

Charakterisierung eines bistatischen Rayleigh- und Raman-Lidars zur Bestimmung von höhenaufgelösten Wasserdampfprofilen

F. Seitz

IAPG / FESG No. 10

Institut für Astronomische und Physikalische Geodäsie Forschungseinrichtung Satellitengeodäsie

München 2000

Technische Universität München



Institut für Astronomische und Physikalische Geodäsie

Charakterisierung eines bistatischen Rayleigh- und Raman-Lidars zur Bestimmung von höhenaufgelösten Wasserdampfprofilen

Diplomarbeit

Florian Seitz

Betreuer: Privatdozent Dr.-Ing. habil. Ulrich Schreiber

Abgabe: August 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Hin	tergru	nd und Zielsetzung der Arbeit	3
2	Der	Einflu	ıß der Erdatmosphäre auf die Laserentfernungsmessung	5
	2.1	Die E	ntfernungsmessung zu künstlichen Erdsatelliten	5
	2.2	Die P	roblemstellung	7
	2.3	Sondie	erung der Erdatmosphäre durch den Einsatz eines Lidarsystems	11
3	Die	Erdat	mosphäre	13
	3.1	Zusan	nmensetzung und allgemeiner Aufbau	13
		3.1.1	Bestandteile der Atmosphäre	13
		3.1.2	Schalenaufbau	14
	3.2		Verlauf von Temperatur, Luftdruck und Wasserdampfgehalt in der sphäre	16
	3.3	Lichta	usbreitung in der Atmosphäre	18
4	Tec	hnisch	e Beschreibung des Lidarsystems	21
	4.1	Der L	aser	21
		4.1.1	Grundlagen der Lasertechnik	21
		4.1.2	Der verwendete Nd:YAG-Laser	25
	4.2	Das b	iaxiale Teleskop	29
		4.2.1	Der Sendezweig	29
		4.2.2	Die Empfangsoptik	30
	4.3	Der P	hotodetektor RCA C31034A PMT	33
	4.4	Daten	aufzeichnung und Systemrechner	37

5	\mathbf{Ra}	yleigh-	und Raman-Lidar	39
	5.1	Atmos	sphärische Wechselwirkungen	39
	5.2	Streuu	ingstheorien elektromagnetischer Wellen	40
		5.2.1	Die Theorie von Mie	41
		5.2.2	Die Theorie von Rayleigh	46
		5.2.3	Die Transmission der Erdatmosphäre	48
		5.2.4	Der Ramaneffekt	49
	5.3	Komb	ination von Rayleigh- und Ramanbeobachtungen	53
	5.4	Die Li	$\operatorname{dargleichung}$	54
	5.5	Detekt	tion der Ramanrückstreusignale	56
	5.6	Einflu	ß der Geometrie des Lidarsystems auf das Signal	57
		5.6.1	Begriffe	57
		5.6.2	Der Überlappungsfaktor	60
		5.6.3	Der geometrische Formfaktor	62
		5.6.4	Geometrische Kompression	66
		5.6.5	Seitwärts eingestreutes Licht	67
		5.6.6	Das Lidarsignal unter Berücksichtigung der Systemgeometrie	68
6	Beo	bachtı	ıngen und Meßergebnisse	70
	6.1	Abstir	nmung des Lidarsystems	71
		6.1.1	Einbau der variablen Feldblende	71
		6.1.2	Die Versorgungsspannung des Photodetektors	72
	6.2	Unters	suchungen zur Systemgeometrie	74
		6.2.1	Die Messung vom 28.2.2000	75
		6.2.2	Anpassungsrechnung zur Ermittlung der Systemunbekannten	77
	6.3	Unters	suchungen zur Mie-Extinktion	79
	6.4	Die Ro	eichweite des Lidarsystems	85
7	Zus	ammei	nfassung der Ergebnisse	90
8	Anl	nang: (Quellcodes der erstellten Matlab-Programme	92

Kapitel 1

Hintergrund und Zielsetzung der Arbeit

Die Fundamentalstation für Geodäsie und Geodynamik in Wettzell ist eine von weltweit etwa 30 Stationen, auf denen mit Hilfe modernster Technik Messungen mit dem Ziel durchgeführt werden, die Form der Erde, die Gestalt ihres Schwerefeldes und ihre Orientierung im Raum zu ermitteln. Die Erforschung dieser drei Bereiche ist nach Heinrich Bruns [4] die klassische Aufgabe der höheren Geodäsie und dient der Realisierung und Laufendhaltung geodätischer Refenzsysteme. Dabei gelangen heutzutage insbesondere die geodätischen Raumverfahren SLR/LLR (Satellite/Lunar Laser Ranging), VLBI (Very Long Baseline Interferometry) und die Satellitennavigationssysteme GPS und Glonass zum Einsatz.

Während bei VLBI als passivem Verfahren die Signale extraterrestrischer Strahlungsquellen empfangen werden, um die Orientierung der Erde im Raum zu beschreiben, ist das Ziel der übrigen Verfahren die möglichst genaue Bestimmung der Entfernung zwischen einem Satelliten und einem am Erdboden stationierten Empfänger. Bei GPS/Glonass werden Radiowellen genutzt, die zuvor von einem Satelliten abgestrahlt wurden. Im Gegensatz zu diesem Einweg-Verfahren, wird bei SLR ein von einer Bodenstation ausgesandter Laserpuls am Satelliten reflektiert und von einem Photodetektor auf der Station registriert. Aus den in eine Entfernung umgerechneten Laufzeiten der Signale lassen sich bei Kenntnis der Satellitenbahn Koordinaten am Erdboden bestimmen. Umgekehrt können über die Koordinaten bekannter Stationen die Bahnephemeriden des Flugkörpers berechnet werden. Da sowohl GPS- wie auch Glonass-Satelliten aufgrund ihrer Retroreflektoren für die Laserentfernungsmessung genutzt werden können, läßt sich der Abstand zwischen diesen Satelliten und einer Bodenstation, auf der sowohl ein Mikrowellenempfänger als auch ein SLR-System parallel betrieben werden, auf zweierlei Wegen bestimmen.

Untersuchungen zeigten in der Vergangenheit eine reproduzierbare Differenz von ca. 4 cm in der Entfernungsmessung beider Verfahren [33]. Die Ursache für die Diskrepanz ist bisher nicht bekannt. Neben möglicherweise vorhandenen Unsicherheiten in der Bestimmung der Phasenzentren der Mikrowellensysteme und in der Reduzierung der mit SLR gemessenen Entfernung auf das Massenzentrum des Satelliten kommen auch Systematiken in der Modellierung der Wellenausbreitung in der Erdatmosphäre in Frage.

In der Atmosphäre, die vom Lichtstrahl auf seinem Weg zum Satelliten und zurück zwei-

mal durchlaufen werden muß, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit gegenüber der Vakuumlichtgeschwindigkeit reduziert. Durch Modelle, wie sie zum Beispiel von Marini und Murray formuliert wurden, wird die Propagation des Lichts in der Atmosphäre beschrieben [31]. Da allerdings mehrere Messungen die Vermutung nahelegen, daß die Modelle die atmosphärischen Gegebenheiten nicht in ihrer ganzen Komplexität wiedergeben können, sind weitergehende Untersuchungen zur Lichtausbreitung in der Atmosphäre durchgeführt worden. Temperatur, Luftdruck und Wasserdampfgehalt beeinflussen die Propagationsgeschwindigkeit des Lichts. Einfache Modellannahmen liefern den Konzentrationsverlauf dieser Parameter in der Toposphäre in Abhängigkeit von der Höhe. Aufgrund der Ergebnisse vorangegangener Arbeiten ist ein eingehender Vergleich der über Modelle prognostizierten Wasserdampfprofile mit realen Meßergebnissen durchzuführen. Die einzige Möglichkeit, höhenaufgelöste Profile vom Boden aus erstellten zu können, ist der Einsatz eines Lidarsystems. Dabei wird von einer Bodenstation Laserlicht in die Atmosphäre eingestrahlt und der von in der Luft enthaltenen Wasserpartikeln reflektierte Anteil beobachtet. Aus der Intensität der auf der Station mit Hilfe eines Photodetektors registrierten Rückstreuung können Rückschlüsse auf den Wasserdampfgehalt gezogen werden. Die Laufzeit, die das Licht zwischen Aussendung und Empfang benötigt, liefert die Höheninformation.

Im Gegensatz zu zwei Vorgängerarbeiten zum Thema Lidar wurde die Atmosphärensondierung mit einem neuen Konzept durchgeführt, das erst im Laufe dieser Arbeit entstand. Unterschiede gegenüber [1] und [20] bestehen vor allem im verwendeten Teleskopsystem und im Photodetektor. Während bisherige Untersuchungen mit einem monostatischen Aufbau vorgenommen wurden, kam diesmal ein bistatisches System zum Einsatz. Der Vorteil liegt in der höheren Signalintensität im Fernfeld. Da der Lichtstrahl aufgrund der Systemgeometrie erst später in das Gesichtsfeld des Teleskops eintritt und somit eine Übersättigung des Detektors im Nahfeld vermieden wird, kann ein empfindlicherer Lichtempfänger verwendet werden. Dadurch wird die Reichweite des Systems deutlich gesteigert, da auch die schwachen Rückstreusignale aus dem Fernfeld noch aufgezeichnet werden können. Ein weiterer Unterschied liegt in der Verwendung eines Photomultipliers im Gegensatz zu einer Lawinenphotodiode. Der benutzte lineare Empfänger erlaubt die Aufzeichnung kontinuierlicher Rückstreuverläufe für große Entfernungsbereiche. Die Lawinendiode konnte lediglich zum Empfang einzelner Photonen genutzt werden, womit sich pro Laserpuls nur ein einziges Rückstreuereignis detektieren ließ. Daher erlaubt der Photomultiplier eine erheblich größere Signaldynamik als die Diode.

Mit diesen verbesserten Voraussetzungen sollen aus der Beobachtung von Rayleigh- und Ramanrückstreusignalen die Systemeigenschaften kalibriert und Wasserdampfprofile abgeleitet werden. Die Rayleighmessungen dienen aufgrund ihres erheblich besseren Signal-/Rausch-Verhältnisses der Systemcharakterisierung. Dazu gehört insbesondere die Überprüfung der Systemgeometrie und die Abstimmung des Systems bezüglich Detektorempfindlichkeit und Störsignalen. Die Resultate der Rayleighbeobachtungen werden in die Auswertung der Ramansignale übernommen und schließlich die höhenaufgelösten Wasserdampfprofile erstellt [22].

Kapitel 2

Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Laserentfernungsmessung

Die Entfernungsmessung zu künstlichen Erdsatelli-2.1ten

SLR ist ein aktives Verfahren, bei dem mit Hilfe von ausgesandten Laserpulsen die Entfernung zwischen mit Retroreflektoren ausgestatteten Satelliten und Bodenstationen bestimmt wird. Diese Raumflugkörper bewegen sich auf nahezu elliptischen Bahnen um das Massenzentrum der Erde. Aus den Abweichungen der Bahnkurve von der Ellipsenform lassen sich besonders bei niedrigfliegenden Satelliten Rückschlüsse auf Erdfigur und Schwerefeld ziehen. Bahnanalysen hochfliegender Satelliten ermöglichen außerdem die Ermittlung von Erdrotationsparametern und Driftbewegungen der Bodenstationen. SLR arbeitet nach dem Prinzip des räumlichen Vorwärtsschnittes, wobei die Position des Satelliten aus Entfernungsmessungen verschiedener Bodenstationen ermittelt wird (Abbildung 2.1). Dabei ist der aktuelle Satellitenort umso besser bestimmt, je genauer die einzelnen Entfernungen angegeben werden können. Zur Ermittlung des Abstandes von der Station zum Satelliten wird bei SLR die Laufzeit eines kurzen Laserpulses gemessen, der von der Station abgestrahlt, vom Satelliten mit Hilfe spezieller Retroreflektoren zurückgeworfen und schließlich wieder am Erdboden empfangen wird. Aus dem Zeitunterschied zwischen Aussendung und Detektion kann die Länge des durchlaufenen Lichtweges berechnet werden. Ohne Berücksichtigung der Erdatmosphäre gilt für die einfache Entfernung zwischen Station und Satellit genähert folgende Beziehung:

$$R = \frac{1}{2} \cdot c_0 t \tag{2.1}$$

dabei sind

 $R \ in \ [km]$: die zu bestimmende Entfernung $c_0 = 2,9979 \cdot 10^8 \frac{m}{s^2}$: die Vakuumlichtgeschwindigkeit t in [s] : die Pulslaufzeit.

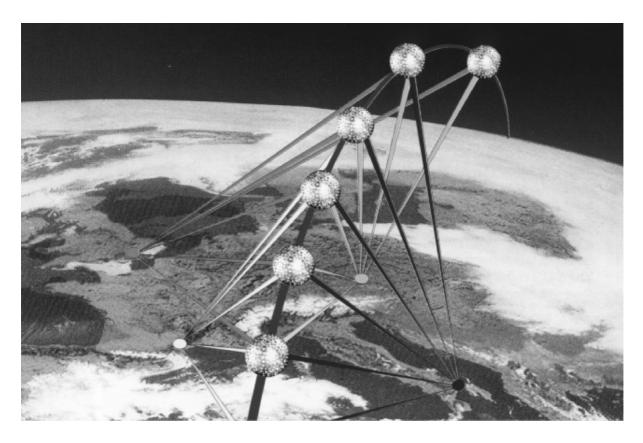


Abbildung 2.1: Prinzip des räumlichen Vorwärtsschnittes zur Bestimmung der Satellitenbahn [10]

Weil sich die tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts bei dem Weg durch die Atmosphäre aber leicht von der Vakuumlichtgeschwindigkeit unterscheidet, und außerdem die Lichtpulse aufgrund der Refraktion nicht der geradlinigen Verbindung zwischen der Station und dem Satelliten folgen, ergeben sich bei der bloßen Anwendung dieser Formel in der Realität Abweichungen, die insbesondere bei flachen Visuren mehrere Meter betragen. Verantwortlich für die Entstehung dieser Laufzeitverzögerung ist die Zusammensetzung der Erdatmosphäre, die vom Lichtpuls auf seinem Weg zum Satelliten und zurück zweimal durchlaufen werden muß.

Da die höhenaufgelöste Feststellung des aktuellen Zustands der Atmosphäre nur unter großem Aufwand zum Beispiel mit Hilfe von Sondenaufstiegen oder durch flugzeuggetragene Systeme möglich ist, ergibt sich die Notwendigkeit der Modellierung atmosphärischer Gegebenheiten. Im operationellen SLR-Betrieb wird das Atmosphärenmodell von *Marini* und *Murray* verwendet, nach dem die gemessene Laufzeit in eine Entfernung umgerechnet und um die die Refraktion korrigiert wird. Die interne Genauigkeit des Modells wird für Zenitdistanzen kleiner 70° mit besser als 1 cm angegeben [19]. Abweichungen der meteorologischen Parameter von den Modellannahmen bezüglich der Atmosphäre liegen im Genauigkeitsbereich von SLR-Systemen [32].

Der Einfluß der Erdatmosphäre wird durch den Brechungsindex n(H) beschrieben. Dessen höhenabhängiger Verlauf wird dadurch abgeschätzt, daß für die Profile von Temperatur

T(H), Luftdruck p(H) und Wasserdampfgehalt e(H) Modelle herangezogen werden, die als Anfangswerte Bodenmessungen dieser drei Parameter verwenden. Die Bodenwerte sollen mit T_0 , p_0 und e_0 bezeichnet werden. Aufgrund der Dispersivität der Atmosphäre ist die Propagationsgeschwindigkeit zusätzlich abhängig von der Wellenlänge des ausgesandten Lichtpulses.

Es ergibt sich also für zwei simultan ausgesandte Wellen unterschiedlicher Frequenz ein Laufzeitunterschied, der aufgrund des unterschiedlichen Brechungsindex für jede dieser Wellen zustande kommt. Die Genauigkeit des Atmosphärenmodells kann überprüft werden, indem der tatsächlich registrierte Laufzeitunterschied bei einer Testmessung mit dem durch das Modell vorhergesagten Wert verglichen wird.

2.2 Die Problemstellung

Aus simultanen Laserentfernungsmessungen zum selben Zielobjekt unter Verwendung unterschiedlicher Wellenlängen kann aufgrund der Dispersion in der Atmosphäre ein Laufzeitunterschied der beiden Lichtwellen festgestellt werden [31]. Es ist jedoch nicht ohne weiteres möglich, die Entfernungskorrektur für jede Wellenlänge als Absolutwert anzugeben, da Laufzeitverzögerung und Strahlkrümmung unbekannt sind. Die Situation ist in Abbildung 2.2 veranschaulicht. Dabei bezeichnet $\Delta(\Delta R)$ den aus der beobachteten Laufzeitdifferenz gerechneten Entfernungsunterschied. Die eigentlich gesuchten Größen sind jedoch $\Delta R_{1024\,nm}$ und $\Delta R_{532\,nm}$, welche die Entfernungskorrektur für die jeweilige Wellenlänge angeben. R steht für die wahre Entfernung von der Bodenstation zum Satelliten. Mit dem Modell von Marini und Murray wird die Verzögerung der Lichtwellen korrigiert.

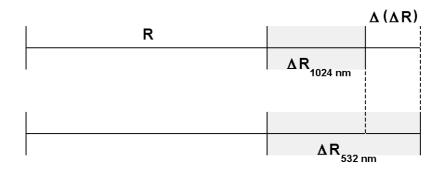


Abbildung 2.2: Prinzip der Entfernungskorrektur für Laserpulse unterschiedlicher Wellenlängen

Als Eingangsparameter dienen die Wellenlänge sowie die Bodenwerte für Temperatur, Luftdruck und Wasserdampfgehalt. Als Ergebnis wird eine Entfernungskorrektur ΔR_{MM} erhalten, die an die über Gleichung (2.1) erhaltene Distanz anzubringen ist. Für sie gilt:

$$\Delta R_{MM} = \frac{f(\lambda)}{f(\varphi, H)} \cdot \frac{A + B}{\sin \alpha + \frac{B/(A+B)}{\sin \alpha + 0.01}}$$
(2.2)

mit

 $0,002357 \cdot p_0 + 0,000141 \cdot e_0$: $0,002001 \quad p_0 + 0,000111 \quad c_0$: $1,084 \cdot 10^{-8} \cdot p_0 T_0 K + 4,734 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{p_0}{T_0} \cdot \frac{2}{3-1/K}$: $1,163 - 0,00968 \cos 2\Phi - 0,00104 \cdot T_0 + 0,00001435 \cdot p_0$: $0,965 + \frac{0,0164}{\lambda^2} + \frac{0,000228}{\lambda^4}$: $1 - 0,0026 \cos 2\Phi - 0,00031 \cdot H$ $f(\lambda)$:

 $f(\Phi, H)$

Elevation.

Berchnet man die Entfernungskorrektur in Abhängigkeit der Elevation für Licht der Wellenlängen λ =532 nm und λ =1064 nm auf diese Weise, ergeben sich die Kurven, die in Abbildung 2.3 dargestellt sind. Deutlich erkennbar wird das grüne Licht stärker von der

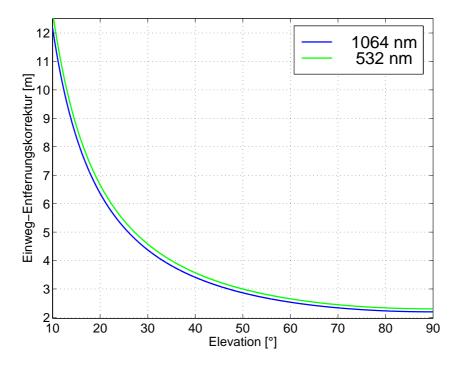


Abbildung 2.3: Entfernungskorrekturen $\Delta R_{1024\,nm}$ und $\Delta R_{532\,nm}$, berechnet über das Modell von Marini und Murray

Atmosphäre beeinflußt als das infrarote. Bei geringer Elevation, also langem Lichtweg durch die Atmosphäre, erreicht die Korrektur Werte von über 12 m für die einfache Distanz. Bildet man die Differnz der beiden Kurven, so ergibt sich der durch die Dispersion der Erdatmosphäre verursachte Wegunterschied $\Delta(\Delta R)$ ebenfalls in Abhängigkeit der Elevation (Abbildung 2.4). Eine Differenz der Einweg-Entfernungskorrekturen von 0,2 m für eine Elevation von 30° entspricht etwa 0,66 ns für die einfache Strecke. Bei einer Messung der Pulslaufzeit über Hin- und Rückweg kommt das grüne Licht also 1,33 ns später zur Bodenstation zurück als das infrarote.

Zwischen den Größen $\Delta R_{1024 nm}$ bzw. $\Delta R_{532 nm}$ und der Differenz ihrer Werte $\Delta(\Delta R)$

besteht der folgende Zusammenhang:

$$\Delta(\Delta R) = \Delta R_{532\,nm} - \Delta R_{1024\,nm} \tag{2.3}$$

$$\Delta(\Delta R) = \frac{\Delta R_{532 \, nm}}{22,2381} = \frac{\Delta R_{1024 \, nm}}{21,2381} \tag{2.4}$$

Das Modell von Marini und Murray liefert also ein konstantes Verhältnis der Entfernungsdifferenz beider Wellenlängen zu ihren jeweiligen Absolutbeträgen. Aus Gleichung (2.4) ist zu folgern, daß die Differenzen der Entfernungskorrekturen um ein Vielfaches genauer gemessen werden müssen als die Entfernung selbst [31]. Für eine Auflösung der Streckenmessung von einem Millimeter wäre $\Delta(\Delta R)$ auf mindestens 50 μm genau zu bestimmen. Diese meßtechnisch unvorteilhafte Situation hat bislang keine praktische Bedeutung.

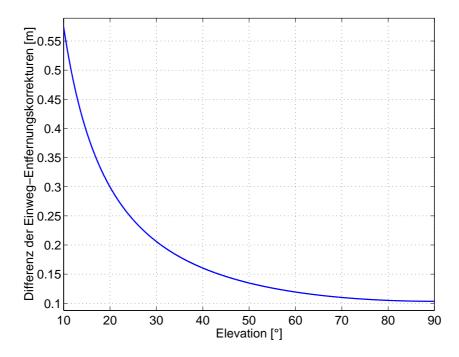


Abbildung 2.4: Differenz der theoretischen Entfernungskorrekturen $\Delta(\Delta R)$

Die Größe $\Delta(\Delta R)$ kann nun mit einer Meßreihe verglichen werden. Auf der Fundamentalstation Wettzell wurde auf experimentellem Weg die Übereinstimmung von Zweifarbenmessungen mit dem Modell von Marini und Murray untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß der beobachtete Laufzeitunterschied nicht genau mit dem über das angesprochene Modell prädizierten Wert übereinstimmt ([18], [26], [27]). Eine graphische Darstellung gibt Abbildung 2.5. Zugrundegelegt wurde eine simultane SLR-Messung mit grünem und infrarotem Licht. In der Abbildung bezeichnet die Differenz zwischen den beiden durchgezogenen Linien für 532 nm und 1064 nm den relativen Laufzeitunterschied beider Lichtpulse für Hin- und Rückweg, wobei die Kurve für 532 nm als Referenz dient. In Abhängigkeit der Elevation kommt die infrarote Lichtwelle zwischen 0,5 und 1,2 ns

eher auf der Station an als die grüne. Ein Laufzeitunterschied von 1 ns bedeutet etwa 15 cm Differenz der daraus mit Formel (2.1) berechneten einfachen Entfernung. Die dünne, gestrichelte Linie kennzeichnet die über das Atmosphärenmodell theoretisch bestimmte Differenz. Der Unterschied zwischen Modell und Meßergebnis beträgt immerhin ungefähr 0,1 ns, was 1,5 cm Abweichung der einfachen Distanz entspricht.

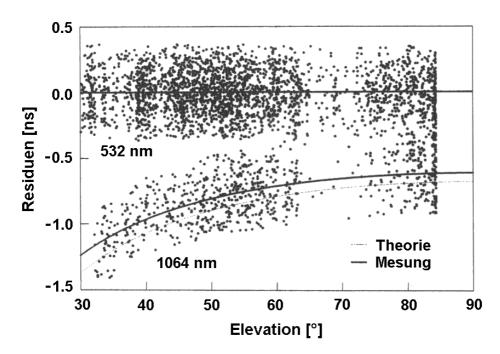


Abbildung 2.5: Ergebnis einer Zweifarbenmessung zum Satelliten Lageos 1: Tatsächlicher (durchgezogen) und prädizierter (gestrichelt) relativer Laufzeitunterschied zweier elektromagnetischer Wellen bei 532 nm und 1064 nm

Die Frage nach der Ursache dieser Abweichung ist nicht eindeutig beantwortet. Mehrere Möglichkeiten könnten Gründe für diese Unstimmigkeit liefern. Zum einen liegt die emittierte Wellenlänge von 532 nm in der Nähe der Absorptionslinie der Wassermoleküle. Daher könnte aufgrund anormaler Dispersion das Ergebnis auf diese Weise verfälscht werden. Zum anderen ist es nicht ausgeschlossen, daß der höhenaufgelöste Verlauf eines der atmosphärischen Paramter T(H), p(H) oder e(H) im Modell von Marini und Murray nicht mit ausreichender Genauigkeit aus den Bodenwerten abgeleitet, und somit die Abweichung durch eine ungenügende Modellierung der Erdatmosphäre verursacht wird. Im Rahmen einer Diplomarbeit, die ebenfalls in Wettzell durchgeführt worden ist, sollte eine Ermittlung der Korrelationen zwischen den Abweichungen der theoretischen von den gemessenen Laufzeitdifferenzen und den Bodenwerten der drei genannten Atmosphärenparameter die Ursache der leichten Unstimmigkeit eingrenzen [18]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Die Zahlenwerte geben keinen eindeutigen Hinweis auf vorhandene Abhängigkeiten. Insbesondere die Vermutung, daß der Verlauf des Luftdrucks p(H) durch die verwendete barometrische Höhenformel nicht ausreichend modelliert sein könnte, bestätigte sich nicht. Jedoch treten für den Wasserdampfgehalt längere Abschnitte auf, in denen die gegen die Zeit aufgetragenen Kurven der berechneten Abweichung und

Parameter	Korrelationsfaktor	
Temperatur	0,3	
Luftdruck	0,3	
Wasserdampfgehalt	$0,\!5$	

Tabelle 2.1: Korrelationen zwischen den Abweichungen der theoretischen von den gemessenen Laufzeitdifferenzen und meteorologischen Bodenwerten

des Bodenwasserdampfgehaltes p_0 ein ähnliches Verhalten zeigen. Aufgrund der höchsten Korrelation für diesen Parameter könnte der höhenabhängige Verlauf des Wasserdampfgehaltes einen größeren Einfluß haben als das Modell von Marini und Murray berücksichtigt.

2.3 Sondierung der Erdatmosphäre durch den Einsatz eines Lidarsystems

Höhenaufgelöste Informationen über den Wasserdampfgehalt der Erdatmosphäre erhält man durch verschiedene Verfahren. Eine Möglichkeit sind die bereits vorher angesprochenen Sondenaufstiege. Dadurch lassen sich jedoch keine zeitlich ausreichend aufgelösten Profile erstellen, da sich während dem mehrere Stunden dauernden Aufstieg die Zusammensetzung der Atmosphäre verändern kann. Messungen von einem Flugzeug aus kommen aufgrund der hohen Kosten und des damit verbundenen Aufwands für den operationellen Einsatz nicht in Frage. Alternativ zu diesen Verfahren werden heutzutage sogenannte Wasserdampfradiometer eingesetzt, die allerdings den Nachteil besitzen, daß sich aus ihren Daten keine Höheninformation ableiten läßt. Durch das Instrument wird der aufintegrierte Wasserdampfgehalt in verschiedenen Raumrichtungen bestimmt und daraus eine Zenitkorrektur für die Laserentfernungsmessung errechnet. Die einzige Möglichkeit höhenaufgelöste Wasserdampfprofile über mehrere Kilometer Höhe gleichzeitig zu erstellen, bietet das Lidar-Verfahren. Das Akronym Lidar steht für engl.: Light Detection and Ranging (Lichtregistrierung und -entfernungsmessung). Ein Lidar ist ein aktives bodengebundenes Fernerkundungssystem, mit dem kurze Lichtpulse in die Erdatmosphäre eingestrahlt werden. An in der Luft enthaltenen Partikeln wird Licht gestreut und zum Boden zurückgeworfen (Abbildung 2.6). Dabei haben verschiedene atmosphärische Bestandteile charakteristische Rückstreueigenschaften, die eine spätere Identifikation des jeweils streuenden Teilchens aus den gesammelten Meßdaten ermöglichen. Durch ein Teleskop wird das zurückgestreute Licht aufgenommen und von einem Photoempfänger detektiert. Die Laufzeit der einzelnen Lichtteilchen wird zwischen Aussendung und Registrierung gestoppt und daraus die Entfernung des streuenden Atmosphärenpartikels berechnet. Uber die Umrechnung der Entfernung mit der Elevation gewinnt man die Höheninformation. Da die Wassermoleküle ein Rückstreuverhalten aufweisen, mit dem sie von anderen Bestandteilen der Erdatmosphäre zu unterscheiden sind, ist es möglich, den Wasserdampfgehalt höhenaufgelöst zu ermitteln.

Auf der Fundamentalstation Wettzell sollte ein derartiges System aufgebaut und seine

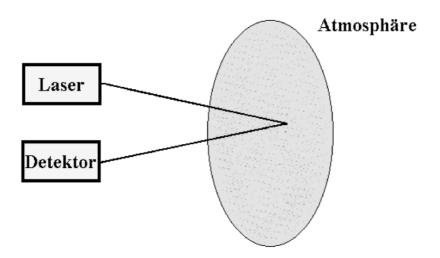


Abbildung 2.6: Das Lidarprinzip

Eigenschaften untersucht werden. Dabei wurden sowohl Rayleigh- als auch Ramanrückstreusignale aufgezeichnet. Die Verfahren unterscheiden sich in der Wellenlänge des zurückgestreuten Lichts. Während der überwiegende Teil des abgestrahlten Lichts von den Atmosphärenpartikeln elastisch auf derselben Frequenz wie das ursprünglich ausgesandte Licht zurückgeworfen wird (Rayleighrückstreuung), kommt es in anderen Fällen bei Wechselwirkungen des Lichts mit der Luft zu einer Wellenlängenverschiebung aufgrund eines Energieübertrags und somit zu einer inelastischen Rückstreuung auf einer anderen Frequenz (Ramanrückstreuung). Die Frequenzverschiebung wird als Ramaneffekt bezeichnet. Unterschiedliche Streuungstheorien, die im Folgenden eingehend diskutiert werden sollen, beschreiben die Vorgänge der elastischen und inelastischen Rückstrahlung. Je nach untersuchter Wellenlänge spricht man von einem Rayleigh- oder Raman-Lidar. Die Ramansignale sind dabei erheblich schwächer als die Rückstrahlung bei elastischer Streuung. Im Rahmen der Experimente soll die Intensität der elastischen Rückstreuung und zweier verschiedener ramanverschobener Frequenzen beobachtet werden, die mit 607 und 660 nm im roten Spektralbereich liegen.

Ziel dieser Diplomarbeit ist die technische Beschreibung der Anlage sowie die quantitative Erfassung deren geometrischer Eigenschaften und die Darstellung der atmosphärischen Wechselwirkungen, die zu charakteristischen Rückstreuverläufen führen.

Kapitel 3

Die Erdatmosphäre

3.1 Zusammensetzung und allgemeiner Aufbau

Die Existenz einer Atmosphäre verdankt die Erde ihrer Gravitationskraft. Durch sie werden Luftmoleküle, die sich sonst in den Weltraum verflüchtigen würden, an der Erde festgehalten. Bei der Laserentfernungsmessung nach künstlichen Erdumlaufsatelliten und zum Mond müssen die Lichtwellen die Atmosphäre bis zur Flughöhe des jeweiligen Objekts auf Hin- und Rückweg zweimal durchlaufen. Daher sind nachfolgend einige Grundzüge ihrer Zusammensetzung und ihrer Eigenschaften erläutert.

3.1.1 Bestandteile der Atmosphäre

Für meteorologisch-optische Untersuchungen, wie sie im Zuge dieser Arbeit durchgeführt werden sollen, ist es zweckmäßig, zwei Gruppen von atmosphärischen Luftteilchen zu unterscheiden [7]: Zum einen besteht die Gashülle der Erde aus einer Vielzahl unterschiedlicher Moleküle, die in Tabelle 3.1 zusammengestellt sind. Zum anderen befinden sich ständig übermolekulare Schwebeteilchen, die auch als Aerosole bezeichnet werden, in der Erdatmosphäre. Zu dieser Gruppe gehören alle größeren festen oder flüssigen Teilchen wie zum Beispiel Staub, Rauch, Kristalle oder Tröpfchen. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß ihr Durchmesser größer ist als die verwendete Wellenlänge des Lidarsystems, was ihre Streueigenschaften in starkem Maße beeinflußt. Der Aerosolgehalt ist in der sogenannten Grundschicht bis etwa 2 km Höhe am größten.

Den in der Tabelle fehlenden Anteil bilden Stickstoffdioxid, Xenon, Schwefeldioxid und geringe Anteile von Spurengasen wie beispielsweise Ozon. Gerade die in äußerst geringen Mengen vorkommenden Spurengase bestimmen jedoch die luftchemischen Eigenschaften und Vorgänge in der Erdatmosphäre in großem Umfang. Sie besitzen teilweise strahlungsemittierende und -absorbierende Eigenschaften, die nachhaltige Auswirkungen auf die vertikale Temperaturverteilung haben [14].

Bestandteil	chemische Formel	Volumenprozent
Stickstoff	N_2	78,084
Sauerstoff	O_2	20,958
Argon	Ar	0,934
Kohendioxid	CO_2	0,0314
Neon	Ne	0,0018
Helium	He	$0,\!00052$
Methan	CH_4	0,0002
Krypton	Kr	0,00011
Wasserstoff	H_2	0,00005

Tabelle 3.1: Die Zusammensetzung der Erdatmosphäre bis zur oberen Mesosphäre [9]

3.1.2 Schalenaufbau

Die in Tabelle 3.1 angegebenen Volumenanteile der atmosphärischen Gase sind relativ konstant. Dennoch ist die Erdatmosphäre keine homogene Einheit, sondern sie läßt sich aufgrund verschiedenster Eigenschaften in horizontale Schichten einteilen, die man sich wie Schalen um die Erde gelegt vorstellen kann. Eine Auswahl gebräuchlicher Einteilungen zeigt Abbildung 3.1.

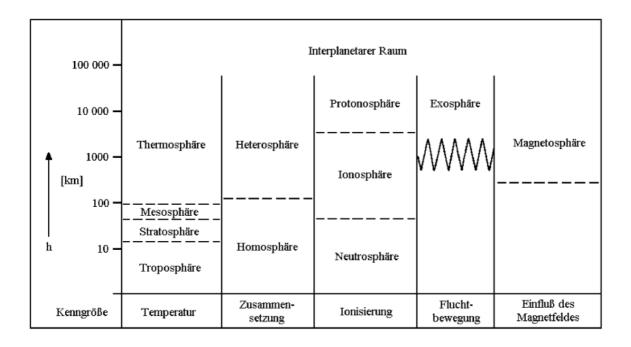


Abbildung 3.1: Gebräuchliche vertikale Gliederungen der Atmosphäre nach verschiedenen Eigenschaften [23]

Die am häufigsten benutzte Schichteinteilung ist diejenige nach der Temperatur. Deren nichlinearer Verlauf wird dadurch hervorgerufen, daß die Erdatmosphäre nicht für alle

Wellenlängen des solaren Spektrums in gleicher Weise durchlässig ist. Wäre dies der Fall, so ergäbe sich eine mit zunehmender Höhe monoton abfallende Temperaturkurve. Dieser Effekt entstünde als Folge der vertikalen Luftzirkulation. Die untersten Luftschichten werden von dem durch die Sonneneinstrahlung aufgeheizten Erdboden erwärmt. Steigen diese Luftpakete aufgrund ihrer geringeren Dichte nach oben, erhöht sich die Temperatur auch in größeren Höhen. Die absolute Temperaturzunahme ist dabei umso schwächer, je weiter die Luftschichten von der Erdoberfläche entfernt liegen.

Die reale Atmosphäre besitzt jedoch nicht für alle Wellenlängen die gleichen Transmissionseigenschaften, wie Abbildung 3.2 verdeutlicht. Die Darstellung zeigt, welche in der Atmosphäre vorkommenden Moleküle für die Abschwächung des Lichtes entsprechender Wellenlänge verantwortlich sind.

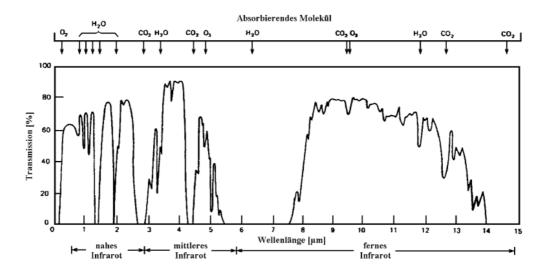


Abbildung 3.2: Transmission der Atmosphäre auf Meeresniveau [21]

Die Tatsache, daß nicht alle Wellenlängen der solaren Strahlung den Erdboden erreichen, sondern bereits in höheren Regionen der Atmosphäre von den dort vorherrschenden Molekülen und Spurenstoffen absorbiert werden, ergibt für den Temperaturverlauf in Abhängigkeit von der Höhe charakteristische Eigenschaften. In Abbildung 3.3 ist zu erkennen, daß die Temperatur bis in eine Höhe von etwa 10-12 km zunächst linear abnimmt. Oberhalb dieser Zone, die als Troposphäre bezeichnet wird, schließt sich ein in mittleren Breiten zunächst nahezu isothermer Bereich bis ungefähr 35 km Höhe an. Darüber beginnt die Temperatur wieder anzusteigen, bis in etwa 50 km Höhe der höchste Wert erreicht wird. Dort befindet sich die Stratosphäre, die nach oben hin von der Stratopause begrenzt wird. Das Temperaturmaximum in dieser Höhe wird ursächlich durch die Ozonschicht hervorgerufen, die den größten Teil der langwelligen solaren Ultraviolettstrahlung zwischen 200 und 300 nm absorbiert. Zwar befindet sich das Maximum der aboluten Ozonkonzentration in nur 23 km Höhe, jedoch genügt die relativ geringe Konzentration dieses Moleküls an der Obergrenze der Ozonschicht, um im Zusammenwirken mit der in dieser Höhe sehr hohen Strahlungsintensität das Temperaturmaximum zu verursachen. Es kommt zu einem exothermen Absorptionsprozeß, der die Wärme freisetzt, die für den Höhenabschnitt

charakteristisch ist. Aufgrund der Vertikalbewegung der Luftmassen wirkt er sich auch auf die darüber- und darunterliegenden Schichten aus. Das Spurengas Ozon trifft man nur in dieser Höhenstufe an, weil es in den tieferliegenden Schichten durch chemische Prozesse zerstört wird.

Die sich anschließende Mesosphäre ist wiederum durch einen Temperaturabfall gekennzeichnet, der bis in eine Höhe von 80 km anhält. Auffallend ist hier die starke Abhängigkeit von der sich mit den Jahreszeiten ändernden Sonneneinstrahlung. Darüberliegende Luftschichten sind dadurch charakterisiert, daß die Luftbestandteile größtenteils ionisiert sind. Hier werden noch kürzerwellige Anteile der solaren Strahlung absorbiert. Daher kommt es wieder zur Temperaturzunahme. Oberhalb dieses Bereichs, der Thermosphäre, endet die Atmosphäre und geht in den Weltraum über.

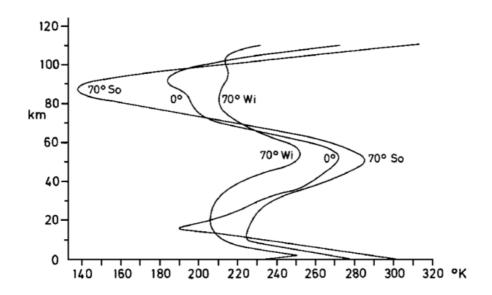


Abbildung 3.3: Mittlere vertikale Temperaturprofile in Abhängigkeit von Breite und Jahreszeit [23]

3.2 Der Verlauf von Temperatur, Luftdruck und Wasserdampfgehalt in der Troposphäre

Der für die Aufgabenstellung dieser Arbeit entscheidende Teil der Erdatmosphäre ist die Troposphäre. In dieser Zone spielt sich das Wettergeschehen ab. Während kältere Luft aufgrund höherer Dichte langsam absinkt, steigt die wärmere und somit leichtere Luft auf. Warme Luft hat zudem die Eigenschaft, mehr Wasser speichern zu können als kalte. Für die Auswertung von Lidarsignalen ist die Kenntnis der höhenaufgelösten Parameter Temperatur T(H), Luftdruck p(H) und Wasserdampfpartialdruck e(H) zumindest genähert notwendig. Die Profile der Parameter p(H) und e(H) sollen später mit Hilfe des

Raman-Lidars untersucht werden. Die nachfolgenden Gleichungen, die als Einstellwerte Bodenmessungen der drei Parameter benötigen, geben deren modellierten vertikalen Verlauf in der Atmosphäre wieder.

Der Temperaturgradient β kann in der Troposphäre als konstant angenommen werden. Diese Annahme resultiert aus dem parallelen Verlauf der in Abbildung 3.3 dargestellten Profile in diesem Höhenbereich. Die Temperatur in der Höhe H ist mit β =-6,5 K/km gegeben durch:

$$T(H) = T_0 + \beta \cdot dH, \tag{3.1}$$

wobei dH den Höhenunterschied zwischen Bodenpunkt und der Höhe H angibt [13].

Für den Luftdruck p(H) gilt nach der barometrischen Höhenformel:

$$p(H) = p_0 \left(\frac{T(H)}{T_0}\right)^{-\frac{M \cdot g(H)}{\beta \cdot R}}.$$
 (3.2)

Der Verlauf des Wasserdampfpartialdrucks e(H) ist gekennzeichnet duch

$$e(H) = e_0 \left(\frac{T(H)}{T_0}\right)^{-\frac{4M \cdot g(H)}{\beta \cdot R}}.$$
 (3.3)

Dabei bedeuten

 $\begin{array}{cccc} M=28,966 \frac{kg}{kmol} & : & die \ molare \ Masse \ von \ trockener \ Luft \\ R=8,31436 \frac{f}{K \cdot kmol} & : & die \ ideale \ Gaskonstante \\ g(H) \ in \left[\frac{m}{s^2}\right] & : & die \ Erdbeschleunigung. \end{array}$

Weil die Erdbeschleunigung aufgrund der Abplattung der Erde an den Polen breitenabhängig ist, kann man für sie keine globale Konstante verwenden. Selbstverständlich ändert sich die Schwere auch mit zunehmendem Abstand von der Erdoberfäche. Allerdings genügt es, im Rahmen der hier geforderten Genauigkeit anstelle der Schwere g die Normalschwere γ zu verwenden. γ ist eine Näherung der Erdbeschleunigung, die sich anstelle des Geoids auf ein Niveauellipsoid als Referenzfläche bezieht.

Für die Berechnung der Normalschwere auf dem GRS80-Ellipsoid in Abhängigkeit der Breite Φ gilt [28]:

$$\gamma_0 = \frac{a\gamma_e \cdot \sin^2 \Phi + b\gamma_p \cdot \sin^2 \Phi}{\sqrt{a^2 \cdot \cos^2 \Phi + b^2 \cdot \cos^2 \Phi}}$$
(3.4)

mit

 $a=6378137,0\,m$: große Halbachse des Referenzellipsoids $b=6356752,3\,m$: kleine Halbachse des Referenzellipsoids

 $\gamma_e=9,780326771\frac{m}{s^2}$: Normalschwere für $\Phi=0^\circ$ $\gamma_p=9,832186268\frac{m}{s^2}$: Normalschwere für $\Phi=90^\circ.$

Die Normalschwere in der Höhe H berechnet sich nach

$$\gamma(H) = \gamma_0 \cdot \left(1 - \frac{2}{a} \left(1 + f + m - 2f \cdot \sin^2 \Phi \right) H + \frac{3}{a^2} H^2 \right), \tag{3.5}$$

wobei

 $f = \frac{1}{298,257222} \quad : \quad \text{Abplattung des Ellipsoids} \\ m = 0,003449786 \quad : \quad \text{eine Konstante}.$

Für die Fundamentalstation Wettzell in 49° nördlicher Breite und 600 m Höhe, ergibt sich damit der Wert 9,8080 $\frac{m}{s^2}$.

Den Wasserdampfpartialdruck e_0 erhält man aus der relativen Luftfeuchtigkeit L_0 über die Beziehung

$$e_0 = L_0 \cdot E', \tag{3.6}$$

wobei E' als Sättigungsdampfdruck bezeichnet wird. Dieser läßt sich folgendermaßen berechnen [15]:

$$logE' = \frac{a \cdot T'}{b + T'} + c \tag{3.7}$$

Darin bedeuten

 $T'[^{\circ}C]$: die gemessene Feuchttemperatur c=0,7857 : eine Konstante

	a	b
über Wasser	7,5	237,3
über Eis	9,5	265,5

Falls die Feuchttemperatur nicht verfügbar ist, kann auch die Trockentemperatur eingesetzt werden. Da die Differenz dieser beiden Temperaturen nur im Bereich weniger °C liegt, bleibt der Fehler, der dadurch entsteht, weit unterhalb der hier geforderten Genauigkeit. Abbildung 3.4 zeigt Profilverläufe der drei Eingangsparameter, wie sie durch die oben genannten Modelle beschrieben werden. Die theoretischen Profile wurden mit den Ergebnissen eines Radiosondenaufstiegs verglichen [35]. Am Meßtag wurden als Bodenwerte T_0 =16 °C, p_0 =975 mbar und e_0 =15,7 mbar, was einer relativen Luftfeuchtigkeit von 86% entspricht, abgelesen. Insbesondere der Verlauf des Luftdrucks kann demnach durch die Modelle sehr genau beschrieben werden. Die größten Abweichungen zwischen der theoretischen Kurve und dem Verlauf der Meßwerte ergeben sich für den Wasserdampfpartialdruck.

3.3 Lichtausbreitung in der Atmosphäre

Von zentraler Bedeutung für die Propagation der Lichtstrahlen ist der aktuelle Zustand der Erdatmosphäre. Ihre Zusammensetzung beeinflußt Bahn und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lichtwellen in hohem Maße. Die Bahnkrümmung, die auch als Refraktion

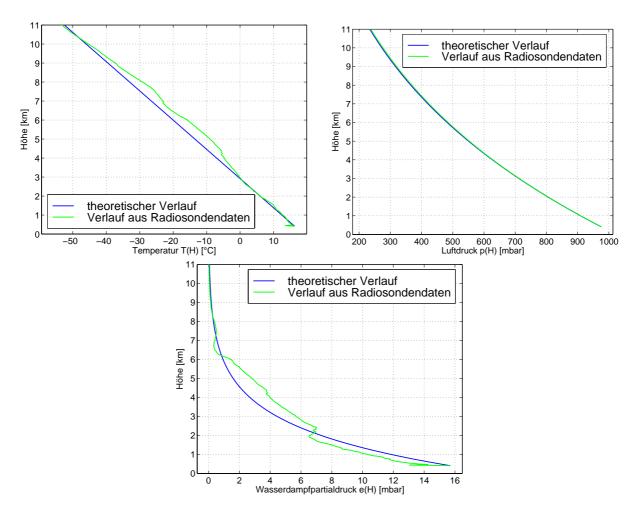


Abbildung 3.4: Vergleich zwischen dem modellierten Verlauf von Temperatur, Luftdruck und Wasserdampfpartialdruck und einer Radiosondenmessung bis zu einer Höhe von 11 km

bezeichnet wird, und die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts sind durch den Brechungsindex n charakterisiert. Beide Effekte führen bei Nichtbeachtung zu verfälschten Resultaten bei der Entfernungsberechnung aus Pulslaufzeiten.

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in einem homogenen Medium mit dem Brechungsindex n gilt

$$c = \frac{c_0}{n}. (3.8)$$

Da die Propagation der Laserpulse in der Atmosphäre einer Ausbreitung von Wellenpaketen entspricht, ist neben der Phasengeschwindigkeit c_L für monochromatisches Licht auch die Gruppengeschwindigkeit c_{Gr} zu ermitteln, da mit dieser der eigentliche Energietransport vonstatten geht [26]. Für beide Geschwindigkeiten gilt

$$c_L = \frac{c_0}{n_L} \tag{3.9}$$

$$c_{Gr} = \frac{c_0}{n_{Gr}} \tag{3.10}$$

mit

 $egin{array}{lll} n_L &: & Phasenbrechungsindex \ n_{Gr} &: & Gruppenbrechungsindex. \end{array}$

Der Phasenbrechungsindex für monochromatisches Licht n_L^0 beträgt bezogen auf eine Normalatmosphäre mit trockener Luft (T_0 =0 °C, p_0 =1013 mbar und e_0 =0 mbar) [2]

$$(n_L^0 - 1) \cdot 10^7 = 2876, 04 + \frac{16,288}{\lambda^2 [\mu m]} + \frac{0,136}{\lambda^4 [\mu m]}.$$
 (3.11)

Der Gruppenbrechungsindex n_{Gr}^0 folgt aus dem Phasenbrechungsindex über die Gleichung von Rayleigh [30]:

$$n_{Gr} = n_L^0 - \lambda \frac{dn_L^0}{d\lambda}. (3.12)$$

Für ihn gilt unter Verwendung der Gleichung (3.11)

$$(n_{Gr}^0 - 1) \cdot 10^7 = 2876,04 + 3 \cdot \frac{16,288}{\lambda^2 [\mu m]} + 5 \cdot \frac{0,136}{\lambda^4 [\mu m]}.$$
 (3.13)

 n_{Gr}^0 ist in dieser Form also der herrschende Gruppenbrechungsindex einer homogenen Atmosphäre mit der Temperatur T_0 , dem Luftdruck p_0 und dem Wasserdampfpartialdruck e_0 . Zur Umrechnung des Gruppenbrechungsindex auf die aktuelle Atmosphäre wird die Gleichung von Barrel und Sears verwendet [2]:

$$(n_{Gr} - 1) \cdot 10^7 = \frac{(n_{Gr}^0 - 1) \cdot 10^7}{1 + \alpha T [^{\circ}C]} \cdot \frac{p [hPa]}{1013} - (0.624 - \frac{0.00680}{\lambda^2}) \cdot \frac{e [hPa]}{1 + \alpha T [^{\circ}C]}$$
(3.14)

mit der Konstanten $\alpha=0,003661.$ Aufgrund der Höhenabhängigkeit der Größen T(H), p(H) und e(H) folgt

$$n_{Gr} = n_{Gr}(H). (3.15)$$

Sind die Profile der drei Atmosphärenparameter bekannt, so kann der Brechungsindex höhenaufgelöst bestimmt werden. Damit tritt an Stelle der Gleichung (2.1) [30]

$$R = \frac{1}{2} \cdot \frac{c_0}{n_{Gr}(H)} t. \tag{3.16}$$

Kapitel 4

Technische Beschreibung des Lidarsystems

Die technische Grundlage für die beabsichtigten Messungen bildet das Lidarsystem. Seine Aufgaben umfassen Erzeugung, Abstrahlung und Detektion von Laserlicht. Das Lidarexperiment wurde in dem für die Satellitenbeobachtung vor einigen Jahren stillgelegten Lasergebäude SRS der Fundamentalstation Wettzell aufgebaut. Damit ist es der erste Versuch, mit diesem System Lidarmessungen zu betreiben. Gegenüber den am WLRS durchgeführten Beobachtungen vorhergehender Diplomarbeiten, die sich mit dem Thema Lidar beschäftigten, ergeben sich teilweise signifikante Veränderungen ([1], [20]). Bei dem im SRS verwendeten Teleskop handelt es sich um einen bistatischen Aufbau. Für Lidaranwendungen ist ein derartiges System vorzuziehen, um Reflexionen im Strahlengang des Sendeteleskops nicht als Signal im Photodetektor zu empfangen und somit das eigentliche Meßergebnis zu verfälschen. Erst nach einigen hundert Metern erfolgt der Eintritt des Sendestrahls in das Gesichtsfeld des Empfangsteleskops. Daher wird die zu erwartende hohe Rückstreuintensität im Nahbereich des Teleskops nicht empfangen, was den Einsatz eines empfindlicheren Photodetektors erlaubt. Die Reichweite des Systems läßt sich auf diese Weise erheblich steigern, da somit auch noch schwächere Signale aus größerer Entfernung detektiert werden können.

4.1 Der Laser

Das Herzstück des Lidarsystems bildet ein Nd:YAG-Festkörperlaser. Bevor der Aufbau der Laserbank beschrieben wird, sollen einige grundlegende Aspekte der Lichterzeugung mit einem Laser angesprochen werden.

4.1.1 Grundlagen der Lasertechnik

Das Kunstwort Laser ist ein Akronym für engl.: <u>light amplification by stimulated emission</u> of <u>radiation</u> (<u>Lichtverstärkung durch induzierte Strahlungsemission</u>). In der Meßtechnik

wird der Laser wegen seiner Strahlungseigenschaften verwendet. Durch quantenelektronische Verstärkung von elektromagnetischer Strahlung wird ein monochromatischer und kohärenter, scharf gebündelter Lichtstrahl hoher Energie erzeugt ([3], [8], [12], [36]).

In Atomen sind die Elektronen in ihrer Bewegung nicht frei, sondern auf wenige, voneinander verschiedene diskrete Energieniveaus beschränkt. Diese sind für alle Atome eines Elements identisch. Elektronen, die sich auf der gleichen Bahn befinden, haben denselben Energiezustand. Dabei sind die näher am Kern befindlichen Elektronen weniger energiereich als weiter entfernte. Ein Elektron kann aus einem gegebenen Zustand in eine nicht besetzte Bahn übergehen. Weil das Gesetz von der Energieerhaltung nicht verletzt werden darf, muß ein Elektron die zum Übergang in einen weiter außen gelegenes Niveau benötigte Energie aufnehmen (Absorption). Springt ein Elektron von einem weiter außen gelegenen Zustand auf einen weiter innen befindlichen, so wird die entsprechende Energie abgegeben (Emission). Der Energieübergang vollzieht sich durch die Abgabe oder Aufnahme von Energiequanten, den sogenannten Photonen. Ein Photon hat für jedes Element eine feste Energie, die dem Energieunterschied der beiden betreffenden Zustände eines Atoms entspricht. Nach Planck wird dabei eine Strahlung der zur Energie E proportionalen Frequenz f emittiert, wobei folgender Zusammenhang besteht:

$$E = h \cdot f \tag{4.1}$$

Dabei ist

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} J \cdot s$$
: Plancksches Wirkungsquantum

Den niedrigsten Energiezustand eines Atoms bezeichnet man als Grundzustand. Alle höherenergetischen Niveaus werden angeregte Zustände genannt. Durch den oben erwähnten Vorgang der Aborption können Elektronen auf höhere Energieniveaus übergehen, indem sie beispielsweise durch Photonen geeigneter Energie angeregt werden. Anhand des 4-Energieniveau-Systems, das auch als Termschema bezeichnet wird (Abbildung 4.1), läßt sich der anschließende Vorgang der Strahlungsemission für einen Nd:YAG-Kristall beschreiben. Von den vier dargestellten Energieniveaus bezeichnet E₁ den Grundzustand, während E2, E3 und E4 die Energien der angeregten Zustände kennzeichnen. Dabei gilt $E_4 > E_3 > E_2 > E_1$. Atome, die ohne Energiezufuhr nur den Grundzustand besetzen, werden durch von außen eingestrahltes Licht geeigneter Wellenlänge in den angeregten Zustand E₄ gebracht. Dieser Zustand weist allerdings eine extrem kurze Aufenthaltsdauer von nur wenigen ns auf. Durch einen strahlungslosen Übergang gelangt das Atom unter Abgabe von Wärmeenergie auf das stabilere Niveau E₃, dessen Lebensdauer etwa 230 μ s beträgt. Der Zustand E_3 weist gegenüber dem noch unbesetzten Zustand E_2 eine Besetzungsinversion auf. Bei dem spontanen Übergang von E₃ nach E₂ wird im Fall des Nd:YAG-Kristalls ein Photon der Wellenlänge 1064 nm emittiert. Dieser zufallsbedingte Prozeß wird als spontane Emission bezeichnet. Deren Zeitpunkt und die Richtung der Abstrahlung sind dabei nicht vorhersehbar. Da die einzelnen Photonen keine zeitliche Beziehung zueinander aufweisen, nennt man diese Form der Strahlung inkohärent. Die Zeit für die strahlungslose Relaxation in den Grundzustand E₁ beträgt 30 ns. Da das untere Laserniveau E₂ bei Nd:YAG 0,24 eV über dem Grundniveau liegt, ist es bei Zimmertemperatur praktisch nicht besetzt.

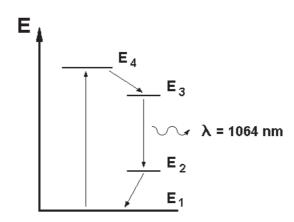


Abbildung 4.1: Das Nd:YAG-Termschema: Durch optisches Pumpen wird das Atom aus dem Grundzustand der Energie E_1 nach E_4 angehoben, von wo aus es strahlungslos nach E_3 übergeht. Beim Übergang nach E_2 wird ein Photon der Wellenlänge 1064 nm emittiert.

Trifft ein Photon jedoch auf ein sich bereits im angeregten Zustand E₃ befindendes Atom, so wird dieses dazu gebracht, in den niedrigeren Energiezustand E₂ überzugehen (stimulierte Emission). Dabei wird ein Photon ausgesandt, das sich in dieselbe Richtung wie das anregende Photon bewegt. Zusätzlich sind beide Photonen genau in Phase. Die Strahlung heißt daher kohärent. Treffen die beiden nun identischen Photonen auf weitere angeregte Atome, so wird die Emission zusätzlicher Photonen stimuliert. Alle dabei erzeugten Photonen stimmen bezüglich Frequenz, Ausbreitungsrichtung und Phasenstand überein. Das erste, ursprünglich eingestrahlte Photon wird also immer weiter verstärkt.

Dieser Effekt wird bei der Erzeugung von Licht mit einem Laser ausgenützt. Zwischen zwei Spiegeln S₁ und S₂ befindet sich das laseraktive Material, für das Ionen, Atome, Moleküle und Festkörper geeignet sind. Der Raum zwischen den beiden Spiegeln wird als Resonator bezeichnet (Abbildung 4.2). Zum Beispiel durch optisches Pumpen des im Falle eines Festkörperlasers stabförmigen laseraktiven Materials mit einer starken Blitzlampe werden Elektronen aus dem unteren Niveau E_1 in darüberliegende Bahnen angehoben. Durch das Pumpen wird eine Besetzungsinversion im Lasermedium aufgebaut und damit der Laserprozeß angestoßen. Die Besetzungsinversion ist erreicht, wenn mehr als die Hälfte der im aktiven Material enthaltenen Atome auf den Zustand E₃ gepumpt werden können. Erst nach Erreichen dieses Zustands kann die Lichtverstärkung durch stimulierte Emission beginnen, da andernfalls die eintreffenden Photonen mit größerer Wahrscheinlichkeit auf Atome im Grundzustand als auf angeregte Atome treffen würden. Von diesen würden sie schneller absorbiert als sie neue stimulieren könnten. Der Prozeß käme zum Erliegen. Die durch den Pumpvorgang angeregten Atome beginnen nun, spontan in alle Raumrichtungen Photonen zu emittieren, wenn sie in den Grundzustand zurückkehren. Der Lasereffekt wird in Gang gebracht, wenn eines der Photonen aufgrund seiner zufällig longitudinalen Ausbreitungsrichtung senkrecht auf den in Verlängerung des Laserstabes angebrachten Spiegel S₂ (Refexion 100%) trifft. Von dort reflektiert, tritt es wieder in das besetzungsinvertierte Lasermedium ein und stimuliert die Emission weiterer Photonen. Die das Medium verlassenden Photonen treffen phasengleich auf einen weiteren Spiegel

 S_1 auf der anderen Seite des Stabes, der allerdings eine geringe Transmission von etwa 25% aufweist. Von dort werden sie größtenteils wieder zurückgeworfen und durchlaufen das aktive Material erneut, während ein kleiner Bruchteil der Photonen ständig als scharf gebündelter Strahl ausgekoppelt wird. Stehen die Spiegel in einem geeigneten Abstand L zueinander, bildet sich eine stehende Welle aus, deren Amplitude sich mit der Zeit aufschaukelt. Die Resonanzbedingung lautet:

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} \tag{4.2}$$

Das bedeutet, daß die Länge des Resonators ein Vielfaches der halben Wellenlänge betragen muß. Ist die Gleichung (4.2) erfüllt, wird die Energie immer weiter verstärkt.verstärkt.

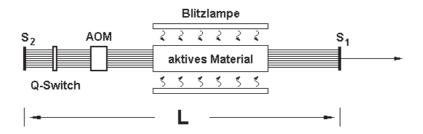


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines Resonators für einen optisch gepumpten Festkörperlaser im gepulsten Betrieb.

Würden keine weiteren Bauelemente im Resonator angebracht, entstünde bei kontinuierlich verlaufendem optischen Pumpen auf diese Weise ein Dauerstrichlaser, also eine kontinuierliche Lichtquelle. Um einzelne möglichst intensive Lichtpulse zu erhalten, wird versucht, das Anschwingen des Lasers zu verhindern, bis die maximale Inversion erreicht ist. Da während der Zeit des Aufbaus der Besetzungsinversion bereits spontan Photonen emittiert werden, würden diese aufgrund der einsetzenden Verstärkung den weiteren Anstieg der Besetzungsinversion verhindern. Um diesen Fall auszuschließen, wird ein als Q(uality)-switching oder Güteschaltung bezeichnetes Verfahren angewandt. Dabei wird einer der beiden Resonatorspiegel durch einen absorbierenden Filter, etwa eine Farbstoffzelle, abgedeckt (Abbildung 4.2). Die Transmission dieses passiven Bauelements ist eine Funktion der Bestrahlungsstärke E_e . Eine Zunahme der Durchlässigkeit wird bei steigenden Werten für E_e erreicht. Ist die Besetzungsinversion anfänglich noch zu niedrig, wird durch die zu diesem Zeitpunkt emittierten Photonen keine genügend hohe Bestrahlungsstärke erreicht. Der Resonator funktioniert also nicht, da einer der Spiegel für die Lichtwellen nicht erreichbar ist. Die Lichtintensität des Lasers ist daher nahezu gleich null. Ist die Inversion vollständig aufgebaut, erreicht die Güte des Systems ihren höchsten Wert und die Bestrahlungsstärke E_e wird maximal. Dadurch wird das Absorptionsvermögen des Filters überschritten. Der Farbstoff bleicht aus und wird für die überschüssigen Photonen durchlässig. Der Resonator ist somit aktiviert, und die Photonen laufen zwischen den Spiegeln hin und her. Durch die einsetzende Rückkopplung werden die Atome stimuliert, vom Energieniveau E₃ auf E₂ zu relaxieren, wodurch die Lichtverstärkung erreicht wird. Befinden sich nicht mehr genügend Atome im angeregten Zustand, so sinkt die Bestrahlungsstärke E_e soweit ab, daß der Farbstoff wieder nichtdurchlässig wird. Dadurch sinkt die Lichtintensität wieder auf null. Durch die Gütemodulation lassen sich Impulse von einigen 100 ns Dauer erzeugen, wodurch der Laser zur gepulsten Lichtquelle wird (Abbildung 4.3).

Um nun Lichtpulse im Pikosekundenbereich zu erhalten, muß darauf geachtet werden, daß alle vorkommenden Wellenformen phasenrichtig überlagert werden. Im Resonator sind aufgrund seiner vielen Resonanzfrequenzen stets mehrere stehende Wellen angeregt, deren Phasenstand jeweils zueinander verschoben ist (sogenannte Moden). Der Vorgang der Uberlagerung der Wellenzüge im Resonator wird als Modenkopplung bezeichnet. Im vorliegenden Fall übernimmt diese Aufgabe ein akustooptischer Modenkoppler (AOM), der als zusätzliches Bauelement in den Resonator eingeschaltet ist (Abbildung 4.2). Durch Phasenzuordnung der verschiedenen Wellen werden einzelne Frequenzen interferometrisch verstärkt, andere hingegen ausgelöscht. Die Wellenformen sind dadurch nicht mehr unabhängig. Werden auf diese Weise genügend viele Wellen gekoppelt, entstehen extrem spitze und leistungsstarke Lichtpulse mit einer Länge von beispielsweise 200 ps für den Fall des verwendeten Nd:YAG-Lasers . Die zeitlichen Abstände zwischen den Einzelpulsen betragen hier etwa 7 ns, was einer Entfernung von 2,1 m (der doppelten Resonatorlänge) entspricht. Alle Einzelpulse, die während der Zeit des Schwingens vom Resonator ausgekoppelt werden, bilden einen Pulszug, in dem abhängig von der Güte des Farbstoffs etwa 11-15 Einzelpulse enthalten sind (Abbildung 4.3). Der Pulszug wird schließlich durch den teildurchlässigen Spiegel ausgekoppelt.

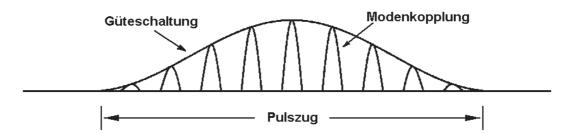


Abbildung 4.3: Einfluß von Güteschaltung und Modenkopplung auf den Laserpuls

4.1.2 Der verwendete Nd:YAG-Laser

Ein für die Meßtechnik wichtiger Festkörperlaser ist der auch im Rahmen dieser Diplomarbeit verwendete Neodym-YAG-Laser. Dabei wird die Strahlung durch Nd³+-Ionen erzeugt. Die Ionen werden in einen YAG-Kristall (YAG: Yttrium-Aluminium-Granat, Y₃Al₅O₁₂) eingebaut, welcher sich durch günstige mechanische und thermische Eigenschaften auszeichnet. Die Anregungswellenlänge des Nd:YAG-Kristalls beträgt 1064 nm. Sie liegt damit also im infraroten Spektralbereich. Der für die Lidarmessungen verwendete Laser arbeitet, wie bereits angesprochen, im gepulsten Betrieb. Durch Gütemodulation und Modenkopplung wird bei einer Pulsfolgefrequenz von 10 Hz eine Impulsdauer von 200 ps erreicht.

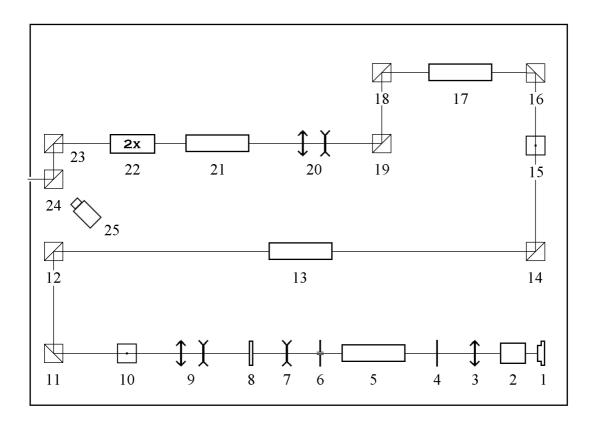


Abbildung 4.4: Der Aufbau des verwendeten Nd:YAG-Lasers

Abbildung 4.4 zeigt den Aufbau des verwendeten Nd:YAG-Lasers. Die einzelnen Bauteile sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Die optisch gepumpten Nd:YAG-Kristalle 13, 17 und 21 fungieren in diesem Laseraufbau als Verstärker. Durch leichte Zeitversetzung wird erreicht, daß die Besetzungsinversion genau dann ihren maximalen Wert erreicht, wenn der vom Resonator ausgesandte Laserpuls durch das Lasermedium hindurchtritt. Dabei werden durch stimulierte Emission weitere Photonen freigesetzt. Jeder der Verstärker bewirkt dabei eine Energieerhöhung etwa um den Faktor fünf.

Durch Frequenzumsetzung kann der Spektralbereich des Lasers verändert werden. Dies ist notwendig, da die Empfindlichkeit der Photodetektoren für infrarotes Licht nicht ausreichend hoch ist. Durch zusätzliche optische Bauelemente läßt sich die Frequenz vervielfachen. Insbesondere eine Frequenzverdopplung, was eine Wellenlänge von 532 nm bedeutet, ist für die Meßtechnik aufgrund der hohen Quanteneffizienz der Empfänger im sichtbaren Spektralbereich von Bedeutung.

Zur Frequenzvervielfachung werden nichtlineare optische Effekte ausgenutzt. Tritt eine Lichtwelle durch ein Medium hindurch, so veranlaßt ihre elektrische Feldstärke E die Elektronen im jeweiligen Material mitzuschwingen. Im Fall des hier eingesetzten Lasers handelt es sich um einen deuterierten KDP-Kristrall (Kaliumdihydrogenphosphat, KH_2PO_4). Durch die Schwingung werden Dipolmomente induziert. Die Dichte dieser Momente bezeichnet man als $Polarisation\ P$, welche für die Aussendung von Strahlung

Bauteilnummer	Bezeichnung		
1	Endspiegel mit Farbstoffzelle		
2	akustooptischer Modenkoppler		
3	Konvergenzlinse		
4	Verschluß		
5, 13, 17, 21	optisch gepumpter Nd:YAG-Kristall		
6	Modenblende		
7	Divergenzlinse		
8	teildurchlässiger Spiegel		
9, 20	Strahlaufweiter		
10,15	Polarisatoren		
11, 12, 14, 16, 18, 19, 23, 24	Umlenkspiegel		
22	KDP Frequenzverdoppler		
25	Startdetektor		

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der einzelnen Bauteile des verwendeten Nd: YAG-Lasers

durch die mitschwingenden Atome verantwortlich ist. Die Polarisation ist dabei nichtlinear abhängig von der Lichtfeldstärke, die sie hervorruft [24]:

$$P = \epsilon_0 \left(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots \right) \tag{4.3}$$

Darin bezeichnet $\epsilon_0=8,854\cdot 10^{-12}\frac{As}{Vm}$ die Dielektrizitätszahl des Vakuums. Die Koeffizienten χ_i , die die nichtlinearen Suszeptibilitäten beschreiben, werden mit zunehmender Ordnung rasch kleiner. Typische Werte für Festkörper liegen bei $\chi_1=1,~\chi_2=10^{-12}\frac{V}{m},~\chi_3=10^{-21}\frac{V^2}{m^2}$ [8]. Strahlt eine Lichtwelle einer Frequenz f_1 in einen geeigneten Kristall ein, so wird als nichtlinearer Anteil der Polarisation eine Welle mit einer Frequenz $f=i\cdot f_1$ mit $i=1,2,3,\ldots$ angeregt. Diese Welle bezeichnet man als höhere Harmonische. Im Fall des verwendeten Lasers beschränkt man sich jedoch auf Frequenzverdopplung, also die zweite Harmonische (Abbildung 4.5). Den Vorgang der Frequenzverdopplung nennt man

$$\omega_1$$
 KDP ω_1

Abbildung 4.5: Frequenzverdopplung des Laserlichts durch den nichtlinearen KDP-Kristall

daher auch zweite harmonische Oszillation. Die beiden Wellen sollen phasengleich durch das Material laufen, um eine maximale Intensität der emittierten Lichtwelle in Richtung der einfallenden zu erreichen. Dies ist dann der Fall, wenn die Gleichung (4.4) erfüllt ist. Das bedeutet, daß die Brechungsindizes für die Welle der ursprünglichen Frequenz und für die zweite Harmonische übereinstimmen müssen.

$$\frac{n \cdot f}{c} = 2 \frac{n_1 \cdot f_1}{c} \tag{4.4}$$

Dabei sind

 n_1 : Brechungsindex für $\lambda = 1064$ nm n: Brechungsindex für $\lambda = 532$ nm c: Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

Die Phasenanpassung erfolgt in doppelbrechenden Kristallen. Für jede Frequenz können sich zwei Wellen unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit $\frac{c}{n_L}$ als ordentliche und außerordentliche Welle ausbreiten. Von ordentlicher Ausbreitung spricht man bei senkrecht, von außerordentlicher Ausbreitung bei parallel zum Hauptschnitt polarisiertem Licht. Als Hauptschnitt bezeichnet man die Ebene, die durch Einfallsrichtung des Lichts und die optische Achse des Kristalls aufgespannt wird. Die Brechzahl der außerordentlichen Welle ist richtungsabhängig und nur in Richtung der optischen Achse mit den Werten der ordentlichen Welle identisch. Durch Justage des Kristalls kann somit eine Phasenanpassung erfolgen. Dieser Vorgang wird auch als index matching bezeichnet. Mit einer Anregungswellenlänge von 1064 nm ergeben sich durch die zweite harmonische Oszillation Wellen mit λ =532 nm, also grünes Licht.

Weil im weiteren Verlauf nur das kürzerwellige Licht verwendet werden soll, muß der infrarote Anteil abgeblockt werden. Im vorliegenden Laseraufbau übernimmt diese Aufgabe ein dielektrisch beschichteter Spiegel, der unter einem Winkel von 45° im Strahlengang eingeschaltet ist. Dieser lenkt aufgrund der Beschichtung den grünen Lichtpuls um 90° um, während der infrarote Anteil nicht reflektiert wird. Er läuft also durch den Spiegel hindurch und gelangt somit nicht in das Sendeteleskop. Für grünes Licht besitzt der Spiegel eine Reflexion von 98%. Dieses Bauteil, das bereits hinter der eigentlichen Laserbank angebracht ist, ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Nach dem Filter hat der Laser eine Ausgangsenergie von 110 mJ. Die technischen Spezifikationsdaten sind in Tabelle 4.2 nocheinmal zusammengefaßt.

Parameter	Wert
Pulsfolgefrequenz	10 Hz
Laserpulslänge	200 ps
Ausgangswellenlänge	1064 nm
Meßwellenlänge	532 nm
Laserenergie	110 mJ

Tabelle 4.2: Technische Ausgangsdaten des verwendeten Nd: YAG-Lasers

Im Gegensatz zu einer Laseranordnung wie sie etwa bei der Entfernungsmessung nach Erdsatelliten benutzt wird, werden im hier verwendeten Laser keine Einzelpulse selektiert. Der gesamte Pulszug, der über den teildurchlässigen Spiegel aus dem Resonator ausgekoppelt wird, gelangt auch in das Teleskop. Die Verwendung von Einzelpuls und Pulszug ist durch die unterschiedlichen Zielsetzungen der beiden Laseranwendungen SLR und Lidar begründet. Bei der Laserentfernungsmessung steht die Laufzeitmessung des Lichtpulses im Vordergrund. Eine Pockelszelle, die direkt hinter dem teildurchlässigen Spiegel angebracht ist, übernimmet die Aufgabe der Einzelpulsselektion. Damit wird

erreicht, daß ein zeitlich scharf definiertes Signal entsteht. Weil aber dadurch ein Großteil der erzeugten Lichtpulse abgeschnitten wird, geht dabei auch Energie verloren. Um Entfernungen im mm-Bereich zu erhalten, ist eine äußerst scharfe Definition des Ausgangszeitpunktes der Lichtwelle erforderlich. Bei der Atmosphärensondierung mit Lidar ist aber die Untersuchung der Rückstreu- und Transmissionseigenschaften der in der Atmosphäre enthaltenen Aerosole und Moleküle von Interesse. Dabei ist die Laserenergie der entscheidende Faktor, während Entfernungen nur bis auf einige Meter genau aufgelöst werden brauchen. Die Anzahl der ausgesandten Photonen ist direkt proportional zur Wahrscheinlichkeit der Detektion von Rückstreusignalen. Die einfachste Möglichkeit, die Ausgangsenergie des Lasers zu erhöhen, ist der Verzicht auf die Einzelpulsselektion. Dafür wird in Kauf genommen, den Sendezeitpunkt nicht so scharf zu erhalten, wie man es mit einem Einzelpuls erreichen würde. Dadurch entsteht eine Entfernungsungenauigkeit von einigen Metern, die aber aufgrund der unscharfen Verteilung der zu untersuchenden Konstituenten in der Atmosphäre keine Rolle spielt. Die angestrebte Höhenauflösung ist mit dem Pulszug gut zu erreichen.

Die Zählung der Laufzeit beginnt, wenn der Pulszug die Laserbank verläßt. Als Startdetektor fungiert eine Photodiode, die auf einen der Umlenkspiegel ausgerichtet ist. Trifft ein Puls auf den Umlenkspiegel, wird in der Photodiode ein Photostrom ausgelöst. Durch eine Kabelverbindung gelangt der Strom zu einem Oszilloskop, das die Datenaufzeichnung steuert und die Aufgabe der Zeithaltung übernimmt.

4.2 Das biaxiale Teleskop

Zur Aussendung der Laserpulse und zum Empfang der reflektierten Rückstreusignale wird ein biaxiales Teleskopsystem verwendet. Das bedeutet, daß jeweils ein getrenntes Sendeund Empfangsteleskop zur Verfügung stehen. Anders als bei koaxialen Systemen, bei denen nur ein einziges Teleskop für die Aussendung und den Empfang der Photonen zuständig ist, können Emission und Detektion hier unabhängig voneinander erfolgen. Je nach Ausführung ergeben sich beim erwarteten Verlauf der Rückstreusignale charakteristische Eigenschaften, die auf die Geometrie der beiden Teleskope zurückzuführen sind. Eine Gesamtansicht des verwendeten Teleskops ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Das Sendeteleskop hat einen Durchmesser von 20 cm, während das Empfangsteleskop eine 60 cm große Öffnung besitzt. Oberhalb des Sendeteleskops ist eine Videokamera für optische Beobachtungen angebracht, die allerdings im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht zum Einsatz kam.

4.2.1 Der Sendezweig

Nach dem Verlassen der Laserbank tritt der Laserpuls in die Montierung ein. Als erstes trifft er auf einen dielektrisch beschichteten Spiegel, der die Abblockung des infraroten Lichtanteils bewirkt. Über ein Spiegelsystem gelangt der Puls in den Strahlengang des Sendeteleskops, dessen Aufbau schematisch in Abbildung 4.7 dargestellt ist. Bei dem



Abbildung 4.6: Gesamtansicht des verwendeten biaxialen Teleskopsystems. In der Mitte befindet sich das Empfangsteleskop, rechts unten ist das Sendeteleskop zu erkennen.

verwendeten Teleskop handelt es sich um einen afokalen Coudé-Strahlengang, der sich aus mechanischen Gründen an den Drehachsen der Montierung orientiert. Zunächst wird der Puls über einen Spiegel entlang der Azimutachse der Montierung geführt. Dadurch wird eine invariante Strahlenlage bei Drehung des Teleskops in Azimutrichtung erreicht. Über einen zweiten Umlenkspiegel gelangt das Laserlicht durch einen schrägen Gang auf die Höhe der Elevationsachse. Ein weiteres Spiegelsystem bewirkt durch eine Umlenkung des Lichtstrahls auf die Elevationsachse eine unveränderte Raumlage des Strahlengangs bei einer Drehung des Teleskops in Elevationsrichtung. Schließlich wird der Puls senkrecht zur Elevationsachse ausgesandt, wobei der zunächst scharf gebündelte Strahl durch zwei Linsensysteme aufgeweitet wird. Diese Linsensysteme entsprechen in der Anordnung einem Galileischen Fernrohr mit 10-12 facher Vergrößerung. Der Strahl erreicht damit am Teleskopausgang einen Durchmesser von etwa 16-20 cm. Durch die Aufweitung wird die bestrahlte Fläche vergrößert, die Energiedichte Pro Puls verringert und außerdem die Strahldivergenz um denselben Faktor vermindert. Für die fünf Spiegel und die Linsensysteme wird jeweils eine Reflektivität bzw. Transmission von 99,9% angenommen. Die dadurch bedingte leichte Abschwächung der Laserenergie muß bei der Auswertung der Messung berücksichtigt werden.

4.2.2 Die Empfangsoptik

Bei dem Empfangsteleskop mit einem Öffnungsdurchmesser von 60 cm handelt es sich um ein Teleskop vom Typ Schmidt-Cassegrain mit einer Brennweite von 1,75 m. Einfallendes Licht trifft zunächst auf den parabolischen Primärspiegel, von wo aus es zum

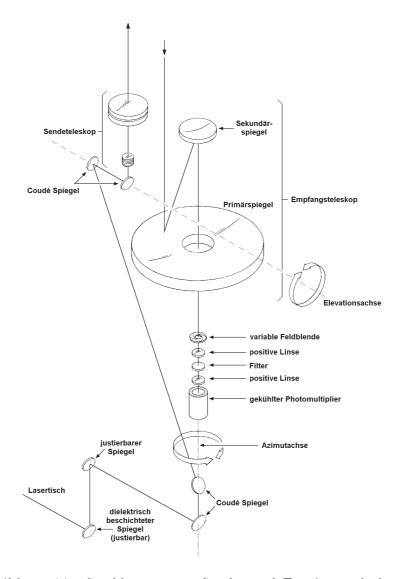


Abbildung 4.7: $Strahlengang\ im\ Sende-\ und\ Empfangsteleskop\ [11]$

Sekundärspiegel reflektiert wird. Durch eine Öffnung im Primärspiegel gelangt es in ein Linsensystem, das Abbildung 4.9 zeigt. Die variable Feldblende, die sich genau im Brennpunkt des Teleskops befindet, wurde erst nach einigen Messungen eingebaut. Sie dient dem Ausblenden von Störlicht, das nicht parallel zur optischen Achse in das Teleskop eintrifft. Derartige Lichtteilchen würden das Meßergebnis signifikant verfälschen. Das Linsensystem wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit vollständig neu aufgebaut und experimentell erprobt. Der Sekundärspiegel mit einem Durchmesser von etwa 20 cm bewirkt eine Abschattung des Hauptspiegels. Daher wird ein gewisser Anteil der senkrecht einfallenden Photonen daran gehindert, den Detektor zu erreichen. Diese Eigenschaft des Teleskops muß bei der Interpretation der Rückstreusignale berücksichtigt werden. Wieder sind Reflektivität und Transmission der Bauelemente zu berücksichtigen. Wie beim Sendezweig wird bei Haupt- und Sekundärspiegel sowie bei den beiden Linsen von jeweils

99,9% ausgegangen. Um im Rayleighfall nur Strahlung der ausgesandten Wellenlänge zu erhalten, ist eine Blockung der von 532 nm verschiedenen Wellenlängen erforderlich. Diese rühren von Störlichtquellen wie zum Beispiel Sonnenlicht, Straßenlaternen, Sternen oder dem Mondschein her. Zu diesem Zweck wird in den Strahlengang ein Bandpaßfilter eingebaut, der für 532 nm eine Transmission von 50% und eine Bandbreite von 10 nm besitzt. Strahlung anderer Wellenlängen wird durch ihn um etwa vier Größenordnungen gedämpft. Möchte man mit dem System inelastische Rückstreuung detektieren, so

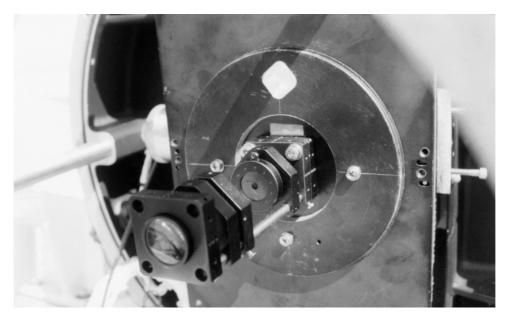


Abbildung 4.8: Strahlengang nach der Fokussierung: Die variable Feldblende sitzt im Brennpunkt des Teleskops. Es folgen eine Konvergenzlinse zur Parallelisierung der Strahlen, der Filter für 532 nm und eine Fokussierlinse.

muß im Empfangszweig des Lidars die Übertragung der Sendefrequenz des Lasers bestmöglich unterdrückt werden, während das frequenzverschobene Empfangssignal möglichst gut empfangen werden soll. Dazu wird der Grünfilter durch andere wellenlängenselektive Komponenten ersetzt, die für die jeweils betrachtete Wellenlänge eine möglichst hohe Transmission besitzen und eine optimale Abblockung der dominierenden grünen Rückstrahlung bewirken. Die im Ramanfall zu erwartende Rückstreuung ist um bis zu sechs Größenordnungen kleiner als die Rayleighstreuung. Diese Tatsache verdeutlicht die hohen Anforderungen an den Dynamikumfang des Empfangssystems. Die Dämpfung anderer Wellenlängen um vier Größenordnungen durch einen Bandpaßfilter reicht nicht aus, weil das nicht restlos geblockte Licht der Primärwellenlänge von 532 nm das eigentliche Ramansignal überstrahlen würde. Daher ist der Einbau eines zweiten Spektralfilters in den Strahlengang notwendig, der die restliche Abblockung der in der Ausgangswellenlänge einfallenden Photonen übernimmt. Ein Kantenfilter übernimmt diese Aufgabe. Sein Vorteil ist die relativ hohe Durchlässigkeit für Strahlung im zu untersuchenden Spektralbereich.

Um mit minimaler Dämpfung durch die Filter hindurchtreten zu können, muß das Empfangssignal parallel zur optischen Achse verlaufen. Weil der in das Schmid-Cassegrain-Teleskop eintretende Strahl hinter der Bildebene wieder divergiert, wird er durch eine Kon-

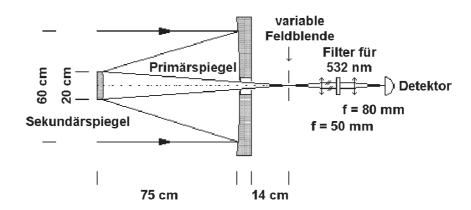


Abbildung 4.9: Der Strahlengang im Empfangsteleskop

vexlinse kollimiert. Dazu wurde eine Linse mit der Brennweite 50 mm in den Strahlengang eingebaut. Nach dem Durchtritt durch den Filter müssen die verbleibenden Photonen auf die empfindliche Fläche des Photodetektors fokussiert werden. Dies geschieht mit Hilfe einer weiteren Sammellinse, die eine Brennweite von 80 mm besitzt (vgl. Abbildung 4.9).

Die Transmissionseigenschaften der Sende-und Empfangsoptik werden im Faktor $\xi(\lambda)$ zusammengefaßt. Dabei sind sämtliche Spiegel, Linsen und Filter erfaßt, welche von dem Signal durchtreten werden. Die Werte für Rayleigh- (532 nm) und zwei verschiedene Ramankomponenten (607 und 660 nm) sind in Tabelle 4.3 angegeben.

Systemkomponenten	$\xi_i(532nm)$	$\xi_i(607nm)$	$\xi_i(660nm)$
Reflektivität der Spiegel im Strahlengang (7 Stück)	$0,999^7$	$0,999^7$	$0,999^7$
Transmission der Linsen (4 Stück)	$0,999^{8}$	$0,999^{8}$	$0,999^{8}$
Transmission des Spektralfilters	0,5	$0,\!55$	0,6
Transmission des Kantenfilters (vgl. Abschnitt 5.5)	_ *	0,85	0,85
Quanteneffizienz des Detektors (vgl. Abschnitt 4.3)	0,20	0,19	0,18
Gesamttransmission $\xi(\lambda) = \sum \xi_i(\lambda)$	0,10	0,09	0,09

^{*} in dieser Anordnung nicht eingebaut

Tabelle 4.3: Transmissionseigenschaften des Systems für elastische und zwei Komponenten inelastischer Streuung

4.3 Der Photodetektor RCA C31034A PMT

Zur Detektion der zurückgestreuten Lichtquanten wird der *Photomultiplier* RCA C31034A PMT eingesetzt. Dieser lichtelektrische Empfänger setzt sich hauptsächlich aus folgenden vier Hauptbestandteilen zusammen: aus einer lichtempfindlichen Metallschicht (Photokathode), einer elektrooptischen Fokussiereinheit, mehreren Sekundärelektronenvervielfachern (*Dynoden*) und einer Anode. Ein Photomultiplier arbeitet unter Ausnutzung des

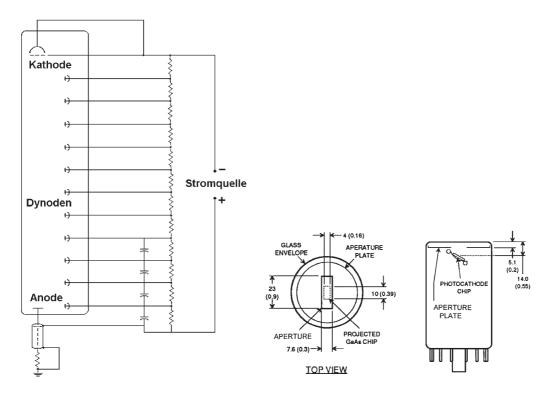


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des RCA C31034A PMT [5]

äußeren Photoeffekts. Ein auf die Photokathode auftreffendes Photon teilt seine Energie dem am lockersten gebundenen Elektron eines Atoms mit und schlägt dieses aus der Schicht aus. Treffen mehrere Photonen auf die Schicht, werden viele Elektronen, die auch als Photoelektronen bezeichnet werden, freigesetzt. Um den Photostrom zu erhöhen und den Empfänger dadurch empfindlicher zu machen, werden die von der Kathode emittierten Photoelektronen durch ein von der Fokussiereinheit erzeugtes elektrisches Feld beschleunigt und auf die Dynoden gelenkt. Bei dem verwendeten Photomultiplier sind elf dieser Sekundärelektronenvervielfacher in einer Reihe angeordnet (Abbildung 4.10). Deren mit GaP/BeO beschichtete Oberflächen haben eine außerordentlich hohe Empfindlichkeit bei kurzer Ansprechzeit. Treffen die beschleunigten Elektronen auf die erste Dynode, werden Sekundärelektronen ausgeschlagen, die durch ein weiteres elektrisches Feld auf den nächstfolgenden Vervielfacher beschleunigt werden. Hier schlagen sie wiederum Photoelektronen aus. Dieser Vorgang der Elektronenvervielfachung wiederholt sich so lange, bis die letzte Dynode erreicht ist. Auf diese Weise läßt sich jedes einzelne Photoelektron um ein Vielfaches verstärken, so daß auch kleinste Lichtintensitäten noch gemessen werden können. Durch eine Anode werden die Elektronen schließlich aufgenommen. Da die Anzahl der ausgeschlagenen Primärelektronen proportional zur einfallenden Lichtintensität Jist, und der Vervielfachungsprozeß über einen weiten Bereich hinweg unabhängig von der Anzahl der Primärelektronen abläuft, ist auch der resultierende Photostrom proportional zu J.

Über ein Kabel werden die Signale an einen Oszillographen weitergeleitet. Die beim RCA C31034A PMT eingesetzte GaAs:Cs-0 Photokathode befindet sich in einem evakuierten

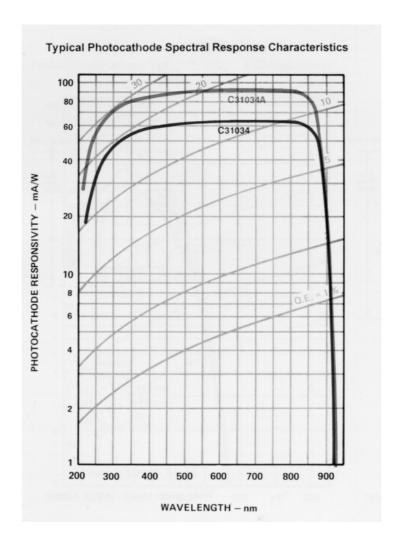


Abbildung 4.11: Empfindlichkeit des Photodetektors in Abhängigkeit der Wellenlänge [5]

Glaskolben. Der Durchmesser des Eintrittsfensters beträgt 51 mm, die lichtempfindliche Fläche ist 10 x 4 mm groß (Abbildung 4.10). Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors zeigt Abbildung 4.11. In ihr ist die Verstärkungseffizienz des Photomultipliers in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Der Empfänger ist für den gesamten Spektralbereich, aus dem Rückstrahlung untersucht werden soll, empfindlich. Die Quanteneffizienz, die einen prozentualen Zusammenhang zwischen der Anzahl der einfallenden Photonen und den dadurch aus der Kathode ausgelösten Elektronen beschreibt, ist durch die dünnen Linien gekennzeichnet. Die wichtigsten technischen Daten des Photomultipliers sind in Tabelle 4.4 angegeben.

Zwischen Photokathode und Anode wird über ein Netzteil eine Versorgungsspannung angelegt, die von 0 bis 3000 V variiert werden kann. Je höher die Spannung ist, desto größer ist der Verstärkungsfaktor des Photomultipliers. Dabei verhält sich die Verstärkung nur in einem mittleren Spannungsbereich linear. Diese Tatsache muß beim Vergleich der aufgezeichneten Daten verschiedener Meßreihen mit unterschiedlicher Versorgungsspannung berücksichtigt werden. Aus einer Kalibrierungsmessung ergab sich, daß die Empfind-

Parameter	Wert	Einheit
Anstiegszeit	2,5	ns
Verstärkung bei 1500 V	$0.6 \cdot 10^6$	
Dunkelstrom	10	nA
Quanteneffizienz bei 532 nm	20	%
Quanteneffizienz bei 607nm	19	%
Quanteneffizienz bei660 nm	18	%

Tabelle 4.4: Technische Spezifikationsdaten des RCA C31034A PMT

lichkeit des Detektors ab etwa 1500 V ein lineares Verhalten aufweist (Abbildung 4.12). Bei den durchgeführten Messungen wurde daher eine minimale Versorgungsspannung von 1500 V nicht unterschritten. Maximal beträgt sie bei Ramanmessungen 2100 V. In einem noch höheren Spannungsbereich ist eine Sättigung des Photodetektors zu erwarten. Die Kalibrierung wurde allerdings nicht weiter als bis 2100 V fortgesetzt, um den Detektor nicht zu beschädigen.

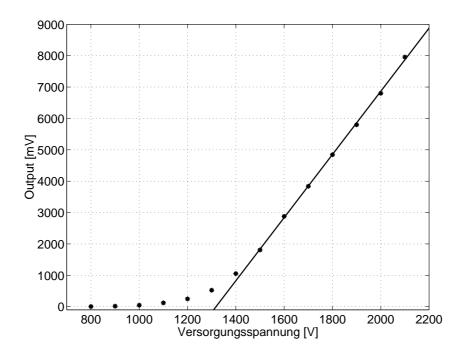


Abbildung 4.12: Photostrom in Abhängigkeit der Versorgungsspannung. Die Punkte bezeichnen Meßwerte in einer Testreihe. Für den Bereich ab 1500 V wurde eine ausgleichende Gerade bestimmt.

Eine höhere Versorgungsspannung ist ohnehin nicht mehr empfehlenswert, da sich mit steigender Spannung der Dunkelstrom des Detektors signifikant erhöht. Damit verschlechtert sich das Signal-/Rausch-Verhältnis. Der Dunkelstrom entsteht aufgrund thermischer Ablösung von Elektronen. Zur Verringerung des Dunkelstroms arbeitet der RCA C31034A PMT mit einer Peltier-Kühlung zur Temperaturstabilisierung. Die optimale Arbeitstemperatur des Detektors beträgt -30°C. Dadurch wird das Dunkelrauschen auf ein Minimum

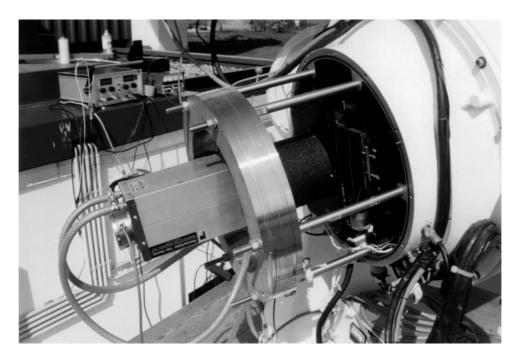


Abbildung 4.13: Ansicht der Detektoreinheit. Zu erkennen sind das Gehäuse des Photomultipliers sowie Stromversorgung und die Wasserschläuche.

reduziert, da in diesem Temperaturbereich durch die geringe thermische Strahlung weniger Photoelektronen von der Photokathode abgelöst werden können als bei höheren Temperaturen. Zu diesem Zweck ist der Photomultiplier in einem Gehäuse installiert, in das das für die Peltier-Kühlung erforderliche Kühlwasser über Schläuche eingeleitet werden kann. Eine Gesamtansicht der Detektoreinheit zeigt Abbildung 4.13.

4.4 Datenaufzeichnung und Systemrechner

Über ein Koaxialkabel wird das vom Detektor empfangene Signal zu einem digitalen Speicheroszillographen der Firma LeCroy geführt. Ein weiterer Eingang nimmt den Startimpuls von der Startdiode auf. Der Puls dient als Triggersignal für die Datenaufzeichnung. Auf diese Weise können die vom Photomultiplier empfangenen Rückstreuereignisse in einen zeitlichen Zusammenhang mit der Aussendung des Laserpulses gesetzt werden. Da für die Dauer des Signaltransfers über die Kabel eine Laufzeit von 3 ns/m angenommen wird, muß die Kabellänge bei der Berechung der Entfernung aus Pulslaufzeiten Berücksichtigung finden. Nullpunkt des Systems ist der Schnittpunkt der Achse des Sendeteleskops mit der Elevationsachse. Daher muß nun einerseits der Lichtweg von der Startdiode zum Nullpunkt und andererseits die Signallaufzeit von der Diode zum Oszilloskop berechnet werden. Die Laufzeit des Laserpulses soll gestoppt werden, wenn die zurückgestreuten Photonen den Photomultiplier erreichen. Folglich ist auch die Länge des Signalkabels vom Detektor zum Oszilloskop zu bestimmen. Die Werte sind in Tabelle 4.5 zusammengefaßt. Aufgrund der identischen Längen der Signalkabel muß hier zur Korrektur der Pulslaufzei-

Signalweg	Weglänge	Ausbreitungsgeschwindigkeit	Signallaufzeit
Startdiode-Systemnullpunkt	5,60 m	$3\cdot10^8~\mathrm{m/s}$	18,7 ns
Startdiode-Oszilloskop	10 m	$3 \cdot 10^8 \; \mathrm{m/s}$	$33 \mathrm{ns}$
Photomultiplier-Oszilloskop	10 m	$3\cdot10^8~\mathrm{m/s}$	33 ns

Tabelle 4.5: Zusammenstellung der Signallaufzeiten

ten nur der optische Weg durch das Teleskop berücksichtigt werden. Bei der Berechnung der Entfernung eines Rückstreuereignisses vom Systemnullpunkt müssen also von der vom Oszilloskop angezeigten Laufzeit 18,7 ns abgezogen werden.

Der Oszillograph stellt die Signalspannung (Ordinate) als Funktion der Zeit (Abszisse) seit dem Triggersignal dar. Die Anzeige ist in zehn mal zehn Einheiten aufgeteilt. Für die Datenaufzeichnung müssen Zeit- und Spannungseinheit pro Skalenteil angegeben werden. Dabei sind beide Parameter so zu wählen, daß eine optimale Ausnutzung des Anzeigebereichs gewährleistet wird. Die Nullpunkte der Achsen können dabei beliebig verschoben werden. Eine Einstellung von 2 μ s pro Skalenteil bedeutet eine dargestellte Meßentfernung von drei Kilometern (Pulslaufzeit 20 μ s für Hin- und Rückweg). Zur Weiterverarbeitung der Daten gibt es zwei Alternativen. Zum einen können die Meßkurven vom Gerät selbst über einen gewissen Zeitraum gemittelt und in einem von Matlab lesbaren ASCII-Format abgespeichert werden. Diese Möglichkeit bietet sich vor allem aufgrund der hohen Signalintensität bei der Messung von Rayleighrückstreusignalen an. Der Vorteil ist, daß das Meßrauschen aufgrund der Mittelwertbildung nur noch eine untergeordnete Rolle spielt. Zu beachten ist jedoch die Tatsache, daß über die Anzeige hinausgehende Teile des Signals bei der Mittelwertbildung unberücksichtigt bleiben.

Bei der Detektion von sehr schwachen Signalen führt eine Mittelung über einen längeren Zeitraum nicht zum Ziel, da aufgrund des ungünstigen Signal-/ Rausch-Verhältnisses die eigentliche Information nach der Mittelwertbildung nicht mehr erkennbar ist. Daher ist es notwendig, alle Messungen aufzuaddieren und somit auch Einzelereignisse sichtbar zu machen. Zu diesem Zweck werden die aufgezeichneten Meßkurven über eine GPIB-Schnittstelle an einen Systemrechner weitergeleitet. Diese Datenübertragung gelingt mit etwa 5-6 Hz. Dabei wird zwar nur etwa jeder zweite der mit 10 Hz ausgesandten Laserpulse registriert, jedoch kann es auch nicht passieren, daß ein Datensatz doppelt übertragen wird. Ein eigens erstelltes LabView-Programm [22] sorgt für Datenakquisition und Akkumulation. Die Anzahl der zu registrierenden Einzelmessungen kann vom Benutzer festgelegt werden. Zweckmäßig erwies sich eine Summation von 10000 Datensätzen, was einer Meßdauer von etwa einer halben Stunde entspricht.

Kapitel 5

Rayleigh- und Raman-Lidar

5.1 Atmosphärische Wechselwirkungen

Beim Auftreffen der abgestrahlten Laserpulse auf atmosphärische Teilchen kommt es zu einem Wechselwirkungsprozeß mit den Aerosolen und Molekülen. Informationen über die Zusammensetzung der Atmosphäre erhält man aus der Analyse von Rückstreusignalen, wenn der Zusammenhang zwischen dem optischen Verhalten der Atmosphäre und ihrem aktuellen Zustand bekannt ist. Mit einem Lidar können verschiedenartige Prozesse untersucht werden. Die sechs wichtigsten auftretenden Erscheinungen sind

- 1. Rayleighstreuung: Dabei handelt es sich um elastische Streuung der Photonen an Atomen oder Molekülen. Die gestreuten Lichtquanten haben dieselbe Frequenz wie die eingestrahlten.
- 2. Miestreuung: Diese Form der Streuung entsteht als Folge des Auftreffens von Photonen auf Partikel, deren Durchmesser größer sind als die optische Wellenlänge (Aerosole). Der Unterschied zur Rayleighstreuung besteht in der Streufunktion, die unten noch ausführlich erläutert wird. Auch hier kommt es zu keiner Frequenzverschiebung.
- 3. Ramanstreuung: Beim Auftreffen der Photonen auf bestimmte Moleküle wird eine inelastische Streuung verursacht. Die hierbei auftretende charakteristische Frequenzverschiebung kann für die Identifikation einzelner Moleküle und zur Ermittlung deren Konzentration ausgenutzt werden.
- 4. Absorption: Ein Lichtquant kann absorbiert werden, wenn seine Energie genau dem Energieunterschied zweier Zustände eines Atoms oder Moleküls, auf die es auftrifft, entspricht. Die aufgenommene Energie wird dann zum Übergang eines Elektrons auf ein höherenergetisches Niveau genutzt. Die zur Verfügung stehende Laserstrahlung wird durch einen derartigen Vorgang abgeschwächt.
- 5. Resonanzstreuung: Befindet sich ein Atom nach der Absorption eines Lichtquants gleicher Energie im angeregten Zustand, so wird bei der Relaxation in den Grundzustand ein Photon der entsprechenden Wellenlänge emittiert. Dabei findet keine Frequenzverschiebung gegenüber der ursprünglich eingestrahlten Welle statt.

6. Fluoreszenz: Nach einer Absorption von Photonen durch ein Molekül kann durch einen Elektronenübergang von einem weiter außen gelegenen Vibrationsniveau in einen Zustand niedrigerer Energie Strahlung emittiert werden, deren Frequenz niedriger als die ursprünglich eingestrahlte ist. Diese ist in der Regel sehr breitbandig.

Frequenzverschobene Strahlung läßt sich nur unter Verwendung eines geeigneten Filters für die Primärwellenlänge detektieren, da sie im Vergleich dazu um einige Größenordnungen schwächer ist. Im Rahmen dieser Arbeit sind Fluoreszenz und Resonanz zu vernachlässigen. Floureszenz tritt vor allem in der Ionosphäre auf und befindet sich somit weit außerhalb der Reichweite des verwendeten Lidarsystems. Die Intensität der durch Resonanzstreuung emittierten Strahlung spielt gegenüber Rayleigh- und Miestreuung lediglich eine untergeordnete Rolle. Das Ziel, höhenaufgelöste Wasserdampfprofile der Troposphäre zu bestimmen, wird durch die Ausnutzung des Ramaneffekts erreicht. Um allerdings den Siganlverlauf verstehen zu können und das System zu charakterisieren, werden auch die wesentlich stärkeren Rayleigh- und Miestreuungen benötigt. Die wichtigsten Modelle zur Beschreibung der Effekte sind Inhalt des folgenden Abschnitts.

5.2 Streuungstheorien elektromagnetischer Wellen

Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein Objekt, so wird von diesem aufgrund der auftretenden Wechselwirkung eine Streuwelle ausgesandt. Da in der atmosphärischen Luft viele verschiedenartige Teilchen enthalten sind, die sich hinsichtlich Größe, Menge, Material und Verteilung unterscheiden, nimmt der Betrachter nicht nur die Streuwelle eines einzigen Teilchens wahr, sondern die Interferenz aller gestreuten Lichtwellen. Die Streuung ist nicht gerichtet, sondern erfolgt mehr oder weniger diffus, wobei je nach auftretendem Wechselwirkungsprozeß gewisse Raumrichtungen anderen gegenüber bevorzugt werden. Ein Photon, das auf einen Luftpartikel trifft, wird mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit unter einem bestimmten Winkel bezüglich der einfallenden Richtung gestreut. Photonen, die unter einem Raumwinkel von 180° zurückgeworfen werden, können vom Teleskop detektiert werden. Alle anderen Lichtteilchen stehen für die Detektion nicht zur Verfügung. Selbstverständlich können die Lichtteilchen auch mehrfach gestreut werden, wenn sie nacheinander auf verschiedene Partikel treffen. Dieser Umstand macht die detaillierte Beschreibung der Lichtausbreitung außerordentlich schwierig und kaum modellierbar. Auch die Form der bestrahlten atmosphärischen Bestandteile spielt für die Wahrscheinlichkeit der Streuung unter einer bestimmten Richtung eine nicht unerhebliche Rolle. Weil es aber bisher noch nicht möglich ist, all diese Faktoren mit ausreichender Genauigkeit zu modellieren, werden für die nachfolgenden Formeln einige Vereinfachungen angenommen:

- Es handelt sich um kugelförmige, homogene und isotrope Streukörper.
- Die Streuung erfolgt unabhängig, die Streuwellen der einzelnen Teilchen beeinflussen sich gegenseitig nicht. Daraus folgt die Annahme, daß ein Streuvolumen mit Nfacher Teilchenanzahl eine N-fache Rückstreuung zur Folge hat.

- Es gibt keine Mehrfachstreuung.
- Absorption tritt nicht auf. Diese Vereinfachung kann ohne Bedenken eingeführt werden, da die Absorption im sichtbaren Spektralbereich nur eine untergeordnete Rolle spielt [37].

Die Theorien von Mie und Rayleigh beschreiben die Streuung, die Extinktion und die Polarisation der Lichtquanten auf ihrem Weg durch die Atmosphäre. Unter Extinktion wird dabei die fortschreitende Abschwächung des Strahls mit zunehmender Entfernung von der Signalquelle verstanden, da aufgrund der Streuung und der Strahldivergenz mit wachsendem Abstand vom Sendeteleskop die Photonendichte immer geringer wird. Die Polarisation bleibt bei sphärischen Streuteilchen erhalten, da der Strahl bei Ein- und Austritt aus dem Teilchen in derselben Ebene liegt [16]. Da im verwendeten Empfangssystem keine polarisationssensitiven Bauteile enthalten sind, muß dieser Faktor hier ohnehin nicht weiter berücksichtigt werden.

5.2.1 Die Theorie von Mie

Die Mie-Theorie (1908) beschäftigt sich mit der Streuung von elektromagnetischen Wellen an kugelförmigen Partikeln, deren Größe durch den Radius r gegeben ist. Neben dem Durchmesser ist der relative Brechungsindex m des Teilchens entscheidend für seine Steueigenschaften. Dieser ist definiert als

$$m = \frac{n}{n_0},\tag{5.1}$$

wobei

n: den Brechungsindex innerhalb des Teilchens n_0 : den Brechungsindex außerhalb des Teilchens

bezeichnen. Weil das Verhalten von Teilchen gleicher Größe gegenüber Lichtwellen einer Wellenlänge bezüglich Extinktion und Streuung invariant ist, wird der Größenparameter α eingeführt, der das Verhältnis von Teilchenumfang zur Wellenlänge angibt:

$$\alpha = \frac{2\pi \cdot r}{\lambda} \tag{5.2}$$

Durch die Kenntnis von α und m läßt sich nun das an einer Kugel gestreute Licht nach der Mie-Theorie beschreiben. Den Fall $\alpha << 1$, was gleichbedeutend mit der Tatsache ist, daß die Streuteilchen wesentlich kleiner als die Meßwellenlänge sind, behandelt die Rayleigh-Theorie (1871). Diese unterscheidet sich hinsichtlich des Streuvorgangs und der Streufunktion von der Mie-Theorie. Vorerst sei eine Atmosphäre angenommen, in der sich lediglich Partikel befinden, deren Duchmesser mindestens $\frac{1}{10}$ der Meßwellenlänge beträgt. Für den Größenparameter α gelte somit $\alpha > \frac{\pi}{10} \approx 0,3$.

Durch ein differentielles, zylinderförmiges Volumenelement $dV = f \cdot ds$ mit der Querschnittsfläche f und der Länge ds, in dem kugelförmige Teilchen gleicher Größe (Radius

r) verteilt sind, trete ein monochromatisches Parallelstrahlenbündel. Jedes der Teilchen bildet ein Hindernis mit der Querschnittsfläche $\pi \cdot r^2$ für die ankommende Welle [7]. Im Allgemeinen extingiert es aber mit einem Vielfachen seiner Querschnittsfläche. Der Vervielfältigungsfaktor soll mit K bezeichnet werden. Er wird auch Extinktionsfaktor genannt. Damit bewirkt das Teilchen eine Extinktion, als habe es den Querschnitt $K \cdot \pi \cdot r^2$. Dieses Produkt heißt Extinktions- oder Wirkungsquerschnitt $\widetilde{\sigma_M}$ des Partikels. Für N gleiche Teilchen im Zylinder folgt damit für den maximalen gemeinsamen Extinktionsquerschnitt

$$\sigma_M = N \cdot f \cdot ds \cdot K \cdot \pi \cdot r^2. \tag{5.3}$$

Durch alle in dV enthaltenen Teilchen wird die unrprünglich eingestrahlte Lichtintensität I_M um den infenitesimalen Betrag dI_M abgeschwächt.

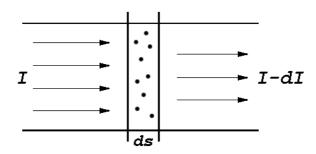


Abbildung 5.1: Abschwächung der einfallenden Lichtintensität I durch Atmosphärenpartikel [7]

 dI_M verhält sich zu I_M wie der gemeinsame Extinktionsquerschnitt zur Zylinderfläche f [7]:

$$\frac{-dI_M}{I_M} = \frac{N \cdot f \cdot ds \cdot K \cdot \pi \cdot r^2}{f} \tag{5.4}$$

Dabei verdeutlicht das negative Vorzeichen die Abnahme der Intensität bei fortschreitender Propagation.

Zur Abkürzung schreibt man auch

$$\frac{-dI_M}{I_M} = a_M \cdot ds \tag{5.5}$$

wobei der Faktor

$$a_M = N \cdot K \cdot \pi \cdot r^2 \tag{5.6}$$

als Extinktionskoeffizient für Miestreuung bezeichnet wird. Dieser ist definiert als das Produkt aus Extinktionsquerschnitt eines Teilchens und der Teilchenanzahl.

Bisher wurde davon ausgegangen, daß im betrachteten Volumenelement dV lediglich Teilchen einer Größe vorhanden seien. Der allgemeine Fall sind jedoch polydisperse Aerosole, also Partikel die eine Größenverteilung zeigen. Damit gilt für den Mie-Extinktionskoeffizienten

$$a_M = \pi \cdot \int_{r=0}^{\infty} N_r \cdot K_r \cdot r^2 \, dr. \tag{5.7}$$

Gleichung (5.5) läßt sich umformen zu

$$\frac{dI}{I} = d \ln I_M = -a_M \cdot ds, \tag{5.8}$$

woraus schließlich die verbleibende Intensität der Lichtwelle nach dem Durchlaufen eines homogenen Mediums über die Weglänge s abgeleitet werden kann.

Es gilt

$$I_M = I_0 \cdot e^{-a_M \cdot s}. \tag{5.9}$$

Weil aber in der Atmosphäre die Teilchendichte entlang des Strahlenweges nicht konstant ist und somit also kein homogenes Medium vorliegt, muß die Gleichung (5.9) folgendermaßen umgewandelt werden:

$$I_M(R) = I_0 \cdot e^{-\int_{s=0}^R a_M(s) \, ds} \qquad Bouguersches Gesetz \tag{5.10}$$

Damit wird der Extinktionskoeffizient $a_M(s)$ entfernungsabhängig.

Nachdem nun die Lichtintensität I_M in Abhängigkeit der Entfernung R angegeben werden kann, soll als nächster Schritt derjenige Anteil des Lichts ermittelt werden, der von den Streupartikeln in Richtung des Teleskops zurückreflektiert wird. Ein gestreutes Photon breitet sich mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in eine beliebige Raumrichtung φ aus. Die Ausbreitung ist durch eine Streufunktion beschrieben, die den Winkel φ zwischen der Einstrahlrichtung und der Streurichtung in Abhängigkeit der Partikelgröße α und dessen relativen Brechungsindex m angibt. Für unterschiedliche Aerosole ist die Streufunktion in Abbildung 5.2 dargestellt. φ kann Werte zwischen 0° und 180° annehmen. Betrachtet werde vorerst nur ein Streuwinkel von $\varphi=180^\circ$, was eine Streuung genau entgegengesetzt zur Einstrahlrichtung bedeutet. Im ersten halben Kilometer kann es aufgrund der Strahlgeometrie von Sende- und Empfangsteleskop im verwendeten Aufbau dazu kommen, daß auch Photonen detektiert werden, die nicht parallel zur optischen Achse einfallen. Mit dieser Problemstellung beschäftigt sich Abschnitt 5.6, der den Einfluß der Teleskopanordnung des Lidarsystems auf den Signalverlauf beschreibt.

Ausgegangen werde wieder vom Strahl, der duch das oben genannte das infinitesimale Volumenelement dV hindurchtritt. Während der Passage wird die Strahlintensität um dI abgeschwächt. Dieser Anteil des Lichts wird in den Raum gestreut, wobei die Streulichtströme in unterschiedliche Raumrichtungen verschieden sind. Die wirksame Fläche, die eine Lichtstreuung verursacht, ist wie oben beschrieben der Extinktionsquerschnitt σ_M . Die Intensität I_R des Streulichts in einer bestimmten Raumrichtung läßt sich in die beiden polarisierten Streulichtkomponenten I_{R1} und I_{R2} aufteilen $|\gamma\rangle$:

$$I_R = I_{R1} + I_{R2} (5.11)$$

 I_{R1} schwingt senkrecht zur Visionsebene, I_{R2} parallel dazu. Die Visionsebene wird durch den einfallenden und den gestreuten Strahl aufgespannt. Für die Komponenten I_{R1} und I_{R2} in der Entfernung R vom Teilchen gilt nach der Mie-Theorie

$$I_{R1} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \cdot R^2} \cdot i_1(\varphi, \alpha, m), \qquad I_{R2} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \cdot R^2} \cdot i_2(\varphi, \alpha, m)$$
 (5.12)

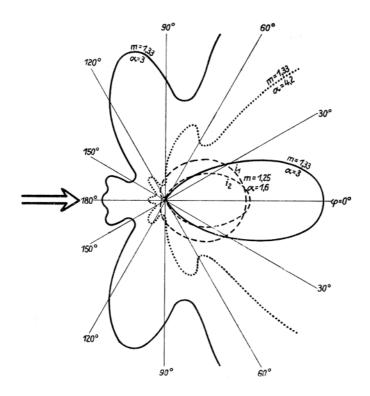


Abbildung 5.2: Streufunktionen verschiedener Aerosolpartikel der Größe α mit Angabe des jeweiligen relativen Brechungsindex m [7]

Darin stehen i_1 und i_2 für Funktionen, die die Winkelverteilung der gestreuten Lichtintensität senkrecht und parallel zur Streuebene in Abhängigkeit der Streurichtung, der Partikelgröße und des relativen Brechungsindex beschreiben.

In /7 ist daraus der Extinktionsfaktor K abgeleitet. Für ihn gilt:

$$K = \frac{1}{\alpha^2} \cdot \int_{\varphi=0}^{\pi} \left(i_1(\varphi, \alpha, m) + i_2(\varphi, \alpha, m) \right) \cdot \sin \varphi \, d\varphi \tag{5.13}$$

Um die Rückstreuung β des Lichtstrahls angeben zu können, ist der Anteil von dI_M zu ermitteln, der genau um $\varphi=180^{\circ}$ reflektiert wird. Dazu muß zunächst der differentielle Streuquerschnitt berechnet werden, der die wirksame Streufläche eines Aerosolpartikels pro infinitesimaler Raumrichtung $d\Omega$ angibt. Nach [21] gilt für ihn

$$\frac{d\sigma_M(\lambda,\phi,\varphi)}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left[i_2(\varphi,\alpha,m) \cdot \cos^2 \phi + i_1(\varphi,\alpha,m) \cdot \sin^2 \phi \right]. \tag{5.14}$$

 ϕ ist der Polarisationswinkel, der die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung angibt. Für die Anwendung in dieser Diplomarbeit ist er allerdings unerheblich, weil eine Polaristion durch den Photodetektor ohnehin nicht erfaßt und damit näher untersucht werden könnte. Durch Einsetzen der für die Lidarmessung interessanten Raumrichtung $\varphi=180^\circ=\pi$ folgt der differentielle Rückstreuquerschnitt

$$\sigma_M^{\pi}(\lambda) = \frac{d\sigma_M(\lambda, \phi, \pi)}{d\Omega}.$$
 (5.15)

Aus ihm folgt nach Multiplikation mit der Teilchendichte N der Rückstreukoeffizient β_M :

$$\beta_M(\lambda, H) = N(H) \cdot \sigma_M^{\pi}(\lambda) \tag{5.16}$$

Anstelle dieser aufgrund der Funktionen i₁ und i₂ recht komplizierten Gleichungen werden Näherungslösungen angegeben, die für den Höhenbereich bis etwa 5 km ohne Bedenken verwendet werden können [6]. Die vereinfachten Algorithmen entstanden aus Beobachtungen, die sich mit der Aerosolverteilung in der unteren Atmosphäre auseinandersetzten. Demnach kann der Extinktionskoeffizient in Abhängigkeit der Meßwellenlänge mit einer e-Funktion modelliert werden:

$$a_M(H,\lambda) = a_M^0(\lambda) \cdot e^{-\frac{H}{745}}$$
 (5.17)

Darin bedeutet $a_M^0(\lambda)$ eine Konstante im Sinne eines Bodenwertes, der zugleich als Anfangswert für die höhenaufgelöste Schätzung der Aerosolverteilung fungiert. Einige Richtwerte sind für unterschiedliche atmosphärische Bedingungen in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

	$a_M^0(532nm)$	$a_M^0(607nm)$	$a_{M}^{0}(660 nm)$
leichter Dunst	$5,2\cdot 10^{-4}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$4,2\cdot 10^{-4}$
klar	$3,5\cdot 10^{-4}$	$3,1\cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$
sehr klar	$1,0\cdot 10^{-4}$	$0.9 \cdot 10^{-4}$	$0.8 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.1: Bodenwerte für die Extinktionskoeffizienten $a_M^0(\lambda)$ $\left[\frac{1}{m}\right]$ für unterschiedliche Witterungsbedingungen

Die Winkelverteilung der durch ein polydisperses Medium getreuten Strahlung kann vereinfachend durch folgende Beziehung beschrieben werden [21]:

$$\psi_M(\varphi = \pi, \lambda) = \frac{4 \cdot \pi \cdot \beta_M(\lambda, H)}{a(\lambda, H)}$$
(5.18)

Diese Gleichung stellt einen Zusammenhang zwischen Rückstreu- und Extinktinskoeffizienten der Mie-Theorie her. Mit ausreichender Genauigkeit gilt für das Verhältnis zwischen Gesamtstreuung $a_M(\lambda, H)$ und Rückstreuung $\beta_M(\lambda, H)$

$$\beta_M(\lambda, H) = \frac{1}{50} \cdot a_M(\lambda, H). \tag{5.19}$$

Der Verlauf der beiden Koeffizienten bis in eine Höhe von drei Kilometern ist für eine Wellenlänge von 532 nm in Abbildung 5.3 dargestellt. Für den Bodenwert $a_M^0(532 \, nm)$ wurde exemplarisch $3.5 \cdot 10^{-4} \, \frac{1}{m}$ eingesetzt, was gemäß den in Tabelle 5.1 angegebenen Werten klarer Luft entspricht.

Durch die Gleichungen (5.17) und (5.19) ist das Streuverhalten einer Atmosphäre, in der nur Aerosolpartikel vorhanden sind, charakterisiert. Im folgenden Abschnitt sollen zusätzlich die Streueigenschaften der Luftmoleküle betrachtet werden.

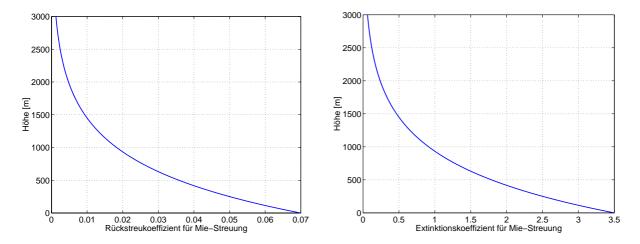


Abbildung 5.3: Verlauf von Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Höhe nach der Theorie von Mie

5.2.2 Die Theorie von Rayleigh

Ausgehend von der elektromagnetischen Lichttheorie betrachtet Rayleigh die Vorgänge in Molekülen, die von Lichtquanten getroffen werden. Die Moleküle sind Störkörper auf dem Ausbreitungsweg des Lichts, die die elektomagnetischen Wellen entsprechend ihrer elektrischen und magnetischen Eigenschaften beeinflussen. Durch das elektrische Feld der einfallenden Strahlung wird ein Dipolmoment in den Atomen und Molekülen induziert. Bei der Reemission wird elektromagnetische Strahlung abgegeben. Aufgrund der diskreten Wechselwirkung tritt keine Wellenlängenverschiebung auf. Daher wird der Vorgang, der unabhängig von der eingestrahlten Wellenlänge abläuft, als elastische Streuung bezeichnet.

Betrachtet werde ein Gas mit N gleichen Molekülen pro Volumeneinheit. Es besitze den Brechungsindex n. Ein einfallender Lichtstrahl wird analog zur Mie-Theorie von den vorhandenen Teilchen extingiert. Eingestrahlt werde eine Lichtwelle mit der Wellenlänge λ

Der wirksame Streuquerschnitt aller N Moleküle des Gases wird mit

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{8 \cdot \pi}{3} \cdot \left[\frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)^2}{N^2 \cdot \lambda^4} \right]$$
 (5.20)

angegeben [21]. Die Winkelverteilung der Rayleighstreuung für unpolarisiertes Licht zeigt die Abbildung 5.4. In der Mitte der Darstellung befinde sich ein Molekül, das in Pfeilrichtung bestrahlt werde. Die Kurve beschreibt die resultierende Streufunktion. Auffällig ist die Symmetrie senkrecht zur Einstrahlrichtung, die bei größeren Atmosphärenpartikeln nicht vorliegt (vgl. Abbildung 5.2). Das Maximum der Lichttstreuung erfolgt unter φ =0° und 180°. Senkrecht dazu gehen die schwächsten Streulichtströme ab. Die Intensität ist in dieser Richtung genau halb so groß, wie in Ausbreitungsrichtung und entgegengesetzt dazu. Die Gestalt der Streufunktion ist unabhängig von der Wellenlänge. Für die Lidarbeobachtung ist aber, wie bei der Miestreuung auch, lediglich der Anteil des Lichts

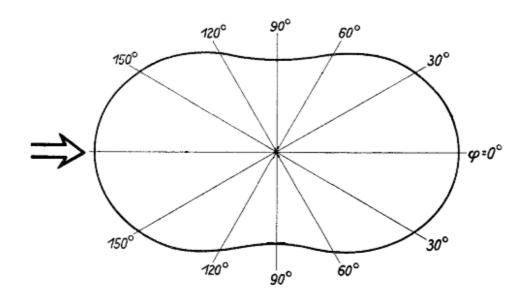


Abbildung 5.4: Die Rayleigh-Streufunktion [7]

interssant, der entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung zurückgestreut wird. Für ihn gilt $\varphi=180^{\circ}$. Zunächst wird der differentielle Streuquerschnitt ermittelt. Aus Gleichung (5.20) folgt durch Differentiation:

$$\frac{d\sigma_R(\lambda,\phi,\varphi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)^2}{N^2 \cdot \lambda^4} \cdot \left\{ \cos^2 \phi \cdot \cos^2 \varphi + \sin^2 \phi \right\}$$
 (5.21)

Darin bedeutet ϕ wieder den Polarisationswinkel. Für $\varphi=180^{\circ}=\pi$ ergibt sich daraus

$$\sigma_R^{\pi}(\lambda) = \frac{d\sigma_R(\lambda, \phi, \pi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)^2}{N^2 \cdot \lambda^4}.$$
 (5.22)

 $\sigma_R^{\pi}(\lambda)$ ist der differentielle Rückstreuquerschnitt.

Damit lassen sich jetzt sowohl der Anteil des insgesamt gestreuten Lichts, als auch der Anteil des unter $\varphi=180^{\circ}$ reflektierten Lichts pro Wegelement ds angeben. Die Gesamtstreuung entspricht der Rayleigh-Extinktion. Sie ist für die Passage der Laserlichtwelle duch das Volumenelement der Länge ds definiert als

$$a_R = N \cdot \sigma_R(\lambda) = \frac{8 \cdot \pi}{3} \cdot \frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)^2}{N \cdot \lambda^4}.$$
 (5.23)

Für die Rückstreuung gilt analog

$$\beta_R = N \cdot \sigma_R^{\pi}(\lambda) = \frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)^2}{N \cdot \lambda^4}.$$
 (5.24)

Bisher wurde ein Gas betrachtet, das N gleiche Moleküle enthält. Für ein Gasgemisch, wie es die reale Atmosphäre darstellt, geben Collis und Russel (1976) eine Näherungsformel für den differentiellen Rückstreuquerschnitt an. Für den Höhenbereich bis 100 km gilt:

$$\sigma_R^{\pi}(\lambda) = 5,45 \cdot \left[\frac{550}{\lambda [nm]}\right]^4 \cdot 10^{-32} \frac{m^2}{sr}$$
 (5.25)

Wird die Teilchendichte der Atmosphäre höhenabhängig mit

$$N(H) = \frac{p(H)}{T(H) \cdot k} \tag{5.26}$$

eingesetzt, lauten die endgültigen Gleichungen für Rayleigh-Extinktion und -Rückstreuung

$$a_R(\lambda_1) = \frac{8 \cdot \pi}{3} \cdot \frac{p(H)}{T(H) \cdot k} \cdot 5,45 \cdot \left[\frac{550}{\lambda_1 \ [nm]} \right]^4 \cdot 10^{-32} \quad und \tag{5.27}$$

$$\beta_R(\lambda_1) = \frac{p(H)}{T(H) \cdot k} \cdot 5,45 \cdot \left[\frac{550}{\lambda_1 [nm]} \right]^4 \cdot 10^{-32}. \tag{5.28}$$

Darin ist für λ_1 die Wellenlänge des ausgesandten Lichts einzusetzen. Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf der beiden Koeffizienten für die verwendete Wellenlänge λ_1 =532 nm in Abhängigkeit von der Höhe.

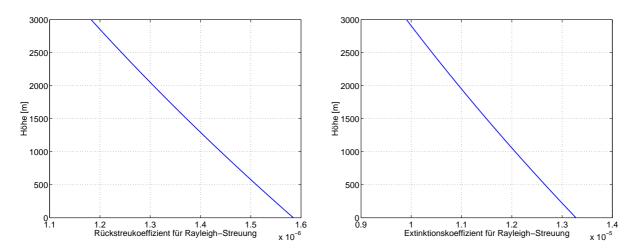


Abbildung 5.5: Verlauf von Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Höhe nach der Theorie von Rayleigh

Für den gesamten Strahlenweg ist gemäß dem Gesetz von Bouguer über s zu integrieren. Analog zur Mie-Extinktion gilt für die Lichtintensität I_R , die in der Entfernung R aufgrund der Rayleigh-Extinktion noch zur Verfügung steht

$$I_R(R) = I_0 \cdot e^{-\int_{s=0}^R a_R(s) \, ds}.$$
 (5.29)

5.2.3 Die Transmission der Erdatmosphäre

Für die Kombination aus Molekülen und Aerosolen, wie sie in der Atmosphäre vorliegt, sind die Extinktionskoeffizienten für Molekül- und Partikelstreuung zu einem Gesamtextinktionskoeffizienten addieren. Dazu käme bei bei einer verfeinerten Betrachtung noch

jeweils ein Koeffizient für den absorbierten Lichtanteil, der allerdings hier vernachlässigt wird. Es gilt also

$$a(s) = a_R(s) + a_M(s) \left\{ +b_R(s) + b_M(s) \right\}$$
(5.30)

mit

 $b_R(s)$: Extinktionskoeffizient für Molekülabsorption $b_M(s)$: Extinktionskoeffizient für Aerosolabsorption

Für die Lichtintensität I gilt somit in Abhängigkeit der Entfernung

$$I(R) = I_0 \cdot e^{-\int_{s=0}^{R} a(s) \, ds} \qquad oder$$
 (5.31)

$$I(R) = I_0 \cdot e^{-\int_{s=0}^{R} a_R(s) + a_M(s) \, ds}.$$
 (5.32)

Als Transmission der Atmosphäre bezeichnet man das Verhältnis der verbleibenden Lichtintensität I(R) in der Entfernung R und dem ausgesandten I_0 :

$$T(R) = \frac{I(R)}{I_0} = e^{-\int_{s=0}^{R} a_R(s) + a_M(s) ds}$$
(5.33)

5.2.4 Der Ramaneffekt

Der Ramaneffekt beschreibt die inelastische Streuung von monochromatischem Licht an Molekülen. Dabei ist die Wellenlänge eines einfallenden Photons ungleich derjenigen des gestreuten. Die auftretende Wellenlängendifferenz ist charakteristisch für das streuende Molekül und unabhängig von der Anregungswellenlänge. Der Ramaneffekt, der hier nur in seinen Grundzügen dargestellt werden soll, ist ausführlich in [24], [25] und [38] erläutert.

Ein Molekül besitzt ein System möglicher Anregungszustände, die es durch Energiezufuhr annehmen kann. Die Zustände sind diskret und bestehen aus einzelnen Linien. Unterschieden wird zwischen Rotations- und Vibrationszuständen. Der Rotationszustand beschreibt die Drehung beider Atome eines zweiachsigen Moleküls nach dem Hantelmodell (Abbildung 5.6). Die Rotation erfolgt senkrecht zur Verbindungslinie der Kerne um den

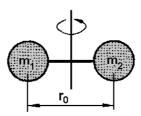


Abbildung 5.6: Rotation eines zweiatomigen Moleküls um den gemeinsamen Schwerpunkt [24]

gemeinsamen Schwerpunkt und wird durch eine Änderung des Trägheitsmoments beeinflußt. Der Vibrationszustand bestimmt die Schwingung der Atome gegeneinander um den

Gleichgewichtszustand r₀. Mit der Veränderung des Kernabstandes geht eine Energieänderung einher. Da sich Moleküle stets in Schwingung befinden, kann die Energie aber nie auf Null absinken, sondern minimal die sogenannte Nullpunktsenergie erreichen, die die Energie im tiefstmöglichen Zustand bezeichnet. Vibration und Rotation treten bei einer Energiezufuhr gleichzeitig auf. Durch die Variation des Trägheitsmoments bei einer Schwingungsänderung, ergibt sich eine Veränderung des Rotationszustandes. Daher spricht man auch allgemein vom Vibrations-Rotationszustand.

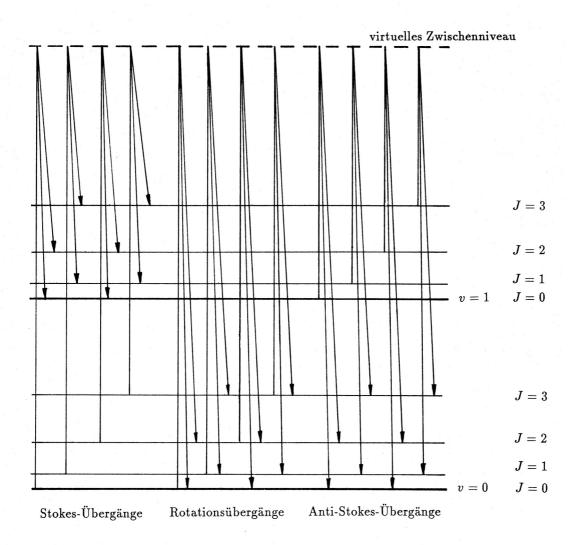


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Vibrations-Rotationsübergänge des Ramaneffekts [38]

Ohne nun auf die genauen quantenmachanischen Vorgänge in den Molekülen eingehen zu wollen, sollen mögliche Folgen des Auftreffens eines Photons auf ein Molekül aufgezeigt werden. Allgemein gilt für die Änderung der Wellenzahl $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ durch die Energiedifferenz

 ΔE zwischen Anfangs- und Endzustand eines Moleküls:

$$\widetilde{\nu_2} = \widetilde{\nu_1} \pm \frac{\Delta E}{hc} = \widetilde{\nu_1} \pm \widetilde{\nu_0} \tag{5.34}$$

Die Übergänge zwischen den Vibrations-Rotationsniveaus unterliegen nach [38] bestimmten quantenmechanischen Auswahlregeln. Zu jedem Vibrationsniveau v gehört eine Reihe von Rotationsniveaus. Deren Abstand vergrößert sich mit zunehmender Rotationsquantenzahl J. Durch ein einfallendes Photon der Wellenlänge λ_1 wird ein Übergang des Moleküls in ein virtuelles Zwischenniveau induziert. Unter Aussendung eines Photons der Wellenlänge λ_2 geht das Molekül in einen anderen Rotations-Vibrationszustand über. Die verschiedenen Möglichkeiten der Zustandsänderung sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

Beim Übergang von einem niedrigeren in ein höheres Vibrationsniveau ($\Delta v = +1$) ist die Wellenlänge λ_2 größer als die ursprünglich eingestrahlte. Man spricht von einem Stokes-Übergang. Umgekehrt bezeichnet man einen Übergang von einem höheren auf ein niedrigeres Niveau ($\Delta v = -1$) unter Aussendung eines Lichtquants kürzerer Wellenlänge als Anti-Stokes-Übergang. Für das Auftreten des Anti-Stokes-Übergangs muß sich das Molekül vor dem Eintreffen des Photons bereits im angeregten Zustand befunden haben ($v \geq 1$).

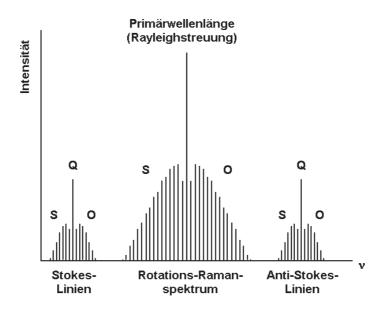


Abbildung 5.8: Raman-Rückstreuspektrum [25]

Bei einem Übergang eines Moleküls in einen anderen Rotationszustand ändert sich die Rotationsquantenzahl J um $\Delta J=\pm 2$. Bleibt der Rotationszustand unverändert, gilt $\Delta J=0$. Linien mit $\Delta J=+2$ bilden den sogenannten S-Zweig, diejenigen mit $\Delta J=-2$ den O-Zweig und für $\Delta J=0$ spricht man vom Q-Zweig. Ein reines Rotationsspektrum erhält man für $\Delta v=0$. Gilt zusätzlich $\Delta J=0$, so handelt es sich um den elastischen Prozeß der Rayleighstreuung mit $\Delta \lambda=\lambda_2-\lambda_1$ (Abbildung 5.8). Die Veränderung der Rotationsquantenzahl bewirkt eine um eine Größenordnung kleinere Wellenlängenverschiebung als der Übergang in ein anderes Vibrationsniveau. Die durch den Ramaneffekt

bewirkte Änderung der Wellenzahl $\widetilde{\nu_0}$ wird als Ramanverschiebung bezeichnet. Einige charakteristische Werte für die wichtigsten in der Atmosphäre vorkommenden Moleküle sind in Tabelle 5.2 angegeben. Die meisten Moleküle befinden sich in der Atmosphäre im Vibrationsgrundzustand. Daher haben die Anti-Stokes-Linien eine bis zu acht Größenordnungen geringere Intensität als die Stokes-Linien. Für Lidar-Anwendungen ist diese Intensität zu schwach, so daß bei Atmosphärenuntersuchungen lediglich die ramanverschobenen Signale mit $\lambda_2 > \lambda_1$ beobachtet werden können. Im Fall der hier verwendeten Empfangseinheit ist die Auflösung der S-, Q- und O-Zweige nicht möglich. Um die Primärwellenlänge abzublocken, werden schmalbandige Spektralfilter in den Strahlengang eingebaut, die jeweils für einen beschränkten Ausschnitt des reflektierten Lichts durchlässig sind. Die Bandbreite beträgt etwa 3 nm. Folglich wird ein über diesen Bereich intergrierter Wert aufgezeichnet, wobei weiter vom Q-Zweige entfernt liegende Teile des S- und O-Zweiges aufgrund der Schmalbandigkeit ausgeblendet werden. Allerdings ist die Intensität der abgeschnittenen Linien so gering, daß die Ausblendung keinen wesentlichen Signalverlust zur Folge hat.

Gas	$\widetilde{\nu_0}$ $\left[\frac{1}{cm}\right]$	$\Delta\lambda \ [nm]$	$\lambda_2 \ [nm]$
CO_2	1285,4	39,0	571,0
O_2	1556,4	48,0	580,0
N_2	2330,7	75,3	607,3
$\rm H_2O$	3654,5	128,4	660,4

Tabelle 5.2: Ramanverschiebung $\widetilde{\nu_0}$ für die wichtigsten atmosphärischen Gase [25]

Auch für die ramanverschobene Wellenlänge lassen sich Extinktions- und Rückstreukoeffizienten angeben. Für die Raman-Extinktion, die auf dem Rückweg vom Streuzentrum zum Teleskop auf das Licht wirkt, gelten die Gleichungen (5.25) und (5.27) analog, da alle in der Atmosphäre enthaltenen Teilchen zur Extinktion des Lichts beitragen. Anstelle der Wellenlänge der ausgesandten Photonen ist jedoch für den Rückweg die Streuwellenlänge λ_2 einzusetzen. Daneben wirkt noch die Mie-Extinktion gemäß Gleichung (5.17) mit einem Bodenwert, wie er in Tabelle 5.1 angegeben ist. Mit diesen beiden Faktoren kann die jeweilige Transmission T(R) angegeben werden.

Zur Modellierung der zu erwartenden Ramanrückstreuung kann Gleichung (5.28) nicht verwendet werden, weil nur bestimmte Moleküle die Streuung in der jeweils zu untersuchenden Wellenlänge verursachen. Daher ist die Teilchenanzahl N aus Gleichung (5.26) durch die Anzahl der jeweiligen Moleküle zu ersetzen. Möchte man mit dem Lidarsystem beispielsweise eine Untersuchung des höhenaufgelösten Stickstoffgehalts durchführen, kann aufgrund des recht konstanten Mischungsverhältnisses in der Atmosphäre (Tabelle 3.1) angenommen werden:

$$N_{N_2}(H) = 0,78084 \cdot \frac{p(H)}{T(H) \cdot k} \tag{5.35}$$

Für Wassermoleküle läßt sich die Teilchenanzahl direkt über den Wasserdampfpartial-

druck e(H) abschätzen:

$$N_{H_2O}(H) = \frac{e(H)}{T(H) \cdot k} \tag{5.36}$$

Untersuchungen der Rückstreueigenschaften von Stickstoff- und Wassermolekülen führen nach [39] zu deren differentiellen Rückstreuquerschnitten

$$\sigma_{N_2}^{\pi}(\lambda_1) = 2.6 \cdot \left[\frac{514.5}{\lambda_1 \ [nm]} \right]^4 \cdot 10^{-35} \frac{m^2}{sr}$$
 (5.37)

$$\sigma_{H_2O}^{\pi}(\lambda_1) = 8,6 \cdot \left[\frac{514,5}{\lambda_1 \ [nm]} \right]^4 \cdot 10^{-35} \frac{m^2}{sr}$$
 (5.38)

Damit ergibt sich für die jeweiligen Rückstreukoeffizienten

$$\beta_{N_2}(\lambda_1) = N_{N_2}(H) \cdot \sigma_{N_2}^{\pi}(\lambda_1) \quad und \tag{5.39}$$

$$\beta_{H_2O}(\lambda_1) = N_{H_2O}(H) \cdot \sigma_{H_2O}^{\pi}(\lambda_1). \tag{5.40}$$

5.3 Kombination von Rayleigh- und Ramanbeobachtungen

Die vorhergehenden Überlegungen zeigen, daß sich durch Untersuchungen der Rückstreusignale unterschiedlicher Wellenlängen die Profilverläufe einzelner Bestandteile der Erdatmosphäre auflösen lassen. Einige der in der Luft enthaltenen Atome und Molelküle haben charakteristische Eigenschaften, die aufgrund des Ramaneffekts zu Wellenlängenverschiebungen führen, anhand derer sich die streuenden Partikel eindeutig identifizieren lassen. Beispiele hierfür sind Stickstoff und Wasserdampf.

Die überwiegende Mehrheit der in der Atmosphäre enthaltenen Teilchen streut das Licht gemäß den Theorien von Rayleigh und Mie in derselben Wellenlänge zurück, mit der es zuvor eingestrahlt wurde. Daher eignet sich die Analyse dieser Profilverläufe für Anwendungen, bei denen ein günstiges Signal-/ Rausch-Verhältnis benötigt wird. Faktoren wie der Einfluß der Geometrie des Sende- und Empfangssystems oder die Mie-Extinktion lassen sich am besten auf diese Weise bestimmen. Das gute Signal-/ Rausch-Verhältnis erlaubt eine optimale Ermittlung von apparativen Systemparametern wie Blendenradius, Strahldivergenz und Öffnungswinkel des Teleskops aus der Meßkurve. Auch die Mie-Extinktion läßt sich über die Rayleighmessung bestimmen, wenn der Bodenwert $a_M^0(532\,nm)$ über einen Anpassungsprozeß ermittelt wird. Eine Umrechnung in einen Näherungswert $a_M^0(660\,nm)$ für die Wasserdampfauswertung geschieht über das aus Tabelle 5.1 entnommene Verhältnis der beiden Parameter.

Aussagen über den Stickstoffgehalt der Atmosphäre können über die Analyse des in der Wellenlänge 607 nm zurückgestreuten Lichts getroffen werden. Von Interesse sind höhenaufgelöste Stickstoffprofile insbesondere aufgrund des relativ konstanten Mischungsverhältnisses der Luft. Gemäß der Gleichung (5.35) hängt die Teilchendichte N_{N_2} nur vom

aktuellen Luftdruck p(H) und der Temperatur T(H) ab. Die über das Modell ermittelte Teilchendichte führt zu einer theoretisch erwarteten Rückstreuung, die mit der Messung verglichen werden kann. Aus der Abweichung zwischen Theorie und Meßergebnis lassen sich verbleibende Unstimmigkeiten in der Modellierung aufdecken. Weil verschiedene Untersuchungen gezeigt haben, daß der Luftdruck relativ gut durch das Modell (Gleichung (3.2)) beschrieben werden kann, ist die Temperatur der die Genauigkeit begrenzende Faktor. Da aber die Teilchendichten N_{N_2} und $N_{H_{2O}}$ gleichermaßen von der Temperatur abhängig sind und dieser Fehlereinfluß folglich durch einen Vergleich eliminiert werden kann, dient die Stickstoffmessung als Referenz für die Beobachtung des von den Wassermolekülen auf der Wellenlänge 660 nm gestreuten Lichts. Da der Systemaufbau bis auf den Spektralfilter absolut identisch ist, verbleibt bei der Wasserdampfauswertung schließlich der Wasserdampfpartialdruck e(H) als einziger freier Parameter. Somit lassen sich durch die Kombination beider Meßreihen höhenaufgelöste Wasserdampfprofile ermitteln [22].

Die Zielsetzung, Wasserdampfprofile mit Hilfe von Lidarmessungen zu ermitteln, kann also nur durch eine Untersuchung von Rückstreusignalen unterschiedlicher Wellenlängen erreicht werden. Optimal wäre eine simultane Aufzeichnung dreier Meßreihen für Rayleighstreuung, Stickstoff- und Wasserdampframan. Damit könnten bei jeder Beobachtung gleichzeitig die aktuellen Systemparameter, der Bodenwert der Mie-Extinktion und die Stickstoffprofile bestimmt, und zur Auswertung der Wasserdampfsignale herangezogen werden. Da dies aber aufgrund der verwendeten Apparatur nicht möglich ist, können die drei Beobachtungen lediglich nacheinander durchgeführt werden. Daher muß eine gewisse Unsicherheit der Atmosphärenstabilität in Kauf genommen werden. Zwischen den einzelnen Experimenten muß jedesmal der Spektralfilter gewechselt werden. Die Anlage wurde jedoch in der Weise gestaltet, daß die Auswechslung der Filter innerhalb kürzester Zeit erfolgen kann und keinerlei Umbauten bedarf. Voraussetzung für die Vergleichbarkeit der drei Datensätze ist eine rasche zeitliche Abfolge der Messungen, um die Veränderung der Atmosphäre während der Dauer der Beobachtungen nicht berücksichtigen zu müssen. Eine Meßdauer von einer Stunde für das Gesamtexperiment sollte nicht überschritten werden.

5.4 Die Lidargleichung

Die Intensität des empfangenen Rückstreusignals kann durch die sogenannte Lidargleichung beschrieben werden. Sie gibt die von Detektor empfangene Leistung $P(\lambda,R)$ an, die von mehreren Parametern abhängig ist:

- gerätespezifische Konstanten von Laser, Teleskop, Strahlengang und Detektor (Kapitel 4)
- geometrische Eigenschaften des Teleskopsystems (Abschnitt 5.6)
- atmosphärische Wechselwirkungen mit dem ausgesandten Licht (Abschnitt 5.1)

• Extinktion, Rückstreuung und Transmission für die jeweils untersuchte Wellenlänge (Abschnitt 5.2)

Nach [21] gilt

$$P(\lambda, R) = P_L \cdot \frac{c\tau_L}{2} \cdot \xi(\lambda) \cdot \frac{A_0}{R^2} \cdot \beta(\lambda_L, \lambda, R) \cdot \xi(R) \cdot T_{\lambda_L}(R) \cdot T_{\lambda}(R). \tag{5.41}$$

Darin bezeichnen

 P_L : die Ausgangsleistung des Lasers c: die Vakuumlichtgeschwindigkeit

au : die Pulslänge

 $\xi(\lambda)$: die Transmission der Sende- und Empfangsoptik

 A_0 : die Fläche des Hauptspiegels

R: die Entfernung des Streuzentrums vom Teleskop

 $\beta(\lambda_L, \lambda, R)$: den Rückstreukoeffizienten für die untersuchte Wellenlänge λ

 $\xi(R)$: den geometrischen Formfaktor

 $T_{\lambda_{I}}(R), T_{\lambda}(R)$: die Transmission der Atmosphäre für Hin- und Rückweg

Für T(R) ist die Transmission gemäß Gleichung (5.33) einzusetzen. Dabei ist die Wellenlänge des Lichts zu beachten. Im Rayleighfall ist die Transmission für die ausgesandte und die rückgestreute Welle identisch. Daher läßt sich schreiben:

$$T_{\lambda_L}(R) \cdot T_{\lambda}(R) = T_{\lambda}(R) = e^{-\int_{s=0}^{R} a(s) \, ds} \cdot e^{-\int_{s=0}^{R} a(s)} = e^{-2 \cdot \int_{s=0}^{R} a(s) \, ds}. \tag{5.42}$$

Im Ramanfall muß für den Hinweg die Ausgangswellenlänge und für den Rückweg die Streuwellenlänge eingesetzt werden:

$$T_{\lambda_L}(R) \cdot T_{\lambda}(R) = e^{-\int_{s=0}^{R} a_{\lambda_L}(s) \, ds} \cdot e^{-\int_{s=0}^{R} a_{\lambda}(s)} = e^{-\int_{s=0}^{R} a_{\lambda_L}(s) + a_{\lambda}(s) \, ds}$$
 (5.43)

Um eine Information über die Anzahl der detektierten Photonen zu erhalten, kann die empfangene Leistung in eine Zählrate Z umgerechnet werden:

$$Z = \frac{\lambda_L \cdot P(\lambda, R)}{h \cdot c} \tag{5.44}$$

Nach dem Einsetzen der Spezifikationsdaten des Lasers (Tabelle 4.2), der Teleskopparameter (Werksangaben, Tabelle 5.3) und der Transmissionseigenschaften des Teleskopsystems (Tabelle 4.3) in Gleichung (5.41) ergibt sich ohne Berücksichtigung des geometrischen Formfaktors (d.h. $\xi(R) = 1$) für die jeweilige Wellenlänge die in Abbildung 5.9 dargestellte Kurve. Zugrundegelegt wurden die Atmosphärenparameter $T_0 = 0$ °C, $p_0 = 945$ mbar und $L_0 = 70\%$. Die benötigte Höheninformation für die oben beschriebenen Modelle wurde aus der Entfernung R über eine angenommene Elevation von $\alpha = 75^{\circ}$ mit $H = R \cdot \sin \alpha$ berechnet. Das Einsetzen aller Terme in Gleichung (5.41) führt zu einer $\frac{1}{R^4}$ -Abhängigkeit der Signalintensität. Der daraus resultierende charakteristische Abfall ist in Abbildung 5.9 deutlich zu erkennen.

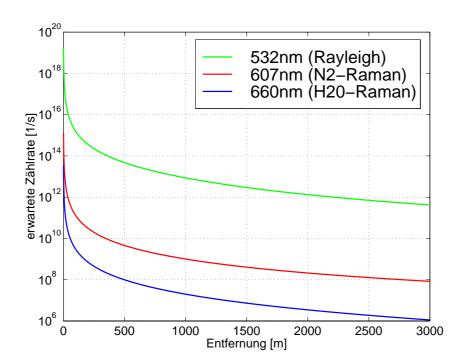


Abbildung 5.9: Theoretische Zählraten der Rückstreusignale in den verschiedenen Wellenlängen ohne Berücksichtigung der Systemgeometrie

5.5 Detektion der Ramanrückstreusignale

Wie die Grafik im vorhergehenden Abschnitt zeigt, sind für den Wasserdampframanfall um bis zu sechs Größenordnungen geringere Rückstreusignale zu erwarten als bei der Beobachtung von Rayleighrückstreuung. Die Intensität der ramanverschobenen Rückstreuung des Stickstoff ist um immerhin drei bis vier Größenordnungen (in Abhängigkeit des vorherrschenden Luftdrucks) kleiner als die des Rayleighsignals.

Um die Signale überhaupt detektieren zu können, ist der Einbau wellenlängenselektiver Komponenten in den Strahlengang des Empfangsteleskops nötig. Jeder der verwendeten Bandpaßfilter für 607 nm und 660 nm besitzt eine Blockung von etwa vier Größenordnungen für Licht der Primärwellenlänge von 532 nm. Daraus läßt sich folgern, daß die Blockung insbesondere für die Detektion von Wasserdampfrückstreusignalen nicht ausreicht. Das interessierende Signal ist quantitativ nicht zu bestimmen, weil es durch das den Filter durchdringende Laserlicht überlagert wird. Daher ist eine weitere Blockung der Primärwellenlänge nötig. Erreicht wird dies durch den Einbau eines Kantenfilters. Dieser besitzt die Eigenschaft, Strahlung bis zu einer bestimmten Wellenlänge λ_k ebenfalls um bis zu vier Größenordnungen zu blocken [20]. Für Wellenlängen mit $\lambda > \lambda_k$ hat der Filter eine Transmission von 85% (vgl. Tabelle 4.3). Die Kombination aus Kantenfilter und Bandpaßfilter für die jeweiligen Spektralbereiche erreicht eine Blockung der ausgesandten Wellenlänge um etwa acht Größenordnungen (Abbildung 5.10). Damit ist eine Detektion der Ramansignale möglich. Dafür wird allerdings in Kauf genommen, daß die Gesamttransmission des Lidarsystems durch den zusätzlichen Filter um 15% abnimmt. Für die Untersuchung der Stickstofflinie ergibt sich ein analoges Bild wie für 660 nm.

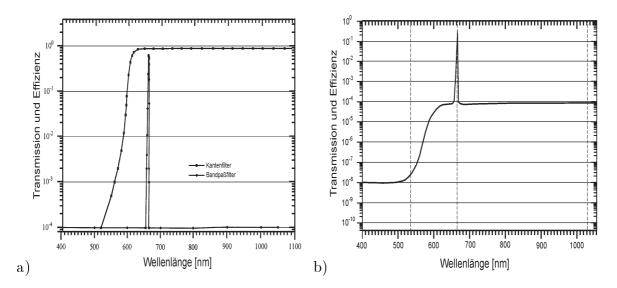


Abbildung 5.10: Bild a) zeigt einen Vergleich der Transmissionseigenschften des Bandpaßfilters für 660 nm und des Kantenfilters in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Unter simultaner Verwendung beider Filter ergibt sich eine Transmission für das System, wie sie in Bild b) dargestellt ist [20].

5.6 Einfluß der Geometrie des Lidarsystems auf das Signal

5.6.1 Begriffe

Um einige charakteristische Eigenheiten des Lidarsignals erklären zu können, ist es notwendig, sich mit geometrischen Betrachtungen bezüglich des verwendeten Teleskopsystems auseinanderzusetzen. Wie bereits erwähnt, handelt es sich um ein bistatisches Lidar, bei dem mit einem getrennten Sende- und Empfangsteleskop gearbeitet wird. Daher überlappen sich das Gesichtsfeld des Empfangsteleskops und der Laserstrahl nicht von Anfang an (Abbildung 5.11). Erst in einiger Entfernung tritt der Laserpuls langsam in das Gesichtsfeld des Detektors ein. Daher ist zunächst kein Signal zu erwarten, da die Rückstreuereignisse bis zum Zeitpunkt des Eintritts vom Teleskop nicht detektiert werden können. Während der Strahl in das Gesichtsfeld hineinläuft, steigt die Rückstreuintensität kontinuierlich an. Erst wenn sich Puls und Gesichtsfeld vollständig überlappen, wird der charakteristische Abfall, der durch die Streuung an Luftpartikeln verursacht wird, sichtbar [21]. Die geometrischen Betrachtungen und der damit einhergehende zu erwartende Signalverlauf sind in diesem Abschnitt erläutert.

In der Gleichung (5.41) kann das Produkt aus der Fläche des Hauptspiegels und dem geometrischen Formfaktor durch die effektive Teleskopfläche A(R) ersetzt werden:

$$A(R) = A_0 \cdot \xi(R) \tag{5.45}$$

mit

$$A_0 = \pi \cdot r_0^2. \tag{5.46}$$

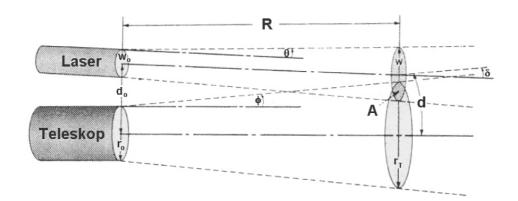


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Strahlkeule und des Gesichtsfelds des Empfangsteleskops [21]

Darin bezeichnet r_0 den Radius des Hauptspiegels.

Für den geometrischen Formfaktor $\xi(R)$ gilt

$$\xi(R) = \frac{1}{\pi W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{r_T} \int_{\psi=0}^{2\pi} \xi(R, r, \psi) \cdot F(R, r, \psi) \, r \, dr \, d\psi. \tag{5.47}$$

In diesem Ausdruck sind die den Signalverlauf beeinflussenden geometrischen Eigenschaften des Teleskopsystems zusammengefaßt. Unter Anwendung der Gleichung (5.45) wird die effektive Teleskopfläche zu

$$A(R) = \frac{A_0}{\pi W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{r_T} \int_{\psi=0}^{2\pi} \xi(R, r, \psi) \cdot F(R, r, \psi) \, r \, dr \, d\psi. \tag{5.48}$$

Wird die effektive Teleskopfläche in die Lidargleichung (5.41) eingeführt, so folgt für die empfangene Leistung

$$P(\lambda, R) = P_L \cdot \frac{c\tau_L}{2} \cdot \xi(\lambda) \cdot \frac{A(R)}{R^2} \cdot \beta(\lambda_L, \lambda, R) \cdot T_{\lambda_L}(R) \cdot T_{\lambda}(R). \tag{5.49}$$

Mit (5.48) läßt sich schließlich schreiben:

$$P(\lambda, R) = P_L \cdot \frac{c\tau_L}{2} \cdot \xi(\lambda) \cdot \frac{r_0^2}{R^2} \cdot \beta(\lambda_L, \lambda, R) \cdot \frac{T_{\lambda_L}(R) \cdot T_{\lambda}(R)}{W^2(R)}$$
$$\cdot \int_{r=0}^{r_T} \int_{\psi=0}^{2\pi} \xi(R, r, \psi) \cdot F(R, r, \psi) \, r \, dr \, d\psi. \tag{5.50}$$

Darin beschreibt $F(R, r, \psi)$ die Verteilung des Laserleistung in einer Zielebene in der Entfernung R. Die Zielebene steht senkrecht zur optischen Achse. Ein Vektor \overrightarrow{r} in dieser Ebene kann durch die Polarkoordinaten (r, ψ) angegeben werden. Der Ursprung dieses Systems liegt im Schnittpunkt der optischen Achse mit der Zielebene. Zwei Fälle der Leistungsverteilung um die Achse des Sendestrahls können angenommen werden:

a) die Gauß-Verteilung

$$F(R, r, \psi) = e^{-[r^*/W(R)]^2}$$
(5.51)

mit

$$r^* = \sqrt{r^2 + d(R)^2 - 2rd(R) \cdot \cos \psi}.$$
 (5.52)

In dieser Formel gibt d den Abstand zwischen den Achsen des Sendestrahls und des Teleskopgesichtsfeldes an (vgl. Abbildung 5.11). Für ihn gilt in Abhängigkeit der Entfernung R

$$d(R) = d_0 - \delta \cdot R,\tag{5.53}$$

worin

 d_0 : den Abstand zwischen den Achsen von Sende- und Empfangsteleskop am Lidar δ : die Neigung der beiden Achsen gegeneinander

bezeichnen.

b) die Gleichverteilung

$$F(R, r, \psi) = \begin{cases} 1 & im Bereich der Ueberlappung \\ 0 & ausserhalb \end{cases}$$
 (5.54)

Im Folgenden soll vereinfachend von der Gleichverteilung ausgegangen werden.

 $\xi(R, r, \psi)$ bezeichnet den geometrischen Wahrscheinlichkeitsfaktor. Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon in der Zielebene vom Empfangsteleskop detektiert werden kann, wenn es sich im Gesichtsfeld des Teleskops befindet. Der Wahrscheinlichkeitsfaktor ist im Allgemeinen ungleich eins, weil der Hauptspiegel durch den Sekundärspiegel teilweise abgeschattet ist (Abschnitt 5.6.3), und zusätzlich in manchen Fällen nicht alle einfallenden Lichtquanten zum Photostrom im Detektor beitragen (geometrische Kompression, Abschnitt 5.6.4).

Der Radius des Sendestrahls in der Entfernung R beträgt

$$W(R) = \sqrt{W_0^2 + \theta^2 \cdot R^2}.$$
 (5.55)

Darin bedeuten

 W_0 : den Durchmesser des Sendestrahls am Strahlausgang

 θ : den halben Winkel der Strahldivergenz.

Das Gesichtsfeld des Teleskops ist in der Entfernung R ein Kreis mit dem Radius

$$r_T(R) = r_0 + \Phi \cdot R,\tag{5.56}$$

worin

 r_0 : den Radius des Hauptspiegels

Φ : den halben Öffnungswinkel des Teleskops (Field of View)

angeben. Φ berechnet sich seinerseits nach

$$\Phi = \frac{r_D}{f} \tag{5.57}$$

mit

r_D: wirksamer Radius des Detektors
 f: Brennweite des Empfangsteleskops

Der wirksame Radius des Detektors r_D kann bei Verwendung einer Feldblende mit deren Öffnungsradius r_F gleichgesetzt werden (Abschnitt 5.6.4):

$$r_D \equiv r_F \tag{5.58}$$

Der verwendete Öffnungsradius der Feldblende wurde näherungsweise mit $r_F = 0.002~m$ bestimmt. Damit beträgt der halbe Öffnungswinkel des Teleskops $\Phi = 0.06^{\circ}$. Weil einige der Parameter mit großer Unsicherheit behaftet sind, werden sie im Zuge der Auswertung als Unbekannte in eine Ausgleichung eingeführt. Insbesondere die Strahldivergenz θ , den Radius des Sendestrahls am Strahlausgang W_0 und die Neigung der optischen Achsen von Sende- und Empfangsteleskop δ gegeneinander sind aufgrund der Justierung des Systems neu zu bestimmen. Als Näherungswerte dienen die aus [11] entnommen Werte, die in Tabelle 5.3 zusammengestellt sind.

Parameter	Wert	Einheit
W_0	0,08-0,1	m
θ	0,1-5	mrad
r_0	0,3	m
r_b	0,07	m
f	1,75	m
d_0	0,5	m
δ	0	rad

Tabelle 5.3: Näherungswerte für die Systemparameter [11]

5.6.2 Der Überlappungsfaktor

Zunächst sei angenommen, daß der einzige relevante geometrische Effekt auf das Signal von der erst in zunehmender Entfernung fortschreitenden Überlappung von Lichtkegel und Teleskopgesichtsfeld herrührt. Es werden weder die Abschattung des Hauptspiegels durch den Sekundärspiegel berücksichtigt, noch die eventuell auftretende geometrische Kompression. Dieser Effekt beschreibt die Auswirkung der unscharfen Abbildung des aus geringen Entfernungen gestreuten Laserlichts in der Brennebene, da das Empfangsteleskop auf unendlch fokussiert ist. Auf die beiden genannten Fälle wird erst im nächsten Abschnitt eingegangen.

Ausgehend von einer gleichverteilten Laserleistung in der Zielebene (5.54) soll die Überlappung von Strahlkegel und Gesichtsfeld beschrieben werden. Wegen der nichtvorhandenen Abschattung ist der geometrische Wahrscheinlichkeitsfaktor $\xi(R, r, \psi)$ gleich eins. Das ist gleichbedeutend mit der Annahme, daß jedes im Gesichtsfeld vorhandene Photon auch zum Detektor gelangt. Gleichung (5.47) wird somit zu

$$\xi_1(R) = \frac{1}{\pi W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{r_T(R)} \int_{\psi=0}^{2\pi} F(R, r, \psi) r \, dr \, d\psi.$$
 (5.59)

Das Doppelintegral gibt unter Annahme der Gültigkeit von Gleichung (5.54) die im Gesichtsfeld beleuchtete Fläche an. $\xi_1(R)$ bezeichnet also den Anteil der Strahlsquerschnittsfläche, der vom Teleskop empfangen werden kann. Da mit dieser Gleichung nur Flächenanteile bestimmt werden, ist es unerheblich, an welcher Stelle sich ein Photon im Gesichtsfeld befindet. Weil damit die Abhängigkeit von (r,ψ) verloren ist, läßt sich vereinfachend schreiben:

$$\xi_1(R) = \frac{\alpha (r_T(R), W(R), d(R))}{\pi W(R)^2}.$$
 (5.60)

 $\xi_1(R)$ wird als Überlappungsfaktor, α als Überlappungsfunktion bezeichnet. Durch letztere wird lediglich der in Abhängigkeit der Entfernung im Gesichtsfeld enthaltene Anteil des Sendestrahles berechnet.

Abbildung 5.12 gibt mögliche Zustände der Überlappung an. Falls sich Laserpuls und

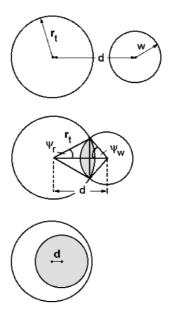


Abbildung 5.12: Eintritt des Sendestrahls in das Gesichtsfeld der Empfangsoptik [21]

Gesichtsfeld überhaupt noch nicht überlappen, so ist $\alpha = \xi_1(R) = 0$. Ist der Strahl vollständig in das Teleskopgesichtsfeld eingetreten, gilt $\alpha = \pi \cdot W(R)^2$ und folglich $\xi_1(R) = 0$

1. Der Vorgang des Eintritts ist durch

$$\alpha (r_T(R), W(R), d(R)) = W(R)^2 \psi_W + r_T(R)^2 \psi_r - r_T(R) d(R) \cdot \sin \psi_r$$
 (5.61)

beschrieben. Darin stehen die Abkürzungen ψ_W und ψ_r für

$$\psi_W = \arccos\left[\frac{d(R)^2 + W(R)^2 - r_T(R)^2}{2 \cdot W(R)d(R)}\right]$$
 (5.62)

und

$$\psi_r = \arccos\left[\frac{d(R)^2 + r_T(R)^2 - W(R)^2}{2 \cdot r_T(R)d(R)}\right]. \tag{5.63}$$

Voraussetzung für die Allgmeingültigkeit dieser Ausdruck ist die Invarianz von d(R) bei einer Drehung der Apparatur in Azimutal- und Elevationsrichtung, was bei dem für diese Arbeit eingesetzten Teleskop angenommen wird. Gelten die zu Beginn dieses Abschnitts angesprochenen Vereinfachnungen bezüglich Nichtberücksichtigung der Abschattung des Hauptspiegels und der geometrischen Kompression, so ist der Überlappungsfaktor $\xi_1(R)$ als geometrischer Formfaktor einzusetzen.

5.6.3 Der geometrische Formfaktor

Bei dem verwendeten Schmidt-Cassegrain-Strahlengang tritt entgegen den vereinfachenden Annahmen des vorhergehenden Abschnitts eine teilweise Abschattung des Hauptspiegels durch den Sekundärspiegel auf. Daher muß dieser Umstand bei der Beschreibung der Geometrieeigenschaften berücksichtigt werden [21].

Jeder beleuchtete Punkt $P(r,\psi)$ einer Zielebene im Abstand R vom Teleskop kann nach den Gesetzen der geometrischen Optik je nach Rückstreuwinkel einen Kreis mit Radius r_c in der Brennebe des Teleskops beleuchten. Der Kreis wird im Folgenden als Abbildungsbereich bezeichnet. Sein Radius ist durch

$$r_c(R) = \frac{r_0 \cdot f}{R} \tag{5.64}$$

gegeben. In Abhängigkeit des Abstands r von der optischen Achse ist der Mittelpunkt des Abbildungsbereichs für den jeweils betrachteten Punkt P um einen kleinen Betrag radial vom Brennpunkt verschoben. Diese Verschiebung wird mit r_f bezeichnet. Für sie gilt:

$$r_f(r,R) = \frac{r \cdot f}{R}.\tag{5.65}$$

Umgekehrt können im Abbildungsbereich eines Punktes P Lichtstrahlen von weiteren Punkten P_i , eintreffen, die innerhalb eines Kreises mit dem Radius r_0 um $P(r,\psi)$ in der Zielebene liegen. Die Abbildungsbereiche verschiedener Punkte überlagern sich also. Die Situation ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

Nur ein Teil der auf der Brennebene abgebildeten Photonen kann vom Photomultiplier detektiert werden. Der limitierende Faktor hierfür ist die Größe der lichtempfindlichen

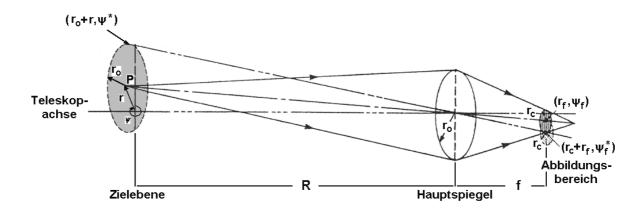


Abbildung 5.13: Entstehung und Lage des Abbildungsbereichs

Fläche. Vorausgesetzt wird, daß der Detektor auf der optischen Achse im Brennpunkt des Systems angebracht ist. Geometrische Überlegungen liefern eine Information über den Bereich in der Zielebene, aus dem die Strahlung auf die Brennebene des Teleskops einfallen darf, um ein Abbild in der Dimension der Detektorfläche zu erzeugen. Damit ergibt sich die Gesichtsfeldgröße wie sie in Gleichung (5.56) eingeführt wurde. Im Fall des hier verwendeten Systemaufbaus kann der Photomultiplier nicht im Brennpunkt des Teleskops angebracht werden, da anschließend noch die Filter für die jeweils betrachtete Wellenlänge durchlaufen werden müssen. Um das Gesichtsfeld begrenzen zu können, wird eine variable Feldblende im Brennpunkt des Teleskops angebracht.

Wie bereits angesprochen, verdeckt der Sekundärspiegel einen Teil des Hauptspiegels. Daher können nicht alle zurückgestreuten Lichtquanten den Detektor erreichen, obwohl sie sich im Gesichtsfeld des Teleskops befinden. Der geometrische Wahrscheinlichkeitsfaktor ist also jetzt ungleich eins. Eine Abhängigkeit von ψ ist aufgrund der angenommenen Gleichverteilung der Laserenergie im Strahlquerschnitt nicht mehr vorhanden. Dafür müssen als zusätzliche, die Wahrscheinlichkeit bestimmende Parameter noch der Radius der Subapertur und der Feldblende aufgenommen werden.

Der geometrische Wahrscheinlichkeitsfaktor ergibt sich zu

$$\xi(R, r, r_a, r_b) = \frac{\alpha(r_a, r_c, r_f) - \alpha(r_a, \tilde{r}_b, r_f)}{\pi r_c(R)^2}.$$
 (5.66)

Darin bedeuten

 $\alpha(r_1, r_2, r_f)$: die Überlappungsfunktion r_a : den Blendenradius $\widetilde{r_b}$: den Radius der Projektion der Subapertur in die Brennebene

mit

$$\widetilde{r}_b(R) = \frac{r_b \cdot f}{R}.\tag{5.67}$$

In diese Beziehung geht der Raduis des Sekundärspiegels r_b ein. Die Funktion $\alpha(r_1,$ r_2 , r_f) ist die gleiche, wie sie bereits bei der Berchnung des Überlappungsfaktors $\xi_1(R)$ verwendet wurde. Von Interesse hier ist die Überlappung von Blendenöffnung und Abbildungsbereich in der Brennebene (erster Term im Zähler von (5.66)). Davon subtrahiert wird die Überlappung von Blendenöffnung und dem Abbild des Fangspiegels. Der Faktor $\xi(R, r, r_a, r_b)$ gibt folglich die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein im Gesichtsfeld befindliches Photon die Brennebene erreicht und somit vom Detektor registriert werden kann. Die Abschattung ist in Abbildung 5.14 verdeutlicht. Vereinfachend wird angenommen,

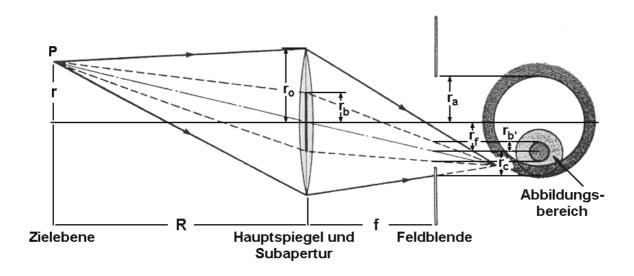


Abbildung 5.14: Wahrscheinlichkeit der Detektion eines Photons in Abhängigkeit der Einstrahlrichtung bei einer Abschattung der Brennebene durch die Projektion des Fangspiegels

daß der Schatten der Subapertur auf dem Hauptspiegel denselben Radius hat, wie der Sekundärspiegel selbst. Er wird also als Parallelprojektion des Sekundärspiegels in den Hauptspiegel betrachtet.

Setzt man den erhaltenen Wahrscheinlichkeitsfaktor $\xi(R, r, r_a, r_b)$ nun in die Gleichung für den geometrischen Formfaktor ein, so gilt

$$\xi(R) = \frac{1}{\pi W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{r_T} \int_{\psi=0}^{2\pi} \xi(R, r, r_a, r_b) \cdot F(R, r, \psi) \, r \, dr \, d\psi. \tag{5.68}$$

Der Faktor $F(R, r, \psi)$ sorgt wie oben erläutert für die Ermittlung der beleuchteten Fläche im Gesichtsfeld. Unter der Annahme, der Strahl sei vollkommen im Gesichtsfeld enthalten (Index 2), ließe sich formulieren:

$$\xi_2(R) = \frac{1}{\pi W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{W(R)} \int_{\psi=0}^{2\pi} \xi(R, r, r_a, r_b) r \, dr \, d\psi.$$
 (5.69)

Weil damit auch die Abhängigkeit von ψ entfällt, kann man (5.69) vereinfachen zu

$$\xi_2(R) = \frac{2\pi}{\pi W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{W(R)} \xi(R, r, r_a, r_b) r \, dr.$$
 (5.70)

Schließlich wird noch die Tatsache, daß aufgrund des biaxialen Systems der Sendestrahl erst mit der Zeit in das Gesichtsfeld des Teleskops eintritt, duch Hinzunahme des Überlappungsfaktors $\xi_1(R)$ berücksichtigt:

$$\xi(R) = \xi_1(R) \cdot \xi_2(R) \qquad oder \tag{5.71}$$

$$\xi(R) = \frac{2 \cdot \xi_1(R)}{W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{W(R)} \xi(R, r, r_a, r_b) r dr$$
 (5.72)

Damit sind die geometrischen Eigenschaften des getrennten Sende- und Empfangssystems, die zu einem charakteristischen Signalverlauf im ersten halben Kilometer führen, vollständig beschrieben. Die effektive Teleskopfläche $A(R) = A_0 \cdot \xi(R)$ kann nun angegeben werden mit

$$A(R) = \frac{2 \cdot A_0 \cdot \xi_1(R)}{W(R)^2} \cdot \int_{r=0}^{W(R)} \xi(R, r, r_a, r_b) r \, dr.$$
 (5.73)

 $Halld\acute{o}rsson$ und Langerholc (1978) haben sich mit der Lösung dieser Gleichung beschäftigt. Demnach kann bei einem koaxialen System ($\xi_1(R)=1$) unter der Voraussetzung einer gleichverteilten Laserleistung für die effektive Teleskopfläche ab 300 m

$$A = (r_0^2 - r_b^2) \cdot \pi \tag{5.74}$$

gesetzt werden. Für die in Tabelle 5.3 zusammengestellten Werksangaben ergibt sich A=0,265 m². Damit wird $\xi_2(R)=\frac{A}{A_0}=\frac{0,265}{0,283}=0,9375$. Die im Gesichtsfeld befindliche

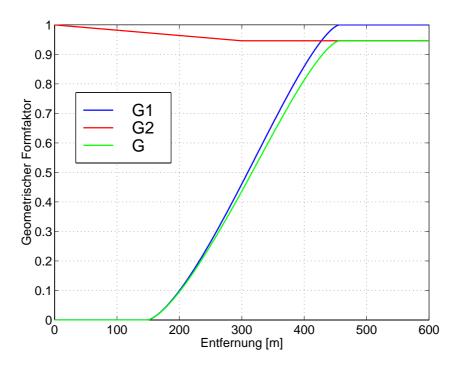


Abbildung 5.15: Der geometrische Formfaktor: $G1 = \xi_1(R)$, $G2 = \xi_2(R)$, Gesamteinfluß $G = \xi_1(R) \cdot \xi_2(R)$

Rückstrahlung wird also um 6.25% abgeschwächt. Unter Berücksichtigung des Überlappungsfaktors wird (5.71) bei einem biaxialen Aufbau zu

$$\xi(R) = 0.9375 \cdot \xi_1(R) \tag{5.75}$$

Da sich aber der Lichtstrahl schon in kürzeren Entfernungen als 300 im Gesichtsfeld des Teleskops befindet, wurde für den Entfernungsbereich von 0 bis 300 m als Näherung linear zwischen 1 und 0,9375 interpoliert. Diese Annahme ist sinnvoll, weil der Strahl, der seitlich in das Gesichtsfeld des Teleskops hineinläuft, zunächst sehr wenig Abschattung durch den Sekundärspiegel erfährt. Ohnehin kann das Teleskop erst ab einer Entfernung von 150 m Rückstreusignale empfangen. Vorher befindet sich der Sendestrahl noch außerhalb des Gesichtsfeldes. Die resultierende Grafik für den geometrischen Formfaktor zeigt Abbildung 5.15. Wie die Darstellung verdeutlicht, kann der Überlappungsfaktor ab einer Entfernung von 450 m außer acht gelassen werden. In diesem Abstand vom Teleskop ist der Sendestrahl vollständig in das Gesichtsfeld des Teleskops eingetreten. Lediglich der Einfluß der Abschattung des Hauptspiegels durch den Sekundärspiegel bleibt bestehen. Das System kann daher ab 450 m als koaxial betrachtet werden.

5.6.4 Geometrische Kompression

Als geometrische Kompression bezeichnet man den Verlust von Rückstreuleistung aufgrund einer unscharfen Abbildung des aus geringen Entfernungen reflektierten Lichts [21]. Da das Empfangsteleskop auf unendlich fokussiert ist, werden einfallende Parallelstrahlen scharf im Brennpunkt gebündelt. Zurückgestreutes Licht, das aus kurzen Abständen schräg zur optischen Achse eintritt, wird in der Brennebene unscharf abgebildet. Um das Gesichtsfeld zu begrenzen und dadurch Störlicht zu vermeiden, wurde die variable Feldblende in der Brennebene installiert. Daher ist zu untersuchen, ob der Bereich, der durch nicht parallel zur optischen Achse einfallendes Licht ausgeleuchtet wird, kleiner ist als die Öffnung dieses Bauteils. Somit würde keine geometrische Kompression auftreten, weil der gesamte in der Brennebene des Systems ausgeleuchtete Bereich im Empfänger abgebildet wird. Abbildung 5.16 verdeutlicht den Sachverhalt. Wie die Berechnung des geometrischen Formfaktors zeigt, tritt der Sendestrahl erst ab einer Entfernung von etwa 200 m in das Gesichtsfeld des Teleskops ein (Abbildung 5.15). Über die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{R} + \frac{1}{b} \tag{5.76}$$

folgt die Bildweite b, die die Entfernung derjenigen Ebene von der Linse angibt, in der eine scharfe Abbildung erfolgen würde. Mit f=1,75 m und R=200 m ergibt sich b=1,76 m. Über die geometrische Beziehung

$$\frac{r_0}{b} = \frac{r_{abb}}{b - f} \tag{5.77}$$

läßt sich die radiale Ausdehnung r_{abb} des unscharf abgebildeten Bereichs in der Brennebene berechnen. r_{abb} beträgt demnach für eine Entfernung von 200 m etwa 0,0018 m. Mit zunehmendem Abstand R vom Teleskop verringert sich der Betrag von r_{abb} .

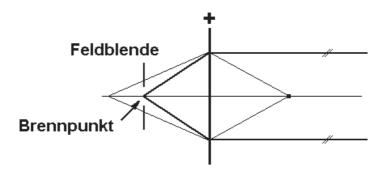


Abbildung 5.16: Signalverlust aufgrund geometrischer Kompression: Das Teleskop fokussiert Parallelstrahlen im Brennpunkt. Schräg zur optischen Achse einfallendes Licht wird in der Brennebene unscharf abgebildet. Aufgrund der zu kleinen Blendenöffnung geht ein Teil der Rückstreuleistung verloren.

Damit gilt stets $r_{abb} < r_f \approx 0,002$ m. Die gesamte aus diesem Entfernungsbereich zurückgestreute Strahlung kann somit durch die Blendenöffnung auf den Detektor gelangen. Da die lichtempfindliche Fläche des Photodetektors ohnehin wesentlich größer ist als die Blendenöffnung, wird das gesamte rückgestreute Licht vom Photomultiplier verstärkt. Daher ist kein Informationsverlust durch geometrische Kompression zu erwarten.

5.6.5 Seitwärts eingestreutes Licht

In den bisherigen Betrachtungen wurde davon ausgegangen, daß alle Lichtquanten vor der Detektion auf den Hauptspiegel treffen, von wo aus sie auf den Subreflektor reflektiert werden. Anschließend gelangen sie durch die im Brennpunkt befindliche Blende zum Empfänger (Abbildung 5.17, Strahl b). Untersucht werden muß jedoch auch die Möglich-

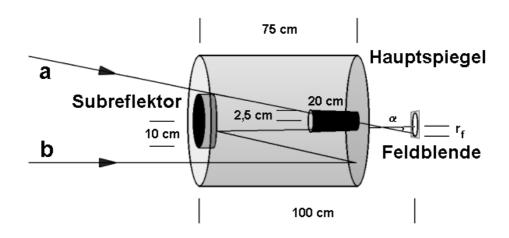


Abbildung 5.17: Seitwärts einfallendes Streulicht

keit, ob Licht auf direktem Weg, also ohne zuvor auf den Hauptspiegel getroffen zu sein, zum Empfänger gelangen können (Abbildung 5.17, Strahl a). Dazu müßte der Strahl, wie

in der Abbildung gezeigt ist, schräg zur optischen Achse einfallen und am Subreflektor vorbei in den dargestellten Tubus treffen, um von dort aus in die Brennebene zu gelangen. Da die Lichtquanten nicht achsparallel einfallen würden, läge ihre Abbildung in der Brennebe um den Betrag r_f vom Brennpunkt entfernt. Den Detektor könnte ein Photon in diesem Fall nur erreichen, wenn der Blendenradius r_b größer als seine Ablage r_f wäre. Dieser Fragestellung soll anhand der Abbildung 5.17 nachgegangen werden. Rein geometrische Überlegungen führen mit den in dieser Darstellung angegebenen Zahlenwerten des verwendeten Empfangsteleskops zu folgender Gleichung:

$$\tan \alpha = \frac{10 \, cm - 2, 5 \, cm}{55 \, cm} = \frac{r_f + 2, 5 \, cm}{45 \, cm} \tag{5.78}$$

Damit zeigt sich, daß die Strahlen, um überhaupt durch den Tubus treffen zu können, mindestens 7,7° schräg zur optischen Achse einfallen müssen. Die Abbildung in der Brennebene liegt damit mehr als 3,6 cm vom Brennpunkt entfernt. Bei einem Blendenradius im Millimeterbereich ist es also auf keinen Fall möglich, direkt eingestreutes Licht zu detektieren.

5.6.6 Das Lidarsignal unter Berücksichtigung der Systemgeometrie

Die Abbildung 5.9 zeigte den Signalverlauf ohne Berücksichtigung der geometrischen Eigenschaften des verwendeten Lidarsystems. Wird nun der Faktor $\xi(R)$ gemäß Formel

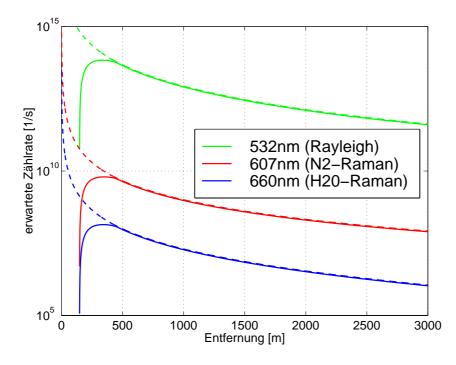


Abbildung 5.18: Theoretische Zählraten der Rückstreusignale in den verschiedenen Wellenlängen unter Berücksichtigung der Systemgeometrie

(5.75) in (5.41) eingesetzt, und die theoretische Zählrate der Rückstreusignale erneut berechnet, ergibt sich die Signalform, die in Abbildung 5.18 dargestellt ist. Charakrteristisch ist der steile Signalansieg bis zu einer Entfernung von 450 m. Die Kurven unterscheiden sich ab dieser Distanz von den in Abbildung 5.9 angegebenen Werten bei unveränderter Signalform lediglich durch die Absolutwerte ihrer Zählraten. Die jeweils um 6,25% geringere Intensität ist durch die Abschattung des Hauptspiegels durch den Sekundärspiegel begründet.

Kapitel 6

Beobachtungen und Meßergebnisse

In 26 Nächten zwischen Dezember 1999 und Mai 2000 wurden mit dem aufgebauten Lidarsystem Beobachtungen durchgeführt. Die Resultate der ersten Meßreihen waren Erkenntnisse über Dejustierungen von Strahlengang und Photodetektor. Anschließend wurde die Empfindlichkeit des Empfängers auf die erwartete Rückstreuung abgestimmt, um eine bestmögliche Verstärkung des einfallenden Lichts zu erreichen. Nach diesen ersten Testreihen begannen die eigentlichen Beobachtungen. Zunächst war es das Ziel, die Systemgeometrie optimal zu modellieren. In besonders klaren Nächten wurden die Referenzmessungen erstellt, die später quasi als Sollkurven zum Vergleich mit ausgewählten Rayleigh- bzw. Ramanmessungen dienen sollen, deren Kurvenverläufe aufgrund der aktuellen Witterungsbedingungen Besonderheiten aufweisen. Aus dem Kurvenverlauf der Referenzkurven wurden Größen für den geometrischen Formfaktor abgeleitet, die in den späteren Messungen größtenteils als bekannt angenommen wurden. Zur Ermittlung der Systemparameter wurden ausschließlich Rayleighmessungen herangezogen, da deren Auswertung aufgrund des günstigen Signal-/Rausch-Verhältnisses die besten Ergebnisse versprach. Alle Beobachtungen fanden bei Dunkelheit statt, um keine unnötigen Störungen durch das hohe Hintergrundrauschen zu erhalten, das bei Tageslicht aufgrund der ungenügenden Blockung durch den grünen Bandpaßfilter vorhanden ist. Abbildung 6.1 zeigt schematisch die verwendete Anlage und den Ablauf der Aufzeichnung und Auswertung der Meßergebnisse. Die vom Detektor zum Oszillographen übertragene Spannung, die sich als

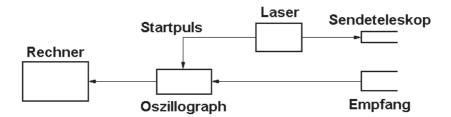


Abbildung 6.1: Blockschaltdiagramm der verwendeten Anlage: Der vom Laser emittierte Puls wird über das Sendeteleskop abgestrahlt. Über die Startdiode erfolgt der Beginn der Laufzeitmessung. Das reflektierte Licht wird vom Empfänger an den Oszillographen weitergeleitet und die Zeit gestoppt. Die Auswertung erfolgt über einen Systemrechner.

eigentliches Meßergebnis auf direktem Weg ergibt, wird über einen Umrechnungsfaktor, der in einem Anpassungsprozeß ermittelt wird, in eine Zählrate umgerechnet. Auf diese Weise läßt sich das Meßergebnis mit der über die Lidargleichung ermittelten Zählrate vergleichen.

6.1 Abstimmung des Lidarsystems

6.1.1 Einbau der variablen Feldblende

Im anfänglich verwendeten Strahlengang war im Gegensatz zu der Darstellung in Abbildung 4.9 keine Blende enthalten. Wie oben bereits angedeutet, ergeben sich daher Schwierigkeiten in der Begrenzung des Teleskopgesichtsfeldes, das ohne die Blende allein durch die Größe der lichtempfindlichen Fläche des Photodetektors bestimmt ist (Abschnitt 5.6.4). Weil diese aber wesentlich größer ist als die verwendete Öffnung einer Blende, ist auch der Winkelbereich größer, unter dem Photonen schräg zur optischen Achse einfallen können, um noch detektiert zu werden. Die Folge ist eine hohe Signalintensität trotz geringer Entfernung. Während in den Raum gestreute Photonen des Laserstrahls bei einem eng begrenzten Gesichtsfeld das Teleskop aufgrund der getrennten Sende- und Empfangsoptik noch gar nicht erreichen können, ist dies bei einem großen Gesichtsfeldwinkel viel eher der Fall (Abbildung 6.2). Erst mit zunehmendem Abstand vom Teleskop konvergiert

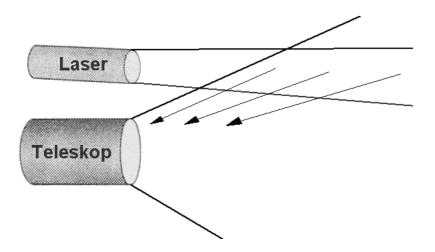


Abbildung 6.2: Detektion von schräg zur optischen Achse einfallenden Photonen

der Winkel, unter dem die empfangenen Photonen vom Streuzentrum aus zurückgeworfen werden gegen 180°. Aufgrund der Zielsetzung, Rückstreuereignisse zu detektieren, ist eine Begrenzung des Gesichtsfeldwinkels unerläßlich. Ein zweiter wichtiger Grund für den Einbau der Blende ist die Vermeidung der Detektion von Störlicht anderer Lichtquellen. Da der verwendete Filter die Strahlung anderer Wellenlängen nur um vier Größenordnungen dämpft, kann das Licht einer starken Laterne oder einer Ampel, wie sie in unmittelbarer Entfernung des Teleskops angebracht ist, den Detektor ebenfalls erreichen. Dadurch

wird ein Störsignal erzeugt, das das reflektierte Lasersignal überlagert. Durch die Begrenzung des Gesichtsfeldes kann dieser Fehlereinfluß eliminiert werden. Die Abbildung 6.3 zeigt den Signalverlauf einer der ersten durchgeführten Messungen. Deutlich erkenn-

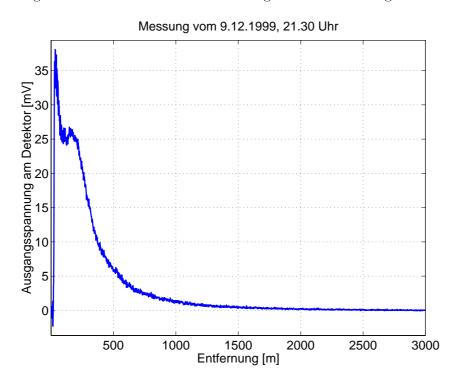


Abbildung 6.3: Signalverlauf vor dem Einbau der variablen Feldblende

bar ist der schnelle Signalansiteg innerhalb der ersten 50 m. Der hohe Beitrag wurde wahrscheinlich von einer Störlichtquelle verursacht. Das eigentliche Lidarsignal erreicht erst in einem Abstand von etwa 200 m sein Maximum. Ab dieser Entfernung ist der Laserstrahl vollkommen im Gesichtsfeld des Teleskops enthalten. Anschließend wird der charakteristische $\frac{1}{R^4}$ -Abfall gemäß der Lidargleichung (5.41) sichtbar. Die empfangene Spitzenspannung von 35 mV ist sehr gering. Die Ursache ist eine mangelnde Verstärkungsleistung des Photodetektors aufgrund einer mit 1100 V offensichtlich zu niedrigen Versorgungsspannung.

6.1.2 Die Versorgungsspannung des Photodetektors

Nach dem Einbau der Feldblende galt es die optimale Versorgungsspannung des Photodetektors zu ermitteln. Aufgrund der hohen Signalintensität bei Rayleighmessungen und der geringen Rückstreuung im Ramanfall war eine für beide Untersuchungen günstige Einstellung nicht zu finden. Um jedoch Signale, die mit unterschiedlichen Versorgungsspannungen aufgezeichnet wurden, miteinander vergleichen zu können, mußte eine Kalibrierungsmessung durchgeführt werden. Dabei wurde mit einer speziellen Einspiegelungsoptik ein kleiner Teil des Sendestrahls direkt in das Teleskop eingestrahlt und dessen Signalamplitude bestimmt. Das Ergebnis der Meßreihe, bei der die Versorgungsspannung sukzessive um jeweils 100 V erhöht und die Signalamplitude am Photomultiplier

abgelessen wurde, ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Der Arbeitsbereich wurde aufgrund dieser Untersuchung von 1500 V bis 2100 V festgelegt, da sich die Signalintensität in diesem Abschnitt linear verhält. Eine möglichst hohe Versorgungsspannung ist anzustreben, um die in größerer Entfernung sehr geringe Rückstreuung noch signifikant erkennbar zu machen. Somit bedeutet eine größere Verstärkung gleichzeitig eine größere Reichweite des Lidars. In Abbildung 6.3 kann das Signal schon ab etwa 2 km aufgrund der $\frac{1}{R^4}$ -Abhängigkeit nicht mehr vom Rauschen unterschieden werden. Wird die Versorgungsspannung jedoch

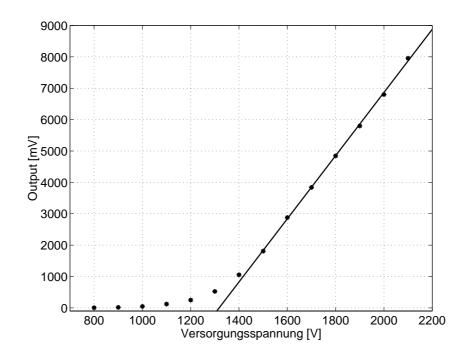


Abbildung 6.4: Ergebnis der Kalibrierung des verwendeten Photomultipliers. Ab einer Spannung von 1500 V ist ein linearer Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Signalintensität zu beobachten. Für diesen Bereich wurde eine ausgleichende Gerade bestimmt.

zu weit erhöht, so kommt es zu einer Sättigung des Photodetektors bei einem Lichteinfall hoher Intensität. In diesem Fall werden aufgrund der hohen Rückstreuleistung in geringer Entfernung so viele Photoelektronen aus der Kathode ausgeschlagen, daß die Verstärkungsleistung für nachfolgende Photonen aufgrund der Depolarisation des beschleunigenden E-Feldes abnimmt. Die Folge ist ein starker charakteristischer Abfall des Signals nach dem Erreichen der maximalen Amplitude. Eine derartige Kurve ist nicht interpretierbar, weil der Informationsgehalt über weite Strecken hinweg verloren ist. Als Beispiel dient eine Messung vom 14. Januar. Die Versorgungsspannung wurde von 1400 V schrittweise bis auf 1650 V erhöht. Ab 1600 V weist die Kurve die angesprochenen Merkmale einer Sättigung auf (Abbildung 6.5). Um den Detektor nicht zu überlasten und keinen Signalverlust in Kauf nehmen zu müssen, wurde die Versorgungsspannung für die Rayleighmessungen auf 1500 V festgelegt. Für die Ramanexperimente, bei denen mit wesentlich geringeren Rückstreuintensitäten zu rechnen ist, wurden 2100 V eingestellt.

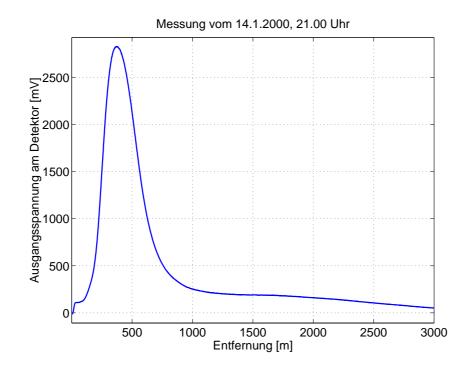


Abbildung 6.5: Sättigung des Detektors bei einer angelegten Versorgungsspannung von 1600~V

6.2 Untersuchungen zur Systemgeometrie

Nachdem das Lidarsystem mit der Blende ausgestattet und die Versorgungsspannung festgelegt wurde, konnte mit den eigentlichen Messungen begonnen werden. Um individuelle Signalverläufe bezüglich ihrer Besonderheiten interpretieren zu können, muß ein Vergleich im Sinne eines Modells vorhanden sein. Die Berechnung theoretischer Signale nach den oben eingeführten Gleichungen liefert als Einheit Photonen pro Zeiteinheit (Zählrate). Ein Vergleich mit den Meßkurven, die vom Oszillographen jedoch als zeitabhängiger Spannungsverlauf aufgezeichnet werden, ist erst nach der Ermittlung eines Umrechnungsfaktors U_R aus den Meßergebnissen möglich:

$$\frac{Signal\ [mV]}{U_R} = Signal\ [1/s] \tag{6.1}$$

Da die in Kapitel 5 dargestellten Signalverläufe aufgrund einiger Annahmen entstanden sind, die insbesondere die Werksangaben zum Teleskopsystem betreffen, ist es notwendig, auf experimentellem Weg verbesserte Werte für folgende Parameter zu ermitteln:

- ullet den schlecht meßbaren effektiven Blendenradius r_F
- \bullet den halben Winkel der Strahldivergenz θ
- den Radius des Sendestrahls am Strahlausgang W_0

 \bullet die (eventuell richtungsabhängige) Neigung δ der optischen Achsen von Sende- und Empfangsteleskop gegeneinander

Um die Parameter aus den aufgezeichneten Kurven ermitteln zu können, ist eine Kurvenanpassung durchzuführen. Dabei wird durch eine nichtlineare Regression mit Hilfe des Programmpaketes Matlab die theoretische Kurve durch Variation der Unbekannten bestmöglich an das Signal angepaßt. Als Ergebnis gibt das erstellte Programm (Anhang) die verbesserten Werte für die Unbekannten zurück.

Der charakteristische Abfall des Signals wird durch die Extinktion verursacht. Während die Rayleigh-Extinktion nach dem Modell (5.27) durch Einsetzen der aktuellen Bodenwerte T_0 und p_0 für Temperatur und Luftdruck ermittelt werden kann, ist für die Mie-Extinktion nach Gleichung (5.17) ein Anfangswert $a_M^0(532\,nm)$ zu schätzen. Da die in der Tabelle 5.1 zusammengestellten Näherungswerte jedoch keine ausreichende Genauigkeit versprechen, wird auch $a_M^0(532\,nm)$ als Unbekannte in die Ausgleichung aufgenommen. Somit sind im Zuge der Kurvenanpassung sechs Unbekannte zu schätzen.

6.2.1 Die Messung vom 28.2.2000

Als Referenzsignal wird eine Messung in einer klaren Nacht benötigt. Entscheidend sind vor allem geringe Schwankungen in Temperatur und Luftdruck, um die Meßkurven nicht während der Dauer ihrer Aufzeichnung zu verfälschen. Als einer der besten Meßtage wird der 28. Februar angesehen. Die Beobachtungszeit von etwa 15 Minuten garantiert eine ausreichende Rauschverminderung, da die Einzelmessungen aus etwa 6000 Laserschüssen direkt vom Speicheroszilloskop gemittelt werden. Das Ergebnis wird in einer Datei abgespeichert. Während der Messung werden Temperatur, Luftdruck und Wasserdampfgehalt

Parameter	Wert
T_0	12 °C
p_0	945 mbar
L_0	35%
$\operatorname{Uhrzeit}$	19.30 MEZ
Wetter	klar
Versorgungsspannung	1500 V
Schußanzahl	6000
Elevation	33°
Azimut	70°
Filter	532 nm
Spannung pro Skaleneinheit	50 mV
Zeit pro Skaleneinheit	$2 \mu s$

Tabelle 6.1: Eingangsdaten für die Auswertung des Meßsignals vom 28. Februar, 19.30 Uhr

der Atmosphäre von der Wetterstation abgelesen. Nach Einbruch der Dunkelheit wurden zwischen 18.00 Uhr und 21.45 Uhr insgesamt 13 Rayleighmessungen aufgezeichnet.

Teilweise unterschieden sich die Datensätze in der Einstellung des Oszillographen, wobei verschiedene Kombinationen der Meßbereiche (Zeit- und Spannungseinheit pro Skalenteil) erprobt wurden. Als optimal für die Ermittlung der Systemparameter, deren Einfluß sich über den geometrischen Formfaktor ja nur innerhalb des ersten halben Kilometers auf den Signalverlauf auswirkt, wurde schließlich die Einstellung 2 μ s pro Skaleneinheit, was einer dargestellten Entfernung von drei Kilometrn entspricht, erachtet. Der noch etwa zweieinhalb Kilometer lange in den Daten enthaltene Intensitätsabfall erlaubt zudem die Ermittlung des Bodenwertes $a_M^0(532\,nm)$ für die Mie-Extinktion.

Die wichtigsten Eingangsparameter für die anschließende Auswertung sind in der Tabelle 6.1 angegeben. Da der auf mehrere Messungen gestützte Verdacht besteht, daß die gegenseitige Achsneigung δ nicht unabhängig von der Beobachtungsrichtung ist, ist auch das Azimut, unter dem die Messung erfolgte, ein wichtiger Faktor für die Vergleichbarkeit von Messungen. Die Elevation, die mit Hilfe einer Wasserwaage bestimmt wurde, wird für die Höheninformation der Atmosphärenmodelle benötigt.

Ein charakteristischer Vertreter der Meßreihe vom 28. Februar ist das Signal von 19.30 Uhr. Es ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Im Gegensatz zu dem in Abbildung 6.3 aufge-

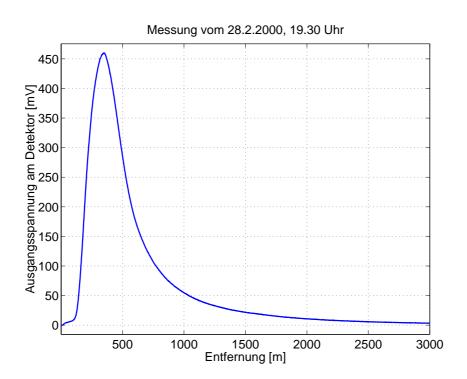


Abbildung 6.6: gemessener Signalverlauf der Referenzkurve zur Ermittlung der unbekannten Systemparameter

tragenen Signal zeichnet sich diese Kurve durch einen späteren Anstieg aus. Durch den Einbau der Blende konnte das Gesichtsfeld also wirksam verkleinert und Störlichtquellen weitestgehend vermieden werden. Lediglich auf den ersten 150 m, auf denen eigentlich kein Signal erwartet wird, ergibt sich eine geringfügige Reststörung, deren Ursache nicht ermittelt werden konnte.

Ab einer Entfernung von etwa 400 m ist der Sendestrahl vollständig im Gesichtsfeld enthalten und der $\frac{1}{R^4}$ -Abfall wird sichtbar. Die erhöhte Versorgungsspannung im Vergleich zur Messung vom 9. Dezember bewirkt auch in einer Entfernung von 3 km noch ein deutlich erkennbares Signal, das sich signifikant von der Nulllinie unterscheidet. Ein Signalverlust aufgrund einer Detektorsättigung tritt nicht auf.

6.2.2 Anpassungsrechnung zur Ermittlung der Systemunbekannten

Mit dem angesprochenen Matlab-Programm wurde die Regressionsrechnung zur Anpassung des theoretischen Signalverlaufs an die Meßkurve durchgeführt. Für die sechs Unbekannten wurden die in Tabelle 6.2 angegebenen Näherungswerte eingeführt. Ein Betrag für U_R wurde a priori aus einem Vergleich der Maximalwerte von Meßkurve und dem theoretischen Signal (Abbildung 5.18) errechnet. Der Bereich, in dem die Kurven anei-

Parameter	Wert (a priori)	Einheit
U_R	$1 \cdot 10^{-12}$	
r_F	0,001	m
θ	0,2	mrad
δ	0	mrad
W_0	0,08	m
$a_M^0(532nm)$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	

Tabelle 6.2: Näherungswerte für die Unbekannten

nander angepaßt werden sollen, kann vom Benutzer interaktiv eingegeben werden. Dies ist insbesondere dann sinnvoll, wenn die Systemparameter bereits bekannt sind, und lediglich der Abfall auf Besonderheiten hin untersucht werden soll. In diesem Fall aber soll das gesamte Signal zur Ermittlung der Unbekannten verwendet werden.

Nacheinander werden die Unbekannten an die Kurve angepaßt. Während ein Parameter neu berechnet wird, werden alle anderen Größen mit ihrem zuletzt bestimmten Wert konstant beibehalten. Nach 20 Iterationen ändern sich die Werte schließlich nicht mehr. Die Resultate sind in der Tabelle 6.3 angegeben. Signifikante Veränderungen erfahren

Parameter	Wert (a posteriori)	Einheit	Verbesserung
U_R	$6.5 \cdot 10^{-12}$		$+5,5\cdot 10^{-12}$
r_F	0,0014	m	+0,0004
θ	0,4	mrad	+0,2
δ	-0,56	mrad	-0,56
W_0	0,09	m	+0.01
$a_M^0(532nm)$	$2,1\cdot 10^{-4}$		$+1,1\cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Anpassungsrechnung und die Residuen der Unbekannten

die Parameter U_R , δ , θ und $a_M^0(532 nm)$, während der Blendenradius und der Radius des Sendestrahls am Strahlausgang nur geringe Verbesserungen erhalten.

Die Achsen von Sende- und Empfangsteleskop sind leicht zueinander geneigt, wodurch das Signal etwas eher anzusteigen beginnt. Der Sendestrahl tritt also früher in das Gesichtsfeld ein. Eine große Abweichung vom Näherungswert weist der Umrechnungsfaktor U_R auf, weil für ihn praktisch keine Vorinformation vorlag und er lediglich grob geschätzt werden konnte. Der Mie-Extinktionskoeffizient am Boden liegt gemäß den Angaben aus Tabelle 5.1 zwischen klar und sehr klar, was seine Plausibilität unterstreicht.

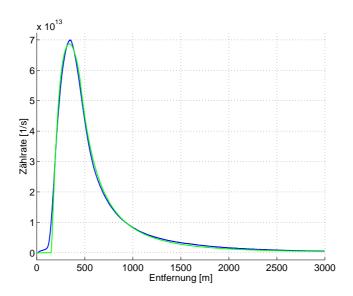


Abbildung 6.7: Vergleich der theoretischen Kurve (hell) mit dem Signal nach der Kurvenanpassung

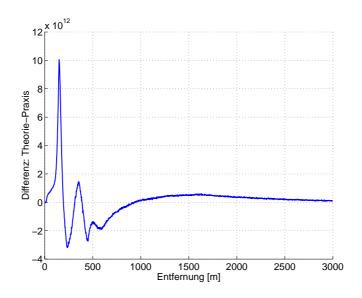


Abbildung 6.8: Differenz zwischen theoretischem und gemessenem Signalverlauf

Für den vorher mit einer Schieblehre abgemessenen Blendenradius und den Durchmesser des Sendestrahls waren keine großen Veränderungen zu erwarten. Die Strahldivergenz ist mit 0,4 mrad etwa doppelt so groß, wie der ausgewählte Näherungswert. Das Ergebnis liegt in dem von der technischen Beschreibung des Teleskopsystems [11] angegebenen Wertebereich von 0,1-5 mrad.

Nach dem Anpassungsprozeß ergibt sich für die theoretische Kurve im Vergleich zum Meßsignal eine gute Übereinstimmung, wie die Abbildung 6.7 zeigt. Lediglich im Maximum klaffen die beiden Kurven leicht auseinander. Gleich zu Beginn erkennt man die bereits angesprochene Störung des Signals. Die theoretische Zählrate ist in diesem Entfernungsbereich noch gleich null. Einen besseren Einblick in die Übereinstimmung der Signale erlaubt eine Differenzbildung der beiden Kurven (Abbildung 6.8). Das Maximum bei 150 m resultiert aus der Störung. Im weiteren Verlauf zeigt die Kurve im Vergleich zur Signalintensität geringe Differenzen beider Signale. Aufgrund der guten Übereinstimmung im vorderen Teil der Kurve werden die Systemparameter r_F , θ und W_0 , die für diese Signalform verantwortlich sind, festgehalten. Auch der Umrechnungsfaktor U_R bleibt bestehen.

Wie bereits erwähnt, ist der Winkel δ zwischen den Achsen von Sende- und Empfangsteleskop richtungsabhängig. Daher empfiehlt es sich, ihn bei allen Messungen neu zu bestimmen, da nicht alle Messungen unter demselbem Azimut durchgeführt wurden. Aufgrund der Abhängigkeit des Parameters $a_M^0(532\,nm)$ vom aktuellen Wettergeschehen ist dessen Wert auf jeden Fall bei jeder Messung neu zu bestimmen.

6.3 Untersuchungen zur Mie-Extinktion

Um den Wasserdampfgehalt aus Lidarmessungen ermitteln zu können, werden neben den Parametern der Systemgeometrie auch Informationen über die Transmissionseigenschaften der Atmosphäre benötigt. Gemäß der Gleichung (5.33) hängt die Transmission von der Extinktion entlang des Lichtweges ab, die sich ihrerseits aus Rayleigh- und Mie-Extinktion für Moleküle und Aerosole zusammensetzt. Die Mie-Extinktion für grünes Licht, für deren Modellierung der Bodenwert a_M^0 (532 nm) nach dem im vorhergehenden Abschnitt gezeigten Vorgehen zu schätzen ist, muß für die Interpretation von ramanverschobenen Rückstreusignalen in die jeweils betrachtete Wellenlänge umgerechnet werden. Das Verhältnis der Parameter wird aus der Tabelle 5.1 entnommen:

$$a_M^0(607 nm) \approx 0.9 \cdot a_M^0(532 nm)$$
 (6.2)

$$a_M^0(660 nm) \approx 0.8 \cdot a_M^0(532 nm)$$
 (6.3)

Damit läßt sich das Streuverhalten der Atmosphärenteilchen auf Hin- und Rückweg für die jeweilige Wellenlänge modellieren.

Jedoch kann nicht immer davon ausgegangen werden, daß das Modell den tatsächlichen Aerosolgehalt über den ganzen Beobachtungsweg hinweg mit ausreichender Genauigkeit beschreiben kann. Tritt der Laserstrahl beispielsweise durch Nebelschleier oder Rauchwolken hindurch, so wird die Mie-Extinktion in diesem Bereich sprunghaft ansteigen. Weil

sich infolgedessen auch die Rückstreuung verstärkt, ist ein Signalverlauf zu erwarten, der im Bereich der betreffenden Atmosphärenschicht eine höhere Zählrate aufweist als die nach dem Modell berechnete theoretische Kurve.

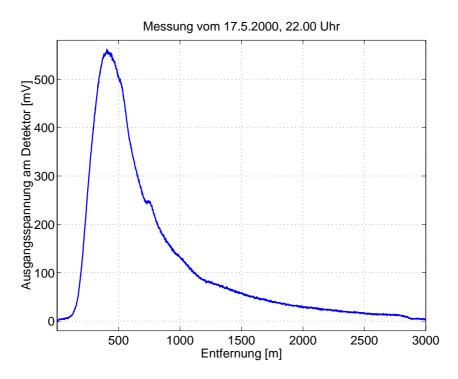


Abbildung 6.9: aufgezeichneter Signalverlauf während einer leichten Bedeckung mit Schleierwolken

Eine Meßkurve, die ein derartiges Verhalten aufweist, konnte am 17. Mai aufgezeichnet werden (Abbildung 6.9). Die dazugehörigen Parameter zum Zeitpunkt der Messung sind in der Tabelle 6.5 angegeben. Während die eingestellte Versorgungsspannung des Detektors mit 1500 V unverändert blieb, wurde die Anzahl der aufgezeichneten Pulse aufgrund der Witterung reduziert. Die kürzere Beobachtungsdauer wurde eingestellt, um die Meßergebnisse nicht aufgrund der Wolkendynamik zu verfälschen. Der Signalverlauf der Messung läßt ab einer Entfernung von etwa 720 m eine deutlich erhöhte Rückstreuung erkennen. Bei einer eingestellten Elevation von 33° entspricht dieser Abstand vom Teleskop einer Höhe von 390 m. Bis zu dieser Distanz ähneln sich die Kurven vom 17. Mai und vom 28. Februar. Während der Anstieg und der Abfall bis 720 m einen glatten Kurvenverlauf zeigen, ist das Signal im Bereich der Wolkenschicht erheblich unruhiger. Dieser Effekt ist der Wolkendynamik zuzuschreiben. Da sich die Schleier während der Meßdauer von etwa zehn Minuten ständig in Bewegung befinden, wird auch die Rückstreuung beeinflußt. Bei der Mittelbildung über alle Einzelmessungen ergibt sich daher ein unscharfes Signal.

Versucht man nun, die theoretische Kurve an das Signal anzupassen, so ergeben sich erwartungsgemäß Schwieigkeiten im Bereich der Wolkenschicht. Daher wird der Anpassungsbereich zunächst auf die ersten 720 m festgelegt. Die einzigen freien Größen sind δ

Parameter	Wert
T_0	9 °C
p_0	960 mbar
L_0	48%
Uhrzeit	$22.00~\mathrm{MEZ}$
Wetter	Schleierwolken
Versorgungsspannung	1500 V
Schußanzahl	4000
Elevation	33°
Azimut	120°
Filter	532 nm
Spannung pro Skaleneinheit	100 mV
Zeit pro Skaleneinheit	$2 \ \mu s$

Tabelle 6.5: Eingangsdaten für die Auswertung des Meßsignals vom 17. Mai, 22.00 Uhr

und $a_M^0(532 nm)$. Alle anderen Parameter wurden aus der Auswertung der Kurve vom 28. Februar übernommen. Als Näherungswerte werden die Daten der Tabelle 6.6 eingesetzt.

Nach 10 Durchläufen bleiben die Werte stabil. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 6.7. Wie erwartet hat sich die gegenseitige Neigung der beiden Achsen leicht geändert, da unter einem veränderten Azimut gegenüber der vorherigen Messung beobachtet wurde. Der ermittelte Bodenwert für die Extinktion durch die Aerosolstreuung liegt bei 4,2·10⁻⁴. Das entspricht gemäß den Angaben in der Tabelle 5.1 klarer Luft bis leichtem Dunst.

Parameter	Wert (a priori)	Einheit
δ	-0.56	mrad
$a_M^0(532nm)$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	

Tabelle 6.6: Näherungswerte für die Unbekannten

Der im Vergleich zu 28. Februar erhöhten Extinktion und damit erhöhten Rückstreuung sind zum Teil auch die größeren Absolutwerte des Signals zuzschreiben. Die maximale Amplitude lag oben bei 470 mV, während hier etwa 580 mV erreicht werden. Nach dem Einsetzen der erhaltenen Daten in die Lidargleichung, folgt der theoretischen Verlauf der Rückstreuung ohne Berücksichtigung der Schleierschicht.

Parameter	Wert (a posteriori)	Einheit	Verbesserung
δ	-0,45	mrad	$+0,\!11$
$a_M^0(532nm)$	$4,2 \cdot 10^{-4}$		$+0.7 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.7: Ergebnisse der Anpassungsrechnung und die Residuen der Unbekannten

Die resultierende Kurve des erwarteten Signals im Vergleich mit der Messung zeigt Abbildung 6.10. Wie nicht anders zu erwarten, klaffen die Meßkurve und das theoretisches

Signal im Bereich der Wolke auseinander. Deutlicher wird die schlechte Übereinstimmung auf einer Darstellung der Diffenz beider Kurven (Abbildung 6.11). Bis zu einer Entfernung von etwa 500 m verläuft die Kurve ähnlich wie beim vorhergehenden Beispiel. Da die Systemgeometrie bei beiden Kurven bis auf den Parameter δ identisch ist, ist dies auch nicht anders zu erwarten. Ab 720 m ist die sprunghafte Abweichung beider Signale deutlich zu erkennen.

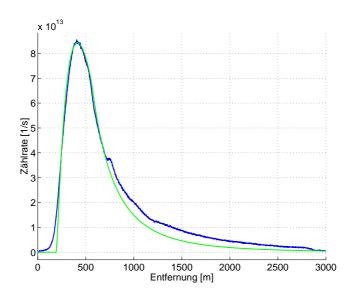


Abbildung 6.10: Vergleich des theoretischen Kurvenverlaufs (hell) ohne Berücksichtigung der Wolkenschicht mit dem gemessen Signal

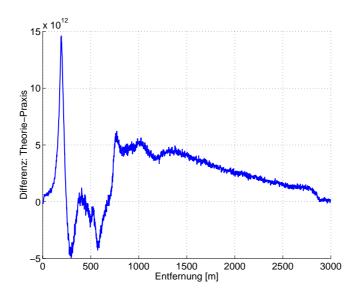


Abbildung 6.11: Differenz zwischen theoretischem und gemessenem Signalverlauf

Diese plötzliche Zunahme der Signalintensität resultiert aus der erhöhten Aerosolrückstreuung. An den in der Wolkenschicht enthaltenen Wasserpartikeln wird das einfallende Licht gestreut und zum Empfangsteleskop reflektiert. Da die Aerosolkonzentration innerhalb der Wolke wesentlich höher ist als in den tieferen Luftschichten, kommt es zu dem sprunghaften Anstieg der Rückstreuung. Damit wird das verwendete Modell für die Beschreibung des Mie-Extinktionskoeffizienten $a_M^0(532\,nm)$ unbrauchbar. Über einen erneuten Anpassungsprozeß wird im Entfernungsbereich ab 720 m, was einer Höhe von 390 m entspricht, der herrschende Extinktionskoeffizient ermittelt. Weil aufgrund unterschiedlicher Wolkenschichten die Extinktion innerhalb der Wolke nicht konstant sein muß, empfiehlt es sich, diesen Parameter abschnittsweise zu berechnen. Für einen Höhenabschnitt $\overline{H_i}$ von jeweils 50 Metern, was bei einer Elevation von 33° einer Entfernung von 92 m entspricht, wird eine Additionskonstante k_i zum Modell berechnet:

$$a_M(\overline{H_i}, 532 \, nm) = a_M^0(532 \, nm) \cdot e^{-\frac{\overline{H_i}}{745}} + k_i$$
 (6.4)

Der Abschnitt $\overline{H_1}$ umfaßt demnach den Höhenbereich von 390 bis 440 m. Daran anschließend folgt $\overline{H_2}$ bis 490 m etc. Bis zur Maximalhöhe von 1630 m ergeben sich damit 25 Höhenstufen $(i \in \{1, 2, 3, ..., 25\})$. Folglich sind in der Anpassungsrechnung 25 Additionskonstanten k_i zu ermitteln. Als Anfagnswert wird ein Nullvektor mit 25 Elementen angenommen.

Nach der Durchführung der Regression ergeben sich für k_i Werte, deren Beträge im Bereich zwischen $0.25 \cdot 10^{-4}$ und $1.5 \cdot 10^{-4}$ liegen. Berechnet man damit den höhenaufgelösten Mie-Extinktionskoeffizienten für den Höhenbereich von 0 bis 390 m nach Gleichung (5.17) und von 390 bis 1630 m nach Gleichung (6.4), so ergibt sich die Kurve der Abbildung 6.12.

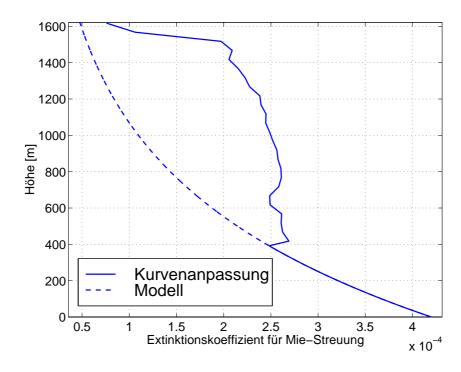


Abbildung 6.12: Der höhenaufgelöste Koeffizient für Aerosolextinktion nach der Kurvenanpassung

Beginnend mit dem Bodenwert von $4,2\cdot10^{-4}$, der als Unbekannte in der Anpassungsrechnung bis in die Entfernung von 720 m ermittelt worden war, sinkt die Mie-Extinktion zunächst aufgrund des abnehmenden Aerosolgehalts der Atmosphäre ab. In der Höhe von 390 m steigt die Partikelkonzentration sprunghaft an. In dieser Höhe wird die Unterkante der Schleierschicht erreicht. Der Koeffizient pendelt zunächst um $2,5\cdot10^{-4}$, was auf eine relativ homogene Aerosolverteilung hinweist. Erst ab einer Höhe von 1000 m nimmt die Dichte der Partikel wieder ab. In 1550 m Höhe ist das Ende der Schicht erreicht. Die Extinktion sinkt wieder auf den vom Modell prädizierten Wert.

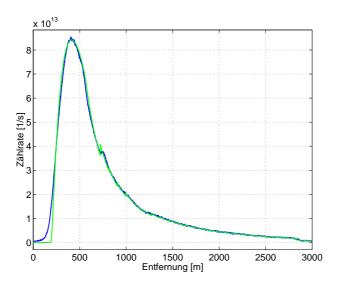


Abbildung 6.13: Vergleich des theoretischen Kurvenverlaufs (hell) unter Berücksichtigung der Wolkenschicht mit dem gemessen Signal

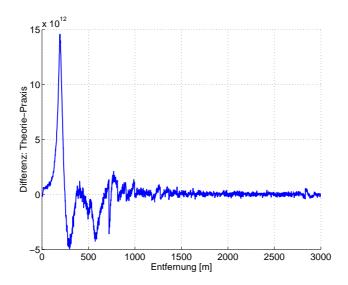


Abbildung 6.14: Differenz zwischen theoretischem und gemessenem Signalverlauf nach der zweiten Regression

Wird die auf diese Weise ermittelte Extinktion in die Lidargleichung eingesetzt und der

theoretische Kurvenverlauf mit dieser Vorgabe neu berechnet, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung von Meßsignal und berechneter Kurve (Abbildung 6.13).

Der kleine Zacken bei 720 m Entfernung ist ein Effekt der Anpassungsrechnung. Gegenüber der vorherigen Kurve ergibt sich damit eine deutliche Verbesserung. Die Differenz zwischen dem theoretischem Signal und der Meßkurve pendelt ab dem Bereich der erneuten Anpassung um Null (Abbildung 6.14). Da der höhenaufgelöste Extinktionskoeffizient für die Mie-Streuung der einzige Parameter im durchgeführten Anpassungsverfahren war, wurde die gesamte Abweichung der berechneten Kurve durch diesen Prozeß beschrieben. Damit ist die Annahme verbunden, daß die Mie-Extinktion allein für die Abweichung verantwortlich war. Zwar sind in der Realität auch kleinere andere Effekte vorhanden, die aufgrund ihrer Komplexität aber nicht in die Ausgleichung aufgenommen wurden. Da jedoch der Hauptanteil der Diskrepanz der Mie-Extinktion zuzuschreiben ist, kann diese Annahme vereinfachend getroffen werden.

Damit sind sämtliche Parameter, die für eine Wasserdampfauswertung aus Ramanmessungen notwendig sind, ermittelt. Werden an geeigneten Beobachtungstagen Rayleighund Ramanrückstreusignale zeitlich dicht aufeinanderfolgend durchgeführt, so können die über die Kurvenanpassung ermittelten Parameter δ und $a_M(H, \lambda)$ in die Ramanauswertung übernommen werden. Die in Abschnitt 6.2 berechneten Systemparameter weden ebenfalls herangezogen.

6.4 Die Reichweite des Lidarsystems

Zur Beantwortung der Frage nach der Reichweite des verwendeten Systems wurde bei bedecktem Himmel mit dem Laserstrahl auf die geschlossene Wolkendecke in 2,5 km Höhe gezielt. Beginend mit einer Elevation von annähernd 90° wurde die Neigung des Teleskops

Parameter	Wert
T_0	-1,8 °C
p_0	933 mbar
L_0	64%
$\operatorname{Uhrzeit}$	19.40 MEZ
Wetter	geschlossene Wolkendecke
Versorgungsspannung	1500 V
Schußanzahl	6000
Elevation	10°
Azimut	120°
Filter	532 nm
Spannung pro Skaleneinheit	50 mV
Zeit pro Skaleneinheit	$20~\mu \mathrm{s}$

Tabelle 6.8: Eingangsdaten für die Auswertung des Meßsignals vom 16. Februar, 19.40 Uhr

schrittweise reduziert und das Rückstreuverhalten auf dem Bildschirm des Oszillographen beobachtet. Bei einer hohen Elevation kann die von der Wolke resultierende Rückstreu-

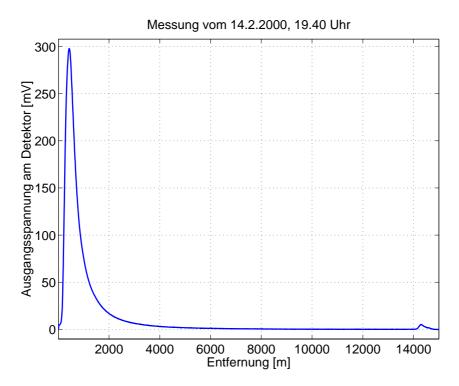


Abbildung 6.15: Detektion einer Wolke in 14,5 km Entfernung. Bei einer Elevation von 10° entspricht dies einer Wolkenhöhe von 2,5 km.

ung ein Vielfaches der Spitzenspannung in etwa 450 m Entfernung nach dem Anstieg erreichen. Die relativ dichte Schicht wirkt als weißes Hindernis auf den ankommenden Lichtstrahl. Ab einer gewissen Wolkentiefe kann kein Signal mehr detektiert werden, weil die Transmission derart gering wird, daß Lichtquanten die Wolke nicht durchdringen können. Wird die Teleskopneigung sukzessiv verringert, sind zweierlei Effekte zu erkennen. Zum einen wird der Abstand zur Wolke größer, da die Höhe, in der sich die Wolke befindet, von dem Laserpuls aufgrund des schrägen Strahlverlaufs erst später erreicht wird. Das Maximum der Rückstreuung wandert demnach auf der Anzeige langsam nach rechts. Gleichzeitig wird als Folge des längeren Lichtwegs die in der Entfernung der Wolkenschicht zur Verfügung stehende Strahlintensität verringert, da auf dem längeren Weg durch die Atmosphäre ein größerer Lichtanteil extingiert wird.

Parameter	Wert (a posteriori)	Einheit	Verbesserung
δ	-0,42	mrad	$+0,\!14$
$a_M^0(532nm)$	$3,3 \cdot 10^{-4}$		$-0.2 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.9: Ergebnisse der Anpassungsrechnung und die Residuen der Unbekannten

Am 16. Februar wurde eine derartige Untersuchung durchgeführt. Unter einer Elevation von 10° konnte die Wolke noch detektiert werden (Abbildung 6.15). Der Lichtstrahl hatte

damit bis zur Unterkante der Wolke etwa 14,5 km zurückgelegt. Der Tabelle 6.8 sind die wichtigsten Daten zur Messung zu entnehmen. Nach der Anpassungsrechnug, in der analog zur Auswertung der Messung 17. Mai lediglich der Neigungswinkel δ , sowie der Bodenwert der Mie-Extinktion $a_M^0(532\,nm)$ als Unbekannte eingeführt wurden, ergibt sich bis zur Wolke eine gute Übereinstimmung zwischen Meßsignal und theoretischer Kurve, wie die Abbildung 6.16 zeigt. Für den Anpassungsprozeß wurden dieselben Näherungen wie in der vorhergehenden Auswertung benutzt. Als Ergebnisse wurden die Werte der Tabelle 6.9 erhalten. Die Grafik der Differenz beider Kurven bestätigt die Ergebnisse der Regression (Abbildung 6.17).

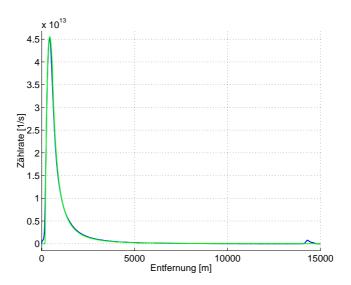


Abbildung 6.16: Vergleich zwischen Meßsignal und theoretischem Kurvenverlauf (hell)

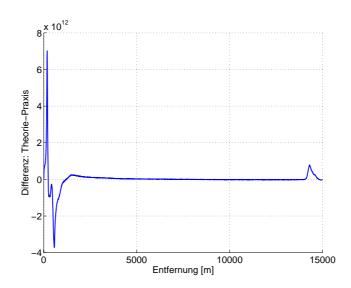


Abbildung 6.17: Differenz zwischen theoretischem und gemessenem Signalverlauf

Die große Abweichung am Anfang ist schon aus den vorhergehenden Abschnitten bekannt. Der Abfall bis zur Wolke wird gut wiedergegeben, während die Wolke selbst auf diese Weise natürlich nicht modelliert werden kann. Um den Verlauf der Mie-Extinktion in der Wolke beschreiben zu können, wurde der Koeffizient $a_M(H,\lambda)$ mit dem bereits vorher verwendeten Programm geschätzt. Für Höhenstufen von jeweis 20 m wurde ein Wert für die Extinktion ermittelt (Abbildung 6.18). Die Darstellung des Ergebnisses in Abbildung 6.19 beweist die hohe Dichte der Wolke. Der Wert steigt innerhalb weniger Höhenstufen auf einen Wert von $10\cdot 10^{-4}$ an. Damit verbunden ist eine starke Zunahme der Rückstreuung, die durch das Auftreffen des Lichts auf die Wassertröpfchen verursacht wird. Weil die Strahlintensität rasch abgeschwächt wird, sinkt das Signal schließlich auf Null.

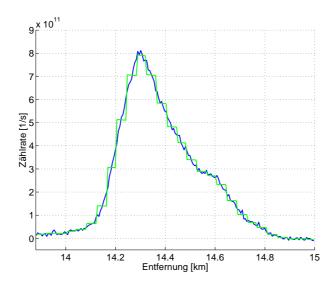


Abbildung 6.18: Kurvenanpassung im Bereich der Wolke zur Ermittlung der Mie-Extinktion

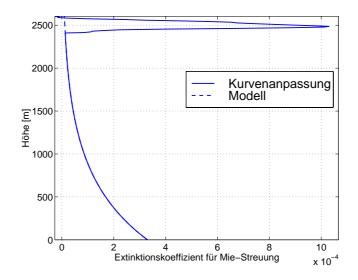


Abbildung 6.19: Der höhenaufgelöste Extinktionskoeffizient der Miestreuung aus der Kurvenanpassung

Die Wolke kann nicht durchdrungen, und damit auch ihre Dicke nicht festgestellt werden. Durch die Auslöschung des Signals innerhalb der Wolke ergeben sich auch für den weiteren Verlauf des Extinktionskoeffizienten Fehler. Die Anpassungsrechnung liefert für den Entfernungsbereich, aus dem keine Rückstreuung mehr detektiert werden kann, negative Werte für $a_M(H,\lambda)$. Diese offensichtliche Fehlanpassung resultiert aus dem teilweise leicht negativen Signal, das aufgrund des zufälligen Meßrauschens auftritt. Der Extinktionskoeffizient ist daher nur bis in diejenige Höhe repräsentativ, bis zu der auch ein Rückstreusignal aufgezeichnet werden kann.

Kapitel 7

Zusammenfassung der Ergebnisse

Zur Ermittlung von höhenaufgelösten Wasserdampfprofilen der Erdatmosphäre wurde ein Rayleigh- und Raman-Lidar auf der Fundamentalstation Wettzell entwickelt. In zahlreichen Versuchen und unter Erprobung verschiedenartiger Bauteile wurde das ehemalige Satellitenbeobachtungssystem SRS zu einer Anlage umgebaut, mit der Lidarbeobachtungen zur Sondierung der Erdatmosphäre durchgeführt werden können. Durch den Einsatz eines Photomultipliers konnten im Gegensatz zu den vorhergehenden Diplomarbeiten, erhebliche Fortschritte in der Signaldynamik erzielt werden. Die Modellierung des geometrischen Formfaktors, der zum Großteil aus der Verwendung eines getrennten Sendeund Empfangsteleskops resultiert, gelang durch die Interpretation der Rayleighbeobachtungen. Wie die Auswertung einiger Meßreihen mit den erstellten Matlab-Programmen zeigt, kann neben der Systemgeometrie auch die höhenaufgelöste Aerosolverteilung, die für die Mie-Extinktion und damit für die Transmissionseigenschaften der Atmosphäre in hohem Grad verantwortlich ist, über Anpassungsprozesse ermittelt werden. Damit ist es möglich, die entscheidenden Parameter, die für die Auswertung der Ramansignale benötigt werden, über die Rayleighmessungen zu bestimmen.

Die Auswertung der Signale bezüglich der höhenaufgelösten Wasserdampfprofile wird in [22] auf der Grundlage der in dieser Arbeit erzielten Resultate vorgenommen. Die Ergebnisse zeigen, daß mit dem Lidaraufbau die Sondierung der Atmosphäre bis in eine Höhe von etwa 3 km möglich ist. Ein repräsentativer Vertreter eines höhenaufgelösten Wasserdampfprofils, das mit dem beschriebenen Lidarsystem aufgezeichnet werden konnte, ist in Abbildung 7.1 a) dargestellt. Es entstammt einer Meßreihe, die in der Nacht vom 22.3. auf den 23.3.2000 aufgezeichnet wurde. Die gute Übereinstimmung zwischen dem über das Modell von Marini und Murray gerechneten Verlauf des Wasserdampfpartialdrucks und den mit dem Lidarsystem gemessenen Werten bis in eine Höhe von etwa 200 m unterstreicht die Aussagefähigkeit des Systems. Jedoch ist zu erkennen, daß der Wasserdampfpartialdruck mit zunehmender Höhe größere Abweichungen von den durch das Modell prädizierten Werten erfährt. In Abbildung 7.1 b) ist die Veränderung von e(H) im Laufe der Nacht für drei verschiedene Höhenstufen gezeigt. Deutlich erkennbar können mit der verwendeten Anlage auch noch geringe Schwankungen in der Wasserdampfkonzentration in mehreren Kilometern Höhe festgestellt werden.

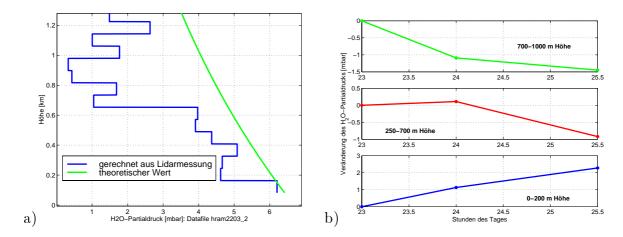


Abbildung 7.1: Höhenaufgelöste Ermittlung des Wasserdampfpartialdrucks in der Nacht vom 22.3 auf den 23.3.2000. Bild a) zeigt den Vergleich des gemessenen Profils mit dem Modell von Marini und Murray. Bild b) zeigt die Veränderung des Wasserdampfpartialdrucks für drei verschiedene Höhenstufen im Laufe der Nacht. [22].

Durch derartige Beobachtungen kann ein wichtiger Beitrag geleistet werden, die Modelle zur Berechnung von Entfernungen aus gemessenen Pulslaufzeiten auf ihre Aussagekraft hin zu überprüfen. Als möglicher weiterer Schritt zur abschließenden Beurteilung der Genauigkeit des Verfahrens wäre ein Vergleich mit den Ergebnissen einer Zweifarbenmessung des Satellitenbeobachtungssystems WLRS anzustreben.

Um die Lidarsignale operationell nutzen zu können, wären einige Modifikationen am System unerläßlich. So wäre beispielsweise der simulatane Einsatz mehrerer Empfänger zur Ermittlung der Rückstreuintensitäten in verschiedenen Wellenlängen ein wichtiger Schritt, um die Vergleichbarkeit der Messungen wirklich zu gewährleisten. Atmosphärische Veränderungen zwischen den einzelnen Versuchsreihen wären damit ausgeschlossen. Weil damit allerdings die anteilige, für jeden einzelnen Detektor zur Verfügung stehende Rückstreuintensität aufgrund von Strahlteilern, die in den Strahlengang eingeschaltet werden müßten, verringert würde, müßten Maßnahmen zur Steigerung der Laserleistung und damit der Signaldynamik getroffen werden.

Als Fernziel für den Einsatz von Lidarsystemen wäre ein regelmäßiger Einsatz parallel zu Laserentfernungsmessungen wünschenswert. Auf diese Weise ließen sich die atmosphärischen Gegebenheiten experimentell ermitteln und bräuchten nicht länger über Modelle abgeschätzt werden. Zwar steht dem Nutzen ein beträchtlicher finanzieller Aufwand gegenüber, um die nötigen Verbesserungen zu realisieren. Der angestrebten Meßgenauigkeit im Millimenterbereich würde damit allerdings einen Schritt nähergekommen.

Kapitel 8

Anhang: Quellcodes der erstellten Matlab-Programme

Einlesen der Parameter für die Lidargleichung (PARAMETER.M)

```
 function \ [H,T0,P0,L0,a0532,alpha,En,Af,r\_B,theta,d,r0,W0,h,k,hoch,b,l532,Ab532,a0660,l660,Ab660,a0607,l607,Ab607,e0,E,c] = parameter(R)
```

```
% Parameter (Bodenwerte)
T0 = 12;
                                                     % Temperatur [C]
P0 = 94500;
                                                     % Druck [Pa]
L0 = 0.35;
                                                     % Luftfeutigkeit
alpha = 33;
                                                     % Elevation [deg]
% Konstanten
Fn = 110e-3
                                                     % Ausgangsenergie des Lasers [J]
Af = 0.283;
                                                     % Empfangsapertur des Teleskops in qm
r B = 0.001;
                                                     % Blendenöffnung (Radius)
theta = 2e-4;
                                                     % Strahldivergenz
d = 0;
                                                     % Schielfaktor
r0 = 0.3;
                                                     % Radius des Hauptspiegeles
W0=0.08;
                                                     % Strahlradius am Ausgang
H = R*sin(a|pha/180*pi);
                                                     % Höhenunterschied
      phi = 48;
      ye=9.7803267715;
                                                     % einige Ellipsoidkonstanten des GRS80
      k=0.001931851353;
      e2=0.00669438002290;
     a=6378137;
     f=1/298.257222101;
      m = 0.00344978600308;
g0=ye*(1+k*(sin(phi*pi/180))^2)/
                                                     % Normalschwre für H=0 [m/s^2]
             /sqrt(1-e2*(sin(phi*pi/180))^2);
g=g0*(1 - 2/a*(1+f+m-2*f*(sin(phi*pi/180))^2).*
*H + 3/(2*a^2).*H.^2);
                                                     % m/s<sup>2</sup>
M = 28.966;
                                                     % Molekulargewicht der trockenen Luft [kg/mol]
Ra = 8314.36
                                                     % universelle Gaskonstante [J/kmol*K]
b = -0.0065;
                                                     % Temeraturgradient [K/m]
hoch = -(M*g)/(b*Ra); hoch=hoch(:);
h = 6.626176e-34;
                                                     % Planck-Konstante
k = 1.380662e-23;
                                                     % Boltzmann-Konstante
```

```
% Wellenlänge Rayleighstreuung in m
% Abschwächung. Transmission und Quanteneffizienz
|532 = 532e-9|
Ab532 = 0.1;
                                                            % Wellenlänge H20-Ramastreuung in m
% Abschwächung: Transmission und Quanteneffizienz
% Wellenlänge N2-Ramastreuung in m
1660 = 660e-9;
Ab660 = 0.09;
1607 = 607e-9;
Ab607 = 0.09;
                                                            % Abschwächung: Transmission und Quanteneffizienz
c=2.99792458e8;
                                                            % Vakuumlichtgeschwindigkeit
a0532 = 1e-4;
                                                            % Mie-Extinktionskoeffizient am Boden für 532nm
                                                                                          Leichter Dunst: 5.2*10^(-4) klar: 5.2*10^(-4)
                                                            % Sichtverhältnisse:
                                                            %
                                                            %
                                                                                           sehr klar:
                                                                                                                 1*10^(-4)
a0660 = 0.8*a0532;
a0607 = 0.9*a0532;
E = 10^{(7.5*T0)/(237.3+T0)+0.7857}
                                                            % Sättigungsdampfdruck [mbar]
e0 = L0*E*1e2;
                                                            % H20-Partialdruck am Boden e0 [Pa]
```

Programm zur Anpassung der theoretischen Kurve an das Meßsignal (NLINRAY.M)

```
clear all; format compact; close all; format long
                                                                 % [s]
                                                                 % [ns] Nullpunktskorrektur durch Berücksichtigung
np=nullpunkt;
                                                                                der Signallaufzeiten in den Kabeln
apfad=pwd;
datadir='d:\mat|ab\bin\Wettze||';
                                                                 % Verzeichnis der Dateien
cd(datadir);
[file,pfad]=uigetfile('*');
eval(['load ' pfad file])
                                                                  % Einlesen des Files
disp(['The current datafile is ',file]);
file=file(1:length(file)-4);
                                                                 % Filename ohne Endung
data=eval(file);
cd(apfad);
timediv = (length(data)-2)/1000*1e-6;
                                                                 % Time per Division [ns]
%timediv=20e-6;
                                                                 % Time per Division (lange Datensätze)
disp(['Time per Division: ',num2str(timediv/1e-6),' ts']);
disp(['Delay: ',num2str(delay/1e-6),' ts']);
interv=10*timediv/length(data);
                                                                 % Intervall zwischen den Meßzeitpunkten
time=0 interv:10*timediv-interv;
                                                                 % Vektor der Meßzeitpunkte [ns]
realtime=(time(time>delay)-delay);
                                                                 % Delay = Zeitpunkt 0 [ns]
realrange=3e5*(realtime-np*1e-9)/2;
                                                                 % [km]
x=realrange; y=-data(time>delay)*1000;
                                                                 % Spannung(Entfernung)
y = y(x>0)-(mean(y(1:10)));
                                                                 % Verschiebung um Rauschlevel für kurze Datensätze
y = y(x>0)-(mean(y(length(y):length(y)-50)));
                                                                 % Verschiebung um Rauschlevel für lange Datensätze
v1=find(y==Inf);
                           v2=find(y==-Inf);
                                                                 % Beseitigung der Rauscher Inf, -Inf und NaN
v1=v1(2:length(v1));
                         v2=v2(2:length(v2));
y(v1)=y(v1-1);
                        y(v2)=y(v2-1);
y(y==Inf)=y(length(y));
                             y(y==-Inf)=y(length(y));
                                                                 % Herausschneiden des Bereichs x > 0
x = x(x>0);
a1 = plot(x*1000,y);set(a1,'LineWidth',1.5);
f3 = gca; set(f3, 'FontSize', 15);
xlabel('Entfernung [m]');
ylabel('Ausgangsspannung am Detektor [mV]');
h=title(['Messung: Datenfile ',file]);set(h,'Interpreter','none');
v=(max(y)-min(y))/30; grid
axis([min(x*1000) 3000 min(y)-v max(y)+v]);
zoom;
% Fitting:
bereich1=input('Entfernungsbereich Anfang [km]: ');
bereich2=input('Entfernungsbereich Ende [km]: ');
bereich=bereich1*1000 bereich2*1000;
bereich=bereich/1000;
bereich1 = find(x > bereich(1));
bereich2=find(x<bereich(length(bereich)));</pre>
bereich=bereich1(1) bereich2(length(bereich2));
x=x(bereich); x=x(:);y=y(:);
figure;
plot(x,y(bereich));
xlabel('Range [km]');ylabel('Voltage [mV]');
h=title(['anzupassender Ausschnitt: Datafile ',file]); grid;
set(h,'Interpreter','none');
```

```
v = (max(y(bereich)) - min(y(bereich)))/30;
 axis([min(x) max(x) min(y(bereich))-v max(y(bereich))+v]);
 zoom:
 R = x*1000;
[H,T0,P0,L0,a0532,alpha,En,Af,r B,theta,d,r0,W0,h,k,hoch,b,l532,
          Ab532, a0660, |660, Ab660, a0607, |607, Ab607, e0, E, c] = parameter(R)
iteranz=19;
for i=1 iteranz
disp(['-
                        — Durchlaufnummer: ',num2str(i)]);
% 1. Anpassung der Lidarfkt. an das Signal (Umrechnungsfaktor Volt -> Zählrate)
zwray=[x(x>0.7);i];
if i==1;beta0=[1e-12];else;load rayum;beta0=rayum;end;
rayum = fit(zwray,y(x>0.7),'mode|Ra',beta0(:))
save rayum rayum;
figure; hold on; zoom; grid
title('Soll - Ist Vergleich nach 1. Anpassung');
xlabel('Range [km]');ylabel('Zählrate');
plot(x,y(bereich)/rayum);zwray=[x;1];
plot(x, modelRa(rayum, zwray)./rayum,'r');
disp(|'Standardabweichung nach 1 Anpassung: ',num2str(std(y(bereich) /rayum-modelRa(1,zwray)) /1e14)]);
close;
zwray=[x;i];
% 2. Anpassung der Lidarfkt. an das Signal (Blendenradius), nur wichtig für Formfaktor, d.h. <500m
 \begin{array}{l} if \ i==1; beta0=[r\_B]; else; load \ r\_B; beta0=r\_B; end; \\ r\_B = fit(zwray,y(bereich)./rayum,'modelRb',beta0(:)) \end{array} 
saver Br B;
figure; hold on; zoom; grid
title('Soll - Ist Vergleich nach 2. Anpassung');
xlabel('Range [km]');ylabel('Zählrate');
plot(x,y(bereich) / rayum);
plot(x, modelRb(r B, zwray), 'r');
disp(|'Standardabweichung nach 2 Anpassung: ',num2str(std(y(bereich) /rayum-modelRb(r B,zwray)) /1e14)]);
% 3. Anpassung der Lidarfkt. an das Signal (Strahldivergenz), nur wichtig für Formfaktor, d.h. <500m
if i==1;beta0=[theta];else;load theta;beta0=theta;end;
theta = fit(zwray,y(bereich)/rayum,'modelRc',beta0(:))
save theta theta;
figure; hold on; zoom; grid
title('Soll - Ist Vergleich nach 3. Anpassung');
xlabel('Range [km]');ylabel('Zählrate');
plot(x,y(bereich) / rayum);
plot(x, modelRc(theta, zwray), 'r');
disp(['Standardabweichung nach 3. Anpassung: ',num2str(std(y(bereich)./rayum-modelRc(theta,zwray))./1e14)]);
close:
% 4. Anpassung der Lidarfkt. an das Signal (Schielfaktor), nur wichtig für Formfaktor, d.h. <500m
if i==1; beta0=[d]; else; load d; beta0=d; end;
d = fit(zwray,y(bereich)./rayum,'modelRd',beta0(:))
save d d:
figure; hold on; zoom; grid
title('Soll - Ist Vergleich nach 4. Anpassung');
xlabel('Range [km]');ylabel('Zählrate');
plot(x,y(bereich) / rayum);
plot(x, modelRd(d, zwray), 'r');
disp(['Standardabweichung nach 4. Anpassung: ',num2str(std(y(bereich)./rayum-modelRd(d,zwray))./1e14)]);
% 5. Anpassung der Lidarfkt. an das Signal (eff. Radius des Hauptspiegels), nur wichtig für Formfaktor, d.h. <500m
if i==1; beta0=[r0]; else; load r0; beta0=r0; end;
r0 = fit(zwray,y(bereich) / rayum,'modelRe',beta0(:))
save r0 r0;
```

```
figure; hold on; zoom; grid
title('Soll - Ist Vergleich nach 5. Anpassung');
xlabel('Range [km]');ylabel('Zählrate');
plot(x,y(bereich) /rayum);
plot(x,modelRe(r0,zwray),'r');
disp(['Standardabweichung nach 5. Anpassung: ',num2str(std(y(bereich)./rayum-modelRe(r0,zwray))./1e14)]);
% 6. Anpassung der Lidarfkt. an das Signal (Strahlraduis am Ausgang), nur wichtig für Formfaktor, d.h. <500m
if i==1; beta0=[W0]; else; load W0; beta0=W0; end;
W0 = fit(zwray,y(bereich) / rayum,'modelRf',beta0(:))
save W0 W0;
figure; hold on; zoom; grid
title('Soll - Ist Vergleich nach 6. Anpassung');
xlabel('Range [km]');ylabel('Zählrate');
plot(x,y(bereich) /rayum);
plot(x,modelRf(W0,zwray),'r');
disp(['Standardabweichung nach 6. Anpassung: ',num2str(std(y(bereich)./rayum-modelRf(W0,zwray))./1e14)]);\\
close;
% 7. Anpassung der Lidarfkt. an das Signal (Mie-Extinktionskoeffizient am Boden)
if i~=iteranz
if i==1; beta0=[a0532]; else; load a0532; beta0=a0532; end;
a0\,532 = fit(zwray,y(bereich) \ /rayum,'modelRg',beta0(:)) \\
save a0532 a0532;
figure; hold on; zoom; grid;
title('Soll - Ist Vergleich nach 7. Anpassung');
xlabel('Range [km]');ylabel('Zählrate');
plot(x,y(bereich) /rayum);
plot(x, modelRg(a0532,[x;i]), 'r');
disp(['Standardabweichung nach 7. Anpassung: ',num2str(std(y(bereich),/rayum-modelRg(a0532,[x;i])),/1e14)]);
close;
end
end
figure; hold on; grid; zoom;
f2=plot(x*1000,y(bereich)/rayum);set(f2,'LineWidth',1.5);zwray=[x;1];
f1=plot(x*1000,modelRg(a0532,zwray),'g');set(f1,'LineWidth',1.5);
v=(max(y(bereich) /rayum)-min(y(bereich) /rayum))/30;grid
axis([0\ 3000\ min(y(bereich)\ /rayum)-v,max(y(bereich)\ /rayum)+v]);
f3=gca;set(f3,'FontSize',15);grid;
xlabel('Entfernung [m]');ylabel('Zählrate [1/s]');
figure; hold on; zoom;
p = (y(bereich) / rayum - modelRg(a0532, zwray));
f2 = plot(x*1000,pl);
set(f2,'LineWidth',15);
f3=gca;set(f3, 'FontSize', 15);
xlabel('Entfernung [m]');ylabel('Differenz: Theorie-Praxis'); grid;
```

Modellierung des geometrischen Formfaktors (GEOFORM.M)

```
function [G1,G2] = geoform(R,vektor,Af);
         r B=vektor(1);
         theta=vektor(2);
         r0 = vektor(4);
         W0=vektor(5);
         f = 1.75;
         % 1. geom. Kompression und Abschattung
         phi=r_B/f;
         K = (\overline{(phi * R)^2 * pi)/r0};
         A_{schlange} = pi*(r0^2-0.075^2);
         A_{\text{korr}} = A_{\text{schlange}} / (r0^2*pi);
         G1= A_{korr} ones(size(K));
         G1(G1>1) = 1;
         % 2. simple overlap factor
        u = v.5u+K*vektor(3);

r_t = r0 + phi * R;

W = sqrt(W0^2 + theta^2 * R.^2);

psi_w = acos((d.^2+W.^2-r_t.^2)./(2*W.*d));

psi_r = acos((d.^2+r_t.^2-W.^2)./(2*r_t.*d));

A = W.^2.*psi_w + r_t.^2.*psi_r - r_t.*d.*sin(psi_r);

WF = (pi * W.^2);

G2 = A ./ WF;

G2=real(G2):
         d = 0.50 + R*vektor(3);
                                                                                     % Abstand Empfangsteleskop - Sendeteleskop
                                                                                     % FOV
                                                                                     % Laserstrahlradius
                                                                                     % Bestrahlte Fläche im FOV
                                                                                     % Querschnittsfläche FOV in der Entfernung R
                                                                                     % Verhältnis FOV / bestrahlte Fläche des FOV
         G2 = real(G2);
         G2(G2>=1)=1;
         if sum(G2)~=sum(ones(size(G2)));
         stelle=find(R < 300);
         m=(1-A korr)/length(stelle);
         G1(stelle)=1-stelle*m;
         end
```

Ermittlung eines höhenaufgelösten Mie-Extinktionkoeffizienten (MIEEXT.M)

```
clear all; close all; format long; format compact;
load para1602;
wolke=input('Eingabe Wolkenanfang [m]: ');
wa=find(R>wolke & R<wolke+10);wa=wa(1);
x1=x;y1=y;
H0=H(wa);H=H(wa:length(H));x=x(wa:length(x));
schritt=10;
                                                                     % Schrittweite [m] für die Höhenstufen
zw=[x(:);H(:);schritt;H0];
f=H(1):schritt:H(length(H));
beta0 = [1e-8*ones(length(f),1)];
para2 = fit(zw,y(wa:bereich(length(bereich)))./rayum + 1.75e10,'modelaMie',beta0(:)) \\
figure; title('Soll - Ist Vergleich nach Wolkenanpassung');
hold on; zoom;
a1 \hspace{-0.05cm}=\hspace{-0.05cm} plot(x*1000,y(wa:bereich(length(bereich)))./rayum+1.75e10);
a2=plot(x*1000,modelaMie(para2,zw),'g');
set(a1,'LineWidth',1.5);set(a2,'LineWidth',1.5);
axis([13880 15000 -0 5e11 9e11]);
xlabel('Entfernung [m]');ylabel('Zählrate [1/s]');
f3=gca;set(f3,'FontSize',15); grid
load gesamtaMie;
load urspraMie;
x=x1;y=y1;
R = x*1000;
H=parameter1705(R);
load a0532;
figure;
extinkkoeff=zeros(size(x));
\operatorname{extinkkoeff}(\operatorname{length}(x)-\operatorname{length}(\operatorname{gesamtaMie})+1\operatorname{length}(x))=\operatorname{gesamtaMie}(\cdot);
extinkkoeff(1:length(x)-length(gesamtaMie)) = a0532.*exp(-H(1:length(x)-length(gesamtaMie))./745);\\
a1=plot(H,extinkkoeff); hold on;
a2=plot(H,a0532.*exp(-H./745),'-');
set(a1,'LineWidth',1.5);set(a2,'LineWidth',1.5);
v=(max(extinkkoeff)-min(extinkkoeff))/30;
axis([0 max(H) min(extinkkoeff)-v, max(extinkkoeff)+v]);
f3=gca;set(f3,'FontSize',15); grid
xlabel('Höhe [m]'); ylabel('Extinktionskoeffizient für Mie-Streuung');
legend('Kurvenanpassung','Modell');
figure;
a1=plot(x*1000,y(bereich)./rayum); hold on;
a2 = plot(x*1000, modelaMie2(extinkkoeff, x), 'g');
set(a1,'LineWidth',1.5); set(a2,'LineWidth',1.5);
v=(max(y(bereich)/rayum)-min(y(bereich)/rayum))/30; grid
axis([0\ 3000\ min(y(bereich)\ /rayum)-v,max(y(bereich)\ /rayum)+v]);
f3=gca;set(f3,'FontSize',15);
xlabel('Entfernung [m]'); ylabel('Zählrate [1/s]');
figure; hold on; grid; zoom;
pl = (y(bereich)./rayum-modelaMie2(extinkkoeff,x));
f2 = plot(x*1000,pl);
set(f2,'LineWidth',1.5);
f3=gca;set(f3,'FontSize',15); grid;
xlabel('Entfernung \ [m]'); \ ylabel('Differenz: \ Theorie-Praxis');
```

Literaturverzeichnis

- [1] B. Bardorf-Hofmann: Detektion von Raman-Rückstreusignalen für die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der tieferen Troposphäre, Diplomarbeit, Universität Regensburg (1996)
- [2] H. Barrel, J. Sears: The refraction and dispersion of air for the visible spectrum, Phil. Trans. Royal Soc. London, Bd. A 238 (1939)
- [3] Bergmann, Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1993)
- [4] H. Bruns: Die Figur der Erde, Publ. Königl. Preuß. Geod. Inst., Berlin (1878)
- [5] Burle Industries Inc.: Photomultipliers, Verkaufsprospekt, USA (1997)
- [6] M.P. McCormick: Simultaneous Multiple Wavelength Laser Radar Measurements of the Lower Atmosphere, Electro-Optic International Conference, Brighton (1971)
- [7] G. Dietze: Einführung in die Optik der Atmosphäre, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig (1957)
- [8] J. Eichler, H.-J. Eichler: Laser, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1998)
- [9] H. Faust: Der Aufbau der Erdatmosphäre, Verlag Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig (1968)
- [10] Forschungsgruppe Satellitengeodäsie (FGS): Earth Rotation, Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Sonderheft, Frankfurt am Main (1998)
- [11] GTE Sylvania Inc.: Proposal for Satellite Ranging System, Mountain View, USA (1974)
- [12] E. Hering, R. Martin, M. Stohrer: *Physik für Ingenieure*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1999)
- [13] H. S. Hopfield: Tropospheric Effect on Electromagnetically Measured Range Prediction from Surface Weather Data, Radio Science (1971)
- [14] Ch. Junge: Air Chemistry and Radioactivity, Publication, New York (1963)

- [15] H. Kahmen: Vermessungskunde, Verlag Walter de Gruyter, Berlin, New York (1993)
- [16] B. Krämer: Laboruntersuchungen zum Gefrierprozeß in polaren stratosphärischen Wolken, Dissertation, Freie Universität Berlin (1999)
- [17] H. Kuchling: Taschenbuch der Physik, Fachbuchverlag Leipzig GmbH (1995)
- [18] W. Maier: Untersuchungen des Einflußes der Erdatmosphäre auf Laserentfernungsmessungen zu Satelliten durch simultane Pulslaufzeitmessung auf zwei Wellenlängen, Diplomarbeit, Universität Regensburg (1993)
- [19] J. W. Marini, C. W. Murray, Jr: Correction of laser range tracking data for atmospheric refraction at elevations above 10 degrees, NASA-TM-X-70555 (1973)
- [20] R. Mayer: Untersuchungen zur Detektion von LIDAR-Rückstreusignalen unter Verwendung einer Lawinendiode im Geigermode, Diplomarbeit, Fachhochschule München (1995)
- [21] R. M. Measures: Laser Remote Sensing, John Wiley & Sons, New York (1984)
- [22] F. Meyer: Messung von höhenaufgelösten Wasserdampfprofilen unter Verwendung eines bistatischen Raman-Lidars, Diplomarbeit, Technische Universität München (2000)
- [23] F. Möller: Einführung in die Meteorologie, B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich (1973)
- [24] P. Rennert, H. Schmiedel, Ch. Weißmantel (Hrsg.): Kleine Enzyklopädie der Physik, VEB Bibliographisches Institut, Leipzig (1986)
- [25] M. Riebesell: Raman-Lidar zur Fernmessung von Wasserdampf- und Kohlendioxid-Höhenprofilen in der Troposphäre, Dissertation, Universität Hamburg (1990)
- [26] S. Riepl: Die Dispersion der Erdatmosphäre, Diplomarbeit, Universität Regensburg (1993)
- [27] S. Riepl: Lasermessungen nach Erdsatelliten auf zwei Wellenlängen unter Verwendung einer Streak-Kamera, Dissertation, Technische Universität München (1997)
- [28] R. Rummel: Fysische Geodesie, Vorlesungsskript, Technische Universität Delft (1992)
- [29] H.-J. Schäfer: Charakterisierung und Messung der zeitlichen Variation stratosphärischer Aerosole mit Hilfe eines Rayleigh-Raman Lidars, Dissertation, Universität Bonn (1994)
- [30] K. Schnädelbach: Materialien zu Vermessungskunde 4, Vorlesungsskript, Technische Universität München (1997)

- [31] M. Schneider, D. Egger: Meβverfahren der Satellitengeodäsie Bd. II, Mitteilung Nr. 145 des Lehrstuhls für astronomische und physikalische Geodäsie, Technische Universität München (1978)
- [32] U. Schreiber, W. Maier, S. Riepl: *Measuring Atmospheric Dispersion Employing Avalanche Photo Diodes*. Proceedings of the SPIE-Symposium in Rome, Italy. Lidar Technique for Remote Sensing, Ch. Werner, Vol. 2310 (1994)
- [33] U. Schreiber, Technische Universität München, private Mitteilung (2000)
- [34] U. Schreiber, K. H. Haufe, R. Dassing: Measuring Atmospheric dispersion with WLRS in Multiple Wavelength Mode, Proceedings of 8th Workshop of Laser Ranging Instrumentation, 7-28-7-35 (1992)
- [35] B. Sierk: Bestimmung des troposphärischen Wasserdampfgehaltes zur Refraktionskorrektur von GPS-Messungen, Diplomarbeit, Universität Kiel (1995)
- [36] K. Tradowsky: Laser, Vogel Buchverlag, Würzburg (1988)
- [37] B. Walter: Erweiterung und Verbesserung eines strahlenphysikalischen Ansatzes zur Simulierung der Globalstrahlung und ihre Anwendung bei der Visualisierung windbewegter Wasseroberflächen, Diplomarbeit, Universität Rostock (1997)
- [38] U. Wandinger: Entwicklung und Erprobung eines Filterpolychromators für ein Raman-Lidar, Diplomarbeit, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Geesthacht (1990)
- [39] Ch. Werner: Grundlagen für ein Raman-Lidar-System, DLR-Mitteilung 73-19, Oberpfaffenhofen (1973)

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Privatdozenten Dr.-Ing. habil. Ulrich Schreiber für die Stellung der Aufgabe und die Betreuung der Arbeit. Seinem engagierten Einsatz ist es zuzuschreiben, daß diese Diplomarbeit überhaupt entstehen konnte. In zahlreichen fruchtbaren Diskussionen und Versuchen wurden die anfänglichen Probleme behoben und Meßergebnisse gemeinsam interpretiert.

Meinem Kommilitonen Franz Meyer danke ich für die hervoragende Zusammenarbeit und die Hilfestellung bei der Durchführung der Versuche. Nicht zuletzt seinen Ideen ist die geglückte Abstimmung des Systems zu verdanken. Bei der Auswertung der Signale stand er mit stets mit Rat und Tat zur Seite.

Herrn Dr. Wolfgang Schlüter bin ich für die Möglichkeit, diese Arbeit auf der Fundamentalstation Wettzell anfertigen zu können, und das fördernde Interesse zu Dank verpflichtet.

Bei Frau Dr. Anja Schlicht, Herrn Dr. Stefan Riepl und Herrn Armin Böer möchte ich mich für die fachkundige Beratung und die Klärung einiger physikalischer und elektrotechnischer Mißverständnisse sowie die Durchsicht und Korrektur der Arbeit während ihres Entstehens bedanken.

Den Herren Nikolaus Brandl, Karl-Heinz Haufe, Rudolf Motz und Gerhard Kronschabl danke ich für die engagierte technische Unterstützung bei Reparaturarbeiten an Laser und Teleskop, ohne die der Aufbau des Lidarsystems nicht möglich gewesen wären.

Nicht zuletzt bedanke ich mich aufs herzlichste bei meinen Eltern für die finanzielle und moralische Unterstützung, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.