenschaften des Lichtstrahls in der Nachweisbank hohe Anforderungen stellt. So muss z.B. die Restdivergenz des Strahls sehr gering sein, um eine optimale Filterwirkung zu erreichen.

Da Licht zweier Wellenlängen nachgewiesen wird, ist die Strahlführung komplett achromatisch zu realisieren. Dabei stellt die Tatsache, dass nicht alle Optiken für den Einsatz mit Licht der Wellenlänge 386nm geeignet sind, eine weitere Herausforderung dar.

In der Nachweisbank werden Blenden und Detektoren verwendet, die sehr genau einjustiert werden müssen, was zu einem sehr hohen Aufwand beim Einrichten der Komponenten führt. Zudem muss die Konstruktion sehr unempfindlich gegen Erschütterungen und Vibrationen sein, die z.B. beim Transport auftreten können. Dies ist vor allem bei den Kanälen wichtig, in denen Detektoren mit extrem kleiner Detektorfläche verbaut sind.

Ein weiterer Punkt ist die Unterbringung der benötigten Elektroniken. Das Lidar-System erzeugt etwa 25kW an Abwärme, die vollständig vom Kühlsystem abgeführt werden muss. Daher ist eine gute Temperaturstabilisierung und Belüftung des Containers und aller Elektroniken auch in der Nachweisbank unabdingbar. Ein Problem stellen elektronische Einstreuungen dar, die die Zählelektronik beeinflussen. Eine komplette Abschirmung aller Kabel und der Elektrik ist nicht möglich, jedoch lassen sich bei der Kabelverlegung und beim Anbringen der Elektroniken gegenseitige Störungen minimieren.

4.2 Aufbau und Anordnung

Der gesamte Empfangsteil des Eisen-Lidars lässt sich in fünf Bereiche unterteilen:

- Empfangsspiegel mit Glasfasereinkopplung und Strahlstabilisierung
- Einkopplung der Fasern in die Nachweisbank, Faserselektion und mechanischer Chopper
- Nachweiszweig für Licht auf der Eisen-Resonanzlinie 386nm (UV-Zweig)
- Nachweiszweig für Rayleigh-Streuung auf der Wellenlänge 772nm (IR-Zweig)
- Zählelektronik und Mess-Computer

Diese Bereiche beschreiben den Licht- bzw. den Signal-Weg, der sich im Überblick wie folgt darstellt: Das einfallende Licht wird vom Empfangsspiegel aufgefangen und auf Glasfasern bzw. eine Kamera der Strahlstabilisierungseinheit abgebildet. Über die Glasfasern gelangt das Licht in die sogenannte Nachweisbank, die schematisch in Abbildung 16 dargestellt ist und die Einkopplung, sowie den UV- und IR-Zweig umfasst. Das



Abbildung 16: Schemazeichnung der Nachweisbank. Die unterschiedlichen Bereiche Einkopplung, UV- und IR-Zweig sind grau hinterlegt.

Licht aus den verschiedenen Fasern wird eingekoppelt und durch einen mechanischen Chopper, Faserblenden und mit einem chromatischen Strahlteiler auf die beiden Zweige verteilt. Durch den Strahlteiler und verschiedene optische Filter gelangt nur Licht der gewünschten Wellenlängen auf die Detektoren der einzelnen Kanäle. Dort werden die einzelnen Ereignisse der einfallenden Photonen detektiert und verstärkt als elektrische Signale den Zählelektroniken zugeführt. Die Auswertung der Zähler erfolgt pro Laserpuls durch den Mess-Computer, der alle notwendigen Daten zusammenführt und damit im Betrieb u.a. die Stabilisierung des Etalons regelt.

In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Bereiche des Empfangsteils des Eisen-Lidars im Detail beschrieben.

4.2.1 Teleskop und Glasfaser

Der Umbau der Spiegel- und Glasfaseraufnahme sind nicht direkt Bestandteil der Aufgabenstellung dieser Arbeit. Der Vollständigkeit halber und zum Verständnis soll auf eine Beschreibung dieser Aufbauten hier jedoch nicht verzichtet werden.



Abbildung 17: Empfangsteleskops des Lidar-Containers (November 2005).

Der Empfangsspiegel ist im 20ft Container in einem separaten Raum untergebracht, der mit einer Dachluke versehen ist. Diese wird für die Messung geöffnet und gibt dem kompletten Spiegel uneingeschränkten Blick auf den Himmel. Der Spiegel hat einen Durchmesser von $d_s = 80cm$ und eine Brennweite von $f_s = 190cm$. Die geometrische Form des Spiegels bestimmt die Eigenschaften der einzusetzenden Glasfasern. Sitzen diese im Fokus des Spiegels, so muss der Beobachtungskegel, der durch den maximalen Öffnungswinkel bzw. die numerische Apertur der Fasern gegeben ist, in Fokusentfernung genau die Spiegelfläche erfassen. Die numerische Apertur der Glasfasern ist bestimmt durch den Öffnungswinkel des austretenden Gaussstrahls und berechnet sich aus dem Sinus des halben Winkels. Dabei schließt der Winkel definitionsgemäß das 5% Niveau des Gaussstrahls ein.

$$NA = \sin(\frac{\alpha_{5\%}}{2}) \tag{18}$$

Aus den Daten des Spiegels ergibt sich, dass die Glasfasern genau eine numerische Apertur von 0,21 aufweisen müssen, um den kompletten Spiegel abzudecken.

$$NA = \frac{d_s}{2f_s} = 0,21$$
(19)

Die Aufnahme der Glasfasern ist im Fokus des Spiegels angebracht, sowie parfokal dazu eine CCD-Kamera für die Strahlstabilisierungseinheit. Die Anordnung der beiden ist der Abbildung 17 links zu entnehmen. Die Faseraufnahme und die Kamera sind senkrecht zueinander angeordnet. Letztere sitzt genau auf der Spiegelachse im Fokus und liefert als Bild einen Fleck, der die Position des Lasers am Himmel zeigt. Diese geht in die Strahlstabilisierung ein, die den Laserstrahl über die kippbaren Führungsspiegel aktiv immer an der gleichen Stelle am Himmel positioniert. Vor der Kamera ist in einem Winkel von 45° eine Quarzplatte angebracht. Diese ist derart beschichtet, dass sie Licht der Wellenlänge 386nm vollständig reflektiert und für 772nm eine Transmission von 15% aufweist. Dieser Anteil des Lichts fällt durch einen Bandpass-Filter auf der Wellenlänge 772nm auf die Kamera und wird zur Stabilisierung verwendet. Das von der Platte zur Seite gespiegelte Licht fällt auf die Glasfasern, die ebenfalls im Fokus des Spiegels sitzt.

Für die bis zum Zeitpunkt dieser Arbeit durchgeführten Versuche wurde mit nur einer Glasfaser gearbeitet. Um die Tomographie des Systems zu realisieren, ist jedoch ein Faserbündel in Auftrag gegeben worden. Die Zentralfaser dieses Bündels sitzt an der gleichen Stelle wie die bisher verwendeten Einzelfasern. Die Übrigen sind um diese herum angeordnet, wie weiter unten in Abbildung 23 gezeigt wird. Die Geometrie ist so gewählt, dass sie in 90km Höhe Luftvolumina betrachten, die jeweils 120 und 170mauseinander liegen. Die Auswahl einer der Einzelfasern des Bündels, für die jeweils Signale aufgenommen werden, erfolgt in der Nachweisbank. Bei einer tomographischen Messung wird der Laser mit Hilfe der Strahlstabilisierung in die jeweiligen Beobachtungsvolumina der einzelnen Glasfasern bewegt und gehalten.

Der Spiegel, sowie das Teleskopgestell sind seit Begin der Nutzung des Containers Anfang der 90er Jahre unverändert. Die Aufnahme der Fasern und der CCD-Kamera, sowie die genannte Strahlstabilisierung wurden während dieser Arbeit von Dr.Höffner entwickelt und getestet. Die Konstruktion des Kopfes des Faserbündels geht ebenfalls auf Ihn zurück.

Die zur Verwendung geeigneten Glasfasern müssen neben einer numerischen Apertur von mindestens 0,21 weitere Eigenschaften aufweisen. Je nach Kernmaterial einer Glasfaser ist sie nur für bestimmte Wellenlängen geeignet. Für das Eisen-Lidar müssen die Fasern Licht der Wellenlängen 386nm und 772nm verlustfrei leiten.

4.2.2 Einkopplung

Die Einkopplung umfasst einen sogenannten mechanischen Chopper, den Faserselektor und die Faserblende. Der Chopper wurde von der Nachweisbank des Kalium-Lidars



Abbildung 18: Schemazeichnung der Einkopplung in die Nachweisbank.

übernommen und dient dazu, das sehr starke Lidar-Signal in niedrigen Höhen zu blocken. Dies ist notwendig, da die Dynamik der Detektoren nicht ausreicht, auch die hohe Intensität in niedrigen Höhen zu verarbeiten. Der Chopper besteht aus einer Kohlefaserscheibe, die ausgewuchtet an einem Hochleistungsmotor angebracht ist. Der Elektromotor stammt von der Firma Kavo (Typ HF-Spindel 4010) und wird mit einer externen Spannungsversorgung betrieben (Typ EWL 4444 II.). Im Lidar-Betrieb wird der Motor bei einer Drehzahl von ca. 6000 Umdrehungen pro Minute gefahren. Bei diesen hohen Drehzahlen ist es sehr wichtig, dass das Chopperblatt extrem gut ausgewuchtet ist. Das Blatt besitzt am Rande vier kleine Flügel, die ungefähr 2cm breit sind. Die gesamte Mechanik wird, wie in Abbildung 19 gezeigt, so positioniert, dass sich die Flügel ca. 1-2mm dicht vor der Glasfaseraufnahme des Faserselektors vorbei bewegen und somit den Lichtweg aus dem Lichtleiter in die Nachweisbank blocken können.



Abbildung 19: Foto eines Teils der Einkopplung.

Der Chopper schließt noch eine Lichtschranke mit ein, die den Vorbeiflug der Flügel detektiert. Durch das Signal der Lichtschranke wird der Alexandrit-Laser getriggert und zwar derart, dass er zeitlich immer nur dann feuert, wenn einer der Chopperflügel sich vor der Glasfaser befindet und dieser den Lichtweg erst etwa $200 \mu s$ nach dem Feuern des Lasers freigibt. Das bedeutet, dass rückgestreutes Licht erst aus einer Höhe oberhalb von 30km in die Nachweisbank gelangen kann. Der Abbruch im Signal, auch Chopperkante genannt, ist z.B. in Abbildung 7 zu sehen. Je höher die Drehzahl des Chopperblattes ist, desto schärfer fällt diese aus. Denn die Zeit, in der sich die Kante des Chopperflügels direkt vor der Faser befindet und diese nur teilweise abdeckt, nimmt mit steigender Drehzahl ab. So nimmt die Rundung ab und das Signal erscheint schneller vom Chopper unbeeinflusst. Dies ist wichtig, wenn der auswertbare Signalbereich in niedrigen Höhen maximiert werden muss. Eine hohe Chopperumdrehung ist ebenfalls für den Laser selbst wichtig, denn dieser wird durch Blitzlampen gepumpt und der Zeitpunkt der Freigabe des Q-Switches richtet sich unter anderem nach dem Feuern der Blitzlampen. Durch eine hohe Chopperdrehzahl von 6000 Umdrehungen pro Minute und durch vier Flügel lässt sich nun erreichen, dass etwa 400 Vorbeiflüge pro Sekunde auftreten, die dem Lasersystem, das mit ca. 33Hz feuert, genügend Spielraum geben, den Zeitpunkt des Feuerns zwischen Blitzlampen und Chopper optimal zu wählen. Die Repetitions-Rate des Lasers konstant zu halten ist für das thermische Gleichgewicht in den Pumpkammern und somit für die Stabilität der Lasereigenschaften wichtig.

Der Faserselektor besteht aus einer Glasfaserhalterung, die auf einem Piezoaktuator

angebracht ist. Der Piezoaktuator stammt von der Firma PI und kann die Faserhalterung um $\pm 250 \mu m$ aus dem Zentrum in horizontaler und vertikaler Richtung senkrecht zur optischen Achse der Nachweisbank bewegen. Der Faserselektor wird so positioniert, dass die Zentralfaser in Mittenstellung des Aktuators genau auf der optischen Achse liegt. In Kombination mit der Faserblende und den dazwischen liegenden zwei Linsen ist es möglich genau eine Faser des Faserbündels auszuwählen (s. auch Kapitel 2.3). Denn die beiden Linsen mit einer Brennweite von 24mm bilden die Fasern in die Ebene der Faserblende ab. Diese besitzt eine lasergeschossene zentrale Öffnung von $150\mu m$ und blendet alle Fasern bis auf jene aus, die sich auf der optischen Achse befindet. Die Größe der Blendenöffnung richtet sich nach dem Abbildungsmaßstab und dem verwendeten Faserdurchmesser, der das Sichtfeld am Himmel definiert. Da die beiden Linsen identisch sind und derart justiert werden, dass die Fasern ungefähr im Maßstab eins zu eins in die Ebene der Blende abgebildet werden, entspricht der zu wählende Blendendurchmesser etwa dem der Lichtleiter.

Vor der Realisierung dieses Teils der Nachweisbank wurden mit dem Ray-Tracer OSLO (Lambda Research, OSLO EDU Edition) Berechnungen bezüglich der erreichbaren Abbildungsqualität und der optimalen Linseneigenschaften und -positionen durchgeführt. Da die Abbildung für die Wellenlängen 386nm sowie für 772nm gleichsam optimiert werden muss, war die Machbarkeit der Faserauswahl auf diese Weise nicht von vornherein abzuschätzen. Die Daten der bei der Simulation verwendeten Linsen sind im Anhang E.1.3 aufgeführt. Wie Abbildung 20 zeigt, sind die erreichbaren Abbildungsqualitäten erheblich verschieden. So ist für die einfache Bikonvexlinse der minimale Durchmesser etwa zehn mal größer als bei einer achromatischen Linse.

Einfache Bikonvexlinsen weisen keine achromatischen Eigenschaften auf, somit liegen



Abbildung 20: Vergleich der Abbildungsqualität verschiedener Linsen-Typen mit Hilfe von Simulationen mit dem Oslo Ray-Tracer. Dargestellt ist die minimal erreichbare, berechnete radiale Energieverteilung des Zentralstrahls der 1:1 Abbildung einer $105\mu m$ Glasfaser über zwei identische Linsen am Ort der Faser-Blende.
die Brennebenen für zwei sich stark unterscheidende Wellenlängen etwas auseinander. Dies führt dazu, dass die optimale Fokusentfernung nur ein Kompromiss für beide Wellenlängen sein kann und der Strahldurchmesser in der Brennebene damit vergrößert ist. Rechnungen mit diesem Linsentyp zeigen aber auch, dass vermieden werden sollte, die Linsen auf vollem Durchmesser auszuleuchten. Der aus der Glasfaser austretende Strahl hat die numerische Apertur 0,22. Eine 1" Optik wird demnach in einer Entfernung von 56mm komplett vom Strahl erfasst. Die erste Linse muss daher eine geringere Brennweite aufweisen, so dass sie näher an der Glasfaser positioniert werden können und die Linsenfehler, die zum Rand hin stark zunehmen einen nicht so großen Einfluss auf die Abbildung haben, da die Optik nicht komplett ausgeleuchtet wird.

Optimaler Weise bilden die beiden Linsen das Faserbündel scharf in die Ebene der Faserblende ab. Dann kann die Blende möglichst klein gewählt werden und sie blockt das Licht der übrigen Fasern.

Das beste Ergebnis, dargestellt in Abbildung 21, wird mit einem optischen System aus zwei achromatischen Linsen erzielt, wobei die erste Linse 18mm hinter der Glasfaser und die Blende 26mm hinter der zweiten Linse angeordnet ist. Es handelt sich dabei um die Linsen von JML Optical mit f=24mm, die in Anhang E.1.3 aufgeführt sind. Der Maßstab dieser asymmetrischen Abbildung beträgt hierbei 1 : 1, 15.



Abbildung 21: Vergleich zweier Anordnungen der JML Optical Linsen. Dargestellt ist jeweils die simulierte radiale Energieverteilung des Zentralstrahls der Abbildung einer $105 \mu m$ Glasfaser am Ort der Faser-Blende.

Diese Kombination ist in der Nachweisbank implementiert worden und Versuche, eine Glasfaser mit $105\mu m$ Kerndurchmesser auf eine $150\mu m$ Blendenöffnung abzubilden, zeigen, dass die Transmission durch die Blende bei 95% liegt. Es handelt sich dabei nicht um eine exakte eins zu eins Abbildung. Die Faser erscheint zwar etwas vergrößert aber sehr scharf abgebildet in der Blendenebene. Rückt die erste Linse näher an die Faser, so werden beide Linsen nicht so weit ausgeleuchtet, was das Auftreten von Abbildungsfehlern an den Rändern der Linse minimiert. Dies führt zu einer hohen Transmission durch die Blendenöffnung.

Die Kenntnis der genauen Leuchtverteilung des Lichts aus der Glasfaser am Ort der Blende ist eine Voraussetzung für den Entwurf des Faserbündels. Um dies zu untersuchen, wurde eine Faser gegenüber einer extrem kleinen Blende bewegt und die



Abbildung 22: Relative Leuchtverteilung der Abbildung einer $105\mu m$ Glasfaser in der Ebene der Faserblende. Aufgetragen ist die Intensität, die durch eine $25\mu m$ Blende am Ort der Faserblende tritt, gegenüber der Position des Faserselektors. Der schwarze Kreis stellt im richtigen Maßstab die abgebildete Glasfaser dar.

transmittierte Intensität gemessen. Verwendet wurde eine Glasfaser mit einem Durchmesser von $105\mu m$ in Kombination mit einer $25\mu m$ kleinen Blende. Als reale Lichtquelle dient klarer Himmel bei Tag, wobei das Licht wie im Lidar-Betrieb über den Empfangsspiegel in die Faser fokussiert wird. Abbildung 22 zeigt die Lichtintensität hinter der Blende auftragen gegenüber der x- und y- Position des Faserselektors. Die Piezoaktuatoren des Selektors werden über das Anlegen einer Spannung von maximal $\pm 5V$ gefahren und bewegen sich entsprechend den Herstellervorgaben um $\pm 250\mu m$ in die jeweilige Richtung.

Zum Vergleich ist in der Abbildung im richtigen Maßstab die Glasfaser als schwarzer Kreis mit eingezeichnet. Bei der Bewertung der gemessenen Leuchtverteilung ist noch zu berücksichtigen, dass das tatsächliche Bild etwas verbreitert erscheint, da der Durchmesser der Abtastblende mit $25\mu m$ nicht vernachlässigbar klein ist. Der mit dem Ray-Tracer berechnete theoretische Strahlquerschnitt in der Faserebene bei optimaler Positionierung der beiden achromatischen Linsen von JML beträgt $120\mu m$. Das stimmt mit der aufgenommenen Leuchtverteilung sehr gut überein. Damit ist es möglich, jederzeit die Justage zu überprüfen. Bei den Versuchen hat sich gezeigt, dass beim Austausch der Faser die erste der beiden Linsen nach zu justieren ist, um eine maximale Transmission durch die Faserblende zu erreichen. Zudem ist der optische Aufbau empfindlich gegenüber mechanischen Spannungen und zumindest die Mittenstellung der Faserblende in Bezug zur zentralen Stellung des Selektors muss von Zeit zu Zeit überprüft werden.

Aus Abbildung 22 ist zudem abzulesen, dass die Faserblende mit einem Durchmes-

ser von $150\mu m$ sehr gut für den Einsatz zusammen mit einer $105\mu m$ Glasfaser geeignet ist. Weiter ist zu sehen, wie weit die einzelnen Lichtleiter eines Faserbündels voneinander angeordnet sein sollten. Denn es darf nur Licht der Faser in die Nachweisbank gelangen, für die jeweils eine Messung durchgeführt werden soll. Aus der Darstellung ist abzuleiten, dass zwischen den Faserkernen mindestens ein Abstand von $50\mu m$ sein muss. Daher müssen die Zentren der Faserkerne einen Abstand von mindestens $150\mu m$ ausweisen.



Abbildung 23: Schemazeichnung des bestellten Faserbündels. Links dargestellt ist die Anordnung der Fasern, wie sie über dem Teleskop angebracht werden. Rechts ist das Ende zu sehen, das im Faserselektor angebracht wird.

Die Abbildung 23 zeigt die tatsächlichen Vorgaben zur Herstellung des Faserbündels, die von Dr.Höffner entworfen wurden. Das Bündel besteht aus sieben Fasern mit einem Durchmesser von je $120\mu m$. Links in Darstellung 23 ist das Ende zu sehen, das über dem Teleskop angebracht wird. Die Lichtleiter sind einige Millimeter entfernt voneinander angebracht. Sie liegen 3,5mm auseinander, dies entspricht in 90km Höhe einem horizontalen Abstand der beobachteten Luftvolumen von etwa 170m, bei 2,5mm sind es ca. 120m. Am anderen Ende des Bündels, das im Faserselektor eingeschraubt wird, liegen die Lichtleiter, wie in Abbildung 23 zu sehen, um einander angeordnet vor. Die Abstände zwischen den Zentren der Leiterkerne betragen jeweils $180\mu m$, was bei dem verwendeten Durchmesser ausreichend ist, um durch die Faserblende eine ausreichende Blockung der jeweils anderen Glasfasern zu erreichen. In den Tests aus denen Abbildung 22 hervorgegangen ist, war eine Faser mit $105\mu m$ verwendet worden. Die Fasern des Bündels jedoch sind größer bemessen. Die Entscheidung dazu geht auf die Eigenschaften des Alexandrit-Lasers und auf die Tatsache zurück, dass der Faserdurchmesser das Sichtfeld des Empfangsteleskopes bestimmt. Bei zu kleinem Sichtfeld passt der Lichtkegel des Lasers nicht mehr vollständig in das Beobachtungsfeld des Teleskopes, was zu Einbußen im Signal führt. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 5.2 eingehend erläutert.

Das Bündel stand bis zum Abschluss dieser Arbeit aufgrund längerer Lieferzeiten nicht zur Verfügung. Daher konnten keine Tests mit diesem durchgeführt werden und es waren bis dato somit keine tomographischen Messungen möglich.

Wie Abbildung 18 zeigt, ist hinter der Faserblende eine weitere Linse angebracht. Diese muss das fokussierte Licht parallelisieren. Dabei sind einige Punkte zu beachten. Zum einen muss die Brennweite der Linse so angepasst werden, dass der Strahldurch-

messer des parallelen Strahls die Apertur der weiteren Optiken in der Nachweisbank nicht überschreitet. Ausserdem muss, wie später genau erläutert, die Strahldivergenz minimal sein. Für das als Tageslicht-Filter eingesetzte Fabry-Perot-Etalon wird ein Strahl mit sehr geringer Divergenz benötigt, um die volle Leistungsfähigkeit zu erhalten. Das größte Problem hierbei ist, dass die geringe Restdivergenz für Licht der Wellenlänge 386nm und 772nm erreicht werden muss. Denn die relativ langen Lichtwege im IR-Zweig führen bei zu großer Divergenz zu einer nicht vernachlässigbaren Strahlaufweitung, die bei der Abbildung auf den Detektor problematisch ist. Daher sind für diese Abbildung ebenfalls nur achromatische Optiken zu verwenden. Um die minimal erreichbare Restdivergenz für beide Wellenlängen zusammen vorab zu untersuchen, wurden erneut Berechnungen mit dem Ray-Tracer durchgeführt. Diese führten auf die Wahl einer weiteren achromatischen Linse von JML Optical mit einer Brennweite von 60mm. Es zeigt sich, dass die Positionen der beiden Linsen mit f=24mm, die die Abbildung in die Faser-Blende vornehmen, nicht verändert werden müssen. Die mit dem Programm ermittelte Divergenz divL, die durch die Linsenfehler auftritt liegt bei 0.5mrad. Zusätzlich tritt eine Restdivergenz divR auf, die durch die numerische Apertur der Glasfaser gegeben ist. Die Divergenz nimmt mit zunehmender Aufweitung des Strahls ab. Diese Tatsache wird vor allem bei Aufweitungsteleskopen für Laser ausgenutzt, indem die Strahldivergenz von Lasern durch eine Strahlaufweitung minimiert werden kann. Es gilt folgende Beziehung:

$$\frac{divR_1}{d_1} = \frac{divR_2}{d_2} \tag{20}$$

Der aus der Faser tretende Strahl hat einen Durchmesser $d_1 = 105\mu m$ mit einer Divergenz von ca. $divR_1 = 220mrad$. Über die drei Linsen wird der Strahl nach den Ergebnissen der Berechnungen auf 20mm aufgeweitet. Die Restdivergenz sinkt damit auf 1mrad. Die minimal erreichbare Divergenz beträgt somit theoretisch 1,3mrad. Im Vergleich dazu ergab sich für die zweitbeste Kombination aus den zwei JML Linsen und einer achromatischen Linse von Edmund Ind. mit 45mm Brennweite (Typ EACH45212) eine Gesamtdivergenz hinter der dritten Linse von 3,1mrad. Der Einfluss der Divergenz auf die Transmission des Filters wird im Abschnitt 5.3 behandelt.

Zur Wahl der Linsen sei noch erwähnt, dass auf das Material der Optiken geachtet werden muss. Bei einigen Glassorten treten unterhalb von 400*nm* schon erhebliche Einbrüche in der Transmission auf. Da achromatische Linsen aus zwei Teilen unterschiedlicher Glassorte bestehen, war insbesondere für diese auf die Eigenschaften der verwendeten Gläser zu achten. Die in der Nachweisbank verbauten achromatischen Linsen der Firma JML bestehen aus den Werkstoffen BK7, F4 und die des Herstellers Edmund Ind. aus SF5, SK11. Die Verläufe der Transmissionen für diese Materialien können dem Anhang D entnommen werden.

Hinter der letzten Linse in der Einkopplung ist ein Kurzpass-Filter angebracht. Dieser trennt die beiden zu beobachtenden Wellenlängen. Es handelt sich um einen dielektrischen Spiegel, der auf der Wellenlänge 386nm eine Transmission von etwa 82% auf weist und die Wellenlänge 772nm zu 98% reflektiert. Damit wird eine recht gute Trennung in die beiden nachfolgenden Nachweiszweige erreicht.

4.2.3 UV-Zweig

Der UV-Zweig dient dem Nachweis des Lichts auf der Eisenresonanz-Linie und ist daher für eine Wellenlänge von 386nm ausgelegt. Eine schematische Darstellung dieses Zweiges ist der Abbildung 24 zu entnehmen.



Abbildung 24: Schemazeichnung des UV-Zweiges der Nachweisbank.

Wie zu sehen, besteht der Zweig aus zwei Kanälen mit je einem Detektor. Der untere Kanal mit dem eingezeichneten Fabry-Perot-Etalon stellt den eigentlichen Messkanal dar.

Die Tatsache, dass der UV-Zweig neben dem eigentlichen Messkanal weitere Kanäle aufweist, ist auf zwei Gründe zurückzuführen. Zum einen wird der Zusatzkanal zur Normierung verwendet. Es tritt nämlich eine wellenlängenabhängige Sensitivität des Instrumentes auf. Diese ist bestimmt durch das Transmissionsverhalten der optischen Elemente und der Atmosphäre selbst und durch Eigenschaften des Lasers. Ändert z.B. der Alexandrit-Laser seine Energie beim Scannen auf der Resonanzlinie systematisch, dann beeinflusst dies die Form der gemessenen Kurve des Resonanzübergangs und damit die Werte der berechneten Temperaturen. Es kann nicht vorausgesetzt werden, dass der Alexandrit-Laser auf allen Wellenlängen innerhalb des Scanbereiches die selbe Energie erbringt. Um diesen Einfluss auszuschließen, wird vor dem Tageslicht-Filter Licht ausgekoppelt und detektiert. Während der Messung wird das Mess-Signal auf das Signal des Referenzkanals normiert, der in der Zeichnung 24 den oberen Kanal darstellt. Zur Normierung wird das im Bereich um 40km über mehrere Höhenintervalle aufintegrierte Signal verwendet. Dort liegt ausschließlich Rayleigh-Streuung vor, sodass die Rückstreuung wellenlängenunabhängig ist. Eine Normierung auf das Ravleigh-Signal des Messkanals selbst ist nicht möglich, da dieses durch den Tageslicht-Filter beeinflusst wird. Der zweite Grund für den Aufbau mehrerer Kanäle geht auf die Überprüfung und Stabilisierung des Tageslicht-Filters und die Bestimmung der effektiven Filterkurve während der laufenden Messung zurück. Der Filter muss während der Messung optimaler Weise so eingestellt sein, dass er mit dem Maximum der Transmission auf der Wellenlänge sitzt, die das Zentrum des Resonanzübergangs darstellt. Zum anderen ist in Kapitel 3.5.2 dargestellt, dass ein schmalbandiger Filter die Form der Resonanzkurve verändert. Um diesen Effekt zu bestimmen, wird während der Messung der Verlauf der Transmission des Filters im Scanbereich des Lidars ermittelt. Diesen Verlauf für das UV-Etalon.1 erhält man aus dem auf den Referenzkanal normierten Signal des Messkanals in 40km Höhe. Um eine Kurve mit guter Statistik zu erhalten, wird über eine ganze Reihe von Laserpulsen integriert, siehe auch Kapitel 5.3.4. Ist die Kurve hinreichend genau bekannt, so lassen sich aus der Position des Maximums die Regelgrößen für die Stabilisierung ableiten. Zudem kann bei der Auswertung mit dem ermittelten Kurvenverlauf der Einfluss, den der Filter auf die beobachtete Form der Resonanzkurve hat, heraus gerechnet werden.

Das Licht, dass aus der Einkopplung in den UV-Zweig gelangt, fällt zunächst durch einen Interferenz-Filter. Dieser ist sehr schmalbandig und reflektiert den größten Teil des Tageslichts. Die Eigenschaften dieses Filters sind in Kapitel 5.1 beschrieben. Um etwas Licht aus dem eigentlichen Messkanal in den Referenzkanal auszuspiegeln wird eine einfache unbeschichtete CaF₂-Platte gewählt. Diese weist auf dieser Wellenlänge eine sehr gute Transmission auf und spiegelt an Vor- und Rückseite jeweils etwa 4%, sodass insgesamt 8% der Intensität in den Zusatzkanal ausgespiegelt werden. Dabei war darauf zu achten, einen Kompromiss für die Dicke der Platte zu finden. Eine dicke Platte ist relativ unempfindlich gegen mechanische Verspannung in der Halterung und weist eine hohe Oberflächengüte auf. Dies ist wichtig, da für den Einsatz des Fabry-Perot-Interferometers die Wellenfronten des Strahls nicht zu sehr zerstört werden dürfen. Dicke und schräg im Strahlengang angebrachte Platten zeigen dagegen einen Effekt, der bei der Reflexion in den Referenz-Kanal auftritt, das sogenannte Ghosting. Das bedeutet, an der Vorder- und an der Rückseite reflektierte Strahlen liegen räumlich auseinander. Da der Strahldurchmesser innerhalb der Nachweiszweige etwa 20mm beträgt, dürfen die an den beiden Grenzflächen des Strahlteilers in den Referenzkanal reflektierten Strahlen nicht zu weit auseinander liegen. Denn je nach Justage würde sonst einer der beiden Strahlen an den Rand der Optiken stoßen und somit abgeschattet werden. Zusätzlich werden die beiden Strahlen an unterschiedliche Orte auf den Photomultiplier abgebildet. Beide Abbildungen müssen dabei auf der aktiven Detektorfläche zu liegen kommen. Zum Einsatz kommt eine Platte der Dicke 1mm, die so gehaltert ist, dass die mechanische Spannung minimal ist. Bei dieser Dicke spielt das Ghosting in diesem Fall keine Rolle.

Im UV-Nachweiszweig werden zum Nachweis der einfallenden Photonen Photomultiplier verwendet. Diese Art von Detektoren ist für Wellenlängen im UV-Bereich für die Einzelphotonen-Zählung am besten geeignet. Die Eigenschaften der Detektoren werden in Kapitel 4.2.5 eingehend erläutert. Für den Aufbau der UV-Kanäle vorteilhaft ist die relativ große Detektorfläche der Photomultiplier. Die Justage ist daher nicht sonderlich empfindlich und ohne Schwierigkeit durchzuführen. Die Ansprüche an die mechanische Stabilität gegenüber Vibrationen oder ähnlichem sind hier leicht zu erfüllen.

4.2.4 IR-Zweig

Im IR-Zweig, der für die Detektion des Rayleigh-Signals auf der Wellenlänge 772*nm* eingesetzt wird, ist die Justage sehr empfindlich. Als Detektor wird eine Avalanche-Photodiode (kurz: APD) eingesetzt, die auf dieser Wellenlänge mit einer Quanteneffi-

zienz von 65% sehr empfindlich und effektiv ist. Sie besitzt eine aktive Detektorfläche von nur etwa $175\mu m$ im Durchmesser, was hohe Ansprüche an die Justage und die mechanische Stabilität stellt. Der Aufbau dieses Zweiges ist schematisch in Abbildung 25 dargestellt.



Abbildung 25: Schemazeichnung des IR-Zweiges der Nachweisbank.

Der IR-Zweig besteht nur aus einem Kanal und ist daher sehr einfach aufgebaut. Auch hier wird eingangs ein Interferenzfilter verwendet, der den größten Teil des Spektrums reflektiert (vgl. Kapitel 5.1). Über einen Umlenkspiegel und eine Linse wird das Licht direkt auf die APD abgebildet. Da dieser Zweig nur als Ergänzung dient, um das systembedingt ohnehin anfallende Rayleigh-Signal auf der Wellenlänge 772nm zusätzlich nachzuweisen, wurde er derart einfach gehalten und zunächst nicht mit einem Tageslichtfilter ausgestattet. Dabei muss der Interferenz-Filter vollständig die Aufgabe übernehmen, das Tageslicht in ausreichenden Maße zurück zu reflektieren, um die empfindliche APD nicht zu überlasten.

4.2.5 Detektoren

Die empfindlichen Detektoren des Eisen-Lidars werden so eingesetzt, dass sie alle einfallenden Photonen einzeln zählen. Dabei ist sicher zu stellen, dass die Zählraten nicht zu gross werden, denn sonst kann der Detektor zerstört werden. Auch mit zunehmender Belastung selbst weit unterhalb der Zerstörschwelle treten einige Effekte auf, die die gemessenen Zählraten beeinflussen und verfälschen.

Alle Nachweisgeräte weisen eine gewisse Todzeit auf. Diese charakterisiert die Zeitspanne, in der die Geräte nach einem Ereignis blind sind. Zwei aufeinander folgende Photonen müssen demnach einen zeitlichen Mindestabstand aufweisen, um einzeln nachgewiesen zu werden. Ist dies nicht der Fall, so erscheint die gemessene Zählrate zu niedrig. Beim Betrieb der Detektoren in den Lidars am IAP ist eine Todzeitkorrektur nicht notwendig. Um störende Nichtlinearitäten zu vermeiden, werden sie nur mit relativ geringen Zählraten belastet.

Die im UV-Zweig eingesetzten Photomultiplier nutzen den Photoeffekt, um Photonen nachzuweisen. Das Eingangsfenster des PMT mit einem Durchmesser von 10mm ist an der Innenseite mit einer dünnen Schicht bedampft, aus der Photoelektronen herausgelöst werden. Der Spektralbereich, in dem ein solcher Detektor empfindlich ist, hängt von dem Material des Fensters sowie der photoaktiven Beschichtung ab. Das Fenster beschränkt die Transmission zu niedrigen Wellenlängen hin (vgl. Anhang D). Je nach Material der Beschichtung ist eine Mindestenergie nötig um Photoelektronen auszulösen, was den Nachweis von Photonen bis zu einer Maximalwellelänge erlaubt. In den verwendeten PMTs der Firma Hamamatsu vom Typ R7205-01 sind Borosilicat-Fenster mit einer Bialkali-Schicht verbaut. Die Quanteneffizienz ist in Abbildung 26 links dargestellt, sie beträgt bei 386nm etwas über 20%.



Abbildung 26: Links: Typische spektrale Empfindlichkeit eines PMTs des Typs R7205-01 (Quelle: www.hamamatsu.de). Rechts: Abhängigkeit zwischen Signal bzw. Dunkelzählrate und Betriebsspannung (Quelle: Hamamatsu Testprotokoll für PMT1).

Freigesetzte Photoelektronen werden derart zu einer Anode hin beschleunigt, dass diese durch Stoß-Ionisation dort mehrere Sekundärelektronen freisetzen, die wiederum zu einer weiteren Anode beschleunigt werden und dort weitere Elektronen freisetzen. Insgesamt sind in den PMTs 11 solcher sogenannter Dynoden integriert, sodass für jedes freigesetzte Photoelektron am Ende sehr viele Sekundärelektronen erzeugt werden. Bei einer Gesamtbetriebsspannung von 1kV wird laut Hersteller somit eine 10^7 -fache Verstärkung erzielt. Treffen die Sekundärelektronen auf die letzte Anode, ist ein Spannungsimpuls zu verzeichnen, der über einen Vorverstärker in die Zählelektronik gelangt. Wichtig ist festzuhalten, dass das Spektrum der Pulshöhen sehr variiert (s. Abbildung 49 in Anhang E.3). Dies erschwert die Umwandlung der PMT-Pulse innerhalb der Zählelektroniken in Normpulse, die dann tatsächlich gezählt werden. Die von einem PMT selbst ausgegebene Impulsanzahl ist auch durch die Betriebsspannung zu beeinflussen, wie Abbildung 26 rechts zeigt. Bei gleicher Lichtintensität, die auf die Detektorfläche fällt, werden bei unterschiedlichen Betriebsspannungen verschiedene Zählraten erreicht. Die Betriebsspannung beeinflusst auch die Dunkelzählrate. Diese kommt bspw. durch thermische Emission von Elektronen aus der photoaktiven Beschichtung oder durch von radioaktiver Hintergrundstrahlung im PMT freigesetzte Elektronen zustande. Die Zunahme der Dunkelzählrate mit steigender Betriebsspannung begrenzt die zu wählende Spannung nach oben hin. Die vom Hersteller angegebene optimale Betriebsspannung unterscheidet sich für die PMTs zum Teil erheblich, sie beträgt 925 bzw. 1100V. Da jedoch bisher im Lidar-Container nur eine Spannungsversorgung für beide PMTs zur Verfügung stand, mussten beide mit der gleichen Betriebsspannung von 1100V betrieben werden. Damit steigt zwar beim PMT.1 die Dunkelzählrate etwas, dies macht sich jedoch während der Messung in keiner Weise bemerkbar. Die Erfahrungen am IAP zeigen, dass die vom Hersteller angegebenen maximalen Zählraten bei weitem nicht erreicht werden können, um brauchbare Signale zu erhalten. Laut Hersteller beträgt die maximale Zählrate etwa 100MHz. Doch werden am IAP die PMTs während der Messungen höchstens bis zu 2MHz belastet, um nichtlineare Effekte zu vermeiden.

Im IR-Zweig wird eine sogenannte Avalanche-Photodiode eingesetzt. Diese weist im Gegensatz zu den Photomultiplieren eine sehr hohe Quanteneffizienz auf und ist im Infrarot die überlegene Nachweistechnik.



Abbildung 27: Links: APD. Rechts: Quanteneffizienz der verwendeten APDs (Quelle: optoelectronics.perkinelmer.com).

Die Quanteneffizienz liegt bei 772nm knapp über 60% (siehe Abbildung 27 rechts). Die Detektorfläche einer APD besteht aus einer Halbleiterschicht mit einem p-n-Übergang, an den eine Spannung angelegt ist. Fällt Licht auf den Bereich des Übergangs, so kann, bei ausreichender Energie der Photonen dort ein Elektron-Loch-Paar entstehen und somit einen Stromimpuls auslösen. Im Gegensatz zu einer normalen Photodiode ist bei einer APD die angelegte Spannung sehr hoch und derart angelegt, dass das durch ein Photon erzeugte Elektron-Loch-Paar im jeweiligen Band stark beschleunigt wird. Die hohe Beschleunigung ermöglicht es, dass das Elektron-Loch-Paar durch Ionisationsstöße an den Gitteratomen im Material weitere Paare erzeugen kann. So kommt es zu einem Lawineneffekt (franz.: avalanche) und ein ausreichend starker Stromimpuls kann detektiert werden. Das im IR-Kanal eingesetzte Gerät erzeugt selbst bei jedem Ereignis einen sogenannten TTL-Puls, der sehr einfach in der Zählelektronik verarbeitet werden kann. Problematisch bei diesem Detektortyp sind die sehr kleine Detektorfläche von $175 \mu m$ im Durchmesser und eine starke Wärmeentwicklung während des Betriebes. Die Dunkelzählrate einer APD hängt viel stärker von der Temperatur ab, als dies bei einem Photomultiplier der Fall ist. Daher ist das Gerät im IR-Zweig mit einem Kühlkörper ausgestattet, der die Wärme im Betrieb effizient abführt und ein Aufheizen verhindert. Bei hohen Zählraten über etwa 200kHz zeigen die APDs nichtlineare Eigenschaften,

die das Signal beeinträchtigen. Liegen die Zählraten oberhalb der angegebenen Zählrate, tritt ein sich mit der Höhe ändernder, 'schwingender' Untergrund im Lidar-Profil auf. Dies kommt daher, dass die Kühlung des Halbleiterelements bei den pulsartigen Belastungen Schwingungen ausführt, die sich über die Temperatur der Detektorfläche durch veränderte Empfindlichkeit und Dunkelzählrate bemerkbar machen und zu einem modulierten Untergrund führen. Wie oben schon beschrieben, ist die kleine Detektorfläche vor allem für die Justage problematisch. Die Ursache für die kleine Fläche ist technisch bedingt. Mit steigender Fläche wächst die Kapazität des Halbleiters, was sich nachteilig auf die zeitliche Auflösung von Ereignissen auswirkt. Zudem steigt bei großer Detektorfläche die Dunkelzählrate, was ebenfalls zu vermeiden ist. Um bei der Justage die APD ausreichend genau platzieren zu können, ist diese auf einem Fünf-Achsen-Tisch der Firma NewFocus angebracht. Bei Versuchen zeigte sich, dass sich die optimale Justierung nur erreichen lässt, wenn man diese direkt am Rayleigh-Signal im laufenden Betrieb durchführt. APDs zeigen einen Effekt, der bei der Konzeption der Nachweisbank beachtet werden muss. Ein gewisser Teil der von den einfallenden Photonen in den Halbleiter eingebrachten Energie wird wiederum durch Licht ausgestrahlt. Die APD besitzt somit im Betrieb ein gewisses Eigenleuchten, was sich nachteilig auf das Signal anderer Detektoren auswirken kann. Läuft das Licht auf dem Weg über die Strahlführung in der Nachweisbank zurück, so wird es effizient durch die Filter vor den anderen Detektoren abgeblockt. Geht das Licht des Eigenleuchtens diffus von der APD aus, kann es auf andere Detektoren treffen. Ein Einfluss von diffus gestreutem Licht wurde in den beiden UV-Kanälen bisher nicht festgestellt, ist aber von früheren Versuchen beim Kalium-Lidar bekannt. Sollte dies dennoch später auch beim Eisen-Lidar festgestellt werden, schafft eine einfach anzubringende Zwischenwand oder ein weiterer Interferenzfilter vor den PMTs Abhilfe.

Weitere Eigenschaften der Detektoren werden in Anhang E.3 bzw. E.4 im Detail aufgeführt.

4.2.6 Zählelektronik

Die elektrischen Pulse der Detektoren gelangen in eine am IAP von Herrn Köpnick entwickelte Zählelektronik. Jeder Zähler fasst die Pulse eines Detektors in bestimmten Zeitintervallen zusammen und speichert diese. Im Eisen-Lidar werden Zähler mit 50 bzw. 25m Höhenauflösung eingesetzt, was Zeitintervallen von 334 bzw. 162ns entspricht. Das bedeutet, die Elektronik fasst Zählereignisse zusammen, die einer 50 oder 25m dicken Schicht in der Atmosphäre zu zu ordnen sind. Es gibt 4096 bzw. 8192solcher Kanäle, sodass das Signal nach dem Feuern des Lasers bis in eine Höhe von 200km aufgenommen wird. Die Zähler werden nach jedem Puls vom Mess-Computer ausgelesen, aufbereitet und entsprechend der Wellenlänge der Laserpulse abgespeichert.

5 Realisierung der Tageslichtfähigkeit

Das bestehende Kalium-Lidar ist bereits eingeschränkt tageslichtfähig. Als Filter wird ein sogenannter Faraday-Anomalous-Dispersion-Optical-Filter (FADOF-Filter) verwendet [Fricke-Begemann et al., 2002]. Dieser besteht aus einer evakuierten Zelle, in der Kalium eingebracht wurde und die sich in einem starken permanenten Magnetfeld befindet. Der Laser des Kalium-Lidars arbeitet auf einer der Kalium-Resonanzwellenlängen. Somit besitzt das elastisch in der Atmosphäre zurückgestreute Licht die passende Wellenlänge, um mit den verdampften Kaliumatomen in der Filterzelle resonant zu wechselwirken. Der FADOF-Filter nutzt die Erscheinung, dass auf Atome resonant einfallendes Licht durch den Zeeman-Effekt in einem starken Magnetfeld in der Polarisation gedreht wird. Polarisiert man das aus der Atmosphäre in die Nachweisbank gelangende Licht, so wird nur das Licht auf der Resonanzwellenlänge in der Polarisation gedreht. Mit einem Analysator hinter der Filterzelle, der so gedreht ist, dass er die gedrehte Polarisation passieren lässt, kann man damit den Tageslichtuntergrund sehr effektiv blocken. Diese Filtertechnik ist prinzipiell auch im Eisen-Lidar verwendbar. Die Filter-Zelle im Kalium-Lidar wird bei einer Temperatur von $125^{\circ}C$ betrieben, die Zellen-Temperatur einer Eisen-Zelle läge mit ca. $1700^{\circ}C$ allerdings um einiges höher. Selbst wenn sich eine geeignete Glassorte für diesen Temperaturbereich finden ließe, die Zelle würde eine enorme Hitzequelle in der Nachweisbank darstellen und vor allem die Detektoren nachteilig beeinflussen. Eine extrem erhöhte Dunkelzählrate wäre die Folge. Eine effektive thermische Isolierung der Zellen ist bei den gegebenen Platzverhältnissen in der Nachweisbank des Lidar-Containers kaum denkbar. Daher ist diese Filtertechnik nicht vom Kalium-Lidar zu übernehmen.

Die Tageslichtfähigkeit ist über andere Wege zu erreichen. Die einzelnen Maßnahmen und Filter, die dazu herangezogen werden, sind in diesem Abschnitt dargestellt. Zuerst werden die Interferenzfilter beschrieben, die bei allen Versuchen eingesetzt werden. In den darauf folgenden Kapiteln werden nach der Reihenfolge der Entwicklung die Verkleinerung des Sichtfeldes des Empfangsteleskops und das eingesetzte Fabry-Perot-Etalon behandelt.

5.1 Interferenzfilter

Um den größten Teil des Tageslichtspektrums zu blocken werden Interferenzfilter verwendet. Diese nutzen die Interferenz an dünnen dielektrischen Schichten, die auf ein Glassubstrat aufgebracht sind. Abbildung 28 zeigt den Transmissionsverlauf der beiden im jeweiligen Zweig eingesetzten Filter.

Die Halbwertsbreite der Transmissionspeaks beträgt jeweils etwa 300pm und die Blockung im Rest des Spektrums liegt bei 10^5 . Die maximale Transmission der Filter liegt bei 52 bzw. 62%, was auf den ersten Blick sehr niedrig erscheinen mag. Gemessen an der extrem schmalen Bandbreite der eingesetzten Interferenzfilter ist die Spitzentransmission exzellent. Denn um die genannten Halbwertsbreiten zu erzielen, sind sehr viele Beschichtungen aufzubringen, was sich nachteilig auf die Transmission auswirkt. Die verwendeten Filter wurden von der Firma Barr-Associates gefertigt und sind in die-



Abbildung 28: Transmissionsverlauf der Interferenzfilter. Links: Filter des UV-Zweigs. Rechts: Filter des IR-Zweigs.

ser Form, vor allem mit der hohen Transmission von keiner anderen Firma angeboten worden. Beim Einbau der Filter in die Nachweisbank ist zu beachten, dass sie nicht gegen die Strahlachse verkippt angebracht werden dürfen. Die Position des Transmissionspeaks hängt vom Winkel des Filters zur Strahlachse ab. Ist der Interferenzfilter verkippt oder das einfallende Licht nicht parallel, so verschiebt sich die Position des Peaks im Spektrum um einen Betrag $\Delta \lambda$ zu kleineren Wellenlängen hin. Es gilt für kleine Winkel folgender Zusammenhang:

$$\Delta \lambda = \lambda_{\alpha=0^{\circ}} - \lambda_{\alpha} \sim \sin^2 \alpha \tag{21}$$

Für die Justage bedeutet dies, die Interferenzfilter im Betrieb am Signal auszurichten, um die beste Einstellung zu erzielen.

Wie sich in Versuchen zeigt, wird durch den Einsatz dieser Filter das Tageslicht in Kombination mit kleinen Gesichtfeldern des Empfangsteleskops schon derart stark geblockt, dass die Intensität in den Nachweiszweigen unter die Zerstörschwelle der Detektoren fällt (s. Abbildung 30).

5.2 Gesichtsfeld

Die Lichtmenge, die überhaupt aufgefangen wird, ist vor allem durch die Eigenschaften und den Aufbau des Empfangsteleskops bestimmt, das aus dem Spiegel und den Einkoppelglasfasern besteht.

Die aufgefangene Lichtmenge wird nicht nur allein durch die Größe des Spiegels bestimmt. Würde man statt des 80*cm* Spiegels einen kleineren Spiegel wählen, so würde zwar die Intensität des Untergrundlichts um den Faktor abnehmen, mit dem sich die Spiegelfläche verkleinert, doch im gleichen Maße würde auch die Intensität des Rückstreusignal sinken. Um letzteres zu erhalten und dennoch den Untergrund zu verringern, muss das Gesichtsfeld des Empfangsteleskops verkleinert werden. Dieses wird bestimmt durch die Brennweite des Spiegels und durch den Durchmesser der Glasfasern. Abbildung 29 zeigt die Verhältnisse, die das Gesichtsfeld des Teleskops ergeben. Aus den dargestellten geometrischen Zusammenhängen folgt für kleine Winkel



Abbildung 29: Schemazeichnung des Teleskopgesichtsfeldes (Field of View, FOV)

die Gleichung, nach dem sich das Gesichtsfeld berechnet:

$$FOV[rad] = \frac{d_{Faser}}{f_{Spiegel}}$$
(22)

Das Gesichtsfeld ergibt sich aus dem Verhältnis von Glasfaserdurchmesser d_{Faser} zu Spiegelbrennweite $f_{Spiegel}$. Wählt man Fasern mit sehr kleinem Durchmesser, so lässt sich somit das Gesichtsfeld verringern. Halbiert sich der Durchmesser des Lichtleiters, dann verkleinert sich die am Himmel betrachtete Fläche um den Faktor vier. In dem selben Maße sinkt die Intensität des Untergrundlichtes, das in die Nachweisbank fällt. Auf diese Weise lässt sich daher sehr effektiv der Untergrund drücken. Der Verkleinerung des Teleskop-Gesichtsfeldes sind jedoch Grenzen gesetzt. Eine Verringerung des Beobachtungswinkels ist nur soweit sinnvoll, wie auch der Laserstrahl noch vollständig innerhalb des Beobachtungsvolumens liegt. Übersteigt die Divergenz des Laserstrahls den Beobachtungswinkel des Empfangsteleskops, dann wird der Durchmesser des Lasers ab einer gewissen Höhe größer sein, als die dort betrachtete Fläche. Für eine Glasfaser mit einem Durchmesser von $125\mu m$ ergibt sich bspw. ein Gesichtsfeld mit einem Winkel von $66\mu rad$. Beträgt die Divergenz des Laserstrahls mehr als $66\mu rad$, nimmt der Querschnitt des Strahls mit zunehmender Höhe schneller zu als dies für das Gesichtsfeld der Fall ist. Damit verliert man mit zunehmender Höhe immer mehr an Signal, da das Teleskop nicht den kompletten Laserstrahl beobachtet. Die Wahl des Faserdurchmessers ist daher an die Eigenschaften des Lasers gekoppelt.

Die Entwicklung einer effektiven Tageslichtunterdrückung beginnt somit schon am Lasersystem. Die Divergenz das Laserstrahles wird über das Aufweitungsteleskop beeinflusst. Nach Gleichung 20 sinkt die Restdivergenz des Strahls proportional zum Aufweitungsfaktor. Da das Lasersystem zwei Wellenlängen aussendet, muss das Linsensystem des Aufweitungsteleskopes achromatisch gebaut werden. Dabei war nicht von vornherein klar, ob sich eine Linsenkombination finden lässt, die auf beiden Laserwellenlängen einen Strahl mit annähernd gleicher Restdivergenz erzeugt. Von Dr.Höffner durchgeführte Simulationen mit dem Ray-Tracer ergaben, dass die Unterschiede für die beiden Wellenlängen groß sind und das Ergebnis sehr stark von der Wahl einer optimalen Linsenkombination abhängt. Das daraufhin entwickelte Aufweitungsteleskop senkt die Restdivergenz auf beiden Wellenlängen insgesamt auf $65\mu rad$.

Überschreitet das Gesichtsfeld des Teleskops die Divergenz des Lasers nur knapp, dann ist zu gewährleisten, dass der Laser am Himmel die Position genau beibehält. Bei den Versuchen mit den kleinen Glasfasern ist zu beobachten, dass das Signal durch Umhergehen im Container erheblich einbrechen kann. Durch die Gewichtsverlagerung verzieht sich der Container leicht, was dazu führt, dass sich der Laserstrahl gegenüber dem Empfangs-Teleskop am Himmel an eine andere Position bewegt und aus dem Sichtfeld kippt. Dies ist schon lange bekannt und daher wurde die in Kapitel 4.2.1 kurz erwähnte Strahlstabilisierung entwickelt, die den Laserstrahl auf einer Position am Himmel fixiert. Damit lassen sich nun einige Einflüsse auf die Lage des Lasers am Himmel ausregeln. Da ist vor allem der Einfluss der im Laufe des Tages auftretenden Temperaturschwankungen zu nennen. Diese bewirken, dass sich der Container und viel mehr auch das Gestell des Empfangsteleskops verziehen. Beobachtungen zeigen, dass die Bewegung des Laserstrahls jedoch auch durch Vibrationen der Klimaanlagen im Container, sowie deren warme Abluftwirbel außen beeinflusst wird. Dies führt vor allem bei der Verwendung der $102\mu m$ Glasfaser ($FOV = 54\mu rad$) zu Signalverlusten, da die Strahlstabilisierung diese höherfrequente Störung nicht perfekt ausgleichen kann.

Ergänzend sei noch erwähnt, dass die Empfindlichkeit der Justage der Glasfaser über dem Teleskop des Eisen-Lidars sehr hoch ist. Die kritische Fokuszone kFZ, in der die Faser positioniert werden muss, hängt von dem Verhältnis zwischen Brennweite fund Durchmesser D ab:

$$kFZ[\mu m] \approx (\frac{f}{D})^2 \cdot 2, 2$$
 (23)

Für das Teleskop im Container ergibt sich daher ein Bereich von $12\mu m$ in dem die Glasfaser positioniert werden muss. Dies stellt hohe Ansprüche an die Justage und an die Stabilität.

Durch die Verkleinerung des Sichtfeldes in Kombination mit einer reduzierten Laserstrahldivergenz und einer effektiven Strahlstabilisierung kann der Tageslichtuntergrund sehr effizient verringert werden. Die Abbildung 30 zeigt das Ergebnis einer Reihe von Versuchen, die den Einfluss des Sichtfeldes auf das Signal untersuchen. Dabei wurden Glasfasern mit Durchmessern von 365, 125 sowie $102\mu m$ eingesetzt. Dies führt nach Gleichung 22 bei 1,9m Spiegelbrennweite zu Sichtfeldern von 192, 66 und $54\mu rad$. Blau dargestellt ist das Signal im Referenz-Kanal des UV-Zweiges und rot das des IR-Kanals. Bei einem Sichtfeld von $192\mu rad$ besteht die Gefahr, durch die sehr hohe Intensität des Untergrundes die APD zu beschädigen. Daher ist der Detektor bei diesem Versuch abgeschaltet. Betrachtet man das Signal des UV-Referenz-Kanals, dann stellt man fest, dass der dort auftretende Untergrund in guter Übereinstimmung mit dem verwendeten Sichtfeld skaliert. Mit einem Wechsel von $192\mu rad$ Sichtfeld zu $66\mu rad$ verkleinert sich die betrachtete Fläche in jeder Höhe um 88%. Dementsprechend müsste der Untergrund



Abbildung 30: Leicht geglättete Rohdaten-Profile (4000 Laserpulse) des UV-Referenzkanals (blau), sowie des IR-Kanals (rot) für unterschiedliche Sichtfelder. Die Laserenergie beträgt 110mJ im Infraroten bzw. 10mJ im Ultravioletten.

von 2107 Counts auf 245 Counts fallen. Dass das Signal des Untergrundes nur auf 300 Counts fällt, ist darin begründet, dass bei der $365\mu m$ Glasfaser für das große Sichtfeld der Strahldurchmesser in der Nachweisbank zu groß für die Apertur der Optiken wird und es damit zu leichter Abschattung kommt. Wechselt man von 66 auf $54\mu rad$ verkleinert sich die betrachtete Fläche um 33%, was einen Rückgang des Untergrundes von 300 auf 200 Counts bedeutet. Dies spiegelt sich in den Werten des Experiments sehr gut wieder. Der Untergrund im IR-Kanal sinkt dagegen nicht um den genannten Faktor, da die $125\mu m$ Faser des $66\mu rad$ Sichtfeldes nicht vollständig auf die APD abgebildet wird. Der Strahlengang in der Nachweisbank ist für $102\mu m$ Fasern berechnet worden, das bedeutet für den IR-Zweig bei großen Sichtfeldern erhebliche Einbußen im Signal, da die Abbildung auf die kleine Detektorfläche der APD dann nicht ausreichend klein ist.

Insgesamt ist festzuhalten, dass die Intensität des Untergrundes bei einem Wechsel von einer $365\mu m$ zu einer $102\mu m$ Glasfaser um etwas mehr als eine Größenordnung sinkt.

In Abbildung 31 sind wiederum Rohdaten-Profile des Eisen-Lidars für verschiedene Sichtfelder dargestellt, wobei der Abzug des Untergrundes vorgenommen wurde. Im Vergleich zu Abbildung 30 tritt dabei das Rayleigh-Signal deutlich hervor. Betrachtet man die Signalstärke z.B. in 30km, so sollte diese bei allen Sichtfeldern annähernd gleich sein, falls der Laserstrahl am Himmel vollständig vom Sichtfeld des Empfangsteleskopes erfasst wird. Im Falle des UV-Referenz-Kanals stimmen die Werte für 192 und $66\mu rad$ sehr gut überein, jedoch bricht die Signalstärke beim Übergang zum kleinsten Gesichtsfeld um 50% ein. Dies deckt sich mit der angegebenen Divergenz des Lasers von $65\mu rad$, bei Verwendung eines kleineren Sichtfeldes muss diese demnach noch gesenkt werden. Der Einbruch im Signal des IR-Kanals fällt beim Übergang zum $54\mu rad$ Sichtfeld nicht so drastisch aus. Dies liegt daran, dass der negative Einfluss des eingeengten



Abbildung 31: Leicht geglättete Rohdaten-Profile (4000 Laserpulse) des UV-Referenzkanals (blau), sowie des IR-Kanals (rot) für unterschiedliche Sichtfelder, mit Untergrundabzug. Die Laserenergie beträgt 110mJ im Infraroten bzw. 10mJ im Ultravioletten.

Gesichtsfelds etwas abgemildert wird. Denn im Gegensatz zu den größeren Sichtfeldern wird nur die Faser bei $54\mu rad$ Sichtfeld vollständig auf die APD abgebildet.

Was durch die Wahl einer sehr kleinen Glasfaser tatsächlich im Verhältnis zwischen Resonanz-Signal aus der Eisenschicht und dem statistischen Rauschen erreicht wird, ist der Darstellung 32 zu entnehmen. Links ist ein Rohdaten-Profil, aufgenommen mit großer Glasfaser bei Nacht zu sehen. Der rechte Teil der Abbildung zeigt dagegen eine Messung bei Tage mit kleinem Sichtfeld. In beiden Bildern ist der Untergrund bereits



Abbildung 32: Leicht geglättete Rohdaten-Profile (4000 Laserpulse) des UV-Messkanals (hellblau), des UV-Referenzkanals (blau), sowie des IR-Kanals (rot), mit Untergrundabzug. Links: Großes Sichtfeld bei Nacht. Rechts: Kleines Sichtfeld bei Tag.

abgezogen und übrig bleibt das statistische Rauschen. Zu den beiden bisher gezeigten Ergebnissen ist in Abbildung 32 nun auch der Messkanal des UV-Zweiges dargestellt. Dieser zeigt in beiden Teilbildern deutlich das Resonanz-Signal aus der Eisenschicht im Bereich zwischen 80 und 100 km mit etwas über 100 Photonen im Maximum pro 4000 Laserpulsen und 200m Höhenintervall. Beide Messungen zeigen dagegen ein unterschiedlich starkes Rauschen. Für die Nachtmessung sinkt das statistische Rauschen im Mess-Kanal in der logarithmischen Darstellung unter Null, während es bei der Tagmessung bis zu 60 Counts pro 4000 Laserpulsen und Höhenintervall betragen kann. Das statistische Rauschen wird durch statistische Schwankungen des Untergrunds verursacht, der sich, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, ergibt. Die Abbildung 32 zeigt, dass das Resonanz-Signal am Tage nur wenig stärker als das Rauschen ist. Das Signal-Rausch-Verhältnis beträgt nur 2,5:1, während sich in der Nachtmessung ein Verhältnis von 150:1 ergibt. Um in der Resonanzschicht bei Tag Temperaturen aus dem Signal zu bestimmen, ist das Verhältnis bereits ausreichend. Vergleicht man die Verhältnisse in Abbildung 32 mit dem in Bild 11 dargestellten Profil des Kalium-Lidars zur gleichen Zeit, stellt man fest, dass man im Eisen-Lidar auch ohne eigentlichen Tageslichtfilter ähnliche Signal-Rausch-Verhältnisse erreicht. Damit ist das Eisen-Lidar bereits tageslichtfähig.

5.3 Fabry-Perot-Etalon

Um den Tageslicht-Untergrund noch weiter zu reduzieren, müssen noch schmalbandigere Filter zum Einsatz kommen. Wie oben beschrieben kommt jedoch der Einsatz der im Kalium-Lidar verwendeten FADOF-Filter nicht in Frage. Daher wird im Eisen-Lidar die weit verbreitete Technik des Fabry-Perot-Etalons genutzt. Ein solcher Filter stellt jedoch durch seine Funktionsweise hohe Ansprüche an die Eigenschaften des eingekoppelten Lichtes. Wodurch dies im Detail bedingt ist, wird im folgenden Kapitel behandelt. In den danach folgenden Kapiteln wird das im UV-Zweig eingesetzte Etalon und dessen Einfluss auf das Mess-Signal beschrieben.

5.3.1 Theorie

Das Fabry-Perot-Etalon ist ein Filter, bei dem Vielstrahl-Interferenz dazu führt, dass sich für bestimmte Wellenlängen sehr schmale Transmissions-Spitzen ergeben.

Ein Etalon besteht aus zwei teilverspiegelten Flächen, die in einem definierten Abstand parallel zueinander angeordnet sind. Je nach Anwendung muss das einfallende Licht parallel oder divergent sein. Verwendet man divergentes Licht, so erscheint hinter dem Etalon ein Ringmuster aus dem sich die Wellenlänge bestimmen lässt. So arbeitet der Spektrumanalyser im Lasersystem. Soll das Etalon als spektraler Filter dienen, ist paralleles Licht zu verwenden. In Abbildung 33 ist der Weg eines Strahls schematisch dargestellt. Er tritt zwischen die beiden Spiegelflächen und wird mehrfach hin und her gespiegelt. Dabei tritt jedes mal ein Teil der Intensität aus, die Teilstrahlen überlagern sich hinter dem Etalon und interferieren. Ob es zu positiver oder negativer Interferenz kommt, bestimmt der Gangunterschied zwischen den Strahlen, der durch



Abbildung 33: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Fabry-Perot-Etalons.

die optische Weglänge Δs zwischen den Spiegelflächen gegeben ist. Die Formel 24 gibt die Bedingung für positive Interferenz an.

$$\Delta s = 2nd\cos\beta = k\lambda \tag{24}$$

Das bedeutet, ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ muss dem doppelten optischen Weg zwischen den Spiegelflächen entsprechen. Dieser berechnet sich aus dem Produkt des Brechungsindex n des Mediums zwischen den Flächen mit deren Abstand d und dem Sinus des Einfallswinkels β . Die Transmission eines Etalons in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist durch die Airy-Formel gegeben.

$$T = T_{max} \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R\sin^2(\delta/2)} = T_{max} \frac{1}{1+F^*\sin^2(\delta/2)}$$
(25)

Dabei sind die zusammengesetzten Größen wie folgt definiert:

$$T_{max} = (1 - \frac{A}{1 - R})^2 , \quad F^* = \frac{4R}{(1 - R)^2}$$
 (26)

$$\delta = 2\pi\Delta s \frac{1}{\lambda} \quad , \quad \Delta s = 2nd\cos\beta = \frac{\lambda^2\cos\beta}{FSR} \tag{27}$$

R steht für die Reflektivität und A für das Absorptionsvermögen der Plattenbeschichtung. Diese beiden Größen bestimmen die theoretisch erreichbare maximale Spitzentransmission T_{max} . Bei festem Plattenabstand ist Gleichung 24 nicht nur für eine einzige Wellenlänge λ_0 erfüllt, sondern es gilt:

$$\Delta s = 2nd\cos\beta = \lambda_0 \pm (k'FSR) \tag{28}$$

In Abbildung 34 ist die Transmission eines Etalons mit festem Plattenabstand gegenüber der Wellenlänge nach der Airy-Funktion (Gleichung 25) dargestellt. Man erkennt im linken Teil, neben dem zentralen Transmissionsmaximum im Abstand von



Abbildung 34: Darstellung der Airy-Formel für ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von 300pm und 10pm Halbwertsbreite.

300pm links wie rechts weitere Maxima auftreten. Diese entsprechen den weiteren Wellenlängen, für die Gleichung 28 erfüllt ist. Den Abstand zwischen den Maxima bezeichnet man als freien Spektralbereich FSR. Die Breite der Maxima wird durch die Halbwertsbreite FWHM charakterisiert.

Als Maßzahl für die Güte eines Etalons wird meist die Finesse F verwendet. Sie beschreibt durch das in Gleichung 29 angegebene Verhältnis, wie schmal die Maxima im Vergleich zum freien Spektralbereich erscheinen.

$$F = \frac{FSR}{FWHM} \tag{29}$$

Während der freie Spektralbereich durch den Abstand der Flächen und die verwendete Wellenlänge gegeben ist, beeinflussen mehrere Faktoren die Breite der Maxima sowie den Verlauf der Transmission zwischen den Peaks. So ist die Finesse nur in erster Näherung allein durch den Reflexionsgrad der Flächen bestimmt, mit dem sich die sogenannte Reflexions-Finesse ergibt:

$$F \approx F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (bei \ F \gg 1)$$
 (30)

In nächster Näherung spielen Fehler der Oberflächen eine Rolle, auch wenn diese um ein vielfaches geringer sind als die Wellenlänge. So bewirken b
spw. die Rauigkeit und die Parallelität der Flächen, dass die Breite der Maxima so
wie die Transmission zwischen diesen anwächst. Diese Effekte werden in der sogenannten Defekt-Finesse
 F_D zusammengefasst. Es gilt dann:

$$F = \frac{FSR}{FWHM} \approx \sqrt{\frac{1}{(\frac{1}{F_R})^2 + (\frac{1}{F_D})^2}}$$
(31)

Die Effekte, die die Defekt-Finesse unter anderem hervorrufen, treten umso mehr hervor, je weiter das Etalon ausgeleuchtet wird. Nach Angaben des Herstellers SLS-Optics sollten solche Interferometer nur zu ca. 40% ausgeleuchtet werden, da sich Krümmungsfehler der Platten bei weiterer Ausleuchtung an den Rändern zunehmend störend auswirken. Außerdem ist bei größeren Platten die Parallelität besser zu realisieren, sodass Etalons mit größeren Platten leistungsfähiger sind.

Nach Gleichung 24 ist die Wellenlänge, die ein Etalon bei einfallendem parallelen Licht transmittiert, festgelegt durch den Abstand der Oberflächen. Technisch bedingt ist dieser jedoch nur mit begrenzter Genauigkeit einzustellen. Es gibt zwei Arten von Etalons, die für Lidar-Zwecke eingesetzt werden. Das Festkörper-Etalon, das aus einem Glasstück besteht, bei dem zwei gegenüberliegende Seitenflächen verspiegelt werden, und das Luftspalt-Etalon (Air-Spaced-Etalon). Letzteres besteht aus zwei Glasplatten, die durch sogenannte Spacer parallel in einem definierten Abstand gehalten werden, sodass ein Luftspalt entsteht. Die an den Luftspalt grenzenden Flächen sind verspiegelt. Der Brechungsindex von Luft ändert sich bei Temperaturänderungen gegen über dem von Gläsern der Festkörper-Etalons nur sehr wenig, zudem können die Spacer nicht nur extrem dünn sondern auch aus Materialien gefertigt werden, die eine minimale thermische Ausdehnung aufweisen. Daher lassen sich hochwertige Luftspalt-Etalons mit sehr geringer thermischer Drift und kleinstem Plattenabständen realisieren. Aus diesem Grunde handelt es sich dem im Eisen-Lidar eingesetzten Etalon um ein Luftspalt-Etalon. Wie erwähnt, können die Spacer nicht mit unendlicher Genauigkeit hergestellt werden, so dass für die gewünschte Wellenlänge, auf der der Filter arbeiten soll, nur die Größe des freien Spektralbereiches festgelegt werden kann. Wollte man bei der Produktion die Position des Transmissionsmaximums bspw. auf $\pm 0.5pm$ ($\pm 1GHz$) festlegen, wie es für den Einsatz im Eisen-Lidar notwendig wäre, so wären die Spacer in ihrer Dicke ebenfalls auf etwa $\pm 0.25pm$ genau zu fertigen. Dies ist technisch für Platten der benötigten Größe nicht machbar. Somit sind die schmalbandigen Etalons für den Einsatz erst auf die gewünschte Wellenlänge einzustellen.

Betrachtet man wiederum Gleichung 24, so lassen sich einige Möglichkeiten ableiten, die gewünschte Wellenlänge einzustellen. Am einfachsten erscheint es, das Etalon zu kippen, um so den Einfallswinkel zu vergrößern. Da dies jedoch die Gesamttransmission enorm beeinträchtigt, ist diese Einstellmöglichkeit zu verwerfen. Um das Etalon auf die gewünschte Wellenlänge abzustimmen, besteht die Möglichkeit den Plattenabstand aktiv zu regeln. Ein Festkörper-Etalon kann dazu einfach erwärmt werden. Der Körper dehnt sich aus und der Abstand zwischen den Spiegelflächen sowie der Brechungsindex des Glases ändert sich. Bei Luftspalt-Etalons können die Platten an Piezo-Aktuatoren gehaltert werden, mit denen sie sich mit der benötigten Genauigkeit bewegen lassen. Diese Technik ist sehr aufwändig, kommt aber in vielen Lidars zum Einsatz. Neben einem relativ hohen Platzbedarf bringt diese Technologie aber auch einige Probleme mit, die relativ schwer zu beherrschen sind. So reagieren z.B. die Piezo-Aktuatoren bei diesen minimalen Bewegungen sehr empfindlich auf Spannungsschwankungen, die zu Schwingungen der Kristalle führen. Zudem treten an den Kristallen Kriechbewegungen auf, wodurch sich die Platten verschieben. Letzteres muss von Zeit zu Zeit ausgeregelt werden. Aus der Formel 24 geht hervor, dass sich ein Etalon auch über den Brechungsindex des Mediums zwischen den Spiegelflächen abstimmen lässt, was durch Druck und Temperatur erreicht werden kann. Dieser Weg wird für das im Eisen-Lidar eingesetzte

Etalon beschritten. Das Medium zwischen den Platten ist in diesem Falle Luft. Der Brechungsindex von trockener Luft hängt wie in Gleichung 32 ([*Penndorf*, 1957], [Kovalev und Eichinger, 2004]) von der Temperatur und dem vorherrschenden Druck ab.

$$(n-1) = (n_s - 1) \frac{1 + 0,00367 T_s}{1 + 0,00367 T} \frac{P}{P_s}$$
(32)

Die Größen $P_s = 1013, 25hPa$ und $T_s = 288, 15K$ bezeichnen Druck und Temperatur bei Standardbedingungen. Nach Gleichung 24 und 32 lässt sich berechnen, wie weit man den Druck erhöhen muss, um das Etalon abzustimmen. Solch eine Rechnung zeigt der linke Teil der Abbildung 35. Zugrunde liegen die Daten des im UV-Kanal verwendeten Coronado-Etalons, das im folgenden Kapitel genauer spezifiziert wird.



Abbildung 35: Links: Druckabhängigkeit der Verschiebung der Zentralwellenlänge des Coronado-Etalons in Prozent des freien Spektralbereiches für Luft. Rechts: Brechungsindices ausgewählter Gase.

Die Abbildung zeigt, dass, um das Etalon in jedem Falle auf die Eisen-Resonanzwellenlänge abstimmen zu können, theoretisch ein Überdruck von maximal 2,7 bar aufgebracht werden muss. Das bedeutet, der einfache optische Weg zwischen den Platten nimmt dabei genau um $\frac{386}{2}$ nm zu. In der Praxis ist dieser Druck aber nur dann aufzubringen, wenn die Eisen-Resonanzwellenlänge marginal größer ist als die Zentralwellenlänge des Etalons. Nur dann müsste es über fast einen gesamten freien Spektralbereich abgestimmt werden. Wie die Abstimmung des Etalons praktisch realisiert wird, ist in Kapitel 5.3.3 dargelegt.

Der Brechungsindex zwischen den Platten kann auch über die Wahl eines anderen Mediums verändert werden. Die Aufstellung der Brechungsindices verschiedener Gase in Abbildung 35 rechts zeigt, dass sich diese zum Teil erheblich unterscheiden. Bei einer Druckerhöhung um 2,7 bar steigt der Brechungsindex von Luft von 1,000292 auf 1,00108. Solch einen hohen Brechungsindex bei Standardbedingungen zeigt bspw. gasförmiges Brom. Da dieses äußerst reaktiv ist, würde es jedoch die Beschichtungen des Etalons angreifen und dieses in kurzer Zeit zerstören. Mit Xenon lässt sich im Gegensatz zu Luft die Zentralwellenlänge um etwa einen halben freien Spektralbereich verschieben. Versuche mit Xenon als Füllgas sind durchgeführt worden und werden in Kapitel 5.3.3 kurz erläutert. Wie schon kurz angedeutet wurde, muss das Licht parallel sein, um eine gute Leistung des Etalons zu erzielen. Stimmt die Zentralwellenlänge des Etalons mit der eingestrahlten Lichtwellenlänge über ein und nimmt die Divergenz des Lichtes zu, so sinkt die Transmission des Filters, die Halbwertsbreite des Transmissionspeaks steigt und die Blockung wird schlechter. Zur Abschätzung der maximalen Divergenz des Strahls, kann man den Winkel ansetzen, unter dem Licht der Wellenlänge 386nm einfallen darf, sodass die Transmission auf 50% sinkt. Die Divergenz wird durch Strahlaufweitung nach Gleichung 20 beeinflusst. Weite Strahlen und damit großflächige Ausleuchtung bedeutet jedoch auch, dass sich die Defekte eines Etalons stärker auswirken. Daher ist immer ein Kompromiss zwischen Divergenz des Strahls und Ausleuchtung des Etalons zu wählen.

Ergänzend sei noch erwähnt, dass ein Etalon für maximale Leistung im Durchmesser etwas größer als der Eingangsstrahl sein sollte, da durch die vielfachen Reflexionen ein sogenannter 'walkoff' auftritt. In Abbildung 33 ist deutlich zu sehen, dass die Strahlen hinter dem Etalon nebeneinander erscheinen, was als Versatz oder 'walkoff' bezeichnet wird. Wird der Abstand zwischen den Platten größer und nimmt die Anzahl der Strahlen bei sehr hohen Reflektivitäten enorm zu, so wird der Versatz größer und, um alle Strahlen abzubilden, muss dann die nötige Ausgangs-Apertur des Etalons sehr groß sein. Der 'walkoff' ist im Falle des Coronado-Etalons mit weniger als 1mm jedoch zu vernachlässigen.

In Bild 36 ist die Abhängigkeit der Spitzentransmission von der Anzahl der Reflexionen k dargestellt. Nach Vander Sluis und McNally [1956] aus Hernandes [1986] gilt:

$$k = \frac{D}{2\,d\,\tan\gamma}\tag{33}$$

Dabei beschreibt D den Aperturdurchmesser des Etalons, d den Plattenabstand und $\gamma = \beta + div/2$ den Einfallswinkel, der auch bei genauer Justage nicht ganz verschwindet,



Abbildung 36: Abhängigkeit der Transmission $Y_k(\beta = 0)$ von der Anzahl der Reflexionen k und Reflektivität R (aus Hernandes [1986]).

sowie die Restdivergenz des Strahls. Mit größerer Apertur wächst die Zahl der möglichen Reflexionen und durch das Mehr an Strahlen, die interferieren können, erscheint das Interferenzbild ausgeprägter, was sich in gestiegener Spitzentransmission und geringerer Peakbreite bemerkbar macht.

5.3.2 Eigenschaften des verwendeten Filters

Das im UV-Zweig eingesetzte Luftspalt-Etalon wurde von der Firma Coronado für eine Zentralwellenlänge von 386,1004nm (Vakuum) mit folgenden Spezifikationen gefertigt:

300
30
90
90
$2 \cdot 10^{-8}$
20
60
25

Aus den gegebenen Größen lässt sich nach Gleichung 27 der Plattenabstand d berechnen. Mit der Annahme $\beta = 0$ und $n = n_{Luft}$ ergibt sich ein Abstand von $d = 248 \mu m$. Aus Gleichung 30 folgt zudem eine Reflektivität der Platten von 90%, was mit der Herstellerangabe übereinstimmt.

Das Etalon hat einen freien Spektralbereich von 300pm (600GHz). Damit treten nach Gleichung 28 Wellenlängen im Abstand von 0,3nm ungehindert durch den Filter. Die Halbwertsbreite des Interferenz-Filters ist mit 0,3nm nun so gewählt, dass außer der Resonanz-Wellenlänge λ_0 alle übrigen Ordnungen $k' \neq 0$ geblockt werden. Das Coronado-Etalon besitzt eine freie Apertur von 25mm, somit kann man etwa 38000 Reflexionen erwarten, angenommen, das Etalon steht genau senkrecht und die Restdivergenz beträgt 1,3mrad (s. Gleichung 33). Nach Abbildung 36 sind bei R = 0,90allerdings nur etwa 200 Reflexionen notwendig, um die Transmission zu maximieren. Damit ist der Einfluss der begrenzten Apertur auf die Transmission dieses Etalons zu vernachlässigen. Hier sei noch bemerkt, dass die Abmessungen in der Nachweisbank den Einbau eines Filters mit einem Eigendurchmesser von über 60mm gar nicht erlauben, da dieser wie unten beschrieben noch in einem zusätzlichen Druckgehäuse untergebracht werden muss.

Die vom Hersteller garantierte Spitzentransmission ist mit 90 % angegeben. Unter der Annahme, der Absorptionskoeffizient der Beschichtungen beträgt im schlimmsten Falle 0,1%, kann man nach Gleichung 26 mit der berechneten Reflektivität des Etalons die theoretisch maximal zu erwartende Spitzentransmission T_{max} berechnen. Es ergibt sich ein Wert von $T_{max} = 98\%$. Tatsächlich weist das Etalon zusammen mit den unentspiegelten Quarz-Fenstern des Druckgehäuses bei optimaler Abstimmung eine Transmission auf der Eisen-Linie von 80% auf. Rechnet man die Transmissionsverluste an den Fenstern mit etwa 4% pro Oberfläche heraus, so ergibt sich für das Coronado-Etalon eine Spitzentransmission von etwa 95%. Dies kommt dem theoretisch erreichbaren Transmissionswert von 98% ziemlich nahe und ist bezeichnend für eine ausgesprochen hohe Qualität des Filters. Die theoretische Blockung ergibt sich aus dem Kontrast K (mit $K = (\frac{1+R}{1-R})^2 = 361$) zu 1:361. Versuche mit einem Laser ergeben eine Blockung von mindestens 1:100. Der theoretische Wert kann in den Versuchen aber nicht erreicht werden, da die Laserdiode einen gewissen Anteil an Breitbandemission aufweist.

Um die Abhängigkeit der Transmission des Etalons von der Strahldivergenz in den Nachweiszweigen zu testen, werden verschiedene Faserdurchmesser verwendet, vgl. dazu auch Gleichung 20. Es zeigt sich, dass sich eine Abhängigkeit erst bei einem Wechsel von einer $102\mu m$ Faser zu einer $600\mu m$ erkennen lässt. Die Leistungsfähigkeit des Filters wird daher durch den Wechsel zwischen den kleinen Glasfasern nicht beeinflusst. Dies ist hauptsächlich auf die konsequente Realisierung der Nachweisbank hinsichtlich geringster Restdivergenzen zurückzuführen.

5.3.3 Wellenlängenabstimmung und Stabilität

Wie oben beschrieben, ist bei der Produktion eines Etalons die Spitzentransmission nicht auf die gewünschte Wellenlänge festzulegen. Daher muss das Coronado-Etalon auf die Eisen-Resonanzlinie abgestimmt werden. Dies geschieht über die Veränderung des Brechungsindex durch Druckerhöhung der Luft zwischen den Platten. Der theoretische Zusammenhang zwischen Druckerhöhung und Verschiebung der Spitzentransmission im Spektrum ist in Bild 35 zu sehen. Um den Überdruck aufzubauen, ist das Etalon in einem Gehäuse eingelassen, welches über Ventile und eine PerfusorTM-Leitung mithilfe handelsüblicher Spritzen aus der Medizin-Technik aufgepumpt wird (s. Abbildung 37). Bei der Wahl einer Pumpe war vor allem darauf zu achten, dass diese fettfrei arbeitet, damit in keinem Falle feine Öltröpfchen in das Etalon gelangen.

Die Abstimmung des Filters am Rayleigh-Signal des UV-Messkanals in Höhen zwischen 30 bis 40km ist unproblematisch und schnell durchzuführen. Die Transmission des Etalons bleibt jedoch nur über eine gewisse Zeit stabil. Das weitaus größte und am schwierigsten zu lösende Problem ist der Druckverlust, der durch das undichte Gehäuse verursacht wird. Das Restvolumen innerhalb des Gehäuses beträgt nur etwa $6cm^3$, sodass der Innendruck bei kleinen Leckagen sehr schnell abfällt. Bei einer Untersuchung des Gehäuses an einem Lecktester ist festzustellen, dass beim Umspülen mit Heliumgas vor allem die Schlauch- und Winkelverbindungen ein Problem darstellen. Nach einigen Versuchen, konnten die Leckstellen soweit minimiert werden, dass mehrstündige Messungen möglich sind.

Wie schon beschrieben, lässt sich das Etalon auch durch die Verwendung eines anderen Gases abstimmen. Versuche mit Xenon ergeben, dass jedoch auch beim Einsatz dieses Mediums noch ein Überdruck aufgebaut werden muss, um den Filter auf die Resonanz-Wellenlänge abzustimmen. Der Vorteil hierbei ist allerdings, dass der benötigte Druck viel geringer ist, als dies für Luft der Fall ist, wodurch sich die Leckage des Gehäuses nicht so sehr auswirkt. Das Hantieren mit dem sehr hohen Druck der

5 REALISIERUNG DER TAGESLICHTFÄHIGKEIT



Abbildung 37: Etalon-Gehäuse mit Ventil und Spritze.

Xenon-Flasche birgt jedoch für den teueren Filter gewisse Gefahren und beim Einsatz solcher Gasflaschen in einem mobilen Gerät ergeben sich Risiken und Schwierigkeiten beim Transport. Daher wird diese Technik zur Zeit nicht weiter verfolgt, sondern allein die Erhöhung der Druckstabilität des Filtergehäuses vorangetrieben. Dazu wurde das Gehäuse am IAP, unter Vorgaben, die sich aus den Versuchen ergeben, weiterentwickelt und wird zur Zeit neu aufgebaut. So wird bspw. das Volumen im Druckgehäuse um ein Vielfaches vergrößert und das Ventil direkt an die Gehäusewandung geschweisst.

Neben dem Druckverlust zeigt sich das Etalon empfindlich gegenüber Temperaturschwankungen. Daher wird das vorhandene Gehäuse wenige Kelvin oberhalb der Raumtemperatur temperaturstabilisiert. Dies wird erreicht, in dem am Gehäuse Heizdrähte und ein Temperaturfühler angebracht sind, die an einen Temperaturkontroller angeschlossen werden. Der Kontroller erreicht eine Stabilisierung der Temperatur auf genauer als $\pm 0, 1K$. Die Drähte sind beidseitig am Gehäuse angebracht, um eine gleichmäßige Wärmeeinwirkung auf das Etalon zu gewährleisten, und sie sind zur Isolierung mit hitzebeständigem weißen Klebeband umwickelt, das in Bild 37 deutlich zu erkennen ist. Die Tatsache, dass das Etalon trotz des äußerst geringen Ausdehnungskoeffizienten der Spacer, empfindlich gegenüber Temperaturschwankungen reagiert, ist auf Eigenschaften des Gehäuses zurückzuführen. Es besteht aus Aluminium, welches einen Ausdehnungskoeffizienten von $23,1\cdot10^{-6}K^{-1}$ besitzt. Bei Erwärmung dehnt sich das Gehäuse aus, der Druck ändert sich und somit verschiebt sich die Lage der Zentralwellenlänge des Etalons im Spektrum. Ein weiterer Effekt ist der, dass das Etalon im Druck-

gehäuse nicht spannungsfrei gelagert ist. Verzieht sich das Druckgehäuse, ändert sich der Spannungszustand des Etalons, wodurch sich die Platten bewegen. Versuche zeigen, dass eine Temperaturerhöhung bei geschlossenem Druckgehäuse zu einer Verschiebung der Zentralwellenlänge um $3,3\frac{pm}{K}$ führt. Wird das Gehäuse bei geöffnetem Ventil der Erwärmung ausgesetzt, so ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit von $-0.5 \frac{pm}{K}$, die allein auf die Änderung des Spannungszustandes des Etalons zurückzuführen ist. Das geplante neue Gehäuse besteht aus rostfreiem Stahl (1.4301, X5CrNi18-10). Dieses Material hat einen Ausdehnungskoeffizienten, der mit $18,0\cdot10^{-6}K^{-1}$ kleiner ist als der von Aluminium. Damit ergibt sich eine geringere Temperaturabhängigkeit. Diese Ergebnisse zeigen aber vor allem, dass es möglich ist, das Etalon im Messbetrieb kontinuierlich über Temperaturänderungen zu stabilisieren. Voraussetzung dafür ist, dass die Drift der Zentralwellenlänge aufgrund von Druckverlusten nicht zu stark ist. Die Abstimmung des Etalons wird demnach grob durch die Spritze vorgenommen und dann erfolgt die Stabilisierung während der Messung über die feine Temperaturabstimmung. Während der Lidar-Messung bestimmt man die Transmissionskurve des Etalons dazu aus dem Spektrum des Rayleigh-Signals. Innerhalb des Scanbereiches von zur Zeit $\pm 0,4pm$ ($\pm 800MHz$) geht die Transmission des Filters nur um etwa 0,6% zurück. Damit ergibt sich jedoch, dass die Genauigkeit, mit der sich die Kurve aus dem Messsignal ergibt, sehr hoch sein muss, um die Position der Zentralwellenlänge des Etalons innerhalb des Scanbereiches des Instruments zu halten. Um dieses Verfahren zur Stabilisierung zu ermöglichen, ist der Temperaturkontroller mit einer seriellen Schnittstelle versehen und es wurde eine Software-Komponente entwickelt, die es ermöglicht, den Kontroller durch den Mess-Computer zu steuern. Mit der Entwicklung einer Software, die während einer laufenden Messung die Auswertung des Rayleigh-Signals bezüglich der Transmissionskurve des Filters vornehmen soll, wurde ebenfalls begonnen. Da jedoch die sehr aufwendige Entwicklung des Messprogramms für das Eisen-Lidar bis zum Abschluss der Arbeit in dieser Hinsicht nicht weit genug fortgeschritten ist, konnte die temperaturgesteuerte Verschiebung der Zentralwellenlänge des Etalons durch den Mess-Computer bisher nicht realisiert werden.

5.3.4 effektive Filterkurve

Idealer Weise erfolgt die Vermessung der Filterkurve auf der Resonanzwellenlänge bei 386nm, doch außer dem frequenzverdoppelten Alexandrit-Laser, der eine für diesen Zweck viel zu hohe Leistung aufweist, erreicht kein Laser am IAP diese Wellenlänge. Daher wird zur Bestimmung der Filterkurve im Labor ein Dioden-Laser verwendet, der bei 400nm arbeitet. Die Wellenlänge des Dioden-Lasers lässt sich über ein eingebautes Gitter in einem gewissen Bereich verändern, sodass es möglich ist, die Filterkurve abzutasten. Abbildung 38 zeigt das Messergebnis im Vergleich zu theoretischen Filterkurven.

Die gemessene Kurve erscheint nicht ganz symmetrisch. Dies liegt an einer versuchsbedingt nicht ganz perfekten Wellenlängenzuordnung. Die Wellenlänge wird nicht direkt gemessen, sondern aufgenommen wird die Spannung, die am Gitter der Laser-Diode anliegt und somit die Wellenlänge beeinflusst. Die Beziehung zwischen Spannung und



Abbildung 38: Labor-Messung der Filterkurve des Coronado-Etalons. Zum Vergleich sind theoretische Kurven unterschiedlicher Halbwertsbreite eingezeichnet.

Wellenlänge ergibt sich, indem Laserlicht in ein Spektrometer eingekoppelt wird, zwei verschiedene Wellenlängen eingestellt werden und die Spannungsdifferenz festgehalten wird. In erster Näherung sei der Zusammenhang zwischen der Spannung am Gitter und der Laserwellenlänge linear, dann ergibt das Verhältnis aus der mit dem Spektrometer gemessenen Wellenlängendifferenz und der Spannungsdifferenz einen Umrechnungsfaktor. Mit diesem lassen sich aus verschiedenen am Gitter anliegenden Spannungen die jeweiligen Wellenlängenunterschiede berechnen. Da die Wellenlänge der Diode sich tatsächlich nicht ganz linear mit der Gitterspannung ändert, erscheint die ermittelte Filterkurve in Abbildung 38 nicht ganz symmetrisch. Aber das Verfahren ist genau genug, um die Eigenschaft des Filters dahingehend zu überprüfen, dass sich im Vergleich mit theoretischen Filterkurven eine Aussage über die tatsächliche Bandbreite des Coronado-Etalons treffen lässt. Es zeigt sich deutlich, dass die gemessene Kurve am besten zu jener theoretischen passt, die einem Etalon mit FWHM=10pm (20GHz) entspricht. Dies bestätigt die vom Hersteller genannte Spezifikation.

Wie in Kapitel 3.5 dargelegt, unterscheidet sich jedoch die im Labor gemessene Kurve von der effektiven Filterkurve, die das Mess-Signal tatsächlich beeinflusst. Abbildung 39 zeigt die nach Gleichung 16 berechnete effektive Filterkurve des Coronado-Etalons für den Einfluss auf Rayleigh-Streuung.

Vergleicht man die berechnete effektive Filterkurve mit der gleichfalls gezeigten Airy-Funktion, so ist zu erkennen, dass die effektive Kurve etwas breiter erscheint. Tatsächlich ist die Transmission der effektiven Kurve gegenüber der Airy-Funktion insgesamt um 1,85% niedriger, was jedoch im Fall einer Messung keine Rolle spielt, da nur die Form der Kurve in der Auswertung berücksichtigt werden muss. Daher sind in Abbildung 39 beide Kurven normiert, um nur die Unterschiede im Kurvenverlauf deutlich zu machen. Der prozentuale Unterschied zwischen den beiden Filterkurven ist ebenfalls der Darstellung zu entnehmen. Die beiden Kurven unterschieden sich im Bereich zwischen



Abbildung 39: Berechnete effektive Filterkurve des Coronado-Etalons für das Rayleigh-Signal.

 $\pm 1pm$ ($\pm 2GHz$) nur um maximal 0,61%. Der Einfluss der bei Rayleigh-Streuung auftretenden Doppler-Verbreiterung auf den Verlauf der Transmissionskurve kann daher bei diesem Etalon vernachlässigt werden.

Während einer laufenden Lidar-Messung kann, wie bereits beschrieben, die Filterkurve aus dem Rayleigh-Signal entnommen werden, wenn dieses über dem abgetasteten Spektralbereich aufgetragen wird. Bis zur Ausarbeitung dieser Arbeit wurden Messungen mit einem Scanbereich von $\pm 0, 4pm$ ($\pm 800MHz$) durchgeführt. Dieser Bereich ist in Darstellung 39 gekennzeichnet. Die Transmission des Etalons geht, wie zu erkennen, in diesem Spektralbereich nur um 0,6% zurück, somit ist bei den gegebenen statistischen Unsicherheiten keine signifikante Wellenlängenabhängigkeit im gemessenen Rayleigh-Signal zu erwarten. Die Messdaten zeigen tatsächlich nur dann eine signifikante Wellenlängenabhängigkeit, wenn das Coronado-Etalon nicht exakt auf die Resonanzwellenlänge eingestellt ist. Das bedeutet, geringe Drifts des Etalons sind nicht so problematisch, wie dies bei einem noch schmaleren Filter der Fall wäre. Die Menge an Messdaten ist allerdings zur Zeit nicht ausreichend, um eine quantitative Aussage zu treffen, in wie weit der Filter falsch abgestimmt werden kann, bevor sich eine signifikante Wellenlängenabhängigkeit ergibt, aus der Regelparameter für die Temperatursteuerung abgeleitet werden können. In jedem Falle ist geplant, den Scanbereich des Lasers gewichtet zu erweitern. Dadurch wird nicht nur die Resonanzlinie weiter in die Flügel erfasst, was der Untersuchung der Laserbandbreite und der Breitband-Emission des Lasers dient, sondern damit wird gleichsam auch die Filterkurve in einem größeren Bereich erfasst. Somit ist die Position des Transmissionsmaximums des Etalons im Spektrum genauer zu bestimmen. Damit ergibt sich dann die Möglichkeit, ein Driften des Filters frühzeitig zu erkennen und die Temperaturregelung effektiv zu nutzen, um dem entgegen zu wirken.

Der Einfluss des Coronado-Etalons auf das Resonanz-Signal kann aufgrund fehlender Kenntnisse über mögliche Zerfallskanäle des verwendeten Resonanz-Übergang nicht berechnet werden. Der geringe Einbruch der Filtertransmission bei dem bisher gewählten kleinen Scanbereich lässt es jedoch zu, diesen Einfluss zunächst zu vernachlässigen. Bei dem geplanten Scanbereich von $\pm 0, 8pm$ ($\pm 1, 6GHz$) und bei einem Einsatz noch schmalbandigerer Filter allerdings ist der Einfluss in den Flügeln eventuell nicht mehr zu vernachlässigen. Um den Effekt in diesem Fall doch zu erfassen, kann der folgende Weg beschritten werden. Aus der im Rayleigh-Signal vermessenen effektiven Filterkurve wird auf die Filterkurve ohne Einfluss der Rayleigh-Streuung zurückgerechnet. Diese lässt sich vergleichen mit einer berechneten Filterkurve, die mit dem theoretischen Resonanz-Rückstreuprofil überlagert die Form des gemessenen Rückstreuprofils ergibt. Der Unterschied zwischen beiden Kurven gibt dann den Einfluss des schmalbandigen Filters auf die Resonanz-Streuung wieder. Ob der Einfluss des Coronado-Etalons auf die Resonanz-Streuung bei der Temperaturauswertung der Messungen berücksichtigt werden muss, lässt sich dann auf diese Weise genauer abschätzen.

Bei den in Kapitel 6.2 durchgeführten Messungen, wurde der Einfluss des Coronado-Etalons vollständig vernachlässigt. Wie gezeigt, beträgt der Einbruch der theoretischen Filterkurve im Scanbereich mit $\pm 0, 4pm$ nur 0.6% und keiner der Effekte, die die effektive Filterkurve bestimmen, muss berücksichtigt werden, vorausgesetzt, das Etalon ist richtig abgestimmt.

5.3.5 erreichte Tageslicht-Unterdrückung

In wie weit der Einsatz des Coronado-Etalons im UV-Messkanal den Untergrund am Tage zusätzlich zu den bisher genannten Maßnahmen reduziert, ist in Abbildung 40 deutlich zu erkennen. Die gezeigten Messungen sind mit einem Sichtfeld von $54\mu rad$ durchgeführt worden, das entspricht einer Glasfaser mit einem Durchmesser von $102\mu m$. Im linken Teil der Darstellung ist das aufgenommene Lidar-Profil im Messkanal mit und ohne Etalon gezeigt. Der Wert für den Untergrund geht von 2795 Counts pro 4000 Laserpulse und 200m auf nur 116 bei Verwendung des Etalons zurück. Rechnet man die Verluste an den Fenstern des Etalon-Gehäuses heraus, dann ergeben sich 138 Counts bei Verwendung des Filters. Das bedeutet, der Untergrund wird um den Faktor 20 reduziert. Das Lidar-Signal dagegen nimmt aber nur um circa 20% ab, da das Etalon mitsamt Gehäusefenstern auf der Eisenresonanz-Linie eine Transmission von etwa 80% aufweist (vgl. Kapitel 5.3.2). Im Profil, das mit eingesetztem Etalon aufgenommen wurde, tritt somit auch tagsüber das Signal aus der Eisen-Schicht mit der bisher erreichten Laserleistung bereits ohne Untergrundabzug deutlich hervor. In der rechten Darstellung von Abbildung 40 ist das Signal im Messkanal nach durchgeführtem Untergrundabzug zu sehen. Das Verhältnis zwischen Resonanz-Signal und statistischem Rauschen beträgt ungefähr 10:1. Ohne Etalon beträgt dieses Verhältnis wie in Abbildung 32 zu erkennen dagegen nur 2,5 : 1. Somit führt der Einsatz des Etalons durch den weiter reduzierten Untergrund zu einer erheblichen Verbesserung der statistischen Unsicherheit des Lidar-Signals und das bedeutet unter anderem auch, dass sich somit der Höhenbereich, in dem die Temperatur-Messung am Tage durchgeführt werden kann, vergrößert.



Abbildung 40: Leicht geglättete Rohdaten-Profile integriert über 4000 Laserpulse, eingesetztes Gesichtsfeld: FOV= $54\mu rad$, Laserenergie 110/10 mJ IR/UV.

Insgesamt ist festzuhalten, dass alle in diesem Kapitel beschriebenen Maßnahmen zur Untergrundreduzierung in ihrer Kombination, dem Lidar-System die Fähigkeit geben, unabhängig vom Sonnenstand zu jeder Nacht- und Tageszeit Messungen durchzuführen.

6 Erste Temperatur-Messungen

Wie leistungsfähig das Eisen-Lidar mit der neu entwickelten Nachweisbank ist, soll in diesem Kapitel kurz anhand erster Temperatur-Messungen demonstriert werden. Die Berechnung der Temperatur-Profile wurde von Dr.Höffner unter Verwendung der von ihm entwickelten Auswerteroutinen durchgeführt.

Eine erste Temperatur-Messung des Eisen-Lidars war in der Nacht vom 20. auf den 21.02.2004 durchgeführt worden [Lautenbach et al., 2005]. Dabei war der Aufbau der Nachweisbank sehr einfach gehalten. Es existierte nur ein Kanal für die Wellenlänge 386nm und das System war in keiner Weise tageslichtfähig. Diese Messung zeigt jedoch die grundsätzliche Realisierbarkeit eines Eisen-Lidars und lässt Schlüsse auf die mögliche Leistungsfähigkeit eines solchen Systems zu.

6.1 Nachtmessung

In der Nacht vom 12. zum 13.10.2005 wurde nach Fertigstellung der neuen Nachweisbank mit dem Eisen-Lidar eine Temperatur-Messung durchgeführt.

Die Dauer der Messung beträgt nur etwa eine Stunde, dies ist jedoch zur Bestim-



Abbildung 41: Temperatur-Profil gemittelt über eine Stunde, gemessen mit dem Eisen-Lidar in der Nacht vom 12. zum 13.10.2005. Zum Vergleich ist ein gleichzeitig gemessenes Temperatur-Profil des stationären Kalium-Lidars gezeigt. (Auswertung: Dr.Höffner)

mung eines Temperatur-Profils ausreichend. In Abbildung 41 ist die mit dem Eisen-Lidar gemessene Temperatur gemittelt über eine Stunde dargestellt. Zusätzlich ist ein einstündiges Temperaturmittel gezeigt, das mit dem stationären Kalium-Lidar gemessen wurde. Die Zeiträume, für die die Mittelung durchgeführt wurde, sind um etwa 7min zeitversetzt. Dies ist von Bedeutung, da die Temperatur in dieser Höhe starken zeitlichen Schwankungen unterliegt und ein direkter Vergleich nur bei gleichzeitigen Messungen möglich ist. Das mit dem Eisen-Lidar gemessene Temperatur-Profil reicht von 81 bis 101km, wobei der Fehler im Bereich zwischen 83 bis 94km kleiner als $\pm 5K$ ist. Bei den Daten des Kalium-Lidars liegen die Temperaturen mit einem Fehler von $\pm 5K$ zwischen 84 und 97km. Allerdings stimmen die Temperatur-Profile der beiden Systeme nicht im gesamten Messbereich innerhalb der Fehlergrenzen überein. Dies ist neben dem Zeitversatz zwischen den beiden Messungen vor allem auch darauf zurückzuführen, dass im Bereich der Ober- und Unterkanten der Kalium- bzw. Eisenschicht die Dichtewerte mit der Zeit verschieden stark variieren und somit vor allem zu den Grenzen des Messbereiches hin durch die zeitliche Mittelung der Messdaten Unterschiede in der Temperaturmessung auftreten.

Bei der Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Eisen-Lidars muss beim Vergleich mit dem Kalium-Lidar noch berücksichtigt werden, dass die Laserleistung des Eisen-Lidars im Ultraviolett sehr niedrig war.

6.2 Tagmessung

Um die Tageslichtfähigkeit des Eisen-Lidars zu testen, wurde am 19.10.2005 die erste Messung mit der neuen Nachweisbank am Tage über den höchsten Sonnenstand hinweg durchgeführt. Diese Messung stellt zudem die erste mit einem Eisen-Lidar bei Tag durchgeführte Temperatur-Messung überhaupt dar.

6.2.1 erreichte Tageslichtfähigkeit bei Eisen- und Kalium-Lidar

Um die Leistungsfähigkeit des Eisen-Lidars am Tage zu verdeutlichen, werden zunächst Rohdaten-Profile dieser ersten Tag-Temperatur-Messung untersucht und direkt mit denen des stationären Kalium-Lidars verglichen, das zur gleichen Zeit ebenfalls gemessen hat.

Abbildung 42 zeigt eine Gegenüberstellung der über 4000 Laserpulse aufintegrierten Rohdaten bei einer Höhenauflösung von 200m beider Lidars, wobei für beide jeweils ein Profil ohne und mit Untergrundabzug dargestellt ist.

Deutlich zu erkennen ist, dass der durch Tageslicht verursachte Untergrund bei beiden Systemen doch erheblich unterschiedlich ist. Gegenüber dem Kalium-Lidar ist dieser beim Eisen-Lidar um mehr als einen Faktor vier geringer. Dadurch erscheint das Resonanz-Signal bereits ohne Untergrundabzug deutlich im Rohdaten-Profil. Der geringere Untergrund beim Eisen-Lidar resultiert hauptsächlich aus der in Kapitel 5.2 beschriebenen Verkleinerung des Sichtfeldes des Empfangsteleskops. Das Kalium-Lidar arbeitet mit einem Sichtfeld von 192 μ rad, wobei die Laserdivergenz und somit das Sichtfeld aufgrund von Sättigungseffekten der Kalium-Atome nicht weiter gesenkt werden



Abbildung 42: Rohdaten-Profile des Eisen-Lidars und des Kalium-Lidars, gemessen am Tage und integriert über 4000 Laser-Pulse, ohne und mit Untergrundabzug.

können. Beim Eisen-Lidar hingegen wurde ein Sichtfeld von $54\mu rad$ eingesetzt, sodass allein durch diese Maßnahme gegenüber dem Kalium-Lidar der Untergrund um den Faktor 12 abnimmt. Dass sich dieser Unterschied in Abbildung 42 nicht ganz so deutlich abzeichnet, geht auf die unterschiedlichen Filter-Techniken zurück, die bei beiden Systemen zum Einsatz kommen.

Durch den verringerten Untergrund ergibt sich ein weitaus günstigeres Verhältnis von Signal zu statistischem Rauschen, das aus den Kurven mit abgezogenem Untergrund abgeleitet wird. Das günstigere Signal-Rausch-Verhältnis bedeutet, die Leistungsfähigkeit des Eisen-Lidars, am Tage Messdaten zur Temperaturbestimmung zu liefern, übersteigt bereits die des Kalium-Lidars bei weitem. Zusätzlich genügt beim Eisen-Lidar im Vergleich zum Kalium-Lidar die halbe Signalstärke, um Temperaturen mit der gleichen Unsicherheit zu berechnen.

Zu beachten ist jedoch, dass die Dichte von Eisen-Atomen im Herbst ein Maximum aufweist, während die Dichte von Kalium im Oktober minimal ist (siehe Darstellung 5). In den Sommermonaten ist die Eisen-Dichte dagegen um etwa 60% geringer, während die Kalium-Dichte um etwa das Sechsfache steigt. Daraus wäre zu folgern, dass das Eisen-Lidar mit der bisher erreichten Leistung im Sommer dem Kalium-Lidar unterlegen wäre. Dass das Eisen-Lidar dennoch leistungsfähiger ist, geht aus der Tatsache hervor, dass vor allem die Laserenergie im Ultravioletten während der gezeigten Nacht- und Tag-Messung sehr niedrig war. Vergleicht man das in Abbildung 7 gezeigte Rohdaten-Profil des Eisen-Lidars vom Februar 2004 mit dem in Bild 42, dann ist festzuhalten, dass das Rayleigh-Signal der älteren Messung um mehr als eine Größenordnung höher ist. Bei einem Vergleich ist zu berücksichtigen, dass in der neuen Nachweisbank durch die Optiken zusätzliche Transmissionsverluste auftreten. Unter Berücksichtigung dieses Punktes ist aus dem Vergleich für das Eisen-Lidar bei optimaler Konfiguration noch eine Steigerung der gegenwärtigen Signalstärke um den Faktor 14 zu erwarten.

Die folgende Tabelle fasst die wichtigsten Aspekte zusammen, die den Grund für die hohe Leistungsfähigkeit des Eisen-Lidars im Vergleich zu Kalium-Lidar verdeutlichen.

	Eisen-Lidar		Kalium-Lidar
+	Niedriger Resonanz-Rückstreuquer- schnitt: $\approx 4, 10 \cdot 10^{-18} m^2/sr \rightarrow$ Geringe Sättigung \rightarrow FOV=54 μ rad		Hoher Resonanz-Rückstreuquer- schnitt: $\approx 7,65 \cdot 10^{-17}m^2/sr \rightarrow$ Hohe Sättigung \rightarrow FOV=192 μ rad, (12,5-fach höherer Untergrund am Tage)
+	Hohe Dichte: 7000-20000 $\frac{1}{cm^3}$	_	Niedrige Dichte: $20-70\frac{1}{cm^3}$
+	Große Signalstärke im Schichtmaxi- mum: 4000 Counts pro 4000 Laser- pulsen und $\Delta z=200m$ (gemessen am 21.02.2004)	_	Niedrige Signalstärke im Schichtma- ximum: 1000 Counts pro 4000 La- serpulsen und $\Delta z=200m$ (maximale Zählrate)
+	geringe Linienbreite: $FWHM \approx 0,5pm \ (\approx 1GHz)$	_	große Linienbreite: $FWHM\approx 2pm$ $(\approx 1GHz)$
_	unbekannte Atomphysik: Zerfalls- kanäle ('relaxation pathway'), Hy- perfeinstruktur ⁵⁷ Fe, Hanle-Effekt	+	bekannte Atomphysik
+	größere Empfindlichkeit bei Tempe- raturmessungen	_	geringere Empfindlichkeit bei Temperaturmessungen (doppelte Signalstärke bei gleichem Tempera- turfehler nötig)
+	größere Empfindlichkeit bei Wind- messungen	_	geringere Empfindlichkeit bei Wind- messungen (Dopplershift nur halb so groß)
+	größerer Rayleigh-Rückstreuquerschnitt: $\approx 2,9\cdot 10^{-26}m^2/sr$	_	geringer Rayleigh-Rückstreuquer- schnitt: $\approx 1.8 \cdot 10^{-27} m^2/sr$
+	hoher NLC-Rückstreuquerschnitt	_	geringer NLC-Rückstreuquerschnitt (7-fach niedriger)
+	geringe Empfindlichkeit gegenüber Mie-Streuung (Zirren)	_	hohe Empfindlichkeit gegenüber Mie-Streuung (Zirren) (5-fach höher)
+	breite Fraunhofer-Linie bei $386nm$ \rightarrow geringerer Untergrund bei schmalbandigem Filter	_	$\begin{array}{llllllllllllllllllllllllllllllllllll$
_	Filtertechnik: Fabry-Perot-Etalon \rightarrow Blockung des Untergrunds 1:20, hoher Aufwand für Stabilität, Be- stimmung der effektiven Filterkurve nur während der Messung (dazu sind Vergleichskanäle notwendig)	+	Filtertechnik: FADOF-Filter \rightarrow Blockung des Untergrunds 1:30, ho- he Stabilität, effektive Filterkurve bekannt und weitgehend un- abhängig von Intensitätsverteilung

6	ERSTE	TEMPERATUR-MESSUNGEN
---	-------	----------------------

	Eisen-Lidar		Kalium-Lidar
+	höhere Detektordynamik (PMT): max. Zählrate $2MHz$	_	geringere Detektordynamik (APD): max. Zählrate $200kHz$
_	geringere Detektoreffizienz (PMT) : $\approx 20\%$	+	hohe Detektor effizienz (PMT) : $\approx 65\%$
—	geringere Laserleistung $(80mJ)$, geringe Photonenzahl pro Puls	+	höhere Laserleistung (150 mJ), 4- fach höhere Photonenzahl pro Puls
+	mit Doppel-Etalon weitere Block- ung des Untergrunds > 5 , Rayleigh- Signal auch Tags bis zur Metall- schicht beobachtbar zusätzliches Rayleigh-Signal bei 772nm bis in die Metallschicht		Rayleigh-Signal Tags nicht bis zur Metallschicht beobachtbar

Fasst man diese Punkte zusammen, so ergibt sich, dass mit dem neuen Eisen-Lidar trotz einiger negativer Effekte die Signalstärke aufgrund der sehr hohen Dichte von Eisen-Atomen gegenüber dem Kalium-Lidar vergrößert wird. Der störende Untergrund am Tage wird beim Eisen-Lidar durch die Sichtfeldverkleinerung, durch den Einsatz eines Etalons und durch die geringere Empfindlichkeit gegenüber Zirren und Dunst im Vergleich zum Kalium-Lidar um den Faktor 4-8 reduziert. Das Signal-Rausch-Verhältnis des Eisen-Lidars ist am Tage so gut, dass der Messbereich, wie im folgenden Kapitel zu sehen, gegenüber einer Nachtmessung weit weniger eingeschränkt ist. Der Einsatz eines Doppel-Etalon-Systems wird den Untergrund mindestens um den Faktor 5 noch weiter reduzieren (s. Kapitel 7.3). Neben der statistisch verbesserten Messung kann gleichzeitig eine höhere Qualität der Messungen erreicht werden, da die eingesetzten Detektoren bei hohem Sonnenstand nicht mehr übersteuern und zukünftig sowohl die wellenlängenabhängige Sensitivität des Instrumentes und die Eigenschaften des Tageslichtfilters anhand der Messung bestimmt werden. Beides ist beim jetzigen Kalium-Lidar nicht möglich. Zudem bietet die Vermessung der Eisen-Resonanzlinie gegenüber der von Kalium weitere Vorteile, die vor allem in einer höheren Empfindlichkeit für Anderungen in Temperatur und Wind und in größeren Rückstreuquerschnitten für Rayleigh-Streuung und NLC begründet liegen.



6.2.2 erstes Temperatur-Profil des Eisen-Lidars am Tag

Abbildung 43: Temperatur-Profil der ersten Tageslicht-Messung mit dem Eisen-Lidar, gemittelt über fünf Stunden. Zum Vergleich ist das gleichzeitig mit dem Kalium-Lidar gemessene Profil eingezeichnet. (Auswertung: Dr.Höffner)

Abbildung 43 zeigt das erste am Tage gemessene Temperatur-Profil des Eisen-Lidars gemittelt über die gesamte Messdauer von circa fünf Stunden und wiederum im Vergleich mit einem gleichzeitig gemessenen Profil des Kalium-Lidars.

Beide Profile stimmen innerhalb der Fehlerbalken relativ gut über ein und liegen recht nah an einem durch eine gestrichelte Linie angedeuteten Profil der Referenzatmosphäre CIRA [*Fleming et al.*, 1990]. Profile der Referenzatmosphäre können dabei nur als grober Anhalt zu den mit Lidars gemessenen Temperaturen dienen, da in der CIRA keinerlei Wellen oder ähnliche Temperaturschwankungen abgebildet werden.

Beim Vergleich der Fehlerbalken der in Abbildung 43 gezeigten Temperaturen ist zu erkennen, dass der Temperatur-Fehler des Eisen-Lidars immer deutlich kleiner ist, als der des Kalium-Lidars. Das bedeutet, die Leistungsfähigkeit des Kalium-Lidars am Tage wird durch das neue Eisen-Lidar übertroffen. Dies wird auch darin deutlich, dass der Messbereich des Kalium-Lidars, wie bereits in Kapitel 1.4 dargestellt, tagsüber erheblich eingeschränkt ist. Erstreckt er sich bei der Nachtmessung (Bild 41) von 83 bis 103km so bleibt bei der Tagmessung (Bild 43) nur ein Bereich von 83 bis 96km. Der Messbereich des Eisen-Lidars bleibt dagegen annähernd erhalten. Der Grund dafür liegt hauptsächlich in der gegen über dem Kalium-Lidar effektiveren Reduzierung des Tageslichts, wie sie in der Darstellung 42 deutlich wird. Ein geringerer Untergrund
im Lidar-Profil bedeutet, wie bereits erläutert, unter anderem ein geringeres Signal-Rausch-Verhältnis und dies führt zu einer präziseren Temperaturbestimmung in einem größeren Höhenbereich.

Aus den Ausführungen und den dargestellten Messungen ergibt sich, dass das neue Eisen-Lidar ein sehr leistungsfähiges System darstellt, welches bei Nacht und Tag uneingeschränkt einsetzbar ist. Die Unterbringung in einem mobilen Container schränkt die Möglichkeiten des Lidars in keiner Weise ein und das Gerät kann somit überall auf der Welt eingesetzt werden, um die Temperaturstruktur in der Mesopausen-Region zu jeder Tageszeit sehr genau und über einen relativ großen Bereich zu untersuchen.

7 Ausblick

In diesem Kapitel soll kurz auf weitere Entwicklungen eingegangen werden, die die Leistung des Eisen-Lidars weiter steigern und ausweiten sollen.

So besteht zum Beispiel nach Lieferung des bestellten Glasfaserbündels prinzipiell die Möglichkeit, tomographische Messungen durchzuführen, wie sie in Kapitel 2.3 kurz beschrieben werden. Die Nachweisbank ist dafür bereits ausgelegt und das Bündel muss dazu nur im Faserselektor eingeschraubt werden.

Um die Tageslichtfähigkeit und die Signalstärke weiter zu verbessern, sind in Zukunft weitere Maßnahmen geplant, die teilweise sogar schon angegangen oder realisiert wurden.

7.1 effektivere Farbauftrennung

Der in Kapitel 4.2.2 beschriebene Kurzpass-Filter, der sich in der Einkopplung der Nachweisbank befindet und die Wellenlängen 386nm und 772nm für die beiden Nachweiszweige auftrennt, ist für diesen Zweck nicht ganz optimal. Da die Transmission bei 386nm nur bei 80% liegt, gehen auf der Resonanz-Wellenlänge etwa 20% ungenutzt an den IR-Zweig verloren.

Um die Transmission der UV-Wellenlänge zu erhöhen und den Signal-Verlust zu beseitigen, ist ein neuer Teiler einzubauen. Es zeigt sich jedoch bei Gesprächen mit den Herstellern, dass Langpass-Spiegel bessere Eigenschaften aufweisen. Vor allem die Tatsache, dass die Wellenlänge 386*nm* die zweite Harmonische zu 772*nm* darstellt, führt zu Problemen bei der Realisierung einer effektiven dielektrischen Beschichtung. Die Transmission eines solchen Kurzpass-Spiegels ist für die zweite Harmonische schwer über 95% zu steigern. Denn dazu wären sehr viele Schichten übereinander notwendig, was dazu führt, dass die Beschichtung relativ dick und empfindlich wird. Somit ist ein Langpass-Spiegel der auf der UV-Wellenlänge nahezu 100% reflektiert die bessere Alternative. Für das Eisen-Lidar hat das Signal auf dieser Wellenlänge erste Priorität, während die Auswertung des IR-Signals untergeordnet ist. Da dies einen kompletten



Abbildung 44: Schemazeichnung der Nachweisbank mit Langpass-Filter.

Umbau der beiden Nachweiszweige erfordert, wird ein zusätzlicher Langpassfilter wie in Abbildung 44 gekennzeichnet eingesetzt. Es handelt sich um einen Filter der Firma Thorlabs vom Typ FM204 (T@772nm 95%, R@400nm 96%). Um dies zu realisieren, ist nur ein Spiegelhalter zu versetzen, um die bisher verlorenen 20% Signal auf der UV-Wellenlänge zurückzugewinnen. Die Intensität im UV-Messkanal steigt um 10%, da der Strahlteiler vor dem Etalon entfällt, der bisher den UV-Referenzkanal versorgte. Dieser empfängt nun durch den neu aufgestellten Langpass-Filter den bisher verschenkten Signalanteil. Allerdings muss der Referenzkanal mit einem eigenen Interferenzfilter ausgestattet werden. Dabei wird der gleiche Filter eingesetzt, der schon im anderen Teil des UV-Zweiges zum Einsatz kommt. Er stammt aus der selben Charge und hat damit die gleiche Beschichtung und Transmissions-Eigenschaft. Allerdings können die beiden Filter leicht gegeneinander verkippt sein, wodurch sich die Wellenlängenabhängigkeit des Signals in beiden Kanalteilen etwas unterscheiden kann, was bei einer Normierung auf den Referenzkanal beachtet werden muss. Der Unterschied zwischen den beiden Interferenzfiltern ist jedoch leicht auszumessen, indem man das UV-Etalon herausnimmt und im Lidar-Betrieb bei Nacht das Spektrum des Signals im Referenzkanal mit dem im Messkanal vergleicht.

7.2 weitere Sichtfeldreduzierung

Im Zusammenspiel mit dem Aufweitungsteleskop im Lasersystem kann durch die Wahl noch kleinerer Glasfasern eventuell das Sichtfeld und damit der Untergrund noch weiter reduziert werden. Seitens der Nachweisbank besteht dahingehend keinerlei Beschränkung. Jedoch ist die Strahlaufweitung des Lasers noch weiter zu verbessern, sollen Sichtfelder kleiner als $54\mu rad$ erreicht werden. Dabei sind zunehmend achromatische Effekte von Bedeutung, die dazu führen, dass möglicher Weise nur entweder der ultraviolette oder der infrarote Laserstrahl komplett im Sichtfeld liegt. Außerdem wird die Strahlstabilisierung immer wichtiger, die den Laser an einer bestimmten Position am Himmel im Sichtfeld des Empfangsteleskops halten muss. Jedoch besteht für die minimal erreichbare Divergenz div_{min} bzw. den minimalen Öffnungswinkel Θ eines beugungsbegrenzten Lasers eine Beschränkung, die wie folgt gegeben ist [*Eichler et al.*, 1987]:

$$div_{min}[rad] = 2\,\Theta[rad] \approx 2\,\frac{\lambda}{d_L} \tag{34}$$

Zur Strahlumlenkung werden 2" Spiegel eingesetzt, damit beträgt der maximal erreichbare Strahldurchmesser des Lasers $d_L = 36mm$. Die minimal erreichbare Divergenz für den Alexandrit-Laser auf der Wellenlänge 772nm beträgt somit ca. $43\mu rad$.

Bei der Verwendung der kleinen Sichtfelder muss eventuell sogar darüber nachgedacht werden, die Abluft der Klimaanlagen und Kühlgeräte umzuleiten, um störende Luftwirbel direkt über dem Container zu reduzieren. Wie weit das Sichtfeld noch zu reduzieren ist, kann daher zunächst nur durch geplante Versuche untersucht und abgeschätzt werden.

7.3 Doppel-Etalon-System

Eine weitere Möglichkeit, den Tageslicht-Untergrund weiter zu reduzieren, ist die Verwendung eines zweiten schmalbandigeren Etalons im Messkanal.

Ob der Einsatz eines zweiten Filters sinnvoll ist, war nicht von vornherein abzuschätzen. Die erstaunlich hohe Transmission des Coronado-Etalons, die bei 95% liegt und in den Versuchen am Lidar-Signal bestimmt wurde, war nicht erwartet worden. Sie wird erreicht durch die konsequente Entwicklung der Nachweisbank im Hinblick auf eine minimale Restdivergenz des Lichtes auf beiden Wellenlängen in Kombination mit der Verwendung der kleinen Glasfaserdurchmesser. Die hohe Transmission des Coronado-Etalons macht es möglich, einen weiteren Filter zur Reduzierung des Untergrundes einzusetzen. Ziel der weiteren Entwicklung ist es daher, im UV-Zweig und im IR-Zweig je ein Doppel-Etalon-System zu integrieren. Dieses Vorhaben ist in Abbildung 45 als Schema-Zeichnung zu sehen.



Abbildung 45: Schema-Zeichnung der Nachweisbank mit zwei Fabry-Perot-Filtern in jedem Nachweiszweig.

Der UV-Zweig besteht in diesem Fall aus drei Kanälen. Der UV-Referenzkanal bleibt erhalten, während im UV-Messkanal zwischen den beiden Filtern ein Strahlteiler steht, der 8% der Intensität ausspiegelt und den neu entstandenen UV-Vergleichskanal bedient. Dieser Kanal eröffnet die Möglichkeit, die Transmissionskurve des Coronado-Etalons während der Messung zu bestimmen und gleichzeitig die Transmissionskurve des UV-Etalons.2 ohne den Einfluss des Coronado-Etalons zu messen. Dazu ist das Signal im Messkanal auf das Signal des neuen Vergleichskanals zu beziehen, was dazu führt, dass der Einfluss des Coronado-Etalons sowie auch der Einfluss unterschiedlicher Energie des Lasers im Spektrum eliminiert wird.

Der neue IR-Zweig besteht, wie in der Schema-Zeichnung zu sehen, aus zwei Kanälen. Dabei wird hier im Gegensatz zum UV-Zweig auf einen Vergleichskanal verzichtet. Hier besteht der Zweig nur aus dem eigentlichen Messkanal und einem Referenzkanal, für den das Licht vor den Interferometern ausgespiegelt wird. Als Strahlteiler kommt hier eine spezielle Platte zum Einsatz, die an der Vorderseite eine Spiegelschicht mit einem Reflexionsvermögen von 25% bei 772nm aufweist. Auf der Rückseite ist eine Breitband-Antireflex-Beschichtung aufgebracht, die ein Ghosting verhindert. Der Referenzkanal, der 25% des Signals erhält, dient wie im UV-Zweig der Energie-Normierung des Lasers. Da der Verdopplungsprozess nicht-linear ist, kann es im Scanbereich des Lidars zu Unterschieden zwischen den beiden Wellenlängen kommen. Daher wird die Energienormierung für beide Wellenlängen einzeln durchgeführt. Der Transmissionsverlauf und die Position der Transmissionsmaxima für beide IR-Etalons wird gleichzeitig ermittelt, indem das Signal des Messkanals auf das des Referenzkanals bezogen wird. Wie praktikabel dies ist, wird sich erst bei den ersten Tests mit den Filtern zeigen. Jedoch zeigen Versuche mit dem Coronado-Etalon, dass die Stabilität eines breitbandigeren Etalons relativ unkritisch ist. Daher wird davon ausgegangen, dass die relativ breitbandigen IR-Etalons während der einige Stunden dauernden Messungen als stabil angesehen werden. Sollte während der Messung sich das Spektrum des Signals im IR-Zweig ändern oder das Signal hier komplett einbrechen, während es im UV-Zweig unverändert bleibt, so ist dies auf Drifts der IR-Etalons zurückzuführen. Somit ist eine indirekte Überwachung der Etalons im IR-Zweig möglich.

Die folgende Tabelle zeigt eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften des Coronado-Etalons sowie der neu bestellten Filter.

	UV-Etalon.1	UV-Etalon.2	IR-Etalon.1	IR-Etalon.2
CWL [nm]	386	386	772	772
FSR [pm]	300	64	160	120
Finesse	30	30	30	30
FWHM $[pm]$	10	~ 2	~ 5	~ 4
Hersteller	Coronado	SLS Optics	SLS Optics	SLS Optics

Für die neu bestellten Interferometer sind die Angaben vom Hersteller für eine Ausleuchtung des Filters mit einem Strahl von 20mm Durchmesser spezifiziert. Bei einem größeren Strahldurchmesser verschlechtern sich die Eigenschaften, da sich der Einfluss der Oberflächenkrümmung der Platten verstärkt auswirkt.

Das neu geplante Etalon-Gehäuse wird für alle vier Filter das gleiche sein. Zudem werden die Fenster des Gehäuses entspiegelt werden. Dadurch erhält man ca. 15% mehr Signal, das bisher beim Einsatz des alten Druckgehäuses verloren ging. So wird sich durch den Einsatz des zweiten Etalons im UV-Messzweig das Lidar-Signal nicht verschlechtern. Dagegen wird allerdings erwartet, dass der Untergrund durch den zusätzlichen Filter mindestens um den Faktor fünf geringer werden wird. Was sich auf die Qualität der Messungen durch ein noch geringeres Signal-Rausch-Verhältnis sehr positiv auswirkt.

Da jedoch dieses zweite Etalon im UV-Messkanal mit FWHM = 2pm (4GHz) sehr schmalbandig ist, ist der Einfluss auf das Signal nicht mehr zu vernachlässigen. Erste Rechnungen zum Einfluss dieses Filters auf das Rayleigh-Signal zeigt Abbildung 46. Die schwarze Kurve stellt die theoretische Filterkurve in Form der Airy-Funktion dar,



Abbildung 46: Berechnete effektive Filterkurve des neuen UV-Etalon.2 für das Rayleigh-Signal. Zum Vergleich ist die Airy-Funktion des Coronado-Etalons mit eingezeichnet.

während die goldfarbene Kurve die durch den Einfluss des Rayleigh-Signals verbreiterte Filterkurve darstellt. Im Vergleich dazu ist blau gepunktet die Airy-Funktion für das Coronado-Etalon mit eingezeichnet. An der Airy-Funktion des schmalbandigen UV-Etalons ist deutlich zu sehen, dass der Einfluss dieses Filters bereits im Scanbereich von $\pm 0, 4pm$ ($\pm 800MHz$) erheblich ist, da die Transmission in diesem Fall um bis zu 13% fällt. Der Unterschied zwischen der Airy-Funktion und der effektiven Filterkurve, die sich unter dem Einfluss der Rayleigh-Streuung ergibt, ist ebenfalls um einiges größer. So ist bspw. die nicht normierte effektive Kurve im gesamten Spektrum tatsächlich um 23,9% gegen über der Airy-Funktion nach unten verschoben, sodass der Einfluss der Rayleigh-Streuung bei dem neuen SLS-Etalon mit 2pm (4GHz) Halbwertbreite dazu führt, dass die Transmission im Maximum um 23,9% geringer ist. Zudem beträgt der Unterschied zwischen der Airy-Funktion und der effektiven Filterkurve je nach Scanbereich bis zu 24%. Das bedeutet, beim Einsatz dieses Filters ist dessen Einfluss auf das Signal bei der Temperaturauswertung in jedem Falle zu berücksichtigen.

Daher besteht neben dem Einbau, der Realisierung der Stabilisierung und dem Test der neuen Etalons zusätzlich die Notwendigkeit, den Einfluss der schmalbandigen Filter im Detail zu ermitteln. Das bedeutet vor allem, die notwendige Atom-Physik des Eisen-Atoms in Bezug auf die Effekte unterschiedlicher Zerfallskanäle zu untersuchen und die effektive Kurve während der Messungen sehr genau zu erfassen. Eine sehr schmale Filterkurve hat jedoch einen Vorteil für die Stabilisierung eines solchen Etalons. Denn ist die Transmission im Scanbereich des Lidars sehr stark von der Wellenlänge abhängig, so ergibt sich die Filterkurve schnell mit ausreichender Genauigkeit aus den Messdaten. Auf diese Weise lässt sich schnell und präzise die Position des schmalbandigen Etalons im Spektrum finden und steuern. Was die Entwicklung der Nachweisbank selbst betrifft, so entspricht der zur Zeit realisierte Aufbau bereits dem Schema in Abbildung 45, bis auf die Tatsache, dass die drei bisher nicht gelieferten Etalons noch fehlen. Das Bild 47 zeigt ein Foto der kompletten Nachweisbank, wie sie zum Abschluss dieser Arbeit vorliegt.



Abbildung 47: Aktuelles Foto der Nachweisbank des Eisen-Lidars (30.11.2005).

A Daten des Elements Eisen

Die relevanten Kenngrößen des atomaren Eisens werden in diesem Kapitel zusammengefasst.

Der elektronische Übergang, der bei der Resonanz-Streuung angeregt wird, ist von Alpers [1993] wie folgt beschrieben:

Grundzustand	$[Ar]3d^64s^2$
angeregter Zustand	$[Ar]3d^{6}4s4p$
Übergang	$a^5D_4 \rightarrow z^5D_4^0$
Frequenz	776,462 THz
Wellenlänge (Vakuum)	386,1004 nm
Wellenlänge (Luft)	$385,9910 \ nm$
Lebensdauer	$103,09 \ ns$
Oszillatorstärke	0,0217

Wie bei den meisten Elementen so treten auch im Fall von Eisen mehrere natürliche Isotope auf, die Zentralwellenlänge gilt für das häufigste Isotop ${}^{56}Fe$. Die folgende Tabelle stellt die verschiedenen Isotope einander gegenüber.

Isotope	Atomgewicht $[amu]^1$	Häufigkeit $[\%]^2$	$Kernspin^1$	Versatz $[MHz]^3$
54 Fe	$53,\!9396(12)$	$5,\!8$	0	$-744(\pm 9)$
56 Fe	$55,\!93493(9)$	91,72	0	± 0
57 Fe	56,93539(6)	2,2	$\frac{1}{2}$	$+375(\pm 6)$
$^{58}\mathrm{Fe}$	57,93327(7)	$0,\!28$	$\tilde{0}$	$+714(\pm 15)$

Der Versatz der Zentralwellenlängen der einzelnen Isotope kann auch direkt aus einer Vermessung der Resonanzkurve in der Atmosphäre bestimmt werden. Ergebnisse solcher Messungen dazu zeigen eine recht gute Übereinstimmung mit den von Kaletta [1969] bestimmten Werten [Lautenbach und Höffner, 2004].

 $^{^1\}mathrm{Quelle:}$ National Institute of Standards and Technology (NIST)

²Quelle: Kurucz [1993]

³Quelle: Kaletta [1969]

B Der Resonanz-Rückstreuquerschnitt

Der Querschnitt der Resonanz-Rückstreuung hängt von einer Vielzahl von Parameter ab. Nach *Fricke und von Zahn* [1985] gilt in dem Fall, dass keine Hyperfeinstruktur auftritt:

$$\sigma(\Omega,\lambda) = \lambda_0 q(\Omega) f \frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D}{\pi T}} e^{-D(\lambda-\lambda_0)^2/T}$$
(35)

Dabei sind die Größen wie folgt definiert:

- $D \qquad = \frac{c^2 m_{Atom}}{2k}$
- $e = 1,6021829 \cdot 10^{-19}C$
- $m_e = 9,109534 \cdot 10^{-31} kg$
- $k = 1,380622 \cdot 10^{-23} J/K$
- $c = 2,99792485 \cdot 10^8 m/s$

$$\varepsilon_0 = 8,854187818 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{Nm^2}$$

- Ω Raumwinkel [sr]
- f Oszillatorstärke
- T Temperatur [K]
- $q(\Omega)$ Geometrischer Faktor der Abstrahlung
- λ_0 Zentralwellenlänge des Übergangs (hier 385,9910nm in Luft)

C Rayleigh-Lidar

Bei einem Rayleigh-Lidar wird aus dem Rayleigh-Signal die Luftdichte berechnet. Daraus lässt sich dann die Temperatur ermitteln. Denn zwischen Luftdichte n(z) und Temperatur T(z) besteht folgender Zusammenhang:

$$T(z) = \frac{1}{n(z)} \{ n(z_0) T(z_0) - \frac{g \bar{m}}{k} \int_{z_0}^z n(z) \, dz \}$$
(36)

Die Größen g und \bar{m} stehen für die Erdbeschleunigung und die mittlere Molekülmasse und k bezeichnet den Boltzmann-Faktor. Die Gleichung gilt unter der Annahme, dass die Erdbeschleunigung und die mittlere Molekülmasse nicht signifikant mit der Höhe variieren. Da bis in Höhe der Turbopause bei etwa 110km die Zusammensetzung der Luft konstant ist, ist die Näherung einer konstanten Molekülmasse sehr gut erfüllt.

Für die Integration muss ein Startwert in der Höhe z_0 bekannt sein. Dieser ist in der Regel aus Referenzatmosphären zu entnehmen. Dabei bietet sich eine Integration von oben nach unten an, also von größeren zu niedrigen Höhen. Denn in diesem Fall nimmt der Fehler, der durch die Unsicherheit des Startwertes gegeben ist, im Vergleich zum Messfehler ab und spielt zu niedrigen Höhen hin eine geringere Rolle. Möchte man die Temperatur bei diesem Verfahren auch in größerer Höhe sehr genau ermitteln, muss man den Startwert der Temperatur aus einer anderen Messung nehmen. Hier zeigt sich der Vorteil, wenn Doppler- und Rayleigh-Lidar kombiniert werden. Denn das Doppler-Lidar stellt hierbei den Startwert für das Integrationsverfahren, vorausgesetzt, das Rayleigh-Signal reicht bis in die Eisenschicht hinein.

D Transmission der verschiedenen Glassorten

Die folgende Abbildung zeigt den spektralen Verlauf der Transmission der Glassorten, aus denen die verwendeten optischen Komponenten bestehen.



Abbildung 48: Transmissionskurven der bei den optischen Komponenten verwendeten Materialien. Quelle: JML Optical (www.jmloptical.com)

E weitere Daten zur Nachweisbank

E.1 Einkopplung

E.1.1 mechanischer Chopper

Der mechanische Chopper wurde vom mobilen Kalium-Lidar übernommen. Die altersschwache Lichtschranke ist von Herrn Köpnick durch eine von Ihm neu entworfene ersetzt worden und zusätzlich wurde eine neue Spannungsversorgung angeschafft, die mehr Reserven aufweist, um sehr hohe Motordrehzahlen mit guter Stabilität zu erreichen.

Motor	KAVO HF-Spindel, Typ 4010
Spannungsversorgung	KAVO EWL 4444 II
Chopperblatt	vier-flüglig (Eigenbau)
verwendete Drehzahl $\left[\frac{1}{min}\right]$	6000

E.1.2 Glasfasern und Selektor

Die folgende Tabelle zeigt die wichtigsten Eigenschaften, der bei den Tests verwendeten Glasfasern.

Hersteller	CeramOptec
Durchmesser $[\mu m]$	105, 125, 165, 200, 365, 600
Numerische Apertur	0,22

Die Kenndaten des in Auftrag gegebenen Glasfaserbündels sind der nächsten Tabelle zu entnehmen.

Hersteller	CeramOptec
Fasertyp	WF 120/140 P
numerische Apertur	0,22
Kerndurchmesser $[\mu m]$	120
Cladding $[\mu m]$	144
Puffer $[\mu m]$	180
Länge $[m]$	6
Spektralbereich $[nm]$	350-2500
Anzahl	7 Stück
Anordnung	s. Abbildung 23
Steckertyp	Vorn: Spezial Ferrule $12mm \cdot 50mm$, Hinten: SMA

Der Glasfaser-Selektor stammt von PI und ist wie folgt charakterisiert:

Physik Instrumente (PI)
PIHera X+Y
P-625.2CL
103602001
500
1,4
10
SMA
E-503.00
E-509.S3

E.1.3 Linsen und Langpass-/Kurzpass-Spiegel

Die Daten der bei den Ray-Tracer Simulationen verwendeten Linsen sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Linsentyp	Hersteller	Partnummer	Brennweite $[mm]$	Durchmesser ["]
Bikonvex	Edmund Ind.	DCX32-625	50	1
Achromat	Edmund Ind.	EACH45-212	45	1
Achromat	JML Optical	DBL13957	24	1/2

Tatsächlich wurden diese Linsen in der Nachweisbank verbaut:

Hersteller	JML Optical	JML Optical
Linsenart	Achromat	Achromat
Typ	DBL13957/100	DBL13980/100
Brennweite $[mm]$	24	60
Durchmesser $[mm]$	12,5	25
Material	F4/BK7	F4/BK7
Beschichtung	MgF_2	MgF_2

Der verwendete Kurzpass- und der Langpass-Spiegel haben folgende Spezifikationen:

Hersteller	LaserComponents	Thorlabs
Typ	HR770HT372-589	FM204
T/R@386nm [%]	82/18	4/96
T/R@772nm~[%]	< 2/> 98	95/5
Durchmesser $[mm]$	50	50

E.2 Optiken in den Nachweiszweigen

Für die Abbildung des Lichtes in den Nachweiszweigen auf die Detektoren werden folgende Linsen verwendet:

Ort	vor PMT	vor APD
Hersteller	Halle Nachfl.	Edmund Ind.
Linsenart	Bestform	Achromat
Typ	OBS050	EACH 45212
Brennweite $[mm]$	50	45
Durchmesser $[mm]$	25	25
Material	Fused Silica	SF5/SK11
Beschichtung	-	MgF_{2}

Die Strahlteiler, die die Referenz- bzw. Vergleichs-Kanäle bedienen, haben folgende Spezifikationen:

Ort	UV-Zweig	IR-Zweig
Hersteller	Edmund Ind.	LaserComponents
Art	Fenster	dielektrische Schicht
Тур	47403	P15B650002
R @ 45°	8%	25% @500-800 nm
Durchmesser $[mm]$	50	50,8
Dicke $[mm]$	2	$6,\!35$
Material	CaF_2	BK7
Beschichtung	-	BS500-800/45° S25+BBAR

Bei den Spiegeln, die zur Strahlführung in der Nachweisbank eingesetzt werden handelt es sich um Laserspiegel der Firma Thorlabs mit einem Durchmesser von 2". Um den optimalen Reflexionsgrad auf der jeweiligen Wellenlänge zu gewährleisten, werden zwei verschiedene Spiegel eingesetzt. Dabei kommt im UV-Zweig der Typ BB2-E02 (R > 99% @ 386nm) und im IR-Zweig der Typ BB2-E03 (R > 99.9% @ 772nm) zum Einsatz.

E.3 Photomultiplier

Die folgende Tabelle fasst die Eigenschaften der eingesetzten PMTs zusammen.

Hersteller	Hamamatsu
Тур	R7205-01
Seriennummer	PMT.1=CA0048 PMT.2=CA0056 PMT.3=CA0058
Nachweisspektrum $[nm]$	300-650
Fenstermaterial	Borosilikat
${\it Photokathodenmaterial}$	Bialkali
Kathodendurchmesser $[mm]$	10
Dynodenanzahl	11
Verstärkung	10^{7}
empf. Betriebsspannung $[V]$	PMT.1=925 PMT.2=1100 PMT.3=1050
Dunkelzählrate $[1/s]$	PMT.1=7,4 PMT.2=23,2 PMT.3=28,8

Das Spektrum der möglichen Pulshöhen der PMT ist in der nächsten Darstellung an einigen ausgewählten Pulsen beispielhaft gezeigt.



Abbildung 49: Ausgesuchte Pulse des PMT.1, Oszilloskopaufnahme.

E.4 Avalanche Photo Dioden

Die verwendeten APDs sind laut Hersteller wie folgt spezifiziert:

Hersteller	Perkin-Elmer
Тур	SPCM-AQR-13
Seriennummer	APD.1=5541-3 APD.2=5696 Rev 7
Nachweisspektrum $[nm]$	400-1060
Diode	SliK^{TM}
Aktive Fläche $[\mu m]$	175
Dunkelzählrate $[1/s]$	250
Todzeit $[ns]$	60
Betriebstemperatur $[^{\circ}C]$	5 - 40

Abbildungsverzeichnis

1	Zonales Mittel, CIRA86	1
2	NLC bei Kühlungsborn	2
3	Fünf-Tage-Messung mit Kalium-Lidar	5
4	Verlauf des Untergrundes beim Kalium-Lidar	6
5	Jahresgang für Kalium und Eisen	7
6	Containerstandort auf Spitzbergen	8
$\overline{7}$	Lidar-Rohdaten-Profil des Eisen-Lidars	9
8	Aufbau des Eisen-Lidars, schematisch	10
9	Solarspektrum bei $386nm$	15
10	Solarspektrum bei $772nm$	16
11	Rohdaten-Profile des Kalium-Lidars, mit und ohne Untergrund	17
12	Rückstreuquerschnitt des Eisen-Resonanzübergangs bei 386 nm \ldots .	18
13	Dopplerverbreiterte Laserprofile	23
14	Effektive FADOF-Kurve, Rayleigh-Signal	24
15	Effektive FADOF-Kurve, Resonanz-Signal	25
16	Nachweisbank, schematisch	27
17	Foto des Empfangsteleskops	28
18	Einkopplung in die Nachweisbank, schematisch	29
19	Foto der Einkopplung	30
20	Vergleich verschiedener Linsentypen, schematisch	31
21	Simulation der besten Abbildung in Ebene der Faser-Blende	32
22	Leuchtverteilung in der Ebene der Faserblende	33
23	Zeichnung des Faserbündels	34
24	UV-Zweig der Nachweisbank, schematisch	36
25	IR-Zweig der Nachweisbank, schematisch	38
26	Empfindlichkeit der PMTs	39
27	APD und Effizienz	40
28	Filterkurven der Interferenzfilter	43
29	Teleskopgesichtsfeld	44
30	Einfluss des Teleskopsichtfeldes auf den Tageslicht-Untergrund	46
31	Einfluss des Teleskopsichtfeldes auf Rayleigh-Signal	47
32	Einfluss des Teleskopsichtfeldes auf Signal-Rausch-Verhältnis	47
33	Funktionsweise des Etalons	49
34	Airy-Formel	50
35	Druckabhängigkeit des Coronado-Etalons und Brechungsindices	52
36	Reflexionen und Transmission eines Etalons	53
37	Etalon-Gehäuse	56
38	Labormessung der Filterkurve	58
39	Berechnete effektive Filterkurve des Coronado-Etalon	59
40	Tageslicht-Unterdrückung des Coronado-Etalons	61
41	Nacht-Messung der IAP-Lidars	62
42	Vergleich der Tageslichtfähigkeit zwischen Kalium- und Eisen-Lidar	64

43	Erste Tageslicht-Messung des Eisen-Lidars	67
44	Nachweisbank mit Langpass-Filter, schematisch	69
45	Nachweisbank mit Doppel-Etalon-Systemen, schematisch	71
46	Berechnete effektive Filterkurve des UV-Etalon.2, Rayleigh-Signal	73
47	Aktuelles Foto der Nachweisbank	74
48	Transmisionen der verwendeten Gläser	78
49	PMT-Pulse	82

Literatur

- Alpers, M. (1993), Untersuchung der mesosphärischen Eisenschicht in polaren und niedrigen geographischen Breiten mittels Lidar, Doktorarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-93-32.
- Baker, D. J., und A. T. Stair (1988), Rocket measurements of the altitude distribution of the hydroxyl airglow, *Phys. Scr. (Sweden)*, 37, 611.
- Chu, X., W. Pan, G. C. Papen, C. S. Gardner, und J. A. Gelbwachs (2002), Fe Boltzmann temperature lidar: design, error analysis, and initial results at the North and South Poles, *Appl. Optics*, 41 (21), 4400–4410.
- Delbouille, L., L. Neven, und C. Roland (1972), Photometric atlas of the solar spectrum from 3000 to 10,000, *Tech. rep.*, Institut d'Astrophysique de l'Universite de Liege/Belgique, Observatoire Royal de Belgique.
- Demtröder, W. (1993), Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken, 3 ed., Springer-Verlag.
- Eichler, H., H. Gobrecht, M. Krystek, H. Niedrig, M. Richter, H. Schoenebeck, H. Weber, und K. Weber (1987), Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III Optik, 8 ed., Walter de Gruyter.
- Eska, V., J. Höffner, und U. von Zahn (1998), The upper atmosphere potassium layer and its seasonal variations at 54°N, J. Geophys. Res., 103, 29,207–29,214.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, und M. Corney (1990), Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, Adv. Space Res., 10(12), 11–59.
- Fricke, K., und 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. (2004), Lidar investigations of the mesopause region: Temperature structure and variability, Doktorarbeit, Universität Rostock, IAP-10-2004, ISSN 1615-8083.
- Fricke-Begemann, C., M. Alpers, und J. Höffner (2002), Daylight rejection with a new receiver for potassium resonance temperature lidars, Opt. Lett., 27(21), 1932–1934.
- Gerding, M., M. Alpers, U. von Zahn, R. J. Rollason, und J. M. C. Plane (2000), Atmospheric Ca and Ca⁺ layers: Mid-latitude observations and modeling, J. Geophys. Res., 105, 27,131–27,146.
- Greet, P. A., und J. Innis (1994), High-resolution Fabry-Perot observation of mesospheric OH (6 – 2) emission, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1153–1156.

- Hansen, G., und U. von Zahn (1994), Simulataneous observations of noctilucent clouds and mesopause temperatures by lidar, J. Geophys. Res., 99(D9), 18,989–18,999, doi: 10.1029/94JD01524.
- Hernandes, G. (1986), Fabry-Perot Interferometers, 1 ed., University Press, Camebridge.
- Hocking, W. (1999), Temperatures using radar-meteor decay times, *Geophys. Res. Lett.*, 26(21), 3297–3300.
- Höffner, J., und J. S. Friedman (2004), The mesospheric metal layer topside: A possible connection to meteoroids, Atmos. Chem. Phys., 4, 801–808.
- Höffner, J., und U. von Zahn (1995), Mesopause temperature profiling by potassium lidar: Recent progress and outlook for ALOMAR, in *Proceedings of the 12th ESA* Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Lillehammer, Norway (ESA SP), vol. ESA SP-370, pp. 403–407.
- Jesse, O. (1885), Auffallende Abenderscheinungen am Himmel, *Meteorol. Zeitung*, 2(8), 311–312.
- Kaletta, D. (1969), Isotopieverschiebung im Eisen-I-Spektrum, Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hannover.
- Kovalev, V., und W. Eichinger (2004), Elastic Lidar: Theory, Practice and Analysis Methods, 1 ed., Wiley Interscience.
- Kurucz, R. (1993), Atomic data for interpreting stellar spectra: isotopic and hyperfine data, Phys. Scr. (Sweden), T47, 110–118.
- Lautenbach, J., und J. Höffner (2004), Scanning iron temperature lidar for mesopause temperature observation, *Appl. Optics*, 43(23), 4559–4563.
- Lautenbach, J., J. Höffner, P. Menzel, und P. Keller (2005), The new scanning iron lidar, current state and future developments, in *Proceedings of the 17 ESA Symposi*um on European Rocket and Baloon Programmes and Related Research, Sandefjord, Norway, vol. SP-590.
- Love, S. G., und D. E. Brownlee (1991), Heating and Thermal Transformation of Micrometeoroids Entering the Erth's Atmosphere, *Icarus*, 89, 26–43.
- Love, S. G., und D. E. Brownlee (1993), A direct measurement of the terrestrial mass accretion rate of cosmic dust, *Science*, 262, 550–553.
- Lübken, F.-J., und U. von Zahn (1989), Simultaneous temperature measurements in the mesosphere and lower thermosphere during the MAC/EPSILON campaign, *Planet. Space Sci.*, 37, 1303–1314.

- Lübken, F.-J., K. H. Fricke, und M. Langer (1996), Noctilucent clouds and the thermal structure near the Arctic mesopause in summer, J. Geophys. Res., 101 (D5), 9489– 9508, doi:10.1029/96JD00444.
- Miles, R., W. Lempert, und J. Forkey (2001), Laser Rayleigh Scattering, Meas. Sci. Technol., 12, R33–R51.
- Penndorf, R. (1957), Tables of Refractive Index for Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20 Microns and Their Application in Atmospheric Optics, J. Opt. Soc. America, 47, 176–716.
- Saloman, E. B. (1993), A resonance ionization spectroscopy/resonance ionization mass spectrometry data service. IV–Data sheets for Be, In, Li, K, Rb, Ag, Ti and V and an update of the data sheet for Ni, *Spectrochimica Acta*, 48B, 1139–1203.
- Schmidlin, F. J. (1991), The inflatable sphere: A technique for the accurate measurement of middle atmosphere temperatures, J. Geophys. Res., 96, 22,673–22,682.
- USSA (1976), U.S. Standard Atmosphere, 1976, vol. S/T 76-1562, NOAA, U.S. Government Printing Office, Washington D.C.
- Vander Sluis, K., und J. McNally (1956), Fabry-Perot interferometers with finite apertures, J. Opt. Soc. America, 46, 39–46.
- von Zahn, U., und J. Höffner (1996), Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 141–144.
- von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska, und M. Alpers (1996), The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide ?, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 3231–3234.
- von Zahn, U., G. von Cossart, J. Fiedler, K. H. Fricke, G. Nelke, G. Baumgarten, D. Rees, A. Hauchecorne, und K. Adolfsen (2000), The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: objectives, configuration, and performance, Ann. Geophys., 18, 815–833.
- Walling, J. (1987), Tunable paramagnetic-ion solid-state lasers, in *Topics in Applied Physics: Tunable Lasers*, Springer Verlag.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben.

Kühlungsborn, den 8. Februar 2006

Poles Kellef

Danksagung

Vielen Dank Josef für Deine Hilfe jederzeit und für die Geduld mir alles zu erklären!!

Ganz viel Dank auch an:

Cord, Florian, Irina, Jens, Martin, Michael, Micha, Monika und Torsten

Ein herzliches Dankeschön an die Werkstatt, die Rechentechnik und vor allem an die Verwaltung!!

Vielen Dank an Professor Lübken, der mir die Arbeit am IAP erst möglich gemacht hat!