



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Messung von höhenaufgelösten Wasserdampfprofilen unter Verwendung eines bistatischen Raman-Lidars

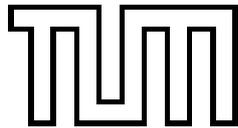
F. Meyer

IAPG / FESG No. 11

Institut für Astronomische und Physikalische Geodäsie
Forschungseinrichtung Satellitengeodäsie

München 2000

Technische Universität München



Institut für Astronomische und Physikalische Geodäsie

**Messung von höhen aufgelösten
Wasserdampfprofilen unter
Verwendung eines bistatischen
Raman-Lidars**

Diplomarbeit

Franz Meyer

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

Abgabe: August 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Die Atmosphäre der Erde	6
2.2	Wechselwirkungen mit elektromagnetischer Strahlung	10
2.2.1	Streuung	15
2.2.1.1	Rayleigh-Streuung	16
2.2.1.2	Mie-Streuung	19
2.2.1.3	Raman-Streuung	22
2.2.2	Absorption	28
2.2.3	Fluoreszenz	29
2.3	Lidar	30
2.3.1	Lidarprinzip	30
2.3.2	Auswahl des Verfahrens	30
2.3.2.1	DIAL-Messungen	31
2.3.2.2	Raman-Lidar	31
2.3.3	Lidargleichung	34
2.3.4	Modellierung der Parameter	34
2.3.4.1	Einfluß der Systemgeometrie	34
2.3.4.2	Extinktion	39
2.3.4.3	instrumentelle Parameter	41
2.3.5	Eigenschaften der Lidarsignale	42

3	Experimenteller Aufbau	44
3.1	Aufbau der Laserbank	44
3.1.1	Funktionsprinzip eines Lasers	44
3.1.1.1	Der Pulsbetrieb	45
3.2	Sende- und Empfangsoptik	47
3.3	Detektorbeschreibung	49
3.4	Zeithaltung und Datenfluß	52
3.5	Blockung der elastischen Streuung	53
3.6	Spektrales Auflösungsvermögen	55
3.7	Meß- und Auswertalgorithmus	57
3.7.1	Ermittlung der Systemparameter aus Rayleigh-Messungen	60
3.7.2	Nutzung der Stickstoff-Streuung zur Atmosphärenuntersuchung	62
3.7.3	Bestimmung des Wasserdampfpartialdrucks	65
4	Darstellung und Interpretation der Ergebnisse	68
4.1	Auswertung der gemessenen Profile	68
4.1.1	Die Wetterstation	69
4.1.2	Beschreibung der erzielten Ergebnisse	72
4.2	Diskussion	82
4.2.1	Vergleich der Ergebnisse mit Radiosondenaufstiegen	83
4.2.2	Diskussion der beobachteten Effekte	85
4.2.3	Die atmosphärische Grenzschicht	88
5	Zusammenfassung	91
6	Anhang	93

Kapitel 1

Einleitung

Nach der klassischen Definition, die bereits im Jahr 1880 von Friedrich Robert Helmert verfaßt wurde, ist die Geodäsie als die „*Wissenschaft von der Ausmessung und Abbildung der Erdoberfläche*“ zu bezeichnen. Schließt man in die Erdoberfläche den Meeresboden und das Erdschwerefeld mit ein, so ist diese Definition im Grundsatz bis heute gültig. Betrachtet man das Arbeitsfeld der Geodäsie etwas differenzierter so ergeben sich nach *Seeber* [31] folgende zentrale Aufgabenbereiche:

1. Bestimmung präziser globaler, regionaler und lokaler dreidimensionaler Punktfelder
2. Bestimmung des Erdschwerefeldes und linearer Funktionen dieses Feldes (Geoidbestimmung)
3. Messung und Modellierung geodynamischer Phänomene wie Polbewegung, Erdrotationsschwankungen und Plattentektonik.

Die Satellitengeodäsie trägt durch die Nutzung von künstlichen, meist erdnahen Satelliten, von Planeten, dem Mond und durch Nutzung von sehr weit entfernten, extragalaktischen Radioquellen zur Lösung dieser Aufgaben bei. Die Satelliten können dabei als Testkörper im Gravitationsfeld der Erde, als Hochziel, oder als Plattform für geotechnische Sensoren eingesetzt werden. Die Meßprinzipien die in der Satellitengeodäsie entwickelt wurden, werden als geodätische Raumverfahren bezeichnet, die heutzutage hauptsächlich durch das Global Positioning System GPS, die Laserentfernungsmessung zu künstlichen Erdsatelliten SLR und durch VLBI, der Radiointerferometrie auf langen Basen repräsentiert sind. Das Meßsignal legt bei allen geodätischen Raumverfahren einen Teil seines Weges durch die Erdatmosphäre zurück und tritt mit dieser in Wechselwirkung. Durch Refraktion wird die Strahlung in ihrer Fortpflanzungsrichtung und -geschwindigkeit beeinflusst. Qualität und Genauigkeit der Messungen sind also davon abhängig, wie gut der störende Einfluß der Atmosphäre auf die Fortpflanzung elektromagnetischer Strahlung modelliert werden kann. Mit steigender Beobachtungsgenauigkeit wachsen auch die Anforderungen an das verwendete Korrekturmodell an. Eine entscheidende Komponente der Atmosphäre bildet der Wasserdampf. Er ist Grundgröße in der Beschreibung des atmosphärischen

Zustandes, da er zum einen den Strahlungs- und Wärmehaushalt der Atmosphäre bestimmt und zum anderen über den Brechungsindex die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung beeinflusst. Die Verteilung des Wasserdampfes ist nicht vorhersagbar, da er sich durch eine hohe zeitliche und räumliche Variabilität auszeichnet. Diese Faktoren machen den Wasserdampf zu einer kritischen Größe. In der Laserentfernungsmessung wird für die Korrektur des Atmosphäreinflusses das Modell von Marini und Murray verwendet, daß auf der Grundlage von Bodenwerten für Luftdruck, relativer Luftfeuchte und Temperatur den integralen Anteil der Laufzeitverzögerung in der Luft berechnet. Ergebnis dieser Berechnung ist ein höhenaufgelöster Brechungsindex, mit dem dann die Messung korrigiert werden kann. Die innere Genauigkeit wird für Zenitdistanzen kleiner 70° mit besser als 1 cm beziffert. Nach [28] liegen Abweichungen der meteorologischen Parameter von den Modellannahmen im Genauigkeitsbereich von SLR-Systemen. In den letzten Jahren wurde in mehreren Diplomarbeiten die Übereinstimmung des von dem angesprochenen Modell vorhergesagten Atmosphäreinflusses mit gemessenen Werten untersucht. Motivation für diese Arbeiten waren Messungen auf der Fundamentalstation Wettzell, bei denen die Laufzeitunterschiede der beiden Sendewellenlängen einer Zweifarbenmessung elevationsabhängig bestimmt und mit dem vom Modell prädizierten Ergebnissen verglichen wurden [30]. Als Sendewellenlängen dienten die erste und die zweite Harmonische eines Nd:YAG-Lasers mit den Wellenlängen $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$. Aus diesen Experimenten ergaben sich Abweichungen von ca. 0.1 ns zwischen Theorie und Messung, was einem Entfernungsfehler von etwa 3 cm entspricht. Weitere Messungen mit einer Streackamera haben diese Resultate bestätigt [24]. Bei den mit modernen Meßmethoden erzielbaren Genauigkeiten im Sub-Zentimeter-Bereich ist ein möglicher systematischer Fehler dieser Größenordnung nicht mehr zu vernachlässigen. Korreliert man die Abweichungen zwischen theoretischer und gemessener Laufzeitdifferenz mit den Bodenwerten der atmosphärischen Parameter Luftdruck, Luftfeuchte und Temperatur, ergibt sich ein überraschend hoher Korrelationskoeffizient für den Wasserdampfpartialdruck [17]. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Diese Resultate

Parameter	Korrelationskoeffizient
Luftdruck	0,3
Wasserdampfpartialdruck	0,5
Temperatur	0,3

Tabelle 1.1: *Korrelationskoeffizient zwischen den Residuen der Lauzeitdifferenzen und den meteorologischen Grundgrößen*

lassen vermuten, daß der Wasserdampfpartialdruck wegen seiner Variabilität im zugrundeliegenden Modell möglicherweise nicht ausreichend berücksichtigt ist. Ein weiterer unabhängiger Hinweis auf mögliche Schwächen der Modellierung ist die Diskrepanz zwischen dem mit GPS bestimmten „Mikrowellen-Orbit“ und dem mit SLR-Methoden gemessenen „optischen Orbit“ der GPS-Satelliten, die ca. 4 cm beträgt [29]. Der Ursprung dieser Diskrepanz ist noch nicht geklärt. Ursachen könnte sowohl die Lage des Phasenzentrums in Mikrowellensystemen, die Rückstreucharakteristik der mit Reflektoren bestückten Satelliten, oder bisher nicht ausreichend modellierte Einflüsse der Atmosphäre auf die Aus-

breitung elektromagnetischer Strahlung sein. All diese Phänomene bilden die Motivation das Verhalten des Wasserdampfs in der Atmosphäre zu untersuchen und mit den üblichen Modellen zu vergleichen. Eine Möglichkeit etwaige Schwächen der Modellierung aufzudecken ist das simultane Messen eines Wasserdampfprofils entlang des Meßweges. Zur Ermittlung des aktuellen Wasserdampfgehaltes der Luft wurden in der Fernerkundung und ähnlichen Disziplinen verschiedene aktive und passive Verfahren entwickelt. In der Hauptsache werden Radiosondenaufstiege, Wasserdampfradiometer- und Lidarmessungen eingesetzt. Radiosonden und passive Fernerkundungsmethoden ermöglichen aus meßtechnischen Gründen keine zufriedenstellende zeitliche und räumliche Auflösung. Allein die Lidar-Technik ist für die hier gestellten Aufgaben geeignet.

Lidar ist ein aktives Fernerkundungsverfahren auf der Basis eines gepulst abgestrahlten Laserlichts. Kurze hochenergetische Lichtpulse werden von einer Sendeoptik in die Atmosphäre ausgestrahlt und treten mit Elementen der Luft in Wechselwirkung. Dabei wird ein Teil der emittierten Strahlung zum Sendeort zurückgestreut, von einer geeigneten Optik empfangen und einem Detektor zugeführt. Aus der Form der Rückstreusignale und deren Laufzeit können dann Aussagen über die Zusammensetzung der Atmosphäre in verschiedenen Höhenschichten getroffen werden. Besonders in der Klima- und Umweltforschung werden Lidar-Systeme in vielen Anwendungsbereichen eingesetzt, die sich an der Art der genutzten physikalischen Effekte unterscheiden. Heutzutage umfassen die für Laser-Fernerkundung geeigneten Prozesse die elastische Rayleigh-Streuung an Molekülen, die elastische Mie-Streuung an Aerosolen, inelastische Raman-Streuung an Molekülen und Fluoreszenz- und Absorptionseffekte. Vor allem die Nutzung der inelastischen Raman-Streuung ist für die hier gestellte Aufgabe interessant. Mit einem Raman-Lidar kann unter Ausnutzung des Raman-Effekts die Verteilung bestimmter Gase in der Atmosphäre getrennt voneinander untersucht werden. Dabei profitiert man davon, daß das inelastisch gestreute Licht eine gegenüber der Sendefrequenz um einen molekülspezifischen Betrag verschobene Wellenlänge besitzt. Demzufolge kann durch geeignete Filterung des Streulichts die Verteilung eines einzelnen Moleküls in der Atmosphäre beobachtet werden.

In dieser Arbeit wird die Verteilung des Wasserdampfes mit der Höhe unter Verwendung eines Raman-Lidars untersucht. Aus dem abgeleiteten Höhenprofil kann dann ein höhenabhängiger Brechungsindex ermittelt werden. Diese Untersuchungen sind als vorbereitende Maßnahmen für die Einrichtung eines Systems zur Messung des Wasserdampfpartialdruckes zu sehen, die simultan zu einer SLR-Messung entlang des Lichtweges erfolgen soll.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Die Atmosphäre der Erde

Die Erdatmosphäre stellt bei der Durchführung von Lidar Messungen das zu analysierende Medium dar, mit dem das ausgesandte Laserlicht in Wechselwirkung tritt. Es ist daher unerlässlich, Informationen über den Aufbau und die Eigenschaften dieses Mediums zu erlangen, um eine zielgerichtete Planung des Meßsystems zu gewährleisten, und die damit erreichbaren Ergebnisse abzuschätzen.

In erster Näherung ist der Aufbau der Atmosphäre durch eine sphärische Schichtung einzelner Bereiche beschreibbar, die sich in ihrer Struktur und ihren Eigenschaften unterscheiden. Die Anzahl und die Lage dieser Schichten hängt dabei stark von den jeweils betrachteten Merkmalen ab. Eine schematische Darstellung der unterschiedlichen Einteilungsmöglichkeiten ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Höhe [Km]	Temperatur	Ionisierung	Magnetfeld	Ausbreitung	Technisch
100 000	Thermo- sphäre	Proto- sphäre	Magne- to- sphäre	Iono- sphäre	Obere Atmosphäre
10 000		Ionosphäre			
1 000		Mesosphäre	Dynamo- schicht		
100	Stratosphäre	Tropo- sphäre		Untere Atmosphäre	
10	Troposphäre				

Abbildung 2.1: *Einteilungsschemata für die Erdatmosphäre (Seeber [31])*

Teilt man die Atmosphäre hinsichtlich der Ausbreitungsbedingungen für elektromagnetische Strahlung ein, so ergeben sich zwei Teilbereiche. Die untere dieser beiden Zonen, die

als **Troposphäre** bezeichnet wird, erstreckt sich von 0 bis ca. 50 km Höhe. Die Troposphäre beherbergt alle Wettervorgänge, da der atmosphärische Wasserdampfgehalt hauptsächlich auf die unteren 20 km der Troposphäre konzentriert ist. Der Temperaturverlauf in dieser Schicht wird als linear vermutet und mit einem vertikalen Temperaturgradienten von 6.71K/km beziffert. Freie Ladungsträger spielen nahezu keine Rolle, damit kann die Troposphäre praktisch als neutrales Gas betrachtet werden. Der Brechungsindex ist frequenzunabhängig und hängt von Luftdruck, Temperatur und Wasserdampfdruck ab. Eine Modellierung der Troposphäre gestaltet sich sehr schwierig, da sich die Wasserdampfverteilung durch eine hohe Dynamik auszeichnet. So kann der Wasserdampfgehalt in seiner Konzentration zwischen 0 und 15000 ppm variieren. In diesem Bereich der Atmosphäre wird die Wellenausbreitung durch Wasserdampf und temperaturbedingte Luftschichtung beeinflusst. Der zweite Teilbereich, die **Ionosphäre**, kann als der gesamte obere Teil der Atmosphäre von ca. 50 - 1000 km Höhe betrachtet werden. Die energiereiche Strahlung der Sonne führt in diesen Höhen zur Ionisierung eines Großteils der vorhandenen Luftmoleküle und läßt ein Gemisch aus Elektronen, Ionen und neutralen Gasteilchen entstehen. Durch die Ionisation wird die Luft in diesem Bereich elektrisch leitfähig und ist in der Lage Radiowellen zu absorbieren und zu reflektieren. Die Elektronendichte wird stark durch die Strahlungsintensität der Sonne, durch die Gasdichte und das Erdmagnetfeld beeinflusst. Ferner können Teilchen aus der sogenannten Magnetosphäre in höheren geographischen Breiten eine zusätzliche Ionisation hervorrufen. Ein qualitatives Höhenprofil der Anzahl der freien Ladungsträger, das sogenannte Chapman-Profil, ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Ionosphäre zeichnet sich durch einen frequenzabhängigen Brechungsindex aus, sie ist also dispersiv. Variationen in der Wellenausbreitung werden durch die Anzahl der freien Ladungsträger (Ionen, Elektronen) bestimmt, sind aber durch die Dispersion des Mediums gut zu modellieren.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß elektromagnetische Signale auf ihrem Weg durch das Übertragungsmedium Atmosphäre Schichten unterschiedlicher Natur und unterschiedlichen Zustands durchlaufen, die ihre Ausbreitung auf verschiedene Weise beeinflussen. Die Art dieser Interaktionen wird im wesentlichen von der Wellenlänge, und damit von der Energie der jeweiligen Strahlung bestimmt. Sehr energiereiche Strahlung ist in der Lage, in der Luft befindliche Moleküle zu dissoziieren und im Extremfall zu ionisieren. Beispielsweise werden die Hauptkonstituenten der Luft, Stickstoff und Sauerstoff, durch Bestrahlung mit Wellenlängen $\lambda < 200$ nm dissoziiert und bei Bestrahlung mit $\lambda < 100$ nm ionisiert. Wechselwirkungen mit langwelligerer Strahlung sind weniger ausgeprägt und erzeugen größtenteils molekulare Vibrationen. Die Auswirkungen der Atmosphäre auf elektromagnetische Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge ist in Abbildung 2.3 sehr anschaulich illustriert. Die Grafik zeigt die spektrale Strahlungsleistung der Sonne vor und nach dem Durchdringen der Atmosphäre. Die Differenz der beiden kontinuierlichen Linien entspricht der Abschwächung des Lichtes durch Streuung und Absorption, der gepunktete Bereich repräsentiert den Strahlungsverlust, der auf die Absorption zurückzuführen ist. Es ist ebenfalls zu erkennen, daß die Konzentration an Wasserdampf, Kohlendioxyd, Sauerstoff und Ozon den Strahlungshaushalt der Erde entscheidend beeinflusst.

Eine Parametrisierung der Atmosphäre im Hinblick auf die Ausbreitungsbedingungen für elektromagnetische Strahlung wurde von Saastamoinen und Marini durchgeführt. Für die

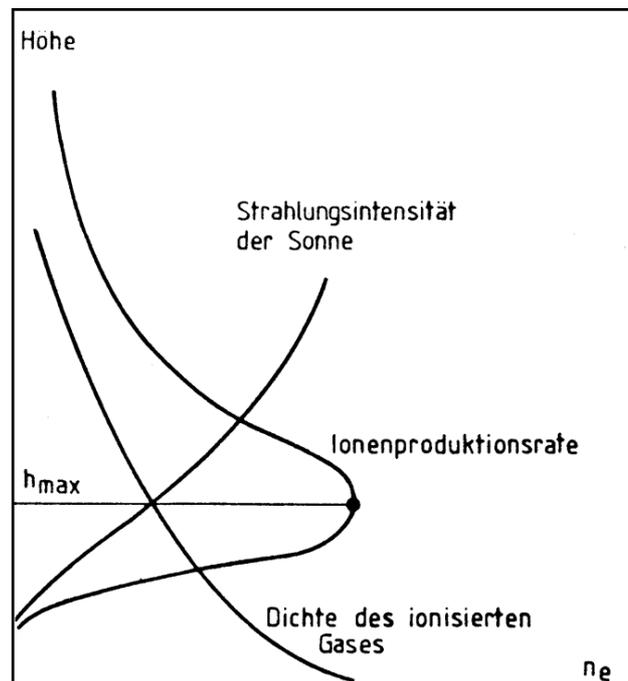


Abbildung 2.2: Chapman-Profil der Ionenproduktionsrate (Seeber [31])

Modellierung behelf man sich folgender Annahmen:

- Die Temperatur nimmt in der Troposphäre linear ab und bleibt in der Ionosphäre konstant.
- Die Bestandteile der Atmosphäre gehorchen den idealen Gasgesetzen.
- Die Atmosphäre ist im hydrostatischen Gleichgewicht.

Der Schweredruck eines Gases errechnet sich aus der über einer Bezugsebene stehenden Gassäule. Da die Gase der Atmosphäre durch die Wirkung der Erdanziehung komprimiert werden, nimmt die Dichte mit der Höhe ab. Wegen Annahmen 2 und 3 gilt für den Luftdruck p in der Höhe H die Differentialgleichung

$$-\frac{dp}{dH} = \bar{g} \cdot \frac{p(H) \cdot M}{R \cdot T(H)} \quad (2.1)$$

mit

$$\begin{aligned} \bar{g} &= 9,8 \left[\frac{m}{s^2} \right] && \text{mittlere Schwerebeschleunigung} \\ M &= 28,966 \left[\frac{kg}{kmol} \right] && \text{molare Masse der trockenen Luft} \\ R &= 8314,36 \left[\frac{J}{kmol \cdot K} \right] && \text{universelle Gaskonstante} \\ T(H) &= && \text{Temperatur am Boden} \end{aligned}$$

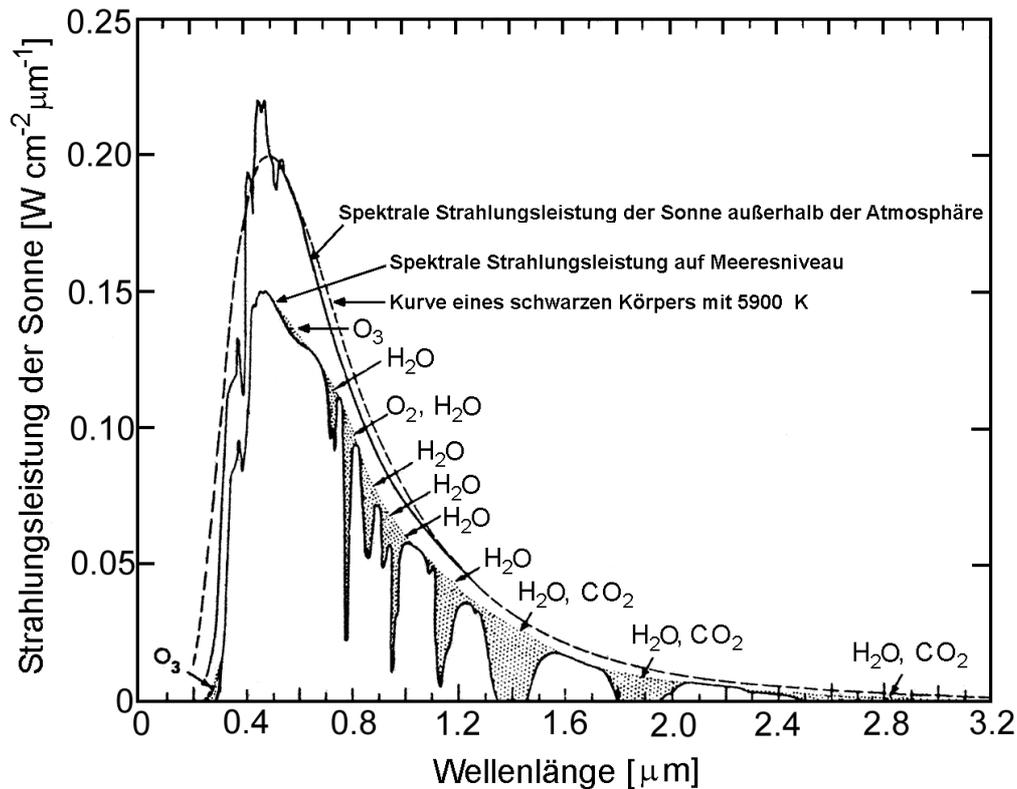


Abbildung 2.3: spektrale Strahlungsleistung der Sonne vor und nach dem Durchlaufen der Atmosphäre [19]

Unter Berücksichtigung der aus Annahme 1 resultierenden Gleichung

$$T(h) = T_0 + b \cdot H \quad (2.2)$$

mit Bodentemperatur T_0 und Temperaturgradient $b = -0,0065 \left[\frac{K}{m} \right]$ ergibt sich durch Lösen der homogenen Differentialgleichung 2.1 der Luftdruck in der Höhe H zu

$$p(H) = p_0 \cdot \left(1 + \frac{bH}{T_0} \right)^{-\frac{\bar{M}}{Rb}} \quad (2.3)$$

Diese Gleichung entspricht der barometrischen Höhenformel, die auf einem konstanten Temperaturgradienten beruht. Sie zeigt, dass der Luftdruck mit zunehmender Höhe H exponentiell abnimmt. Die Höhe, bei der sich der Ausgangsdruck halbiert hat, die sogenannte Halbwertshöhe, beträgt $H_{p1/2} \approx 5,5 \text{ km}$.

Der Partialdruck des Wasserdampfes nimmt mit der Höhe viel schneller ab, als der Gesamtdruck der Luft. Aus Radiosondenmessungen wurde für den Höhenverlauf des Wasserdampfes die Gleichung

$$e(H) = e_0 \cdot \left(1 + \frac{bH}{T_0} \right)^{-4 \cdot \frac{\bar{M}}{Rb}} \quad (2.4)$$

mit

$$\begin{aligned} e(H) &= \text{Partialdruck in Höhe } h \\ e_0 &= \text{Partialdruck am Boden} \end{aligned}$$

bestimmt [24]. Der große Unterschied gegenüber dem Luftdruckverlauf ist der vierfach erhöhte Exponent. Die aus dieser Gleichung errechnete Halbwertshöhe für den Wasserdampf entspricht etwa $H_{e1/2} \approx 2 \text{ km}$.

Bei der Durchführung von Lidar Messungen werden parallel zum Meßvorgang die Bodenwerte der meteorologischen Parameter Temperatur, Luftdruck und relative Luftfeuchte ermittelt. Die relative Luftfeuchte kann über die Gleichung

$$e_0 = R_L \cdot E_s \quad (2.5)$$

mit

$$\begin{aligned} R_L &= \text{relative Luftfeuchte} \\ E_s &= \text{Sättigungsdampfdruck} \end{aligned}$$

in den Wasserdampfpartialdruck umgerechnet werden. Der Sättigungsdampfdruck E_s läßt sich nach der von Magnus-Tetens entwickelten Formel

$$E_s = 10^{\frac{\alpha(T-273,15)}{(T-273,15)+\beta} + 0,7857} \quad (2.6)$$

berechnen [16]. In Tabelle 2.1 sind die für Wasser und Eis verschiedenen Werte der Konstanten α und β angegeben. Mit diesem Formelapparat ist man in der Lage aus ge-

	α	β
Wasser	7,5	237,3
Eis	9,5	265,5

Tabelle 2.1: Werte für die Konstanten α und β aus der Gleichung von Magnus-Tetens

messenen Bodenwerten für Temperatur, Luftdruck und relative Luftfeuchte eine Normalatmosphäre zu berechnen, mit der gemessene Daten verglichen werden können. Die aus Bodenwerten ermittelten Verläufe der Temperatur, des Luftdrucks und des Wasserdampfpartialdrucks in der Troposphäre sind in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Kurven zeigen den konstanten Temperaturgradienten und den exponentiellen Abfall des Luftdrucks und des Wasserdampfpartialdrucks. Dieses Modell findet in der vorliegenden Arbeit bei der Ermittlung von Wechselwirkungsparametern Berücksichtigung.

2.2 Wechselwirkungen mit elektromagnetischer Strahlung

Alle Materie ist aus Atomen zusammengesetzt. Unter einem Atom wird der kleinste Bestandteil eines chemischen Elementes verstanden, der noch die Eigenschaften des Elementes besitzt. Bei einer weiteren Zerlegung eines Atoms in seine Protonen, Neutronen

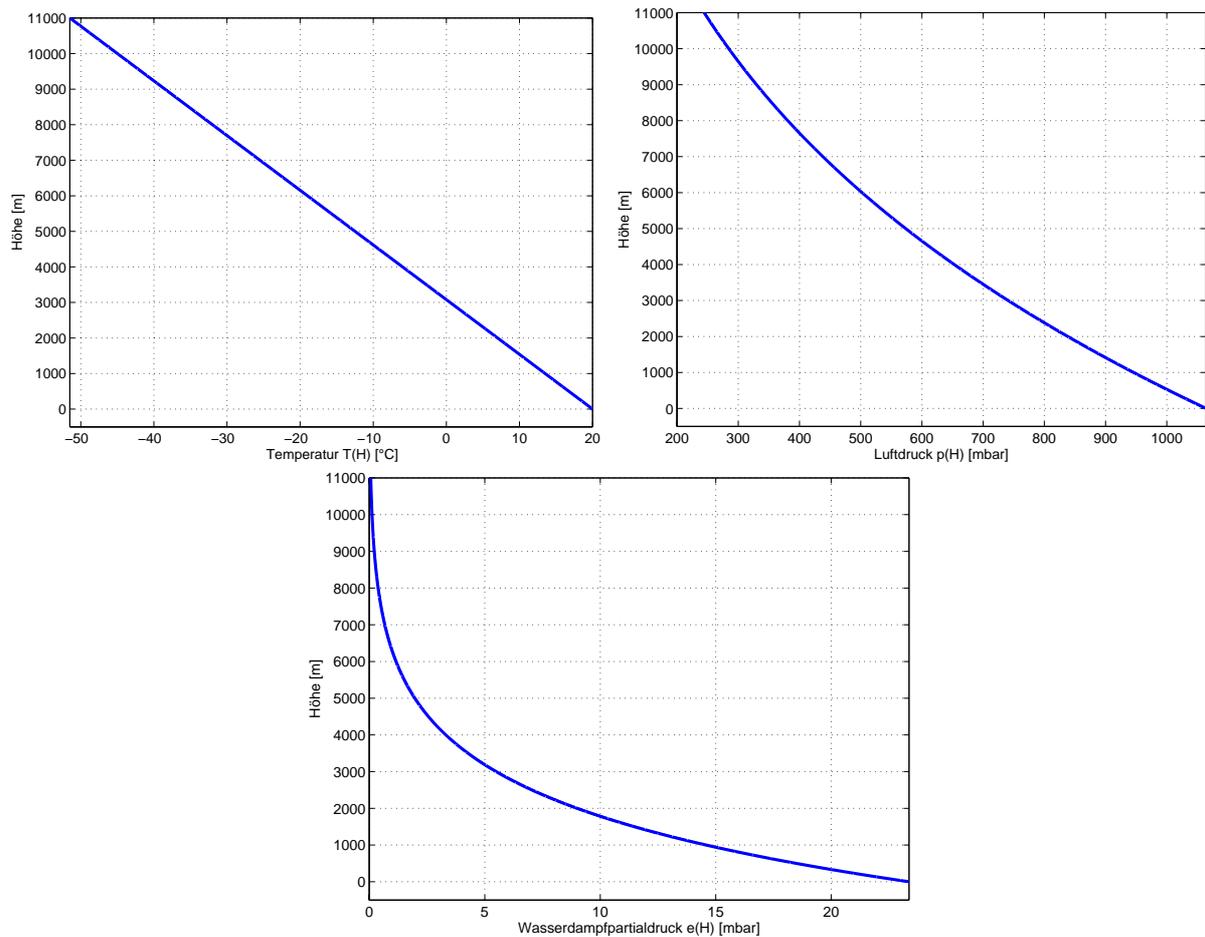


Abbildung 2.4: Temperatur- und Luftdruck- und Wasserdampfpartialdruckverlauf in der Troposphäre nach Saastamoinen und Marini

und Elektronen gehen die Elementeigenschaften verloren. Den Aufbau eines Atoms kann vereinfacht mit dem Modell von E. Rutherford beschrieben werden. Danach ist nahezu die gesamte Masse des Atoms in einem Atomkern versammelt, der von einer Elektronenhülle umgeben ist. Die Größe des Kerns ist mit 10^{-14} m, der Durchmesser der Elektronenhülle mit 10^{-10} m angegeben. Die Bewegung der Elektronen um den Kern werden durch die Bohrschen Postulate und das Pauli-Prinzip beschrieben. Nach Bohr sind von der Vielzahl der klassisch möglichen Elektronenbahnen nur solche erlaubt, für die der Bahndrehimpuls ein ganzzahliges Vielfaches des Planckschen Wirkungsquantums \hbar ist. Aus diesen Postulaten leitet sich ab, daß die Elektronen nur diskrete Zustände (Bahnen) mit der Energie E_n annehmen können. Die Auffüllung der zulässigen Energiezustände mit Elektronen erfolgt nach dem Pauli-Prinzip. Das nach ihm benannte Ausschließungsprinzip besagt, daß zwei Elektronen in einem Atom nicht die gleichen Quantenzahlen aufweisen dürfen. Um den Zustand eines Elektrons vollständig zu beschreiben sind vier Quantenzahlen notwendig. Drei davon beschreiben den Drehimpuls der Bahnbewegung und eine die Orientierung des Spins. Als Spin wird dabei der innere Drehimpuls eines Elektrons, der relativ zum Ursprung des atomaren Bezugssystems berechnet wird, bezeichnet. Aus der Anzahl von

Werten, die die einzelnen Quantenzahlen annehmen können errechnet sich die maximale Zahl an Elektronen, die in einer Schale untergebracht werden können, zu

$$n_l = 2(2l + 1) \quad (2.7)$$

mit

$$\begin{aligned} l &= \text{Drehimpulszustand} \\ n_l &= \text{Besetzungszahl} \end{aligned}$$

Diese möglichen Elektronenzustände werden dann nach dem Pauli-Prinzip in einer bestimmten Reihenfolge besetzt. Bestrahlt man Atome oder andere subatomare Bausteine mit einem Lichtstrom, so treten Wechselwirkungsprozesse zwischen beiden Partnern auf. Diese Wechselwirkungen werden als Streuung und Absorption bezeichnet und sind eine Folge des Energieaustauschs zwischen Licht und Bestandteilen der Luft. Bei diesem Austauschprozeß erfolgen bestimmte Zustandsübergänge im Atom, die im Folgenden näher beschrieben werden.

In der Atmosphäre kommen Atome in den seltensten Fällen isoliert vor. Sie vereinigen sich meist durch kovalente Bindung zu einem Molekül. Wird mit r der Abstand zwischen zwei Atomen A und B bezeichnet, so werden sich dabei die Atomkerne so zueinander anordnen, daß das Potential

$$V(r) = \int_{\infty}^r F_{AB} dr \quad (2.8)$$

ein Minimum einnimmt. Wie die Potentialkurve zwischen den beiden Atomen verläuft hängt von der Form der Elektronenbahnen im Molekül, den sogenannten Molekülorbitalen, ab. Erstrecken sich diese über beide Atomkerne, so entsteht eine Anziehung, ist das Molekülorbital auf ein Atom beschränkt, so findet keine Bindung statt. Ein umschließendes Orbital wird bindendes, eine auf ein Atom beschränkte Bahn wird nichtbindendes Molekülorbital bezeichnet. Die daraus entstehenden Potentialkurven sind in Abbildung 2.5 anhand des Moleküls H_2^+ dargestellt. Es ist zu erkennen, daß sich für den Fall, daß bindende Molekülorbitale existieren, das Molekül für den Radius r_e in einem stabilen Gleichgewichtszustand befindet, der durch das Minimum der Potentialkurve festgelegt wird. Weitere Annäherung bzw. Entfernung der Atomkerne würde eine schnell anwachsende abstoßende bzw. anziehene Coulomb-Kraft erzeugen. Für diesen Fall kann sich ein stabiles Molekül ausbilden. Sind keine bindenden Orbitale vorhanden, stoßen sich die Kerne gegenseitig ab, und ein stabiles System kann nicht entstehen.

Ein zweiatomiges Molekül kann durch zwei Massen m_A und m_B , die im Abstand r_e mit einer Feder verbunden sind, beschrieben werden. Mit diesem Modell kann das Verhalten des Moleküls bei Einwirkung von Energie sehr anschaulich beschrieben werden. Lenkt man diese Anordnung durch Zuführung von Energie aus der Gleichgewichtslage r_e aus, entsteht eine rücktreibende Kraft, die die beiden Kerne gegeneinander schwingen läßt. Ein derartiges Molekül hat dann folgende voneinander unabhängige Bewegungsmöglichkeiten [15]:

- Schwingung der Kerne gegeneinander (keine Bewegung des Schwerpunkts):

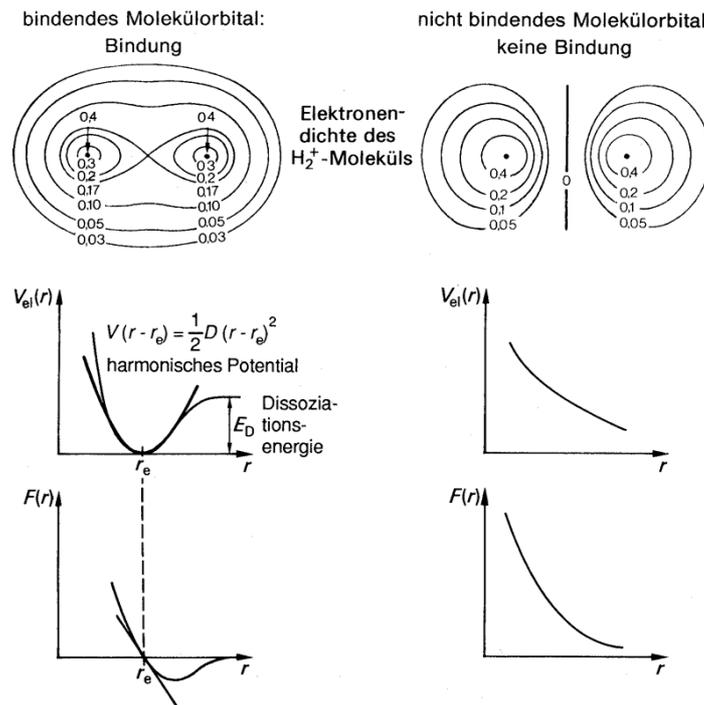


Abbildung 2.5: Potentialkurve eines bindenden und nichtbindenden Molekülorbitals ([15])

$$\begin{aligned}
 f_{Schw} &= 3n - 5 \quad \text{für lineare Moleküle} \\
 &= 3n - 6 \quad \text{für nichtlineare Moleküle}
 \end{aligned}$$

- Rotation um den Schwerpunkt:

$$\begin{aligned}
 f_{rot} &= 2 \quad \text{für lineare Moleküle} \\
 &= 3 \quad \text{für nichtlineare Moleküle}
 \end{aligned}$$

- Translation des Schwerpunkts:

$$f_{trans} = 3$$

mit f = Anzahl der Freiheitsgrade und n = Anzahl der Atome.

Den Ausführungen folgend, können durch Bestrahlung von Molekülen mit elektromagnetischen Wellen sowohl Rotations- als auch Vibrationsübergänge erzeugt werden. Die dabei entstehenden Schwingungs- und Rotationszustände sind gequantelt, sie können also nur diskrete Zustände annehmen. Die möglichen Energiewerte E_{Schw} bzw. E_{rot} und die zugehörigen Wellenfunktionen der Schwingungszustände ψ_{Schw} bzw. der Rotationszustände ψ_{rot} können durch Lösung der Schrödinger-Gleichung ermittelt werden.

Nähert man die Potentialkurve des betrachteten Moleküls durch das harmonische Potential $V(r - r_e) = \frac{1}{2}D(r - r_e)^2$ an, so errechnen sich die Energieniveaus für die zulässigen Schwingungszustände E_{Schw} nach

$$E_{Schw} = \hbar\omega\left(\frac{1}{2} + v\right) \quad (2.9)$$

wobei

$$\begin{aligned} \hbar &= \frac{h}{2\pi} \\ \omega &= \text{Kreisfrequenz, und} \\ v &= \text{Schwingungsquantenzahl} \end{aligned}$$

ist. Die nach dieser Formel errechneten Energieniveaus sind wegen der Verwendung des harmonischen statt des anharmonischen Potentials gleichabständig. Diese Näherung ist für kleine Auslenkungen aus der Ruhelage zulässig. Für große Schwingungsamplituden ist diese Art der Berechnung nicht mehr gültig, da die Niveauabstände zur Dissoziationschwelle hin abnehmen.

Der Abstand der Energieniveaus der Rotationszustände verändert sich quadratisch mit der Rotationsquantenzahl ℓ . Die Energieniveaus E_{rot} werden mit der Formel

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2j}(\ell + 1)\ell \quad (2.10)$$

mit

$$\begin{aligned} j &= \text{Trägheitsmoment, und} \\ \ell &= \text{Rotationsquantenzahl} \end{aligned}$$

berechnet. Dieser Zusammenhang gilt für den Fall eines starren Rotators, also unter der Voraussetzung, daß der Abstand r_e zwischen den Atomen A und B konstant ist. Zunehmende Rotationsenergie vergrößert den Abstand und senkt die Rotationsenergie. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Energieniveaus E_{rot} beträgt

$$\Delta E_{rot} = \frac{\hbar^2}{j}(\ell + 1)\ell \quad (2.11)$$

und nimmt mit steigender Rotationsquantenzahl ℓ stark zu. Für niedrige Energieniveaus ist der Abstand zwischen zwei Rotationszuständen um etwa 2 - 3 Größenordnungen geringer als die Differenz zweier Vibrationsniveaus. In Abbildung 2.6 sind die Schwingungs- und Rotationsniveaus eines zweiatomigen Moleküls dargestellt.

Durch Schwingungs- und Rotationsübergänge sind alle Wechselwirkungen zwischen elektromagnetischer Strahlung und Materie beschreibbar. Sie stellen somit die Grundlage für das Verständnis der Streu- und Absorptionsvorgänge in der Atmosphäre dar.

Die Prozesse, die heutzutage für die Laserfernerkundung zugänglich sind, werden als Rayleigh-Streuung, Mie-Streuung, Raman-Streuung, Absorption und Fluoreszenz bezeichnet. Diese Vorgänge werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Einen Überblick

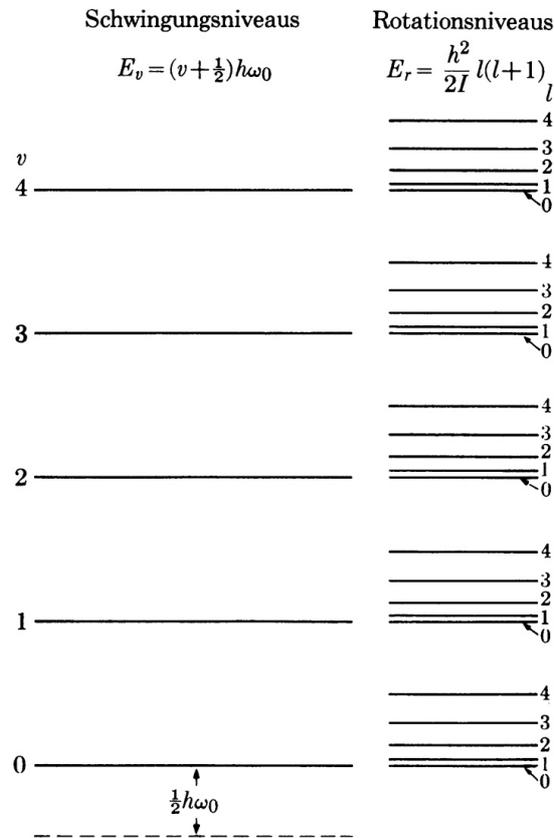


Abbildung 2.6: Schwingungs- und Rotationsniveaus eines zweiatomigen Moleküls

über die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse kann Abbildung 2.7 entnommen werden. Es zeigt sich, daß die Mie-Streuung bei ungünstigen atmosphärischen Bedingungen sehr große Werte annehmen kann. Dies liefert einen ersten Eindruck über die Schwierigkeiten, die bei der Trennung von Rayleigh-, Mie- und Raman-Streuung entstehen.

2.2.1 Streuung

Wenn eine elektromagnetische Welle durch ein Atom oder Molekül tritt, so kann dieses in einem angeregten Zustand zurückbleiben. Die gebundenen Elektronen des Moleküls können also Energie aus der einfallenden Welle absorbieren. Diese Energie kann dann bei der Rückkehr des Elektrons in das Ausgangsniveau als elektromagnetische Strahlung wieder abgegeben werden. Dieser Vorgang wird als Streuung bezeichnet. Streuung kann ohne oder auch mit Änderung der Frequenz des einfallenden Lichtes erfolgen. Man spricht dann von elastischer bzw. inelastischer Streuung. Die beobachteten Vorgänge werden durch unterschiedliche Modelle beschrieben, die im Folgenden genannt und modelliert werden.

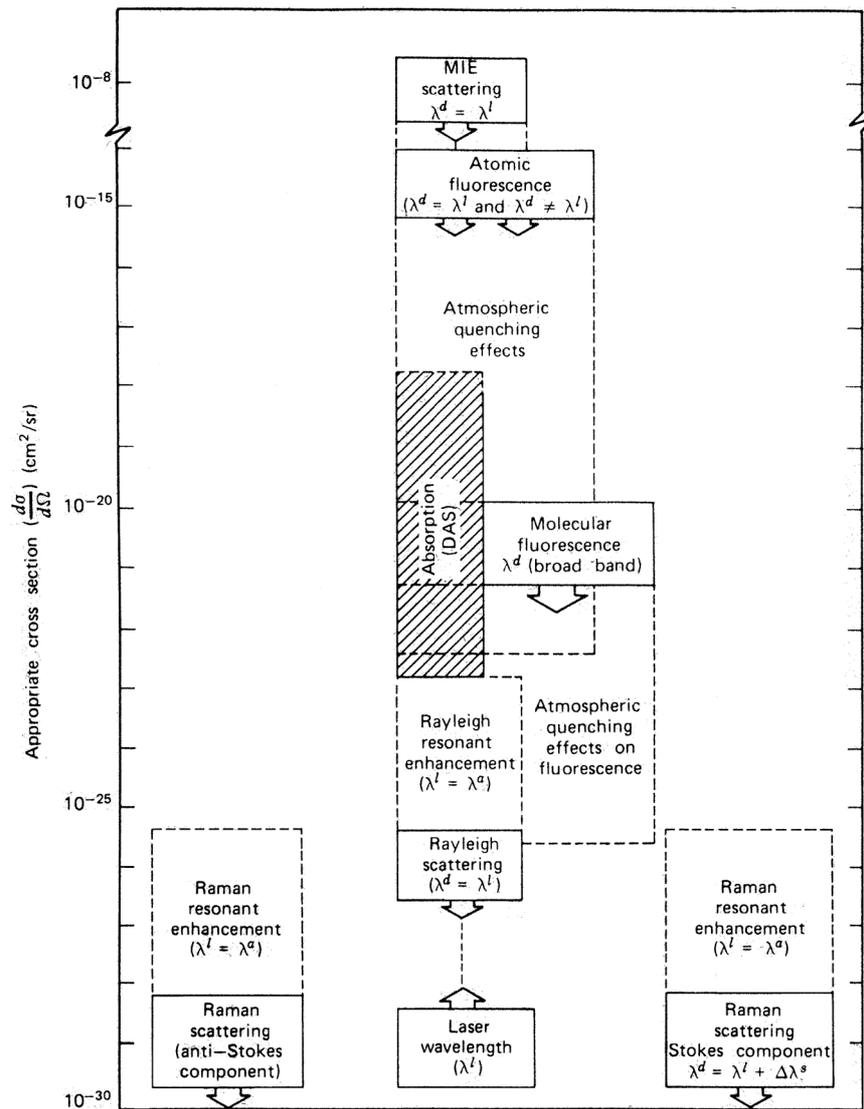


Abbildung 2.7: Wirkungsquerschnitt aller für Lidar relevanten Prozesse [19]

2.2.1.1 Rayleigh-Streuung

Rayleigh-Streuung bezeichnet die elastische Streuung von Photonen an Atomen und Molekülen die kleiner sind als ihre Wellenlänge. Der durch die Erdatmosphäre propagierende Lichtstrahl erzeugt dabei ein Dipolmoment in den auf seinem Ausbreitungsweg liegenden Molekülen. Von diesen Dipolmomenten wird in den gesamten Raum elektromagnetische Strahlung emittiert, deren Wellenlänge der des einfallenden Lichts λ_0 entspricht. Die Winkelverteilung der gebeugten Intensitäten entspricht für Partikel dieser Größenordnung der Strahlungscharakteristik eines Dipols und ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Im Rahmen des Orbitalmodells beschreibt man diesen Vorgang dadurch, daß das bestrahlte Molekül oder Atom von einem Ausgangsniveau in einen virtuellen Zustand angeregt wird, von diesem sofort wieder in den Grundzustand zurückfällt und dabei ein Photon mit der

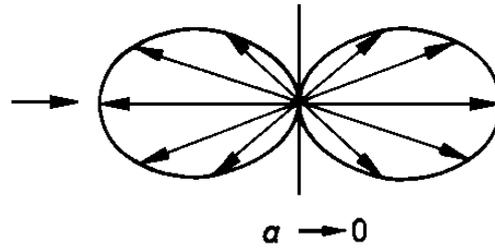


Abbildung 2.8: Winkelverteilung des gestreuten Lichtes im Falle der Rayleigh-Streuung

Wellenlänge λ_0 emittiert. Für beide Modelle berechnet sich die gestreute Leistung pro Raumwinkel, unter Vernachlässigung der atmosphärischen Dispersion, nach [18] mit der Gleichung

$$\frac{dP_{Ry}(\theta, \phi)}{d\Omega} \approx I_0 \cdot \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{\rho^2 \lambda^4} (\cos^2 \phi \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \phi) \quad (2.12)$$

mit

$$\begin{aligned} I_0 &= \text{Bestrahlungsstärke [W} \cdot \text{cm}^{-2}] \\ \rho &= \text{Teilchendichte [cm}^{-3}] \\ n &= \text{Brechungsindex} \\ \lambda &= \text{Wellenlänge der einfallenden Strahlung} \\ \theta, \phi &= \text{Streuwinkel und Polarisationswinkel} \end{aligned}$$

Die gestreute Leistung liegt für eine Wellenlänge von ca. 300 nm in der Größenordnung von 10^{-27} cm²/sr und ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Lichtwellenlänge. Demzufolge nimmt die gestreute Leistung pro Raumwinkel mit abnehmender Anregungswellenlänge deutlich zu. Die Rayleigh-Streuung liefert keine gasspezifische Information, da die Frequenz der Rayleigh-Rückstreuung für alle Moleküle gleich ist. Sie kann zur Systemanalyse, zur Systemkonfiguration, zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten und zur Identifizierung von Aerosol- und Wolkenschichten bzw zur Bestimmung der Wolkenhöhen und der Wolkendynamik eingesetzt werden. Rayleigh-Streuung wird häufig auch als Molekül-Streuung oder als molekulare Rayleigh-Streuung bezeichnet.

Rechnet man Gleichung 2.12 mit

$$\frac{dP(\theta, \phi)}{d\Omega} = I_0 \cdot \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} \quad (2.13)$$

in den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega}$ um, so entfällt die Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke, und es ergibt sich mit Gleichung 2.12 der Ausdruck

$$\frac{d\sigma_{Ry}(\theta, \phi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{\rho^2 \lambda^4} (\cos^2 \phi \cdot \cos^2 \theta + \sin^2 \phi) \quad (2.14)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Photon in einen bestimmten Raumwinkel $d\Omega$ gestreut wird. Betrachtet man die Gleichung für

den Fall unpolarisierten Lichts, so erkennt man, daß die Streuung für $\theta = 0$ und $\theta = 180^\circ$, also in und gegen die Bewegungsrichtung maximal wird. Integriert man Gleichung 2.14 über alle Raumwinkel so erhält man mit der Formel

$$\sigma_{Ry}(\lambda) = \frac{8\pi}{3} \left[\frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{\rho^2 \lambda^4} \right] \quad (2.15)$$

den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Ry}(\lambda)$, der keine Abhängigkeiten von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes mehr aufweist.

In der Laserfernerkundung ist es von großem Interesse den Anteil des Lichtes zu kennen, der entgegen der Ausbreitungsrichtung zum Sendeort zurückgestreut wird. Dieser Anteil entspricht der Intensität die um einem Winkel von $\theta = 180^\circ$ gebeugt wird. Unter dieser Prämisse vereinfacht sich Gleichung 2.14 für den für Lidar-Experimente interessanten Fall $\theta = 180^\circ$ zu

$$\frac{d\sigma_{Ry}^\pi}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Ry}(\theta = \pi, \phi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{\rho^2 \lambda^4} \left[\frac{cm^2}{sr} \right] \quad (2.16)$$

Dieser Ausdruck wird als Rückstreuwirkungsquerschnitt oder auch differentieller Rückstreuquerschnitt bezeichnet und beschreibt die Rückstreueigenschaften eines Moleküls in der Atmosphäre. Diese Eigenschaften werden nur noch durch die eingestrahelte Wellenlänge, sowie durch den Brechungsindex des betrachteten Gases und dessen Teilchendichte bestimmt. Zur Bestimmung des Rückstreusignals der gesamten Atmosphäre, muß dann die Summe über alle in der Luft befindlichen Gase gebildet werden. Der Wert des differentiellen Rückstreuquerschnitts für die typische Zusammensetzung der Atmosphäre von 0 - 100 km wird von Collins und Russel mit

$$\frac{d\sigma_{Ry}^\pi(\lambda)}{d\Omega} = 5,45 \cdot \left(\frac{550}{\lambda [nm]} \right)^4 \cdot 10^{-28} \left[\frac{cm^2}{sr} \right] \quad (2.17)$$

angegeben. Für die von uns verwendete zweiten Harmonische der Nd:YAG-Grundfrequenz mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 nm$ errechnet sich der differentielle Rückstreuquerschnitt folglich zu

$$\frac{d\sigma_{Ry}^\pi(532 nm)}{d\Omega} = 6,226 \cdot 10^{-32} \left[\frac{cm^2}{sr} \right]$$

Der benötigte Volumen-Rückstreuoeffizient ergibt sich aus der Multiplikation des differentiellen Rückstreuquerschnitts mit der Teilchendichte σ für jede Entfernung R vom Sendeort und läßt sich mit der Gleichung

$$\beta_{Ry}(\lambda, R) = \rho(H) \cdot \frac{d\sigma_{Ry}^\pi(\lambda)}{d\Omega} \left[cm^{-1} sr^{-1} \right] \quad (2.18)$$

berechnen. Zur Bestimmung der Teilchendichte ρ für jede Entfernung R wird auf das in Abschnitt 2.1 beschriebene Atmosphärenmodell zurückgegriffen.

Nach der allgemeinen Zustandsgleichung für ideale Gase gilt der Zusammenhang

$$\frac{N}{V} = \rho = \frac{p}{T \cdot k} \quad (2.19)$$

zwischen der Teilchendichte ρ und den Beschreibungsgrößen eines Mediums. Rechnet man die Gleichungen 2.2 und 2.3 mit Hilfe von 2.19 auf eine Teilchendichte um und setzt sie dann in Gleichung 2.18 ein, so entsteht mit

$$\beta_{Ry}(\lambda, R) = \frac{p_0}{(T_0 + b \cdot H) \cdot k} \cdot \left(\frac{T_0 + b \cdot H}{T_0} \right)^{-\frac{qM}{Rb}} \cdot \frac{d\sigma_{Ry}^\pi(\lambda)}{d\Omega} \left[cm^{-1} sr^{-1} \right] \quad (2.20)$$

ein Formalismus, zur Berechnung eines höhenabhängigen Rückstreuungskoeffizienten für die Rayleigh-Streuung. In dieser Form ist der Parameter nur noch von Größen abhängig, die sich mit bodengebundenen Messungen ermitteln lassen, und somit vollständig bestimmbar sind.

2.2.1.2 Mie-Streuung

Mie-Streuung ist die elastische Streuung an Teilchen der Atmosphäre, deren Größe in etwa der Wellenlänge entspricht, oder diese übersteigt. Solche Bestandteile werden Aerosole genannt. Aerosole sind neben der Vielzahl von Molekülen weitere entscheidende Bestandteile, welche die Ausbreitung von Licht in der Atmosphäre beeinflussen. Aerosole treten in unterschiedlichen Größen und Formen auf und umfassen Staubteilchen, Eiskristalle, Nebel, Wolken und Dunst. Ihr Durchmesser kann um viele Größenordnungen variieren. Das Streuverhalten dieser Elemente wird sehr komplex, wenn ihr Durchmesser der Wellenlänge des einfallenden Lichtes vergleichbar wird. Um die Streueigenschaften besser wiedergeben zu können wird ein sogenannter Größenparameter α eingeführt, der durch die Gleichung

$$\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (2.21)$$

beschrieben wird. Der Parameter a entspricht dabei einer repräsentativen Zahl für die räumliche Ausdehnung des betrachteten Aerosols.

Unter der Voraussetzung daß das streuende Element einer dielektrischen Kugel mit Radius $a < 0.5 \cdot \lambda$ und Brechungsindex n entspricht, errechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt nach folgender Gleichung:

$$\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} = a^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \left\{ \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right\}^2 \left[\cos^2 \phi \cos^2 \theta + \sin^2 \phi \right] \quad (2.22)$$

Dieser Ausdruck erinnert sehr stark an Gleichung 2.14, den differentiiellen Wirkungsquerschnitt der Molekülstreuung. Folglich entspricht die Winkelverteilung des differentiiellen Wirkungsquerschnitts und auch dessen λ^{-4} -Abhängigkeit für kleine dielektrische Aerosole den Verhältnissen des Rayleigh-Falls. Der hauptsächliche Unterschied der elastischen Streuung an Aerosolen zu der Streuung an Molekülen ist der bedeutend größere Wirkungsquerschnitt.

Wächst der Größenparameter α über den Wert 0.5 an, so entwickelt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu einer komplexen Funktion, die vom Brechungsindex n , vom Streuwinkel θ und von der Ausdehnung des Streuers a abhängt. Die Winkelverteilung des

Streuvorgangs verändert sich dabei deutlich. Während bei kleinen Radien die Streuintensitäten in und gegen die Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Strahlung gleich groß sind, wird mit zunehmender Partikelgröße immer mehr Licht in die Vorwärtsrichtung gebeugt. Die Entwicklung der Winkelverteilung der Strahlungscharakteristik ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Je mehr der Partikeldurchmesser ansteigt, desto komplexer wird

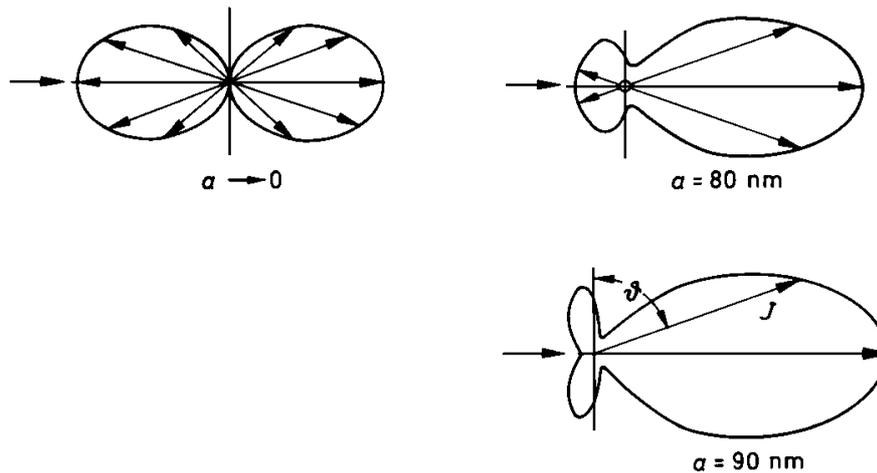


Abbildung 2.9: Polardiagramme für die Lichtstreuung an sphärischen Aerosolen mit dem Radius a . Mit J ist die Streuintensität, mit ϑ der Abstrahlwinkel bezeichnet

die Intensitätsverteilung. Diese Erscheinung wird als Mie-Effekt bezeichnet. Für Aerosole mit $a > 0.5 \cdot \lambda$ kann der Streuprozess nicht mehr durch molekulare Wechselwirkungen erklärt werden. Vielmehr wirkt das Aerosol wie eine Barriere für die ankommende Strahlung, deren Streuwirkung hauptsächlich durch die Form und Ausdehnung des Streukörpers bestimmt wird. Nach Mie läßt sich dieser Vorgang durch die Gleichung

$$\frac{d\sigma_M(\theta, \phi)}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} [i_2(\theta, \alpha, n) \cos^2 \phi + i_1(\theta, \alpha, n) \sin^2 \phi] \quad (2.23)$$

beschreiben. Der Ausdruck $i_1(\theta, \alpha, n)$ entspricht dabei der senkrechten, $i_2(\theta, \alpha, n)$ der parallelen Komponente der Mie-Intensitätsfunktion, die die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung in Abhängigkeit von θ , α und n angibt. Da sich in der Praxis einige der benötigten Parameter nicht bestimmen lassen, wird die Mie-Streuung in unserem Fall über die Rückstreuphasenfunktion

$$\psi_M(\theta = \pi) = \frac{4\pi \cdot \beta_M(\lambda, R)}{\alpha_M(\lambda, R)} \quad (2.24)$$

aus der Extinktion berechnet. Die Extinktion des Lichtes entspricht der Abschwächung der einfallenden Strahlung beim Durchdringen eines Mediums. Unter einigen Voraussetzungen die im Abschnitt 2.3.4.2 näher erläutert werden, kann man die Extinktion als den totalen Streukoeffizienten der Luft beschreiben. Der Rückstreukoeffizient und der Extinktionskoeffizient sind also über die winkelabhängige Streuintensität der Wechselwirkungspartner verbunden, die durch die Rückstreuphasenfunktion beschrieben wird.

Werte für ψ_M sind nur als Abschätzungen zu verstehen, da ihrer Ermittlung nur genäherte Streumodelle für verschiedene Wetterlagen zugrunde liegen. Aus Modellen für die Mie-Extinktion und die Mie-Rückstreuung wie sie von Deirmendjian entwickelt wurden kann man bei einer Sendewellenlänge von 532 nm für ψ_M den Wert 0.02 festlegen. In Abbildung 2.10, einer Darstellung der Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten die auf der Grundlage der Modelle von Deirmendjian berechnet wurden, bestätigt sich dieser Wert.

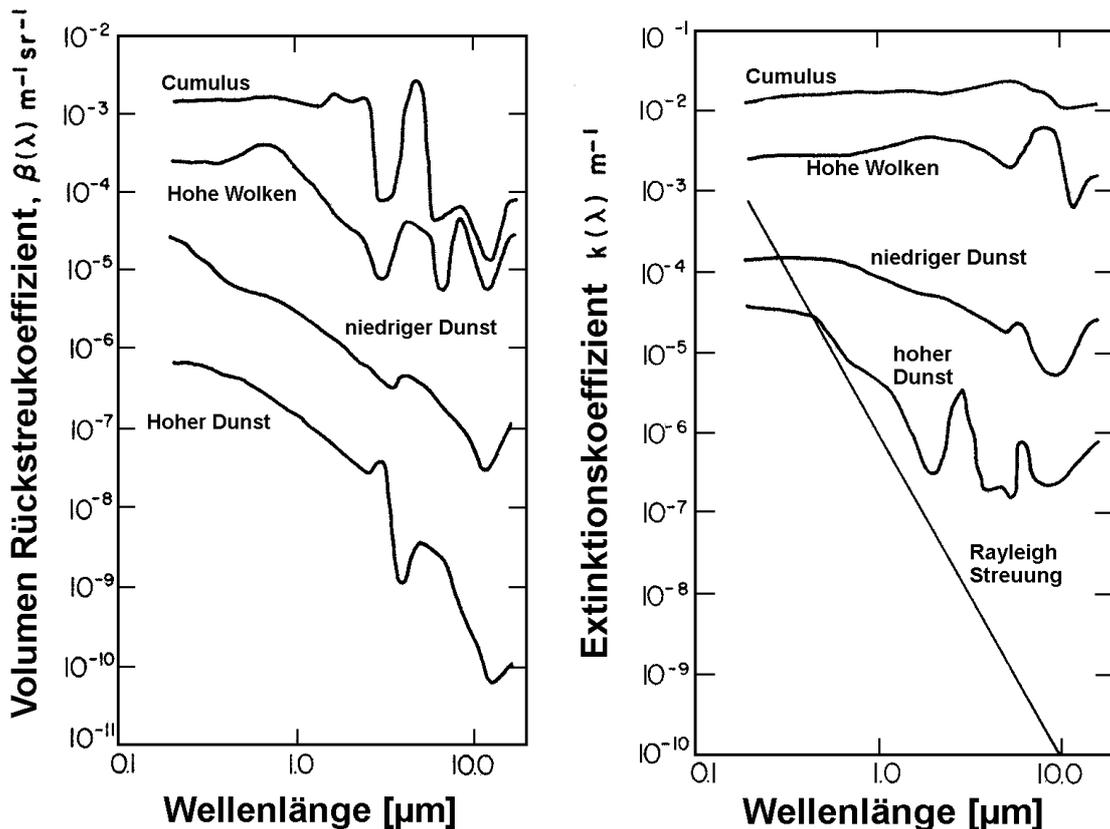


Abbildung 2.10: Rückstreu- und Extinktionskoeffizient auf Grundlage der Modelle von Deirmendjian für verschiedene Wellenlängen [19]

Der gesamte Rückstreuoeffizient für den Rayleigh-Fall beinhaltet den Beitrag aller elastisch streuender Bestandteile der Luft. Demzufolge ergibt sich für ein Rayleigh-Signal:

$$\beta(\pi, R) = \beta_{Ry}(\lambda, R) + \beta_M(\lambda, R) \quad (2.25)$$

Für die Intensität vom Raman-Rückstreusignalen liefert die Rayleigh- und Mie-Streuung keinen Beitrag, da bei diesen Wechselwirkungen nur die Streuung auf der Primärfrequenz betrachtet wird. Die Primärlinie wird bei der Beobachtung von Ramansignalen abgeblockt.

Wegen der Komplexität des Streuvorgangs ist der in dieser Arbeit darstellte Formalismus auf die Wechselwirkung mit kugelförmigen, homogenen Streukörpern beschränkt. Reale Aerosolpartikel entsprechen aber in der Regel nicht den oben beschriebenen Voraussetzungen. Der Streuquerschnitt ist sehr stark von der Form der streuenden Aerosole

abhängig und variiert je nach Aerosolform zwischen 10^{-8} und 10^{-26} cm^2/sr . Der große Wirkungsquerschnitt führt dazu, daß bereits sehr geringe Aerosolmengen nachgewiesen werden können. Dies führt allerdings auch dazu, daß bei ungünstigen Witterungsbedingungen, die bei tiefen, dichten Wolken oder starken Dunst gegeben sind, die Trennung von Mie- und Ramanstreuung unmöglich wird. Wegen der Vielfalt der in der Atmosphäre existierenden Aersole und Aerosolformen gestaltet sich die Modellierung der Mie-Streuung sehr schwierig.

2.2.1.3 Raman-Streuung

Die inelastische Streuung von Licht an Molekülen wird nach Sir Chandrasekhara Vankata Raman (1888 - 1970) Raman-Streuung genannt. Grundlage für diesen Prozeß ist der Raman-Effekt.

Der Raman-Effekt beschreibt physikalisch den Wechselwirkungsprozess der inelastischen Streuung. Bei diesem Vorgang tritt ein einfallendes Photon der Wellenlänge λ_1 mit einem Molekül in Wechselwirkung, und ändert dabei dessen Rotations-Vibrations-Zustand. Das gestreute Photon verläßt den Prozeß dann mit der geänderten Wellenlänge λ_2 . Zur Erklärung solcher Vorgänge wird in der Physik häufig statt der Wellenlänge λ die sogenannte Wellenzahl $\tilde{\nu}$ verwendet, die sich über den Zusammenhang

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.26)$$

aus der Wellenlänge errechnen läßt. Unter Verwendung dieser Definition läßt sich die Energiedifferenz des Photons vor und nach der Streuung mit der Gleichung

$$\tilde{\nu}_2 = \tilde{\nu}_1 \mp \frac{\Delta E}{hc} = \tilde{\nu}_1 \mp \Delta\tilde{\nu}_0 \quad (2.27)$$

beschreiben. Das Molekül verändert also bei der Wechselwirkung seinen Anregungszustand. Jedes Molekül besitzt dabei ein System solcher Anregungszustände, die bei Änderung der Energie eingenommen werden können. Die für ein Molekül detektierbare Differenzfrequenz $\Delta\tilde{\nu}_0$ gegenüber der Primärlinie ist immer gleich, also auch unabhängig von der Primärfrequenz. Der quantenmechanische Vorgang der Raman-Streuung ist in Abbildung 2.11 schematisch dargestellt. Im Bild sind die Vibrationsniveaus $v = 0$ und $v = 1$ sowie die dazugehörigen Rotationszustände enthalten. Wie man sieht wird das Molekül während des physikalischen Prozesses durch einen Absorptionsprozess kurzfristig in ein sogenanntes virtuelles Niveau angehoben, von dem es sofort auf ein dem Molekül eigenes Rotations-Vibrations-Niveau zurückfällt. Unter dem virtuellen Niveau ist ein verbotener Energiezustand zu verstehen der zu keinem dem Molekül eigenen Energieniveau paßt. Die Möglichkeit einen solchen Zustand einzunehmen begründet sich aus den Regeln der Quantenmechanik. Wie auch in Abbildung 2.6 ist in der Graphik 2.11 zu erkennen, daß der Abstand zwischen den Rotationsniveaus mit steigender Rotationsquantenzahl ℓ zunimmt.

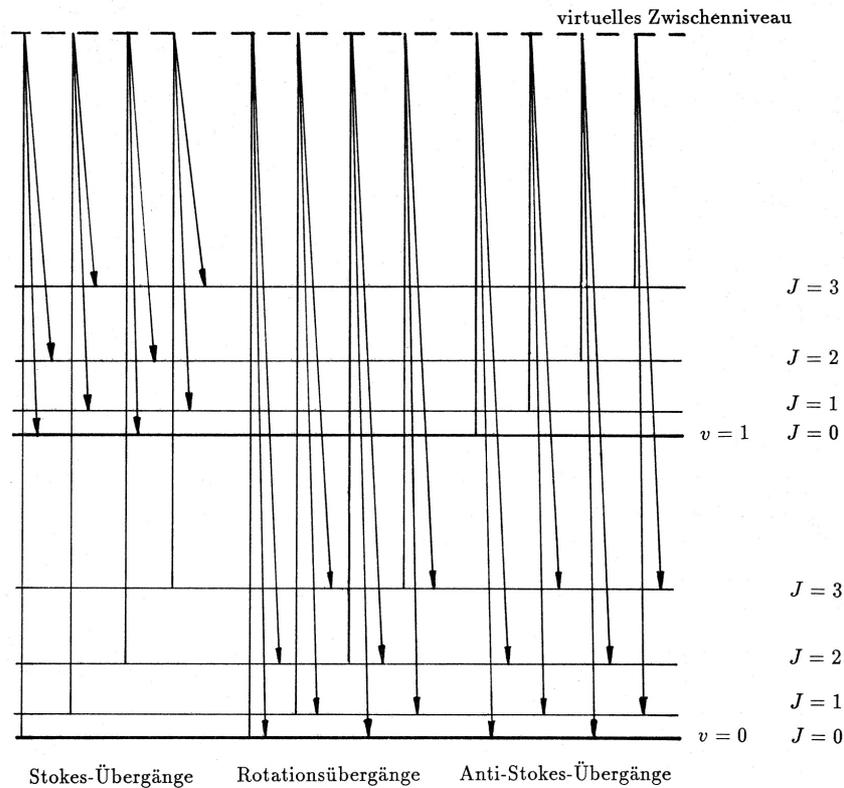


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Raman-Effekts [36]

Ein Atom, oder Molekül, kann aber nicht jeden beliebigen Anregungszustand einnehmen, vielmehr sind die erlaubten Rotations-Vibrations-Übergänge an bestimmte quantenmechanische Auswahlregeln gebunden. Diese Auswahlregeln ergeben sich durch die Symmetrie der Wellenfunktionen der Zustände, zwischen denen der Elektronenübergang stattfinden soll, und der Wechselwirkung mit der Lichtwelle [15]. Für lineare Moleküle sind für die Vibrationsquantenzahl die Übergänge $\Delta v = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ und für die Rotationsquantenzahl die Übergänge $\Delta \ell = 0, \pm 2$ zulässig.

Geht ein Molekül bei der Wechselwirkung von einem niedrigeren in einen höheren Vibrationszustand über ($\Delta v = +1$), so ist die Wellenlänge des emittierten Photons größer als die des eingestrahnten. Die dabei entstehenden Raman-Linien werden Stokes-Linien genannt. Fällt es von einem höheren auf ein niedrigeres Vibrationsniveau ab ($\Delta v = -1$), so verkürzt sich die Wellenlänge des Photons. Die auf dieser verkürzten Wellenlänge detektierten Strahlungsanteile bilden die Anti-Stokes-Linien.

Den Auswahlregeln für die Rotationsquantenzahl folgend, sind für Rotationsübergänge nur die Fälle $\Delta \ell = 0, +2$ und -2 zulässig. Eine Änderung des Zustandes um $+2$ erzeugt den sogenannten S-Zweig, Änderungen um $\Delta \ell = -2$ bilden den O-Zweig und Fälle mit $\Delta \ell = 0$ den Q-Zweig des Vibrations-Rotations-Spektrums. Bleibt der Vibrationszustand des Moleküls unverändert, erhält man bei $\Delta \ell \neq 0$ das reine Rotations-Raman-Spektrum.

Für den Fall $\Delta\nu = \Delta\ell = 0$ entsteht die unverschobene Rayleigh-Linie. Faßt man alle Vorgänge zusammen ergibt sich ein Streuspektrum wie es in Abbildung 2.12 qualitativ dargestellt ist. Je nach Auflösungsvermögen der verwendeten Lidarapparatur können ein-

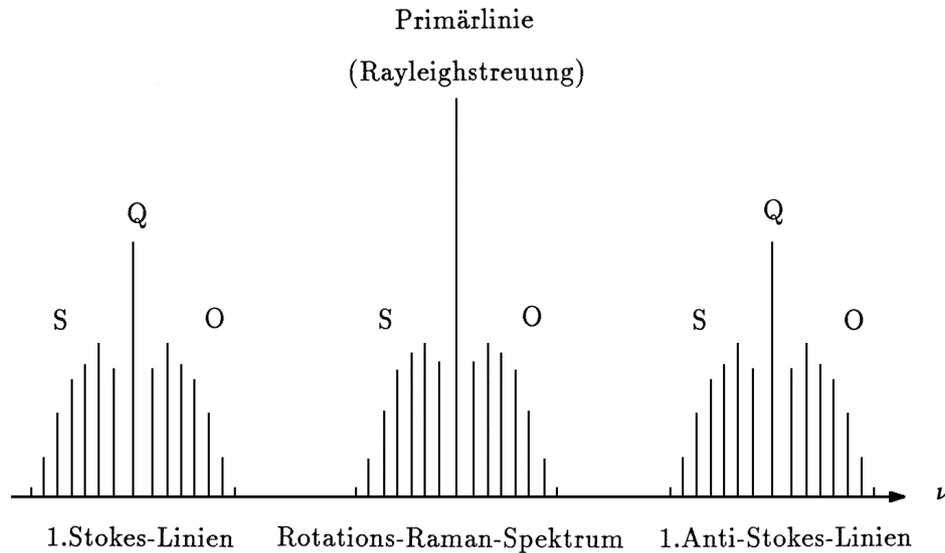


Abbildung 2.12: *schematisches Streuspektrum der Raman-Streuung*

zelne Linienintensitäten, oder auch über S-, Q- und O-Zweig integrierte Werte detektiert werden. Im zugrundeliegenden System wird das spektrale Auflösungsvermögen durch die Breite der benötigten Filter bestimmt (Siehe Abschnitt 3.5).

Die Intensität des Streusignals auf den verschiedenen Wellenlängen ist sehr unterschiedlich. Dabei übersteigt die Streuung auf der Primärlinie die Intensität auf der Stokes- bzw. Anti-Stokes-Anteile um mehrere Größenordnungen. Signale auf einer von λ_0 abweichenden Wellenlänge werden deshalb von der Streuung auf der Primärlinie völlig zugedeckt. Um trotzdem Ereignisse auf einer ramanverschobenen Frequenz messen zu können ist es notwendig Signale auf der Primärwellenlänge λ_0 ausreichend abzublocken. Das Verhältnis zwischen der Stokes- und der Anti-Stokes-Linie hängt maßgeblich von der Anzahl der Moleküle im Grundzustand ab. In der Regel befinden sich mehr Elemente der Luft im Grundzustand als in einem angeregten Niveau, daher ist zu erwarten, daß die Stokes-Linie eine höhere Intensität aufweist. Befindet sich die Atmosphäre im thermodynamischen Gleichgewicht, so kann das Verhältnis der Besetzungszahlen der verschiedenen Anregungszustände aus der Boltzmann-Verteilung berechnet werden [15]. Danach ergibt sich

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \quad (2.28)$$

mit

$$\begin{aligned} k &= 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \\ T &= \text{Temperatur [K]} \\ E &= \text{Energie} \end{aligned}$$

Zur Berechnung der Besetzungszahl eines bestimmten Zustands N_v führt man die sogenannte Zustandssumme

$$Z_v = \sum e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (2.29)$$

ein, die Summe der Boltzmann-Faktoren über alle Vibrations-Zustände. Ersetzt man noch die Energiedifferenz ΔE durch Gleichung 2.27 so ergibt sich die Besetzungszahl zu

$$N_v = \frac{N}{Z_v} \cdot e^{-\frac{\Delta\tilde{\nu}(v)hc}{kT}} \quad (2.30)$$

N ist dabei die Gesamtzahl aller Moleküle.

Die Zahl der Moleküle, die ein bestimmtes Vibrationsniveau besetzen nimmt also bei konstanter Temperatur mit steigender Wellenzahldifferenz $\Delta\tilde{\nu}$ exponentiell ab. In Abbildung 2.13 ist die relative Besetzungszahl über die Wellenzahldifferenz für eine konstante Temperatur von $T = 300\text{ K}$ dargestellt. Es sind die Zahlen des ersten angeregten Vi-

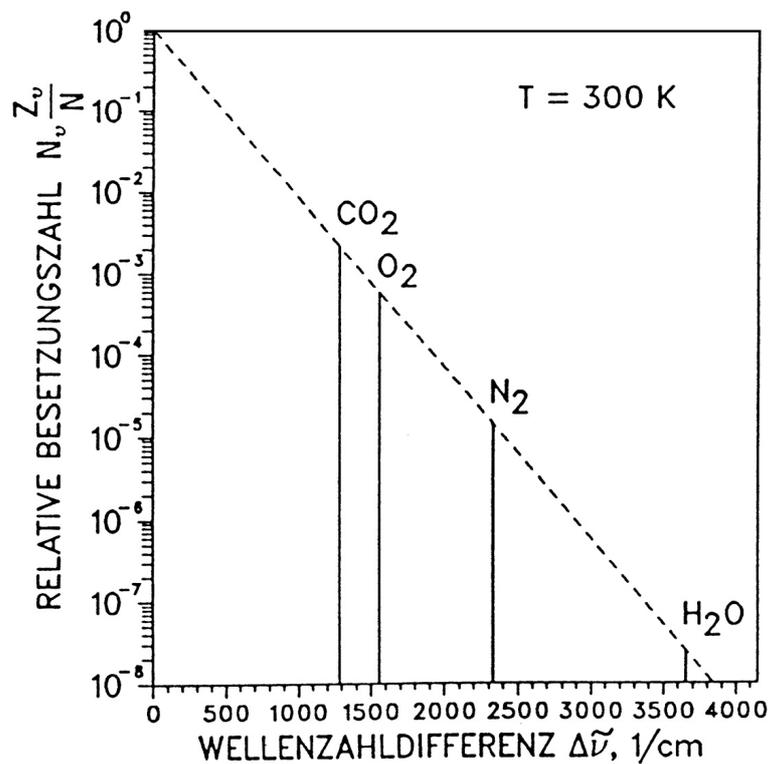


Abbildung 2.13: Relative Besetzungszahl für das erste Vibrationsniveau einiger atmosphärischer Gase für $T = 300\text{ K}$ [23]

brationsniveaus für die atmosphärischen Gase CO_2 , O_2 , N_2 und H_2O in logarithmischer Form eingezeichnet. Das Grundniveau $v = 0$ befindet sich an der Stelle $\Delta\tilde{\nu} = 0$ und stellt die Referenz für die errechneten Werte dar. Die Graphik zeigt deutlich, daß sich bei einer Temperatur von 300 K fast alle Elemente der Luft im Grundzustand befinden. Das

Intensitätsverhältnis zwischen der Stokes- und der Anti-Stokes-Linie läßt sich nun einfach durch das Verhältnis der Besetzungszahlen bestimmen. Damit gilt nach [23]

$$\frac{I_{Anti-Stokes}}{I_{Stokes}} = \frac{N_{v'}}{N_v} = e^{-\frac{\Delta\tilde{\nu}_0 hc}{kT}} \quad (2.31)$$

In Tabelle 2.2 sind die Verhältniszahlen für die in dieser Arbeit untersuchten Gase N_2 und H_2O dargestellt. Die Werte beziehen sich dabei auf die Vibrationsniveaus $v = 0$ und $v = 1$. An den Zahlen zeigt sich, daß die Rückstreuung auf der Stokes-Linie in beiden

atmos. Gase	N_1/N_0
N_2	$1,4 \cdot 10^{-5}$
H_2O	$2,4 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 2.2: *Verhältnis der Molekülanzahl im ersten Vibrationsniveau $v = 1$ bezüglich des Grundniveaus $v = 0$ [23]*

betrachteten Fällen deutlich intensiver ist, als die Streuung auf der Anti-Stokes-Linie. Demzufolge ist es sinnvoll Rückstreusignale auf diesen Linien zu beobachten.

Die Lage der Stokes-Linien im Bezug auf die Rayleigh-Streuung hängt dann von der Art des betrachteten Moleküls ab. Relativ einfach kann dies für zweiatomige und lineare Moleküle wie N_2 berechnet werden. Im Gegensatz zu komplexeren Systemen ist in diesen Fällen das Trägheitsmoment auf der Verbindungsachse der Atome gleich Null und auf den anderen beiden Rotationsachsen identisch. Bei asymmetrischen Molekülen wie H_2O ist eine einfache mathematische Lösung wegen der Komplexität der Schwingungen nicht mehr möglich. Die für eine Primärwellenlänge von $\lambda = 308nm$ errechnete Lage der Stokes-Linien ist für die wichtigsten atmosphärischen Gase in Abbildung 2.14 zu sehen. Die Darstellung läßt den Intensitätsunterschied zwischen Stickstoff- und Wasserdampflinie erkennen, der in Laufe dieser Arbeit noch von Bedeutung sein wird. Die zurückgestreuten Wellenlängen unterscheiden sich deutlich, und können daher getrennt voneinander beobachtet werden. Die Rückstrefrequenzen dieser Moleküle für die im vorliegenden Fall benutzte Primärwellenlänge $\lambda = 532nm$ sind in Tabelle 2.3 zu finden.

Gas	$\Delta\tilde{\nu}_0, [cm^{-1}]$	$\Delta\lambda, [nm]$	Streuwellenlänge $\lambda_{Ram}, [nm]$
CO_2	1285,4	39,0	571,0
O_2	1556,4	48,0	580,0
N_2	2330,7	75,3	607,3
H_2O	3654,5	128,4	660,4

Tabelle 2.3: *Raman-Verschiebung $\Delta\tilde{\nu}_0$ und die Streuwellenlängen für $\lambda_0 = 532nm$ der Hauptkonstituenten der Luft [23]*

Da die Größe der bei der Wechselwirkung entstehenden Raman-Verschiebung für jedes streuende Molekül spezifisch ist, kann man durch die Nutzung des Raman-Effekts die Häufigkeit und Verteilung eines Moleküls in der Atmosphäre durch die Beobachtung der

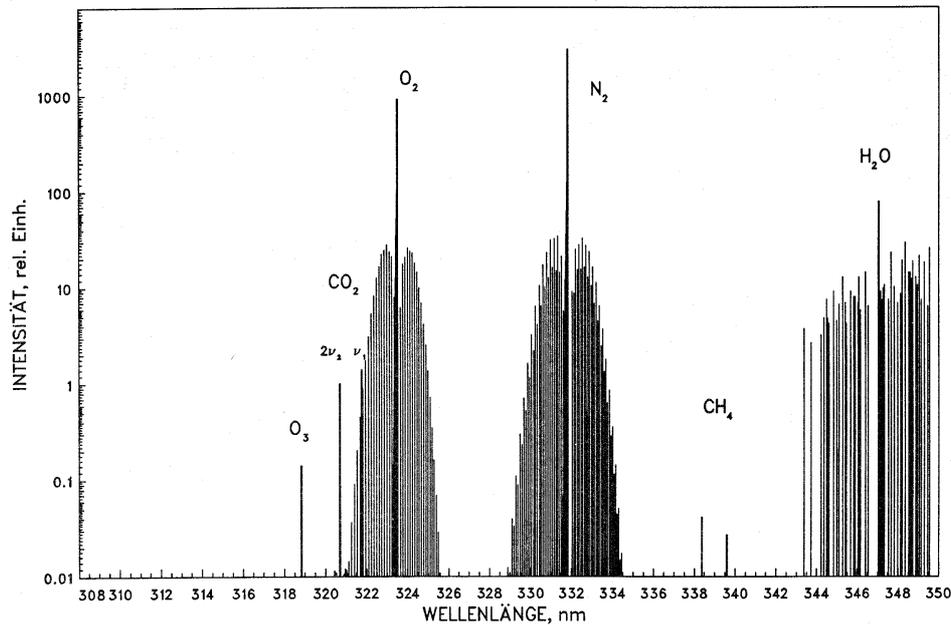


Abbildung 2.14: Raman-Spektren der wichtigsten atmosphärischen Gase für eine Primärwellenlänge von $\lambda = 308 \text{ nm}$

Streuintensität auf der jeweiligen ramanverschobenen Rückstreufrquenz ableiten. Daher eignet sich dieser Effekt gut für die Nutzung in Fernerkundungssystemen. Der Raman-Streuquerschnitt ist sehr klein und liegt bei einer Anregungswellenlänge von ca. 300 nm bei lediglich $10^{-30} \text{ cm}^2/\text{sr}$. Aus diesem Grunde war es notwendige Voraussetzung eine hochenergetische monochromatische Lichtquelle zur Verfügung zu haben, um die schwachen Raman-Signale vom Systemrauschen unterscheiden zu können. Deshalb war die Entwicklung optischer Systeme auf der Grundlage des Raman-Effekts eng mit der Erschließung und der Weiterentwicklung des Lasers als Strahlungsquelle verknüpft. Wegen des geringen Streuquerschnitts ist die Fernmessung von Molekülhäufigkeiten auf die Gase der Luft beschränkt, die in ausreichender Konzentration vorkommen. In dieser Arbeit werden Raman-Lidar Beobachtungen der N_2 und der H_2O Frequenz auf der Grundlage eines gepulsten Nd:YAG-Lasers durchgeführt und ausgewertet.

Das Streumodell der Raman-Streuung ist dem der molekularen Rayleigh-Streuung sehr ähnlich und errechnet sich nach Gleichung

$$\beta_{Raman}(\lambda, R) = \rho(R) \cdot \frac{d\sigma_{Raman}^{\pi}(\lambda)}{d\Omega} \quad (2.32)$$

durch Multiplikation eines Wirkungsquerschnitts mit der Teilchendichte. Aufgrund der molekulspezifischen Veränderung der Wellenlänge des ausgesandten Lichts, können Häufigkeit und Verteilung verschiedener atmosphärischer Gase unabhängig voneinander beobachtet werden. Die Rückstreusignale unterscheiden sich dabei neben der Frequenz durch

ihre Intensität, die durch die Teilchendichte und den Wirkungsquerschnitt der einzelnen Moleküle gegeben ist. Zur Berechnung des Raman-Rückstreukoeffizienten eines Gases, muß also die Teilchendichte und der Raman-Rückstreuquerschnitt des betrachteten Moleküls eingesetzt werden.

2.2.2 Absorption

Eine weitere Wechselwirkung ist die Absorption des Laserlichtes. Bestrahlt man ein Atom oder Molekül mit Licht unterschiedlicher Frequenz, so kann dessen Absorptionsspektrum bestimmt werden. Stimmt die eingestrahlte Photonenenergie $h\omega$ mit der Energiedifferenz von Vibrations-Rotationszuständen des Atoms überein, so wird dieses Photon absorbiert, und ein Elektron in ein anderes Vibrations-Rotationsniveau gehoben. Das entstehenden Spektrum wird häufig auch mit Infrarot-Spektrum bezeichnet, da die Absorptionslinien für Wellenlängen im infraroten Bereich entstehen. Wie auch im Falle der Raman-Streuung sind derartige Übergänge nicht für beliebige Zustände des Atoms erlaubt. Die möglichen Übergänge werden auch hier durch bestimmte Auswahlregeln festgelegt. Nach diesen

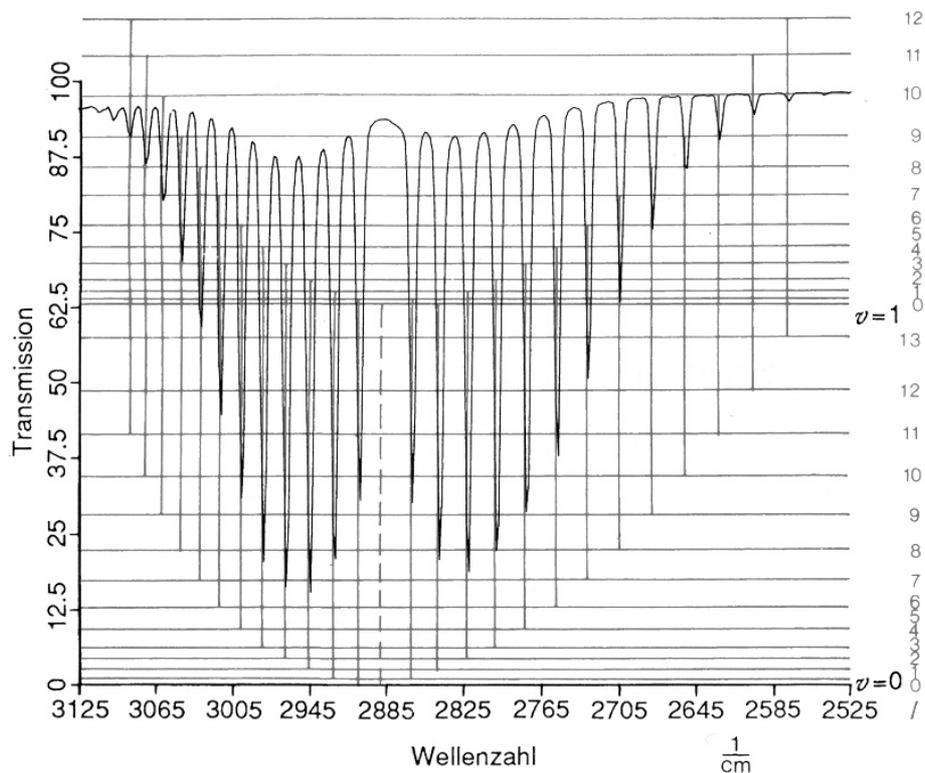


Abbildung 2.15: Infrarot-Gasspektrum von Chlorwasserstoff (HCl) mit den entsprechenden Niveauübergängen [15]

Regeln sind für die Schwingungszustände die Übergänge $\Delta v = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, und für die Rotationszustände die Übergänge $\Delta \ell = \pm 1$ zulässig. Da der Übergang $\Delta \ell = 0$ für zweiatomige Moleküle verboten ist, ergeben sich zwei Zweige im Absorptionsspektrum. Für

$\Delta\ell = +1$ wird dieser als R-Zweig und für $\Delta\ell = -1$ als P-Zweig bezeichnet. In Abbildung 2.15 ist ein Beispiel eines Absorptionsspektrums mit dem entsprechenden Übergängen dargestellt. Bei mehratomigen Molekülen gelten diese Vorschriften nicht mehr streng, so kann in diesen Fällen ein Rotationsübergang ausbleiben. Es kann nur von solchen Molekülen elektromagnetische Strahlung absorbiert werden, in denen sich das Dipolmoment ändern kann. Polare Moleküle, wie N_2 sind aus diesem Grund nicht zur Absorption fähig. Von der Absorption wird bei der Durchführung sogenannter DIAL (Differential Absorption Lidar) Messungen Gebrauch gemacht. Dabei wird die Abschwächung des Lichtes auf der Absorptionslinie eines Gases im Vergleich zu einer neben der Absorptionslinie liegenden Wellenlänge gemessen und ausgewertet. Wie in Abbildung 2.7 zu erkennen ist, ist der Absorptionsquerschnitt mit 10^{-18} bis 10^{-23} cm^2 groß genug um auch atmosphärische Gase geringerer Konzentration nachzuweisen. Da der Prozess der Absorption zur Lösung der hier zu bearbeitende Aufgabe nicht benutzt wird, wird auf die mathematische Modellierung des Vorgangs verzichtet.

2.2.3 Fluoreszenz

Wird durch Bestrahlung eines Atoms mit einer Frequenz, die der Energie einer Niveauänderung entspricht, ein Elektron in einen angeregten Zustand gehoben, so spricht man von Absorption. Die absorbierte Energie wird dann von dem angeregten Molekül in kurzer Zeit wieder abgegeben. Häufig erfolgt diese Relaxation über Stoßprozesse oder ähnliche strahlungslose Vorgänge. Im Fall der Fluoreszenz aber gibt das angeregte Molekül die absorbierte Energie durch Emission eines Photons mit gleicher (Resonanz-Fluoreszenz), oder geänderter Wellenlänge ab. Da die bestrahlten Moleküle viele mögliche Rotations-Vibrationszustände besitzen, erscheint die resultierende Fluoreszenzstrahlung sehr breitbandig. Diese Abstrahlung ist dann möglich, wenn die Lebensdauer der Fluoreszenzzustände kurz genug ist, so daß die Energie nicht über strahlungslose Relaxation abgegeben werden kann. Die Häufigkeit der hauptsächlich in Form von Stoßprozessen stattfindenden strahlungslosen Energieabgabe, wird durch die Dichte des bestrahlten Mediums bestimmt. Bei einer typischen Lebensdauer von 10^{-6} bis 10^{-3} Sekunden beschränkt sich daher die Fluoreszenz auf dünne Medien, wie sie in höheren Luftschichten anzutreffen sind. Der hohe Wirkungsquerschnitt von 10^{-15} bis ca. $10^{-20} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr}}$ kann also bei der Durchführung von Lidarmessungen nur zur Messung von Molekülhäufigkeiten in der Stratosphäre ausgenutzt werden. Die lange Lebensdauer der Zustände setzten aber dabei die Ortsauflösung der gemessenen Profile herab. Eine Modellierung des Fluoreszenzvorgangs findet im Rahmen dieser Arbeit nicht statt.

2.3 Lidar

In dieser Arbeit wird der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre in einem höhen aufgelösten Profil bestimmt. Zur Messung dieser Größe wird auf ein sogenanntes Lidar-System zurückgegriffen, das auf der Fundamentalstation Wettzell aufgebaut und betrieben wurde. Das Prinzip, der Aufbau und die Art der Nutzung dieses Systems wird im folgenden erläutert.

2.3.1 Lidarprinzip

Optische Verfahren zur Fernmessung von atmosphärischen Parametern bezeichnet man mit dem Akronym Lidar. Lidar ist die Abkürzung für „**L**ight **D**etection and **R**anging“, oder nach [19] auch „**L**ight **I**dentifikation, **D**etection and **R**anging“ und ist das Pendant zu Radar im optischen Frequenzbereich. Bei diesem Meßverfahren wird Licht eines monochromatischen, gepulsten Lasers mit einer Sendeoptik in die Atmosphäre abgestrahlt. Auf seinem Weg tritt es mit den Bestandteilen der Atmosphäre in Form von Streuung, Absorption und Fluoreszenz in Wechselwirkung und kehrt zu einem kleinen Bestandteil zum Aussendeort zurück. Das ankommende Signal wird dann von einer geeigneten Apertur empfangen, und einem Detektor zugeführt. Die Entwicklung von Lichtquellen mit hoher Pulsleistung, kurzer Pulsdauer, geringer Strahldivergenz und definierter Wellenlänge eröffnete der Lidarmessung ein breites Anwendungsfeld. So kann aus der Wellenlänge, der Polarisation und der Intensität der detektierten Strahlung Art, Konzentration und Zustand der streuenden Elemente bestimmt werden. Der Ort des jeweiligen Streuers errechnet sich aus Azimut und Elevation der Sende- und Empfangsoptik sowie aus der Laufzeit Δt des Lichtes vom Sendezeitpunkt bis zur Detektion. Die Entfernung des Streuers vom Sendeort ergibt sich dabei über die Lichtgeschwindigkeit c nach der Formel

$$R = \frac{c \cdot \Delta t}{2} [m] \quad (2.33)$$

Da die Signallaufzeit Δt über Hin- und Rückweg gemessen wird, muß zur Ermittlung der korrekten Entfernung der aus $c \cdot \Delta t$ gerechnete Wert halbiert werden. Innovationen auf dem Gebiet der Laser- und Empfängertechnik ermöglichten die Entwicklung unterschiedlicher Lidarverfahren, mit denen eine Vielzahl von Wechselwirkungen zur Charakterisierung und Parametrisierung der Atmosphäre genutzt werden können.

2.3.2 Auswahl des Verfahrens

Die Aufgabe den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre in einem höhen aufgelösten Profil zu messen kann auf zwei Arten gelöst werden. Die möglichen Verfahren sind DIAL-Messungen und der Aufbau eines Raman-Lidars.

2.3.2.1 DIAL-Messungen

DIAL (**D**ifferential **A**bsorption **L**idar) ermöglicht die Messung der Konzentration und Verteilung eines Moleküls, unter Verwendung eines eigens dafür gestalteten Systems. Bei einer DIAL-Messung wird das Licht zweier eng benachbarter Wellenlängen in die Atmosphäre emittiert. Wegen der hohen Dynamik der atmosphärischen Gase sollten beide Wellenlängen möglichst gleichzeitig gesendet werden, um konstante und vergleichbare Bedingungen zu gewährleisten. Die Wellenlänge λ_1 muß dabei so gewählt werden, daß die ausgesandte Strahlung durch das zu messende Molekül möglichst stark absorbiert wird. Die Wellenlänge λ_2 dagegen soll keine oder nur sehr schwache Absorption durch dieses Gas erfahren. Die Differenz der Rückstreuintensitäten liefert dann höhenaufgelöste Informationen über die Gasdichte dieser Spezies im beobachteten Raumsektor. Die Kenntnis über das Absorptionsverhalten des Moleküls und die Gewährleistung gleicher atmosphärischer und apparativer Parameter für beide Wellenlängen wird für den sinnvollen Betrieb vorausgesetzt. Diese Prinzipien schränken die Gestaltungsmöglichkeiten der Meßapparatur in verschiedener Hinsicht ein:

- Die Sendewellenlängen des Lasers sind nicht frei wählbar und für jedes zu beobachtende Gas unterschiedlich. Es kann also mit einem System nur ein Molekül nachgewiesen werden.
- Beide Wellenlängen müssen nahe beieinander liegen und quasi gleichzeitig gesendet werden. Bei unserer verwendeten Apparatur steht aber nur die Nd:YAG Grundfrequenz mit 1064 nm sowie die zweite Harmonische mit 532 nm für die Messung zur Verfügung.

2.3.2.2 Raman-Lidar

Bei einem Raman-Lidar wird das ausgesandte Laserlicht an Bestandteilen der Atmosphäre inelastisch gestreut, und der zur Apparatur zurückgestreute Anteil spektral zerlegt. Da die Raman-Rückstreu-Frequenz für jedes Molekül spezifisch ist, kann dasselbe System zur Beobachtung verschiedener atmosphärischer Gase eingesetzt werden. Der Raman-Effekt ist außerdem nicht an eine bestimmte Sendefrequenz gebunden. Es kann praktisch jeder gepulste Laser mit ausreichender Leistung und einer Pulslänge, die eine befriedigende Höhenzuordnung zuläßt für die Messung verwendet werden. Durch die geringe Rückstreuintensität auf der ramanverschobenen Wellenlänge erhält man deutlich weniger Signaldynamik als im DIAL-Fall, wodurch die maximal erreichbare Schichthöhe verringert wird. Die Bestimmung des Wasserdampfpartialdrucks der Luft mit einem Raman-Lidar ist durch eine Kombination aus Rayleigh-, Stickstoff-Raman- und Wasserdampf-Raman-Messungen möglich. Um die Wasserdampfbestimmung möglichst frei von systematischen Fehlern zu halten ist es unerlässlich, das verwendete Meßsystem, sowie freie atmosphärische Parameter, bestmöglichst festzulegen oder zu modellieren. Systemparameter sowie Variablen der Aerosol-Streuung können wegen des intensiven Streusignals sehr gut anhand von Rayleigh-Messungen bestimmt werden, während sich Stickstoff-Raman-Signale gut

zur Normierung der Wasserdampf-Messungen und zur Untersuchung des Luftdruckverlaufs eignen. Der Auswerteprozess der zur Ermittlung des Wasserdampfgehalts eingesetzt wird, ist in Abschnitt 3.7 genau dargestellt.

Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurde eine bestehende SLR-Anlage für Lidarmessungen modifiziert. Der in diesem System vorhandene Nd:YAG-Laser verfügt über eine festgelegte Grundfrequenz und ist für sehr kurze Pulszeiten und hohe Pulsleistung optimiert. Daher erweist sich für das in unserem Fall vorhandene Gerät die Raman-Lidar-Messung eindeutig als das geeignetere Verfahren, vor allem im Hinblick darauf, daß neben der Wasserdampf-Linie auch Stickstoff-Raman- und Rayleigh-Streuung beobachtet werden sollen. Mit der zur Verfügung stehenden Apparatur ist die Durchführung von DIAL-Messungen nicht möglich, daher kann die intensivere Signalintensität dieses Verfahrens nicht genutzt werden. Die Bestimmung des Wasserdampfgehalts erfolgt also mit dem Raman-Lidar durch Kombination von Rayleigh-, Wasserdampf-Raman- und Stickstoff-Raman-Messungen. Für die Messung der beiden ramanverschobenen Linien müssen die jeweiligen Rückstreukoeffizienten modelliert werden.

Die Streuung auf der Wasserdampflinie berechnet sich durch Einsetzen der jeweiligen Modelle für die Teilchendichte und den Rückstreuquerschnitt in Gleichung 2.32. Aus den Formeln 2.2, 2.4 und dem allgemeinen Gasgesetz 2.19 folgt für die Teilchendichte des Wasserdampfs

$$\rho_{H_2O}(H) = \frac{e_0}{(T_0 + b \cdot H) \cdot k} \cdot \left(\frac{T_0 + b \cdot H}{T_0} \right)^{-\frac{4gM}{Rb}} \left[\frac{1}{m^3} \right] \quad (2.34)$$

Für den Rückstreukoeffizienten eines Wasserdampf-Raman-Signals ergibt sich dann der Zusammenhang

$$\beta_{H_2O-Raman}(\lambda, R) = \frac{e_0}{(T_0 + b \cdot H) \cdot k} \cdot \left(\frac{T_0 + b \cdot H}{T_0} \right)^{-\frac{4gM}{Rb}} \cdot \frac{d\sigma_{H_2O-Raman}^{\pi}(\lambda)}{d\Omega}. \quad (2.35)$$

Der vordere Teil der Gleichung repräsentiert dabei die Teilchendichte des Wasserdampfes in der Atmosphäre nach Gleichung 2.34. Der zweite Teil des Ausdrucks entspricht dem Rückstreuquerschnitt des Wasserdampfs auf der ramanverschobenen Frequenz. Wegen der Komplexität der Rotations- und Schwingungsvorgänge im asymmetrischen dreiatomigen Wassermolekül ist eine Berechnung der verschobenen Rückstrefrequenz und deren Intensität auf der Grundlage der Schrödinger-Gleichung nicht mehr ohne Schwierigkeiten möglich. In der Literatur sind experimentell bestimmte Werte für den differentiellen Rückstreuquerschnitt angegeben, die in den verschiedenen Quellen nicht exakt übereinstimmen. Einige dieser Werte sind in Tabelle 2.4 wiedergegeben um die Größenordnung des Parameters und dessen Schwankungsbereich aufzuzeigen. In dieser Arbeit wird für $\frac{d\sigma_{H_2O-Raman}^{\pi}}{d\Omega}$ der Wert $1,26 \cdot 10^{-30} \frac{cm^2}{sr}$ verwendet.

Die Streuung auf der Stickstoff-Linie wird nach dem selben Muster modelliert. Zur Berechnung des Rückstreukoeffizienten eines Stickstoff (N_2)-Raman-Lidars wird angenommen, daß die Stickstoff-Konzentration überall in der Atmosphäre konstant ist. Aus

$\frac{d\sigma_{H_2O-Raman}^*}{d\Omega}, \left(10^{-30} \frac{cm^2}{sr}\right)$	Literaturquelle
2,1	Murphy et al. 1969
1,26 $\pm 42\%$ (Q-Zweig)	M. Riebesell [23]
1,26 (Q-Zweig)	Measures [19]
0,75	Chr. Werner [37]
0,69 $\pm 25\%$	Hellwege, Einführung i. d. Physik d. Molek.

Tabelle 2.4: differentieller Raman-Rückstreuquerschnitt des H_2O Moleküls für eine Anregungswellenlänge von $\lambda_0 = 532 nm$

Untersuchungen der Atmosphärenzusammensetzung in den verschiedenen Luftschichten wurde für die Konzentration des Stickstoff-Moleküls ein sehr konstanter Wert von 78 % des Gesamtvolumens abgeleitet. Durch diese Tatsache läßt sich die Teilchendichte von N_2 in der Höhe H nach

$$\rho_{N_2}(H) = \frac{p_0}{(T_0 + b \cdot H) \cdot k} \cdot \left(\frac{T_0 + b \cdot H}{T_0}\right)^{-\frac{\bar{M}}{Rb}} \cdot 0,78 \left[\frac{1}{m^3}\right] \quad (2.36)$$

aus der Dichte der gesamten Atmosphäre errechnen. Der Rückstreuquerschnitt des N_2 -Moleküls auf der ramanverschobenen Streufrequenz wurde in einigen Arbeiten sowohl experimentell als auch rechnerisch ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.5 aufgelistet. Wegen der einfacheren Struktur und der eingeschränkten Rotations-Vibrations-Zustände dieses linearen zweiatomigen Moleküls kann die Linienintensität einfacher und damit genauer ermittelt werden. Vergleicht man die Tabelle 2.4 und die Tabelle 2.5

$\frac{d\sigma_{N_2-Raman}^*}{d\Omega}, \left(10^{-30} \frac{cm^2}{sr}\right)$	Literaturquelle
0,47 (Q-Zweig)	M. Riebesell [23]
0,45 (Q-Zweig)	Measures [19]
0,23	Chr. Werner [37]
0,45	H.-J. Schäfer [26]

Tabelle 2.5: differentieller Raman-Rückstreuquerschnitt des N_2 -Moleküls bei einer Anregungswellenlänge $\lambda_0 = 532 nm$ aus verschiedenen Quellen

miteinander so wird deutlich, welche Schwierigkeiten bei der Ermittlung des Streuquerschnitts asymmetrischer Moleküle auftreten. Diese Tatsache läßt sich vor allem aus der Varianz der hergeleiteten Parameter ablesen, die für das Wasserdampfmolekül deutlich größer als für das Stickstoffmolekül ist. In dieser Arbeit wird für $\frac{d\sigma_{N_2-Raman}^*}{d\Omega}$ ein Wert von $0,45 \cdot 10^{-30} \frac{cm^2}{sr}$ gewählt, die in zwei Arbeiten übereinstimmend angegeben wird. Setzt man Teilchendichte und Wirkungsquerschnitt in Gleichung 2.18 ein so errechnet sich der Raman-Rückstreuoeffizient für die N_2 -Messung zu

$$\beta_{N_2-Raman}(\lambda, R) = \frac{p_0}{(T_0 + b \cdot H) \cdot k} \cdot \left(\frac{T_0 + b \cdot H}{T_0}\right)^{-\frac{\bar{M}}{Rb}} \cdot 0,78 \cdot 0,45 \cdot 10^{-30} \frac{cm^2}{sr}. \quad (2.37)$$

2.3.3 Lidargleichung

Die von einem Lidar-Experiment erwarteten Rückstreuintensitäten können auf der Basis von vereinfachten Modellen berechnet werden, die man in einem zusammenfassenden Formalismus miteinander verknüpft. Dabei kann man zwischen Instrumententermen, geometrischen Termen und atmosphärischen Termen unterscheiden, die in der sogenannten Lidar-Gleichung zusammengefaßt werden. Der Instrumententerm enthält die Laserenergie, Transmission und Reflektivitäten der Bestandteile der Sende- und Empfangsoptik sowie die Quanteneffizienz des verwendeten Empfängers. Bestandteil des Geometrieterms sind die Divergenz des Sendestrahls, der Gesichtsfeldwinkel des Empfangsteleskops und der geometrische Formfaktor. Im atmosphärischen Term werden auf der Grundlage von gemessenen Bodenwerten die Wechselwirkungen der elektromagnetischen Strahlung mit den Bestandteilen der Luft auf Hin- und Rückweg modelliert. Er setzt sich hauptsächlich aus Extinktion, Transmission und Rückstreuung zusammen. Durch Kombination der einzelnen Faktoren kann man in allgemeiner Form schreiben:

$$\mathbf{P}(\lambda, \mathbf{R}) = \overline{\mathbf{P}_0} \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot \xi(\lambda) \cdot \frac{A_F}{R^2} \cdot \mathbf{G}(\mathbf{R}) \cdot \beta(\pi, \lambda, \mathbf{R}) \cdot \mathbf{T}(\lambda, \mathbf{R}) \quad (2.38)$$

mit

$P(\lambda, R)$	=	<i>empfangene Leistung aus Entfernung R mit der Wellenlänge λ</i>
$\overline{P_0}$	=	<i>mittlere Ausgangsleistung des Lasers</i>
c	=	<i>Lichtgeschwindigkeit</i>
τ	=	<i>Pulsdauer</i>
$\xi(\lambda)$	=	<i>Transmission des optischen Systems inklusive Detektoreffizienz</i>
A_F	=	<i>Eintrittsfenster des Teleskopes</i>
$G(F)$	=	<i>Geometrieterm</i>
$\beta(\pi, \lambda, R)$	=	<i>Rückstreuoeffizient</i>
$T(\lambda, R)$	=	<i>Transmissionsfaktor</i>

Diese Rechnung liefert einen theoretischen Verlauf des detektierten Signals und stützt sich dabei auf Modelle und Erfahrungswerte. Abweichungen der Messung gegenüber der Theorie können auf ungenügende Modellierung des Systems oder auf Abweichungen der Atmosphäre gegenüber dem modellierten Aufbau hinweisen.

2.3.4 Modellierung der Parameter

2.3.4.1 Einfluß der Systemgeometrie

In unmittelbarer Nähe zum Sendeort wird das empfangene Signal nachhaltig durch die Charakteristik der Sende- und Empfangsapertur beeinflusst. In diesem Bereich sorgen der bistatische Aufbau der Sende-Empfangs-Einheit, die durch den Fangspiegel des Empfangsteleskops verursachte Abschattung und Abbildungsunschärfen für eine Dämpfung des Signalpegels, da durch diese Einflüsse ein Großteil der Rückstreuung den Detektor

nicht erreichen kann. Dieser Effekt ist aus geometrischen Gründen stark entfernungsabhängig. Sein Einfluß ist für geringe Abstände groß und nimmt dann mit der Entfernung quadratisch ab. Der geometrische Formfaktor entspricht der parametrisierten Form dieser apparativen Einflüsse auf das Meßsignal. Die zugrundeliegenden Modelle müssen aus geometrischen und optischen Betrachtungen hergeleitet werden. Der Wert dieses Faktors gibt den Anteil der Rückstreuung an, der in ein Signal umgesetzt werden kann. Er ist für sehr kleine Entfernungen nahe Null und wächst mit der Entfernung bis maximal Eins an. Der Abstand bei dem der Formfaktor den Wert Eins erreicht, teilt den Meßbereich in Nahfeld und Fernfeld ein.

Der Aufbau der Sende- und Empfangseinheit beeinflusst das Anstiegsverhalten des Signals durch die Trennung des Emissions- und Detektionsortes. Diese Anordnung bestimmt die Intensität der detektierten Strahlung im Anfangsbereich durch die sogenannte Überlappungsfunktion $\zeta(R)$, die die Schnittfläche zwischen Laserstrahl und Gesichtsfeld des Teleskops berechnet. Ein schematischer Verlauf der Überlappungsfunktion zwischen Laserstrahl und Empfangsgesichtsfeld ist in Abbildung 2.16 dargestellt. In der

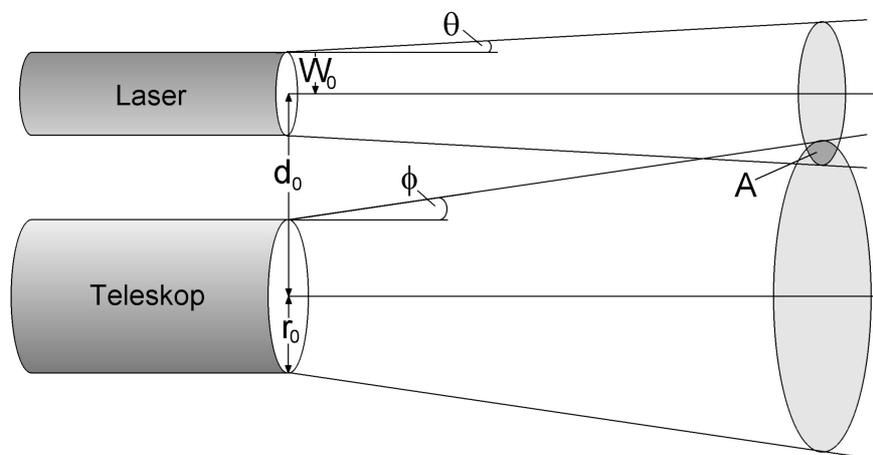


Abbildung 2.16: *Sende- und Empfangsgeometrie eines bistatischen Lidars*

Graphik ist zu erkennen, daß sich der Laserstrahl und das Empfangsgesichtsfeld anfangs nicht überlappen. In diesem Bereich kann kein Rückstreusignal detektiert werden. Durch den Öffnungswinkel des Teleskops ϕ und die Divergenz des Sendestrahls θ nähern sich beide Bereiche immer mehr an. In einer bestimmten Entfernung, die durch Strahldivergenz, Gesichtsfeldwinkel und anderer apparativer Größen festgelegt wird, beginnt ein Übergangsbereich, in dem der Laserquerschnitt sich mehr und mehr mit dem Empfangsgesichtsfeld überschneidet. Diese Überlappungsfläche ist in der Graphik mit A bezeichnet.

Die Amplitude des detektierten Signals wird in diesem Bereich stetig ansteigen. Ab einer bestimmten Entfernung ist der Laserstrahl dann vollständig ins Gesichtsfeld eingetreten und das Meßsignal erreicht sein Maximum. An diesem Punkt ist die Überlappungsfunktion $\zeta(R) = 1$ und damit der Übergang von Nahfeld ins Fernfeld festgelegt. Im Fernfeld wird die Rückstreuung nicht mehr vom biaxialen Aufbau der Sende-Empfangs-Optik beeinflusst und zeigt dort das für einen Lidar-Signalverlauf typische Abklingverhalten.

Steigung und Achsenschnittpunkt der Funktion $\zeta(R)$ wird durch den Gesichtsfeldwinkel ϕ , die Divergenz des Laserstrahls θ und den Abstand der Teleskopachsen d bestimmt. Die Divergenz des Laserstrahls vor dem Einkoppeln in das Teleskop beträgt 0.7 mrad . Durch die Aufweitung im Sendeteleskop um dem Faktor 10 wird θ um den selben Faktor verringert. Der sogenannte Gesichtsfeldwinkel ϕ ist der maximale Winkel zur Teleskopachse, unter dem einfallende Strahlung noch auf die aktive Fläche des Detektors trifft. Werte für ϕ werden durch die effektive Detektorfläche und die Brennweite des Teleskops f_T bestimmt. Die ausgeleuchtete Fläche des Detektors ist durch den Radius r_B der im Brennpunkt des Teleskops angeordneten Feldblende eingeschränkt. Daher berechnet sich der Gesichtsfeldwinkel durch die Gleichung

$$\phi = \frac{r_B}{f_T}. \quad (2.39)$$

Der Abstand d der Teleskopachsen beträgt 0.5 m und ist durch den Aufbau festgelegt und damit nicht beeinflussbar. Aus diesen Werten und einem den Aufbau beschreibenden geometrischen Modell kann die Überlappungsfunktion $\zeta(R)$ ermittelt werden. Die Entwicklung dieses Modells und die Berechnung des Endwertes wird in [32] detailliert beschrieben. Die Überlappungsfunktion $\zeta(R)$ ist eine Apparategleichung und daher eng mit der Stabilität der Apparatur verknüpft. Die Ergebnisse die mit einem bistatischen Sende- und Empfangssystem erzielt werden sind sehr stark vom Winkel zwischen der Sende- und Empfangsachse abhängig. Im optimalen Fall sind beide Achsen zueinander parallel, meist schließen sie jedoch einen kleinen Winkel ein. Ist dieser Winkel konstant, kann er im Modell für den geometrischen Formfaktor berücksichtigt werden. Bewegt man die Optik in Azimut- und Elevationsrichtung so treten jedoch Verformungen im System auf, die die Anordnung der Achsen beeinflussen und diesen Winkel verändern können. Solche Effekte sind aus verschiedenen Gründen zu beobachten. Zum einen entstehen sie, wenn der Strahlengang an den Achsenübergängen nicht exakt zentrisch verläuft. Dadurch ist der Strahlweg nicht mehr bewegungsinvariant (Siehe Abschnitt 3.2). Ein weiterer Grund für Variationen der relativen Achsenlage sind Verformungen des Sende- und Empfangsaufbaus, die durch Schwerpunkts- und Massenverlagerungen bei der Bewegung der Optik entstehen können. Beide Effekte verursachen eine richtungsabhängige Variation des geometrischen Formfaktors, die schwer zu erfassen sind. Um ein stabiles System zu gewährleisten wurde vereinbart, eine konstante Beobachtungsrichtung festzulegen, in der die Verformung des Systems und andere Störeinflüsse auf das Signal minimal werden. Die optimale Position der Sendeachse wurde auf experimentellem Wege mit einer Elevation von 33° und einem Azimut 90° festgelegt.

Die Abschattung durch den Fangspiegels trägt ebenfalls zur Verformung des Lidarsignals in geringer Entfernung bei. Als Empfangsapertur des Lidarsystems dient ein

Cassegrain-Teleskop. Dieser Bautyp ist dadurch gekennzeichnet, daß einfallendes Licht über einen Haupt- und einen Fang- bzw. Sekundärspiegel auf ein Okular am gegenüberliegenden Ende der Öffnung fokussiert wird. Der kleinere Fangspiegel befindet sich dabei mittig über dem Hauptspiegel. Fällt zurückgestreutes Licht in das Teleskop so wird durch den Sekundärspiegel des Cassegrain-Teleskops ein Teil der Fläche des Primärspiegels abgeschattet. Dieser steht deshalb nicht zur Sammlung von gestreutem Licht zur Verfügung. Die Teleskopfläche A_{Tel} ist daher um einen Faktor eingeschränkt, dessen Betrag sich aus den Radien des Haupt- und des Sekundärspiegels ergibt. Auch die Divergenz des Laserstrahls, der Gesichtsfeldwinkel des Empfangsteleskops und die Verteilung des Laserstrahls in der Zielebene nehmen Einfluß auf die Entwicklung des Effektes. Aus diesen Parametern kann man das Verhältnis zwischen zugänglicher Fläche, abgeschatteter Fläche und Strahldurchmesser für jede Entfernung bestimmen. Aus Untersuchungen hat sich ergeben, daß der Einfluß der Abschattung für Entfernungen über 300 m durch eine Konstante wiedergegeben werden kann, um den A_{Tel} begrenzt wird. Für den Fall, daß der Öffnungswinkel des Teleskops größer ist als die Divergenz des Sendestrahls berechnet sich die effektive Teleskopfläche A_{eff} für diesen Entfernungsbereich aus den Radien des Hauptspiegels r_0 und des Fangspiegels r_F zu

$$A_{eff} = \pi \cdot (r_0^2 - r_F^2). \quad (2.40)$$

Bei Entfernungen unter 300 m nimmt die effektive Teleskopfläche durch den Abschattungseffekt rapide ab. Die Abhängigkeit der Teleskopfläche von der Entfernung ist eine Funktion der Laserdivergenz, des Gesichtsfeldes und der Anordnung der Sende- und Empfangseinheiten. Ein typischer Verlauf der effektiven Apertur in Abhängigkeit von der Entfernung wurde von *Halldórsson* und *Langerholc* berechnet, und ist in Abbildung 2.17 über die Entfernung aufgetragen. Um die theoretische Rückstreuung auf die Apparatur abzustimmen muß die Teleskopfläche um die Abschattung korrigiert werden. Für den Radius des Hauptspiegels $r_0 = 0,3\text{ m}$ und den Radius des Fangspiegels $r_F = 0,075\text{ m}$ berechnet sich ein Korrekturwert von

$$\frac{A_{eff}}{A_T} = 0,9375. \quad (2.41)$$

Der geometrische Formfaktor faßt die oben beschriebenen Einflüsse des Systems auf die Signalintensität zusammen. Diese Effekte wurden für das zugrundeliegende Lidar von *Florian Seitz* [32] in einem Formalismus vereinigt. Zur Berechnung der erwarteten Rückstreuintensitäten wurde dieses Modell in dieser Arbeit übernommen. Nach [32] läßt sich der **geometrische Formfaktor** mit der Gleichung

$$G(R) = \int_{r=0}^{r_T(R)} \int_{\psi=0}^{2\pi} \chi(R, r, \psi) \cdot F(R, r, \psi) \cdot r dr d\psi \cdot \int_{r=0}^{r_T(R)} \int_{\psi=0}^{2\pi} F(R, r, \psi) \cdot r dr d\psi \cdot \frac{1}{\pi W(R)^2} \quad (2.42)$$

beschreiben. $\chi(R, r, \psi)$ entspricht dem sogenannten geometrischen Wahrscheinlichkeitsfaktor der die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon vom Empfangsteleskop detektiert werden kann wenn es sich im Gesichtsfeld des Teleskops befindet, beschreibt. Dieser Faktor wird zu einem großen Teil von der Abschattung durch den Fangspiegel beeinflusst. Die

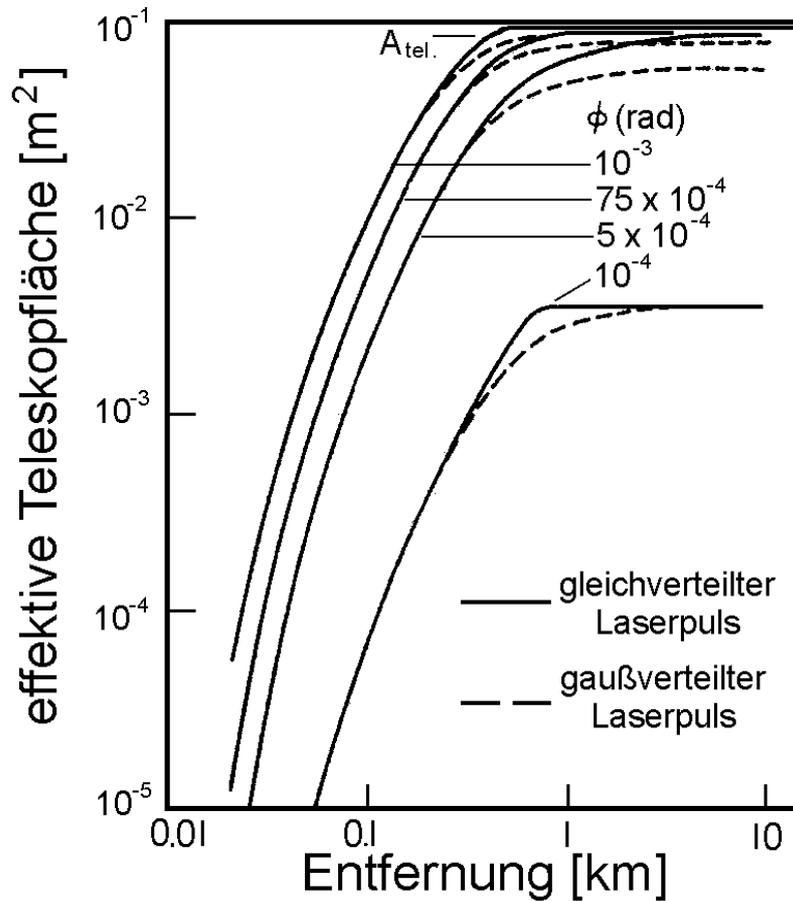


Abbildung 2.17: Einschränkung der effektiven Teleskopfläche durch Abschattung in Abhängigkeit von der Entfernung [19]

Funktion $F(R, r, \psi)$ beschreibt die Verteilung der Laserleistung in einer Zielebene der Entfernung R , die sowohl die Überlappungsfunktion $\zeta(R)$ als auch den Betrag der Abschattung durch den Fangspiegel beeinflusst. Hier kann zwischen einer Gaußverteilung und einer Gleichverteilung der Beleuchtungsintensität unterschieden werden. $W(R)$ ist der Radius des Sendestrahls in einem bestimmten Abstand zum Lidar. Die oben genannte Überlappungsfunktion $\zeta(R)$ wird durch die Gleichung

$$\zeta(R) = \int_{r=0}^{r_T(R)} \int_{\psi=0}^{2\pi} F(R, r, \psi) \cdot r dr d\psi \cdot \frac{1}{\pi W(R)^2} \quad (2.43)$$

beschrieben, die im Formalismus 2.42 Berücksichtigung findet.

2.3.4.2 Extinktion

Beim Fortschreiten eines Lichtstrahls in der Atmosphäre wird er in seiner Intensität immer mehr geschwächt. Diese Schwächung der Strahlungsenergie wird als Extinktion bezeichnet. Beeinflusst wird der Energietransport in einem Medium durch Streuung s und Absorption Ab der Strahlung an Molekülen und Aerosolen. Der Extinktionskoeffizient α läßt sich also durch die Summe

$$\alpha = s_{Mol} + s_{Aer} + Ab_{Mol} + Ab_{Aer} \quad (2.44)$$

beschreiben. Absorptionsvorgänge treten, wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, nur für infrarotes Licht auf und sind damit für die im vorliegenden Fall verwendete Sendewellenlänge nicht zu erwarten. Auch ist bei der Berechnung der Extinktion die schwache Raman-Streuung zu vernachlässigen. Der Extinktionskoeffizient setzt sich in diesem Fall also nur aus der Rayleigh- und der Mie-Extinktion zusammen.

Unter diesen Voraussetzungen entspricht die Extinktion der Streuung des Lichtes in beliebige Raumrichtungen und kann über die Dichte der streuenden Teilchen und deren totalen Streuquerschnitt berechnet werden. Aufgeteilt in Rayleigh- und Mie-Anteil kann man für den Extinktionskoeffizienten die Beziehung

$$\alpha(\lambda, R) = \alpha_M(\lambda, R) + \alpha_{Ry}(\lambda, R) \quad (2.45)$$

herleiten. Zur Berechnung der Rayleigh-Extinktion $\alpha_{Ry}(\lambda, R)$ wird in der Gleichung für die Rayleigh-Rückstreuung 2.20 der differentielle Rückstreuquerschnitt $\frac{d\sigma_{Ry}^\pi(\lambda)}{d\Omega}$ durch den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Ry}(\lambda)$ ersetzt. Der totale Wirkungsquerschnitt errechnet sich durch Integration der Gleichung 2.14 über den ganzen Raum zu

$$\sigma_{Ry}(\lambda) = \frac{8\pi}{3} \left[\frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{\rho^2 \lambda^4} \right] = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{d\sigma_{Ry}^\pi(\lambda)}{d\Omega}. \quad (2.46)$$

Eingesetzt in Gleichung 2.20 ergibt sich die Rayleigh-Extinktion zu

$$\alpha_{Ry}(\lambda, R) = \frac{8\pi \cdot p_0}{3 \cdot (T_0 + b \cdot H) \cdot k} \cdot \left(\frac{T_0 + b \cdot H}{T_0} \right)^{-\frac{7M}{Rb}} \cdot \frac{d\sigma_{Ry}^\pi(\lambda)}{d\Omega}. \quad (2.47)$$

Die Berechnung der Mie-Extinktion gestaltet sich aus mehreren Gründen sehr schwierig. Wegen der Vielzahl der Variationsmöglichkeiten von Größe und Form der Aerosole ist das Streu- und Extinktionsverhalten der aktuellen Atmosphäre kaum vorherzusagen. Auch ist die Aerosolverteilung sehr großen Schwankungen unterworfen. Trotz dieser Unwägbarkeiten ist nach [18] die Mie-Streuung doch von typischen Merkmalen gekennzeichnet. So ist die Aerosoldichte in bodennahen Luftschichten im allgemeinen am größten und nimmt bis in eine Höhe von 10 km stark ab. Dieser Abfall kann gut durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden. Abweichungen in größeren Höhen fallen nicht mehr ins Gewicht. Demnach läßt sich die Mie-Extinktion durch die Funktion

$$\alpha_M(\lambda, H) = \alpha_{0M}(\lambda) \cdot e^{-\frac{H}{745}} \quad (2.48)$$

annähern [18]. $\alpha_{0M}(\lambda)$ entspricht dabei dem Extinktionskoeffizienten am Boden, der durch die aktuelle Sichtweite abgeschätzt werden kann. Werte von $\alpha_{0M}(\lambda)$ für drei verschiedene Sichtverhältnisse sind in Tabelle 2.6 angegeben. In den verschiedenen Spalten sind die Koeffizienten für die Streuwellenlängen einer Rayleigh-Messung ($\alpha_{0M}(532\text{ nm})$), einer Stickstoff-Raman-Messung ($\alpha_{0M}(607\text{ nm})$) und einer Wasserdampf-Raman-Messung ($\alpha_{0M}(660\text{ nm})$) enthalten.

Sichtverhältnisse	$\alpha_{0M}(532\text{ nm})$	$\alpha_{0M}(607\text{ nm})$	$\alpha_{0M}(660\text{ nm})$
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 2.6: Beispiele von Extinktionskoeffizienten $\alpha_{0M}(\lambda)$ für unterschiedliche Sichtverhältnisse am Boden [18]

Durch die Extinktion nimmt die Intensität I_0 des Laserstrahls auf einem infinitesimalen Wegstück dz um einen infinitesimalen Betrag dI ab. Dieser Energieverlust ist proportional zur gesendeten Intensität I_0 mit der Extinktion $\alpha(\lambda)$ als Proportionalitätsfaktor. Aus dieser Beziehung läßt sich die Transportgleichung für monochromatisches Licht durch

$$\frac{dI(\lambda)}{dz} = -\alpha(\lambda) \cdot I_0(\lambda) \quad (2.49)$$

beschreiben. Wie der Rückstreukoeffizient hängt auch der Extinktionskoeffizient von der Dichte des Mediums ab und ist daher höhenabhängig. Nach der Integration über den Entfernungsbereich $[0; R]$ erhält man mit

$$I(\lambda, R) = I_0 \cdot e^{-\int_0^R \alpha(\lambda, H) dz} \quad (2.50)$$

das Extinktionsgesetz der Atmosphäre. Der Bruchteil der ausgesandten Lichtintensität, der nach dem Durchlaufen einer Streckeneinheit übrigbleibt wird durch den sogenannten Transmissionsfaktor $T(\lambda, R)$ beschrieben. Dieser Faktor wird durch die Gleichung

$$T(\lambda, R) = \frac{I(\lambda, R)}{I_0} = e^{-\int_0^R \alpha(\lambda, H) dz} \quad (2.51)$$

definiert. Bei einer Lidarmessung wird die Atmosphäre in Hin- und Rückweg passiert. Die für beide Wege gültigen $T(\lambda, R)$ müssen zur Berechnung der Gesamttransmission miteinander multipliziert werden. Daher gilt für den Transmissionsfaktor einer Lidarmessung:

$$T(\lambda, R) = \frac{I(\lambda, R)}{I_0} = e^{-\int_0^R \alpha(\lambda_{Hin}, H) dz - \int_0^R \alpha(\lambda_{Rueck}, H) dz} \quad (2.52)$$

2.3.4.3 instrumentelle Parameter

Das zurückgestreute Lidarsignal wird neben den atmosphärischen und geometrischen Faktoren auch durch die instrumentellen Parameter beeinflusst. Durch diese Größen wird sowohl die Charakteristik des Laserstrahls, als auch die Wechselwirkung des gesendeten Lichts mit den Elementen des Strahlengangs beschrieben. Wichtige Eigenschaften des Laserstrahls sind in Tabelle 2.7 aufgelistet. Diese Parameter nehmen nachhaltig Einfluß auf die Intensität des Rückstreusignals. Je länger der gesendete Lichtpuls ist, desto hö-

Parameter	Symbol in der Lidargleichung	Wert
Pulslänge	τ_l	200 ps
Repetitionrate	f_l	10 Hz
Wellenlänge	λ	532 nm
Strahlradius am Teleskopausgang	W_o	9 cm
Ausgangsenergie	En	110 mJ

Tabelle 2.7: *Eigenschaften des erzeugten Laserstrahls*

her ist seine Energie und umso intensiver ist das gestreute und detektierte Signal. Mit steigender Pulslänge nimmt aber die Höhenauflösung des empfangenen Streusignals ab. Hat man die Möglichkeit die Pulslänge zu variieren, dann müssen diese beiden Effekte gegeneinander abgewogen werden. Auch durch den Durchmesser des Lichtstrahls am Teleskopausgang wird das detektierte Streusignal verformt. Er beeinflusst hauptsächlich das Anstiegsverhalten der Lidarfunktion.

Durch Wechselwirkungen des Laserlichts mit den Systemkomponenten geht ein Teil der Signalintensität verloren. Der Grund liegt darin, daß die eingebauten optischen Elemente keine optimale Transmissions- oder Reflexionseigenschaften haben. Die Systemtransmission gibt also den Prozentsatz der Strahlung an, der nach dem Durchlaufen der Sende- und Empfangsoptik vom Ort der Leistungsbestimmung bis zum Detektor für die Signalfeldbildung zur Verfügung steht. In der Systemtransmission sind die Reflexionsgrade aller im Strahlengang befindlicher Spiegel, die Transmissionsfaktoren aller Linsen und Filter, sowie die Quanteneffizienz des Detektors enthalten. Zur Berechnung der Gesamttransmission müssen die Werte für alle Elemente des Strahlengangs ermittelt und dann miteinander multipliziert werden. Es gilt also für die Systemtransmission

$$\xi(\lambda) = \prod_{i=1}^n \xi_i(\lambda). \quad (2.53)$$

Die Transmissions- und Reflexionswerte der einzelnen Elemente sind von der Wellenlänge der passierenden Strahlung abhängig. Die verwendeten Umlenkspiegel sind für eine Wellenlänge von 532 nm optimiert und erreichen einen Reflexionsgrad von 99.9 %. Die Quanteneffizienz des Empfängers bewegt sich wie im Abschnitt 3.3 dargestellt wird für die interessanten Wellenlängen zwischen 18% und 21%. Die Werte die sich für die Wellenlänge der Raman-Streuung von $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$, die Wellenlänge der N_2 -Raman-Streuung von $\lambda_{N_2} = 607 \text{ nm}$, sowie der Wellenlänge der H_2O -Raman-Streuung auf $\lambda_{H_2O} = 660 \text{ nm}$ ergeben sind in Tabelle 2.8 zusammengefaßt. Die Exponenten, die in den ersten beiden Zeilen

Systemkomponenten	$\lambda_0 = 532 \text{ nm}$	$\lambda_{N_2} = 607 \text{ nm}$	$\lambda_{H_2O} = 660 \text{ nm}$
Reflektivität der Spiegel	0,999 ⁷	0,999 ⁷	0,999 ⁷
Transmission der Linsen	0,999 ⁸	0,999 ⁸	0,999 ⁸
Transmission der Filter	0,5	0,55	0,6
Quanteneffizienz des Detektors	0,2	0,19	0,18
Transmission des Kantenfilter	—*	0,85	0,85
Gesamttransmission $\xi(\lambda)$	0,10	0,09	0,09

* In dieser Anordnung nicht vorhanden

Tabelle 2.8: *Transmissionsfaktoren $\xi_i(\lambda)$ der Komponenten der Lidaranlage für die Rayleigh-, N_2 -Raman- und H_2O -Raman-Streuung*

der Tabelle zu finden sind, entstehen durch die Anzahl der jeweiligen Komponenten die sich im Übertragungsweg des Lichts durch die Apparatur befinden. Beispielsweise durchläuft der Lichtstrahl in Sende- und Empfangsoptik sieben Spiegel und vier Linsen, deren Einfluß auf die Signalintensität nach Formel 2.53 durch Multiplikation der Einzeltransmissionen berechnet wird. Da das Licht beim Durchdringen der Linsen zwei Grenzflächen passiert, muß zur Berechnung der Transmission die doppelte Anzahl der Bauteile berücksichtigt werden. Die Gesamttransmission entspricht dann einer Abschwächung der Signalintensität die beim Weg durch das komplette System entsteht.

2.3.5 Eigenschaften der Lidarsignale

Ist das System durch geeignete Faktoren und Formalismen parametrisiert und modelliert, so läßt sich die höhenabhängige Rückstreuleistung des jeweiligen Prozesses durch einsetzen dieser Parameter und Modelle in die Lidargleichung

$$P(\lambda, R) = \overline{P}_0 \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot \xi(\lambda) \cdot \frac{A_F}{R^2} \cdot G(R) \cdot \beta(\pi, \lambda, R) \cdot T(\lambda, R)$$

berechnen. Die Lidargleichung spiegelt dann die Anzahl der Photonen wider, die pro Zeiteinheit aus einer Höhe H zum Sendeort zurückgestreut und vom Detektor empfangen werden. Die ermittelte Leistung kann über die Energie eines Lichtquants in eine Zählrate Z umgerechnet werden. Aus der Photonenenergie nach Planck und der benutzten Wellenlänge λ ergibt sich

$$Z(\lambda, R) = P(\lambda, R) \cdot \frac{\lambda}{c \cdot h} \quad (2.54)$$

mit

- Z = Photonenanzahl
- P = empfangene Leistung
- λ = Wellenlänge der einfallenden Photonen
- c = Lichtgeschwindigkeit
- h = Plancksches Wirkungsquantum

Der schematische Verlauf der Zählrate mit der Höhe ist für eine Rayleigh-Messung in Abbildung 2.18 in logarithmischer Form dargestellt. Eindeutig ist der Einfluß des geome-

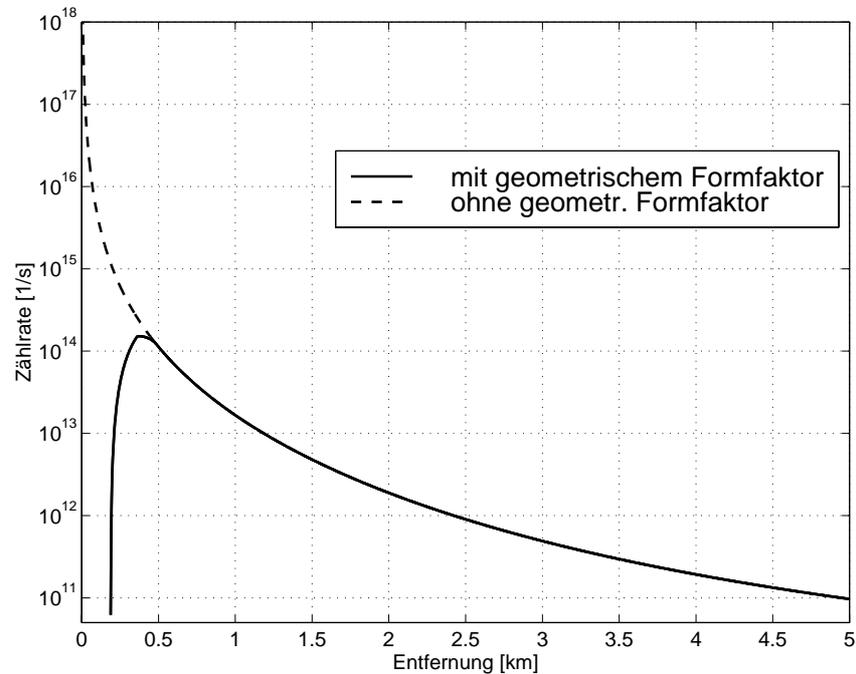


Abbildung 2.18: Aus der Lidargleichung berechnete Zählraten einer Rayleigh-Messung in Abhängigkeit von der Höhe

trischen Formfaktors auf die Signalintensität zu erkennen. An der Differenz der beiden Kurven ist die Entfernungsabhängigkeit dieses Effektes ableitbar. Nach der Überbrückung des Nahfeldes ist der für Lidar charakteristische $\frac{1}{R^4}$ -Abfall der Rückstreuintensität zu sehen. Da man bei der Untersuchung der Atmosphäre auch Aussagen über deren Zustand in großen Höhen treffen will, ist diese Eigenschaft des Lidarsignals problematisch. Um die Signaldynamik in größeren Entfernungen zu maximieren kann der Empfänger mit hoher Versorgungsspannung betrieben werden (Siehe Abschnitt 3.3). Die daraus resultierende hohe Rückstreuintensität aus kurzen Abständen kann zur Sättigung oder Übersteuerung des Detektors und damit zur Verfälschung des Signals führen. Durch die Verwendung eines bistatischen Lidaraufbaus wird diese Problematik entschärft, da der geometrische Formfaktor zu einer Unterdrückung des Nahsignals führt.

Dieser Intensitätsverlauf stützt sich auf Modellannahmen über die Zusammensetzung der Atmosphäre in verschiedenen Höhenlagen zum jeweiligen Meßzeitpunkt. Abweichungen des Meßsignals von obiger theoretischer Form können also auf Abweichungen der atmosphärischen Parameter Wasserdampf, Luftdruck und Temperatur vom Modellverlauf zurückgeführt werden. Durch die Auswertung verschiedener Rückstreusignale können die tatsächlichen Werte dieser Parameter für verschiedene Höhen berechnet werden. Das dazu notwendige Meßprinzip und der verwendete Auswertalgorithmus wird im Abschnitt 3.7 im einzelnen erklärt.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Zur Durchführung der geplanten Messungen standen das Gebäude, die Sende- und Empfangsoptik eines ehemaligen SLR-Systems der Satellitenstation Wettzell und ein ehemals für SLR-Zwecke verwendeter Nd:YAG-Laser zur Verfügung. Diese Elemente bilden den Grundstock des errichteten Lidarsystems. Der Aufbau des Instrumentes läßt sich in die Bereiche Laserbank, Sende- und Empfangsoptik, Detektor und Datenhaltung unterteilen. Während eines Meßzyklus wird ein Laserpuls erzeugt und durch eine Sendeoptik in die Atmosphäre emittiert. Nach der Interaktion des Lichtes mit den Bestandteilen der Luft, wird ein kleiner Anteil zum Lidarsystem zurückgestreut, und dort von einer Empfangsoptik einem Detektor zugeführt. Zur Ermittlung der Entfernung der jeweiligen Streuer über die Laufzeit nach Gleichung 2.33 wird eine Zeithaltung realisiert. In den folgenden Abschnitten wird auf die einzelnen Baugruppen des verwendeten Lidars näher eingegangen.

3.1 Aufbau der Laserbank

Als Lichtquelle für die Untersuchungen wird ein blitzlampengepumpter, gepulster Nd:YAG-Laser der Firma Quantel verwendet. Um die λ^{-4} -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts im Raman-Fall optimal auszunutzen, wird für die Messungen die frequenzverdoppelte Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ der Nd:YAG-Grundfrequenz benutzt. Die Kohärenz, die Bündelungsschärfe und die hohe Energiedichte dieses Lasertyps macht es möglich extrem kurze Pulse hoher Energiedichte über große Entfernungen zu transportieren.

3.1.1 Funktionsprinzip eines Lasers

Wie im Abschnitt 2.2 erläutert, können Lichtquanten der Energie $E_{Ph} = E_2 - E_1$ Elektronen zu einem Übergang von einem hohen Energieniveau E_2 in ein tieferes Energieniveau E_1 stimulieren und umgekehrt. Je nach Übergang wird dabei ein Photon der betreffenden Energie emittiert oder absorbiert. Im thermodynamischen Gleichgewicht befinden sich stets mehr Elektronen im Grundzustand als in einem angeregten Zustand, daher

überwiegt die Absorptionsrate immer die stimulierte Emission. Um eine Verstärkung des eingestrahnten Lichts zu erreichen ist es demnach notwendig eine Besetzungsinversion herbeizuführen. Bei einem Festkörperlaser wird die Besetzungsinversion durch sogenanntes optisches Pumpen erzeugt, also mit Hilfe starker Blitzlampen.

Die Strahlung eines Lasers wird im Oszillator erzeugt. Dabei wird das laseraktive Material in einen Resonator, bestehend aus zwei Spiegel S_1 und S_2 gestellt. Hat man mit einem Lichtblitz im aktiven Material eine Besetzungsinversion erreicht, dann werden zunächst durch spontane Emission Photonen der Energie $E_{Ph} = E_2 - E_1$ erzeugt und in alle Richtungen abgestrahlt. Photonen, die sich in longitudinaler Richtung bewegen, können durch Wechselwirkungen mit anderen Atomen deren Elektronen ebenfalls zu einem Übergang stimulieren. Die dabei ausgesendete Strahlung verstärkt die primäre Welle phasengleich. Dieser Vorgang setzt sich lawinenartig fort, bis die Besetzungsinversion abgebaut ist. Zwischen den Spiegeln baut sich dann eine stehende Welle auf, die beim Durchlaufen des aktiven Mediums immer verstärkt wird. Durch einen der beiden Spiegel kann die erzeugte Strahlung dann ausgekoppelt werden. Ist die Inversion abgebaut, kommt die Strahlungsemission zum Erliegen und kann durch erneutes optisches Pumpen wieder angeregt werden.

3.1.1.1 Der Pulsbetrieb

Die in der Laserentfernungsmessung eingesetzten Laser arbeiten meist im Pulsbetrieb, um die notwendigen hohen Leistungsspitzen erzeugen zu können. Die einfachste Art eine Pulsung zu realisieren ist die gepulste Anregung. Diese bietet sich bei Festkörperlasern an, die mit dem Licht einer kurzzeitig brennenden Blitzlampenentladung gepumpt werden. Durch die sogenannte Güteschaltung kann die Dauer der Laseremission gegenüber der Anregungsdauer deutlich reduziert werden. Bei der Güteschaltung wird während des Pumpvorgangs die Resonatorgüte niedrig gehalten, damit sich eine möglichst große Besetzungsinversion aufbauen kann. Wird die Güte zu einem bestimmten Zeitpunkt erhöht, entlädt sich die gesamte gespeicherte Energie in einem kurzen leistungsstarken Lichtpuls.

Bei dem zugrunde liegenden Laser wird die Güteschaltung mit einer Farbstoffzelle durchgeführt, die direkt vor einem der beiden Endspiegel angebracht ist. Bei diesem Verfahren wird die Strahlung im Oszillator während des Pumpvorgangs von den Partikeln eines im Strahlengang befindlichen Farbstoffs absorbiert. Demzufolge ist der dahinter sitzende Spiegel für diesen Zeitraum nicht für die Photonen zugänglich, und ein Anschwingen des Oszillators wird verhindert. Die Besetzungsinversion in der Pumpkammer nimmt während dieses Zeitraums stetig zu. Durch die erhöhte Anzahl angeregter Atome steigt die Zahl der spontanen Emissionen, und die Energie im Oszillator nimmt zu. Ab einer von der Zusammensetzung des Farbstoffs bestimmten Energie E_0 wird der Farbstoff ausgebleicht und für die Resonatorstrahlung transparent. Beide Endspiegel sind jetzt verfügbar, so daß sich eine stehende Welle aufbauen kann. Die Besetzungsinversion wird nun innerhalb kurzer Zeit abgebaut und eine Reihe kurzer hochenergetischer Pulse emittiert. Dieser Vorgang erfolgt solange, bis die Energie im Oszillator wieder unter die Energieschwelle E_0 fällt und die Farbstoffzelle undurchsichtig wird. Durch die Güteschaltung kann also die

Breite des erzeugten Pulszuges und damit die Anzahl der Einzelpulse in einem Pulszug bestimmt werden. Der Ablauf bei der Güteschaltung ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

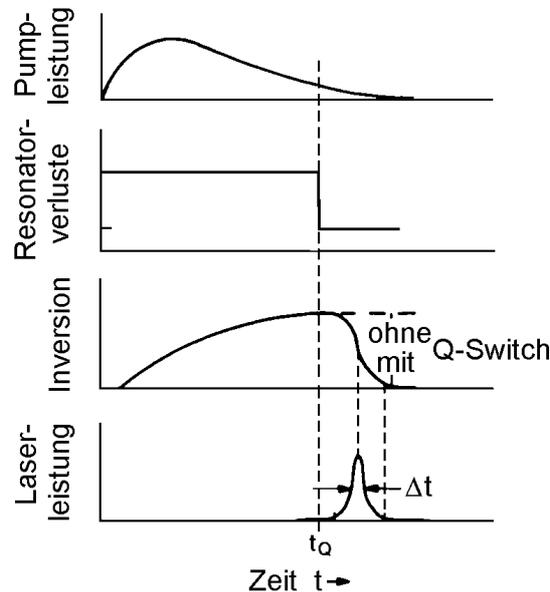
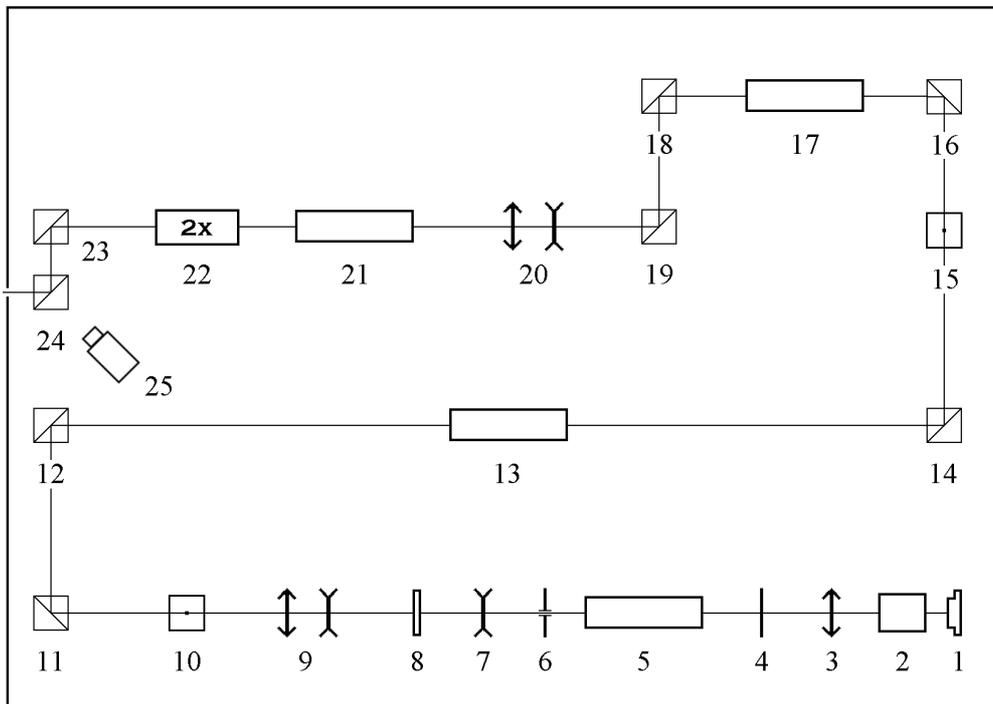


Abbildung 3.1: Zeitlicher Ablauf bei der Güteschaltung [8]

Die Erzeugung kurzer Pulse hoher Intensität wird durch einen akusto-optischen Modenkoppler unterstützt. In diesem Bauteil werden longitudinale Resonatorschwingungen (Moden) durch Unterdrückung der Phasendifferenzen über aktive Modulatoren aneinander gekoppelt, so daß eine definierte Abfolge kurzer Pulse mit hoher Impulsleistung entsteht [31]. Das heißt, daß alle im Resonator vorkommenden Wellenformen phasengleich überlagert werden, um gegenseitiges Auslöschen einiger phasenverschobener Wellen zu vermeiden. Nach dem verlassen des Oszillators wird die Leistung der erzeugten Strahlung in drei blitzlampengepumpten Verstärkern erhöht. Die Blitzlampen gewährleisten dabei die nötige Besetzungsinversion der Anregungszustände im Laserkristall. Das verstärkte Laserlicht passiert am Ende der Laserbank einen Frequenzverdoppler, der die Nd:YAG-Grundwellenlänge von 1064 nm zu ca 50 % in die zweite Harmonische mit einer Wellenlänge von 532 nm umwandelt. Der Frequenzverdoppler besteht aus einem nichtlinearen KDP-Kristall (Kaliumdihydrogenphosphat), der sich im Strahlengang des Lasers befindet. Bei der Bestrahlung dieses nichtlinearen Kristalls mit einer Lichtwelle wird ein nichtlinearer Anteil der Polarisation erzeugt, der mit der doppelten eingestrahlten Frequenz $\omega = 2\omega_1$ schwingt. Dadurch wird Licht mit dieser Frequenz, also die sogenannte zweite Harmonische der Nd:YAG-Grundfrequenz abgestrahlt. Die Intensität dieser nichtlinearen Effekte ist abhängig von der eingestrahlten Feldstärke, und kann bei der Verwendung von Lasern als Strahlungsquelle effektiv zur Erzeugung der zweiten Harmonischen benutzt werden. Die Laserbank, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die einzelnen Elemente des Lasers sind der Nummerierung entsprechend in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Im Meßbetrieb wurden vom Laser Lichtpulse mit den Wellenlängen $\lambda = 532 \text{ nm}$, einer

Abbildung 3.2: *Laserbank des verwendeten Lidarsystem*

Repetitionsrate von 10 Hz und einer Energie von ca. 80 mJ erzeugt. Um die Anzahl der emittierten Photonen zu maximieren, wurde die für die Selektion des Pulses mit der höchsten Spitzenleistung verantwortliche Pockelszelle ausgebaut und im Pulszugmodus gearbeitet. Die Strahldivergenz am Laserausgang beträgt 0.7 mrad , der Strahldurchmesser 9.5 mm . Die erzeugte Strahlung wurde mit einem optischem System in das Sendeteleskop eingespiegelt.

3.2 Sende- und Empfangsoptik

Das Meßinstrument wird als bistatisches Lidar betrieben. Da bei einem derartigen Aufbau eine vollständige Überlappung des Laserstrahls mit dem Teleskopgesichtsfeld erst ab ca. 350 m erreicht wird, kann das sehr starke Nahsignal abgedämpft werden, ohne auf zusätzliche Bauteile, z.B. einen Chopper, zurückgreifen zu müssen. Vergleicht man diese Anordnung mit dem System, daß den vorangegangenen Arbeiten *Bardorf* [4] und *Mayer* [18] zugrunde lag, so sind einige Vorteile zu erkennen. Zum einen ist es nicht notwendig das empfangene Signal unter großen Intensitätsverlusten aus dem Strahlengang auszukoppeln, zum anderen sind die empfangenen Signale nicht durch apparativ bedingte Reflexe des gesendeten Lichtes gestört, und somit eindeutig den Lidarereignissen zuzuordnen. Die bistatische Anordnung wird in diesem speziellen Fall, durch zwei im Abstand von 50 cm montierte Teleskope verwirklicht, von denen eines für den Sendevorgang und das andere für den Empfang verwendet wird. Eine Darstellung des Systems zeigt die Abbildung 3.3.

Nummer	Komponentenbezeichnung
1-8	Oszillator
1	Endspiegel mit Farbstoffzelle
2	akusto-optischer Modenkoppler
3	Konvergenzlinse
4	Shutter
5	Pumpkammer
6	Blende
7	Divergenzlinse
8	Endspiegel
9, 20	Strahlaufweitung
10, 15	Polarisatoren
11, 12, 14, 16, 18, 19, 23, 24	Umlenkspiegel
13, 17, 21	Verstärker
22	Frequenzverdoppler
25	Startdiode

Tabelle 3.1: *Elemente des Nd:YAG-Lasers der Firma Quantel*

Von der Laserbank kommend wird der Laserstrahl über Umlenkspiegel zum Sendeteleskop übertragen. Durch einen dielektrisch beschichteten Spiegel wird aus dem erzeugten Laserpuls, durch Transmission des infraroten Anteils, die zweite Harmonische selektiert. Um den Strahlengang von Bewegungen der Optik um die Elevations- oder Azimutachse abzukoppeln, wird das Licht an den Übergängen zwischen den Achsen in einem Coudé-Strahlengang geführt. Als Sendeeinheit wird ein afokales Galilei-Teleskop mit einem Durchmesser von 18 cm verwendet, das in Abbildung 3.3 rechts zu sehen ist. Im Sendeteleskop wird der Strahl um den Faktor 10 aufgeweitet, was einer Verringerung der Divergenz um ebenfalls den Faktor 10 entspricht. Die optischen Komponenten haben eine hohe optische Güte, um bestmöglich für thermische Stabilität und geringe Absorptionsverluste zu sorgen. Der Laserstrahl wird von hinten in das Teleskop eingespeist, im Linsensystem aufgeweitet und senkrecht zu Elevationsachse abgestrahlt. Der Strahlengang des Sendeteleskops ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Parallel zur Sendeeinheit ist die Empfangseinheit angeordnet. Sie besteht aus einem Cassegrain-Teleskop mit 60 cm Primärapertur, einer Subapertur von 15 cm und einer Brennweite von 1.75 m. Die Intensität des zurückgestreuten Signals ist proportional zur Fläche des Eintrittsfensters. Je größer also der Radius des Empfangsspiegels, desto mehr Signaldynamik ist zu erwarten. Dazu ist der im Vergleich zur Sendeoptik große Teleskopradius notwendig. Beim Cassegrainsystem ist ein kleiner konvexer Sekundärspiegel in den Strahlengang vor dem Primärspiegel eingeschaltet. Die Strahlen werden an den Spiegeln reflektiert und, nachdem sie durch ein Loch im Zentrum des Primärspiegels hindurchgetreten sind, direkt hinter ihm in einer Ebene fokussiert. In diesem Bernnpunkt ist eine variable Feldblende angebracht. Durch diese Feldblende mit Radius $r \cong 2 \text{ mm}$ wird das Gesichtsfeld des Teleskops eingeschränkt, um von der Detektorfläche verschiedener Empfänger unabhängig zu sein. Der Gesichtsfeldwinkel ergibt sich nach Gleichung 2.39

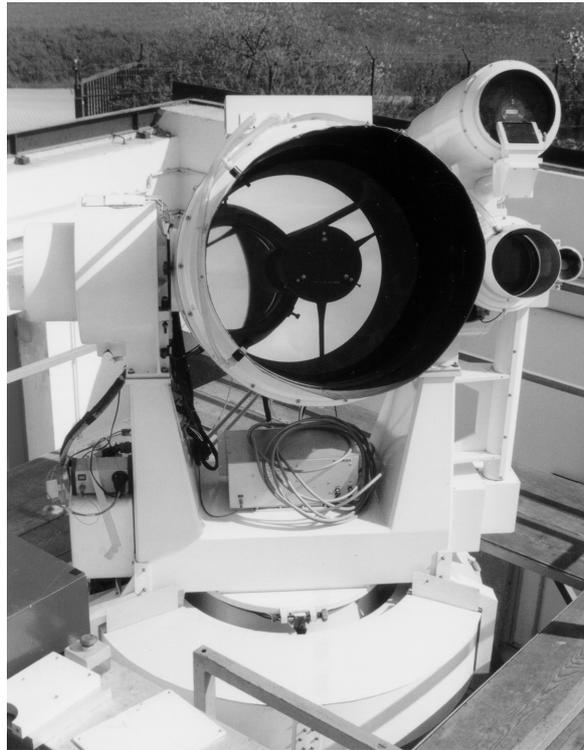


Abbildung 3.3: *Bistatische Sende- und Empfangsoptik des zu grundlegenden Lidars*

zu $1.14 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$. Nachfolgend trifft das einfallende Licht auf ein System aus Linsen und Filtern, mit dem aus der Strahlung ein Spektralbereich selektiert und einem geeigneten Detektor zugeführt werden kann. Direkt nach der Blende wird mit einer Konvergenzlinse ein paralleler Strahlengang erzeugt um die Verluste die beim Durchdringen des folgenden Interferenzfilters entstehen zu minimieren. Die direkte Nähe zum Brennpunkt des Systems gewährleistet eine hohe Kollimation des empfangenen Lichts, was für das optimale Arbeiten des Interferenzfilters notwendig ist. Der selektierte Frequenzbereich wird dann mit einer weiteren Konvergenzlinse auf die Detektorfläche fokussiert. Der Strahlengang des Empfangssystems ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Verstärkung des Detektors ist eine Funktion der Spannung. Durch Variation der Versorgungsspannung kann der Empfänger optimal auf die erwartete Rückstreuintensität angepaßt, sodaß die maximale mögliche Verstärkung genutzt werden kann. Zur Messung der Rayleigh- und der beiden Ramankomponenten mit einem System ist der Interferenzfilter auswechselbar.

3.3 Detektorbeschreibung

Zur Detektion von Rückstreusignalen muß ein Empfänger eingesetzt werden, der eine hohe Empfindlichkeit für die genutzten Wellenlängen aufweist. Im Hinblick auf den geringen Rückstreuquerschnitt der Raman-Streuung ist zusätzlich ein geringes Rauschniveau des Detektors notwendig. Gemäß dieser Vorgaben wurde für die Lidar-Messungen ein Gallium-Arsenid-Photomultiplier (PMT) mit der Typenbezeichnung RCA C31034A aus-

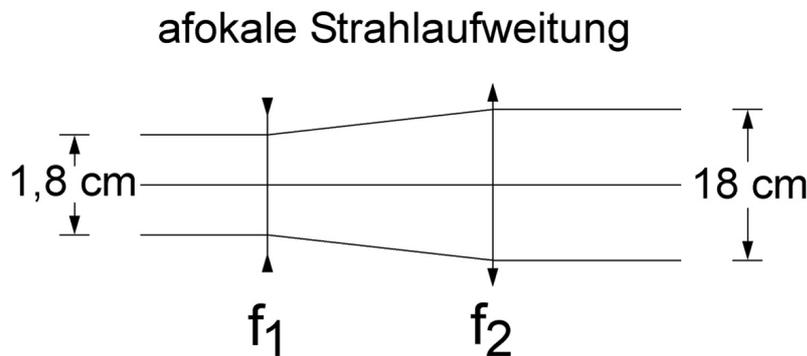


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Strahlengangs im Sendeteleskop

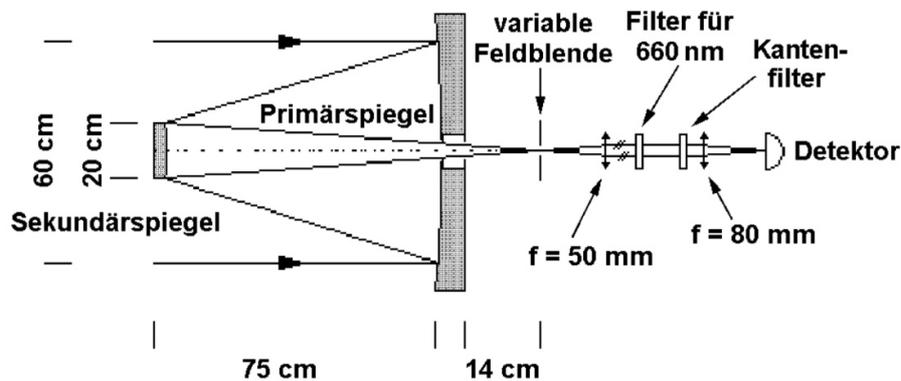


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Strahlengangs der Empfangsoptik

gewählt. Eine Darstellung des verwendeten Detektors am Teleskop ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Ein typischer Photomultiplier besteht aus einer Photokathode, Fokussierelektroden, einem Elektronenvervielfacher und einem Elektronen-Kollektor (Anode), die in einer Vakuumröhre angeordnet sind. Trifft ein Photon auf die Photokathode, wird von dieser ein Elektron in das Vakuum emittiert. Bei diesem Prozess wird der äußere Photoeffekt ausgenutzt, wonach Elektronen genau dann ausgelöst werden können, wenn die Energie der einfallenden Photonen $\hbar \cdot f$ größer ist als die Austrittsarbeit des Materials. Diese Elektronen werden dann durch elektrische Felder beschleunigt und zum Elektronenvervielfacher gelenkt. Die dort durch Stoßprozesse aus den sogenannten Dynoden ausgeschlagenen Säkundärelektronen treffen auf die Anode und lösen dort einen Strom aus. Die Anzahl der ausgelösten Elektronen ist dann proportional zur einfallenden Strahlungsleistung. Durch die Emission von Säkundärelektronen erreichen Photomultiplier eine sehr hohe Empfindlichkeit und bieten sich deshalb für den Einsatz in einem Lidar an. Der verwendete GaAs PMT hat eine Öffnung mit 51 mm Durchmesser und ein 0.4×1.0 cm großes Photoelement. Die ausgelösten Elektronen werden über 11 Dynoden verstärkt. Die Spannung zwischen Anode und Kathode kann zwischen 0 und 2400 V variiert werden. Zur Unterdrückung

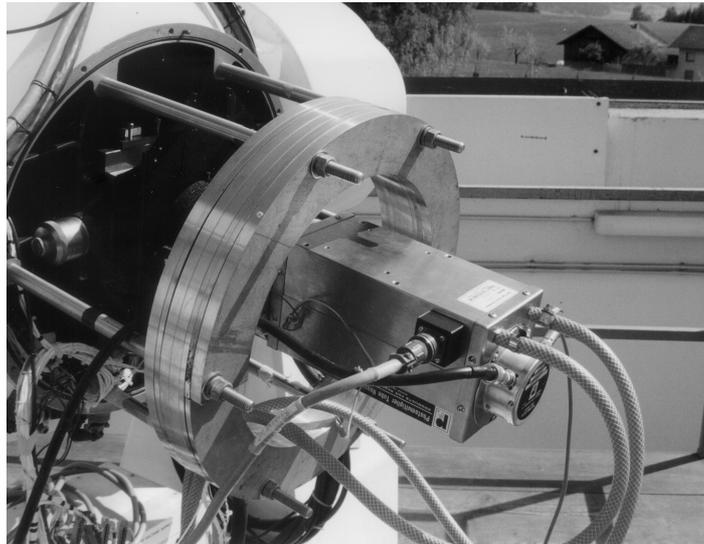


Abbildung 3.6: Der benutzte Detektor des Lidarsystems, angebaut an die bistatische Sende- und Empfangsoptik

des Eigenrauschens des Detektors ist das Photoelement mit einer Peltierkühlung versehen, mit der die Betriebstemperatur auf $-30^{\circ}C$ herabgesetzt werden kann. Die Quanteneffizienz des Empfängers bewegt sich für die interessanten Meßfrequenzen zwischen 21% und 18%, die Verstärkung ist für eine Versorgungsspannung von 1500 V mit $0.6 \cdot 10^6$ angegeben. Wegen einer hohen Empfindlichkeit wird dieser Empfängertyp in vielen Fällen zur Detektion von Raman-Rückstreusignalen eingesetzt. Messungen der Rayleigh-Streuung konnten somit nur mit einer niedrigen Versorgungsspannung durchgeführt werden, da das sehr intensive Signal aus dem Nahbereich die Spannung zwischen Kathode und Anode zusammenbrechen ließ. Aus diesem Grund konnte nicht die Empfindlichkeit des Sensors für den Rayleigh-Fall nicht optimal genutzt werden. Die spektrale Empfindlichkeit, sowie der Aufbau des Empfängers sind in Abbildung 3.7 illustriert. Diese Grafik läßt die Breitbandigkeit des Detektors gut erkennen. Da in diesem Projekt die Ergebnisse von Messungen in unterschiedlichen Frequenzbereichen durchgeführt werden, erleichtert diese Eigenschaft den Vergleich der Resultate. Die wichtigsten Parameter dieses Empfängers sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Parameter	Wert
Quanteneffizienz auf $\lambda = 532 \text{ nm}$	0,2 %
Quanteneffizienz auf $\lambda = 532 \text{ nm}$	0,19 %
Quanteneffizienz auf $\lambda = 532 \text{ nm}$	0,18 %
Verstärkung bei 1500 V	$0,6 \cdot 10^6$
Anstiegszeit	2,5 ns
Dunkelstrom an der Anode	10 nA
Detektorfläche	$0,4 \text{ cm}^2$

Tabelle 3.2: Spezifikationsdaten des Photomultipliers RCA C31034A

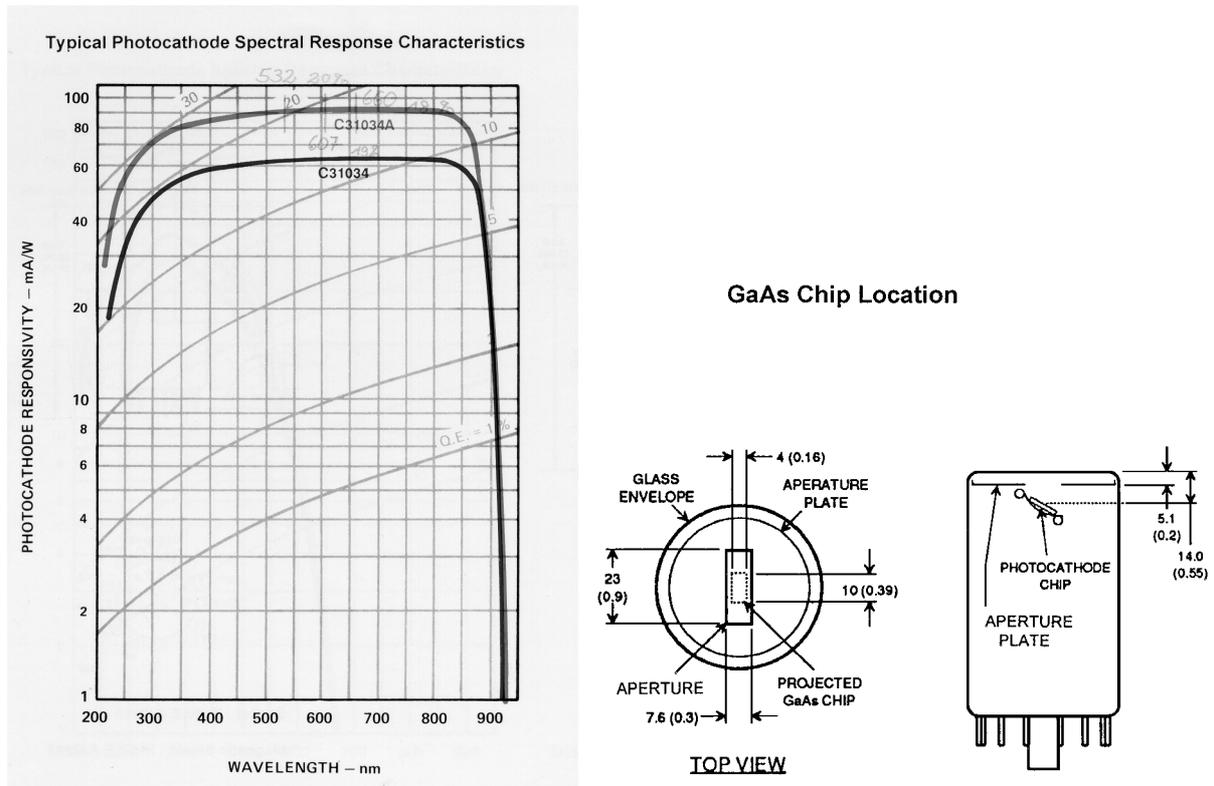


Abbildung 3.7: Bauform und spektrale Empfindlichkeit des verwendeten Photomultipliers [6]

3.4 Zeithaltung und Datenfluß

Über die Signallaufzeit kann jedem Streuer in der Atmosphäre eine eindeutige Entfernung zum Lidar zugeordnet werden. Zur Ermittlung der Signallaufzeit muß an jeden Sendepuls eine Zeitmessung gekoppelt werden. Da bei den Lidar-Experimenten der Empfänger im kontinuierlichen Modus betrieben wurde, gestaltet sich die Realisierung des Zeitbezugs sehr einfach.

Auf der Laserbank ist hinter einem Umlenkspiegel eine Startdiode eingebaut (Nummer 25 in Abbildung 3.2). Dieser Umlenkspiegel besitzt einen Reflexionsgrad von ca. 99,9% für das ankommende Laserlicht. Der restliche Teil der Strahlung wird durch den Spiegel transmittiert und von der Startdiode registriert. Dieses Signal wird dann über ein doppelt geschirmtes BNC-Kabel in ein Oszilloskop gespeist und dort als Auslöser-Signal, also als Nullpunkt der Zeitzählung, verwendet. Das Ausgangssignal des PMT wird über ein BNC-Kabel gleicher Länge ebenfalls in das Oszilloskop geleitet und die Zeitdifferenz zwischen Startsignal und dem vom PMT detektierten Lidarsignal aufgezeichnet. Diese Differenz entspricht der Laufzeit des Lidarsignals von der Quelle zum Streuer und zurück, inklusive des geometrischen bzw. optischen Signalwegs durch die Meßapparatur. Bezugspunkt für die Ermittlung der Entfernung soll der Schnittpunkt der beiden Teleskope mit der Elevationsachse sein. Die gemessene Laufzeit muß folglich um den Weg des

Lichtes von der Startdiode bis zur Elevationsachse korrigiert werden. Da die Längen der Signalkabel nahezu identisch sind, kann eine Korrektur um die Kabelllaufzeiten entfallen. Aus der derartig berichtigten Laufzeit kann dann nach Gleichung 2.33 die Entfernung der streuenden Moleküle abgeleitet werden.

Zur Weiterverarbeitung der Meßdaten müssen die Rückstreusignale der gesendeten Laserpulse möglichst in Echtzeit aus dem Oszilloskopspeicher ausgelesen werden. Zu diesem Zweck wurde in der Programmiersprache LabView, einer Sprache zur Meßdatenerfassung und zur Hardwaresteuerung, eine Kommunikation zwischen Oszilloskop und PC über GPIB-Schnittstelle aufgebaut. Nach der Übertragung der Dateien auf den Rechner werden die Einzelmessungen aufsummiert und als Histogramm abgespeichert. Bei der Durchführung von Raman-Messungen eignet sich aus statistischen Gründen zur Aufzeichnung der Daten die Summation besser als eine Mittelung, da die Wahrscheinlichkeit, in einer bestimmten Entfernung ein Signal zu erhalten, gering ist. Mit diesem Kommunikationsverfahren wird je nach Datenmenge eine Auslesegeschwindigkeit von 5 - 8 Hz erreicht.

3.5 Blockung der elastischen Streuung

Neben der Differenz der Rückstreuwellenlängen sind Rayleigh- und Ramanrückstreusignale durch eine um mehrere Größenordnungen unterschiedliche Intensität gekennzeichnet. Nach Gleichung 2.18 und 2.32 wird die Intensität der empfangenen Strahlung durch die Teilchendichte der jeweiligen Streukörper und deren Rückstreuquerschnitt bestimmt. Die Teilchendichte der Streuer wird bei der Beobachtung von Rayleigh-Signalen immer am größten sein, da alle Moleküle und Aerosole der Atmosphäre zur Rückstreuung auf der Primärwellenlänge beitragen. Im Gegensatz dazu wird die Teilchendichte bei der Raman-Streuung nur durch die Moleküle gebildet, deren spezifische Streufrequenz beobachtet wird. Der neben der Teilchendichte entscheidende molekulare Rückstreuquerschnitt weicht für die beiden Wechselwirkungsprinzipien ebenfalls voneinander ab. Der Wert des Querschnitts auf der Primärwellenlänge übersteigt den auf der ramanverschobenen Frequenz um ca. drei Größenordnungen. Aus diesen Abschätzungen wird der im Verhältnis zum Ramanfall sehr viel stärkere Signalpegel der Primärlinie deutlich. Durch Einsetzen der entsprechenden Werte des Rückstreuquerschnitts, der Teilchendichte und der Systemtransmission für die erwarteten Streuwellenlängen in die Lidargleichung können die theoretischen Signalintensitäten berechnet werden. Zur Ermittlung der Höhenabhängigkeit wird die Entwicklung der Teilchendichte, sowie der Temperatur- und Druckverteilung aus dem im Abschnitt 2.1 dargestellten Atmosphärenmodell berechnet. Die berechneten Streuintensitäten sind in Abbildung 3.8 in logarithmischer Form dargestellt. Die Intensität der Signale ist in der Einheit Zählrate, also in gezählten Photonen pro Zeiteinheit, aufgetragen. Es zeigt sich, daß durch unterschiedliche Teilchendichten und Rückstreuquerschnitte zwischen Rayleigh- und Stickstoff-Raman-Streuung eine Signaldifferenz von drei bis vier Potenzen und zwischen der Rayleigh- und Wasserdampf-Raman-Streuung je nach Luftfeuchte Differenzen bis zu sechs Größenordnungen zu erwarten sind. Um die notwendige Blockung der Primärwellenlänge zu erreichen wurden verschiedene wellenlän-

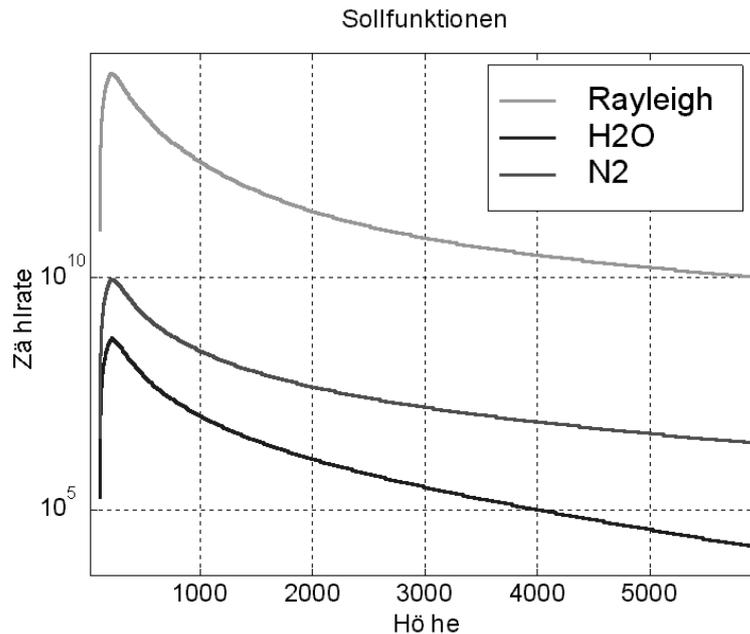


Abbildung 3.8: *Streuintensität einer Rayleigh-, Stickstoff-Raman- und Wasserdampf-Raman-Messung in Abhängigkeit von der Höhe*

genselektive Bauteile in den Strahlengang gesetzt, die in der Lage sind, diesen hohen Signalpegel ausreichend abzusenken. In unserem Fall wurde auf einen Kantenfilter aus Farbglass und einen auf die jeweilige Streuwellenlänge abgestimmten Bandpaßfilter zurückgegriffen. Ein Bandpaß- oder Interferenzfilter ist ein aus mehreren Platten aufgebautes optisches Bauteil, deren Abstand in der Größenordnung der Wellenlänge λ liegt. Die Transmissionsmaxima liegen bei diesem Aufbau in der Wellenlänge so weit auseinander, daß alle Maxima außer einem durch den Einbau von Sperrfiltern aus gefärbtem Glas abblockt werden können. Kantenlage, Blockung und Transmissionsverhalten aller verwendeten Filter wurde von *Roger Mayer* [18] mit einem Gitterspektrographen gemessen und in Abbildung 3.9 dargestellt. Durch den Einbau dieser Komponenten erreicht man eine Blockung der Primärstrahlung um ca. acht Größenordnungen. Die Transmission des Lidar-Systems nach dem Einbau der Filter ist in Abbildung 3.10 zu finden. Vergleicht man diesen Wert mit der maximalen erwarteten Intensitätsdifferenz zwischen Rayleigh- und H_2O -Raman-Streuung von etwa sechs Größenordnungen, so errechnet sich der Restanteil des Rayleigh-Störsignals an der Raman-Messung zu ungefähr einem Prozent.

Wegen des großen Rückstreuquerschnitts der Mie-Streuung kann diese Blockung für ungünstige atmosphärische Bedingungen nicht ausreichend sein. Hat man eine hohe Konzentration an Aerosolen in der Luft, so steigern diese das Signal auf der Primärwellenlänge deutlich. Besonders bei Nebel oder tiefhängenden Wolken kann die Intensitätssteigerung eine bis mehrere Größenordnungen betragen. Für diese Fälle steigt der Anteil der Störstreuung am Raman-Signal deutlich an. Durch das gewählte Meßprinzip und den Auswertalgorithmus können solche Verfälschungen jedoch vermieden werden (Siehe Abschnitt: 3.7). Für die Durchführung der einzelnen Messungen kann das System durch Auswechslung der Filter auf das jeweils zu untersuchende atmosphärische Gas angepaßt

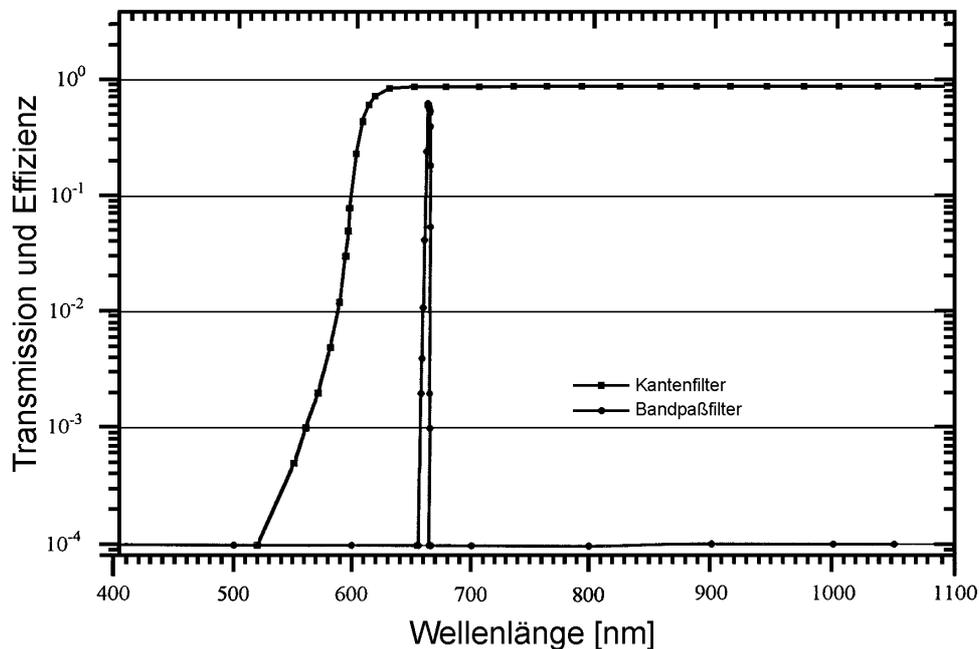


Abbildung 3.9: *Transmission des Kanten- und des Bandpaßfilters in Abhängigkeit von der Wellenlänge*

werden. Für den Rayleigh-Fall wird der Kantenfilter aus dem Strahlengang entfernt und der Interferenzfilter für 532 nm eingesetzt. Dieser Bandpaßfilter ist notwendig, um Streulicht anderer optischer Frequenzen aus dem Signal zu entfernen. Als Strahlungsquellen sind vor allem Wegbeleuchtungen, Straßenlaternen und eine Ampel zu nennen, die sich in unmittelbarer Nähe zum Lidar befinden. Beim Wechsel zu den Raman-Lidar Messungen muß das Kantenfilter wieder eingesetzt, und das Bandpaßfilter der zu untersuchenden Streuwellenlänge angepaßt werden.

3.6 Spektrales Auflösungsvermögen

Das spektrale Auflösungsvermögen eines optischen Systems wird durch die wellenlängen-selektiven Komponenten des Strahlengangs bestimmt. Das zugrundeliegende Lidar besitzt mit den eingebauten Filtern maximal zwei spektral empfindliche Komponenten. Während das Kantenfilter nur zwischen Wellenlängen unterhalb und überhalb von ca. 550 nm unterscheidet, kann das Spektrum des detektierten Lichtes mithilfe des Bandpaßfilters in viel schmalbandigere Bereiche eingeteilt werden. Die Bandbreite, also die Breite des transmittierten Frequenzbereiches, eines Bandpaßfilters dieser Bauart beträgt ca. 3 nm. Bedenkt man die Form der Stokes-Linie, die bei den Einzelmessungen beobachtet werden soll, so stellt sich die Frage, ob mit diesem Auflösungsvermögen die einzelnen Zweige des Rückstreuungsspektrums getrennt beobachtet werden können. Schätzt man das Verhältnis der

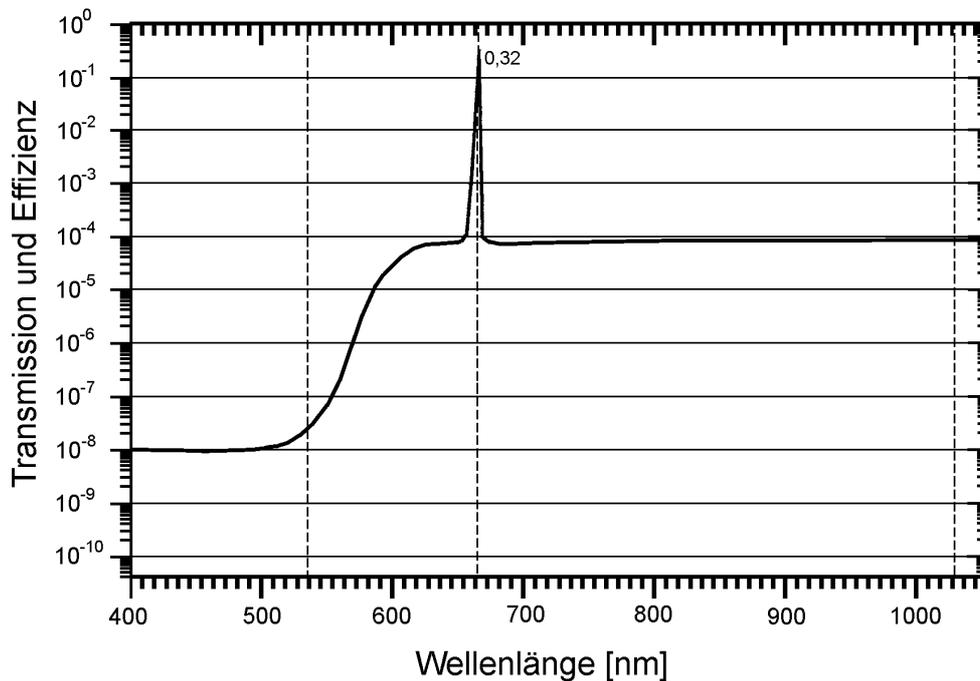


Abbildung 3.10: Wellenlängenabhängige Transmission des Gesamtsystems für den H_2O -Raman-Fall nach Einbau der Filter

Energiedifferenzen der Rotations- und Vibrationsniveaus zu

$$\frac{\Delta E_{rot}}{\Delta E_{Schw}} \approx 10^{-3} \cdot \frac{(\ell + 1)\ell}{\left(\frac{1}{2} + \nu\right)} = \frac{\Delta \lambda_{rot}}{\Delta \lambda_{Schw}} \quad (3.1)$$

und setzt für $\Delta \lambda_{Schw}$ die Raman-Verschiebung der Wasserdampfstreuung $\Delta \lambda = 128,4 \text{ nm}$ ein, so errechnet sich der Abstand zweier Rotationslinien zu ca. $0,1 \cdot \frac{(\ell+1)\ell}{1,5} [\text{nm}]$. Vergleicht man diesen Wert mit der Breite des verwendeten Bandpaßfilters so zeigt sich, daß mit den eingesetzten spektralen Komponenten nur ein über S,- Q- und O-Zweig integriertes Streusignal detektiert werden kann.

Die erwartete Signalintensität wird also nicht nur durch den Raman-Rückstreuquerschnitt des Q-Zweiges, sondern auch durch die Rückstreuung auf den Nebenlinien erzeugt. Zur Berechnung des theoretischen Lidarsignals wird in dieser Arbeit jedoch auf einen Rückstreuquerschnitt zurückgegriffen, der nur die Streuung auf dem Q-Zweig berücksichtigt. Durch diese Vernachlässigung der Nebenzweige entstehen Fehler im Modell, die auf die daraus gerechneten Parameter übertragen werden. Wegen der geringen Streuintensität des S- und O-Zweiges und der großen Unsicherheit des Rückstreuquerschnitts, vor allem des Wasserdampf-Moleküls, kann dieser Fehler jedoch vernachlässigt werden (siehe: Tabelle 2.4).

3.7 Meß- und Auswertalgorithmus

Zur Determinierung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre werden Rayleigh-, Stickstoff-Raman- und Wasserdampf-Raman-Messungen durchgeführt. Alle benötigten Beobachtungen erfolgen unter Verwendung des auf der Fundamentalstation in Wetzell errichteten Lidar-Systems. Wegen der Mängel der Meßapparatur und der daraus resultierenden geringen Rückstreuintensität des ramanverschobenen Signals, war es notwendig die Messungen in der Nacht durchzuführen, da die Streuleistung der Sonne auf der jeweilig beobachteten Wellenlänge die Raman-Rückstreusignale überdecken oder zumindest verfälschen würde. In ersten Meßkurven der H_2O -Raman-Linie zeigten sich systematische Abweichungen des gemessenen Signals vom theoretischen Verlauf, die über mehrere Kurven konstant waren. Dabei handelte es sich um ein gegenüber dem theoretischen Lidarverlauf deutlich erhöhtes Streusignal in einer Entfernung zwischen 500 und 1000 m. Wegen der Konstanz dieses Effektes konnten atmosphärische Ursachen ausgeschlossen werden. Durch eine Untersuchung des Eigenrauschens des Systems konnten diese Störungen auf apparative Effekte zurückgeführt werden, die den Photostrom im Detektor kurzzeitig ansteigen ließen. Um diese Abweichungen zu vermeiden, wurde neben dem oben genannten Streusignalen zusätzlich das Eigenrauschen des Systems für jede Meßserie bestimmt und von den Streusignalen abgezogen.

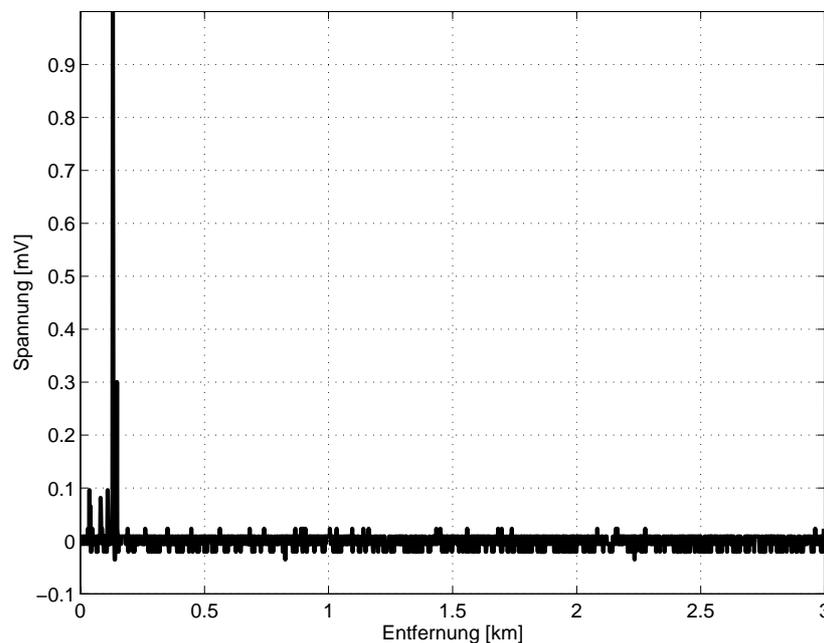


Abbildung 3.11: *Rückstreusignal eines Laserschusses bei der Durchführung einer H_2O -Raman-Messung*

Pro Laserschuss verläßt ein hochenergetischer kohärenter Lichtstrahl mit einer Wellenlänge $\lambda_0 = 532\text{ nm}$ das Sendeteleskop. Bei der Detektion der ramanverschobenen Stickstoff-Linie wird von diesem Laserpuls im Mittel eine maximale Spannung von 12 mV erzeugt. Auf der gegenüber dem N_2 -Raman-Signal um ca. zwei Größenordnungen schwächeren

H_2O -Raman-Linie ist demnach eine Interpretation der Rückstreusignale auf der Grundlage eines Experiments nicht mehr durchführbar. Betrachtet man die detektierten H_2O -Raman-Signale so sind für jeden Laserschuß nur noch Einzelphotonen-Ereignisse zu erkennen. An einem typischen Rückstreusignal wie es in Abbildung 3.11 aufgetragen ist, zeigen sich keine Ähnlichkeiten mit der Form eines Lidarsignals. Da der ausgesendete Laserstrahl und das zurückgestreute Licht durch Extinktion und Streuung in der Atmosphäre mit zunehmender Entfernung immer mehr abgeschwächt wird, nimmt die Wahrscheinlichkeit Ereignisse in größeren Entfernungen zu detektieren stark ab. Das theoretische Lidarsignal kann also auch als eine Art Wahrscheinlichkeitsfunktion betrachtet werden, die die statistische Verteilung der Rückstreusignale beschreibt. Durch Summation der Rückstreusignale über eine große Anzahl einzelner Messungen ergibt sich aus dieser statistischen Verteilung wieder der charakteristische Signalverlauf wie er von den theoretischen Berechnungen vorhergesagt wird. Das in Abbildung 3.12 dargestellte, über 10000 Laserschüsse summierte, H_2O -Raman-Signal untermauert diese These. Um die Summation

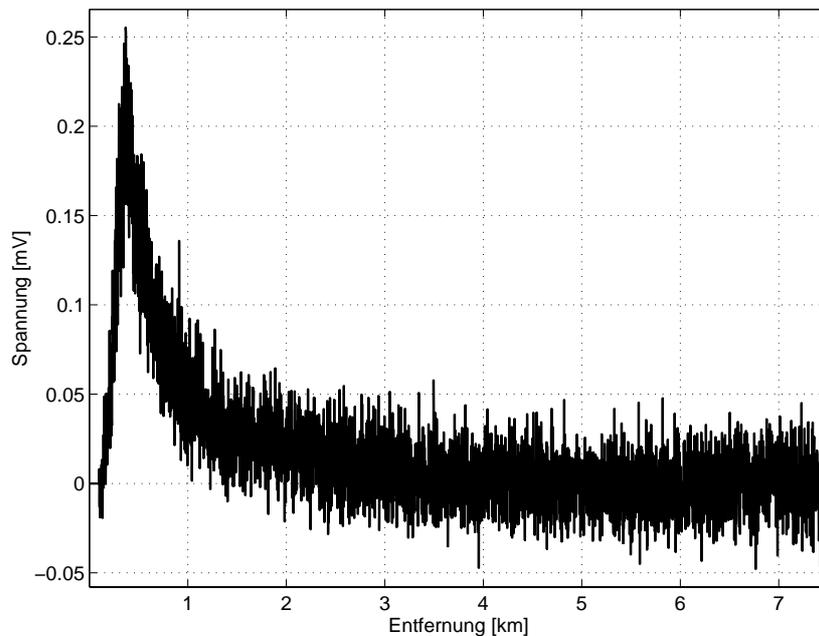


Abbildung 3.12: Über 10000 Einzelmessungen summiertes Signal einer H_2O -Raman-Messung vom 28.02.2000.

durchführen zu können, wurde eine Schnittstellenprogrammierung durchgeführt, mit der durch Nutzung der GPIB-Schnittstelle eine Übertragungsfrequenz der Meßdaten auf einen PC von ca. 5-6 Hz erreicht werden konnte. Mit dieser Auslesegeschwindigkeit kann in etwa jeder zweite Laserschuß zum endgültigen Signal beitragen. Dazu wurde auf der Basis von LabView ein Programm geschrieben, mit dem es neben dem Datentransfer noch möglich ist das Oszilloskop fernzusteuern. Das heißt, das alle Einstellungen auf der in Abbildung 3.13 dargestellten graphischen Benutzeroberfläche vom Rechner aus vorgenommen werden können. Mit dieser Methode können sowohl Rayleigh-, als auch Raman-Streuereignisse auf gleiche Weise detektiert und abgespeichert werden. Sind alle Daten erfasst, so werden

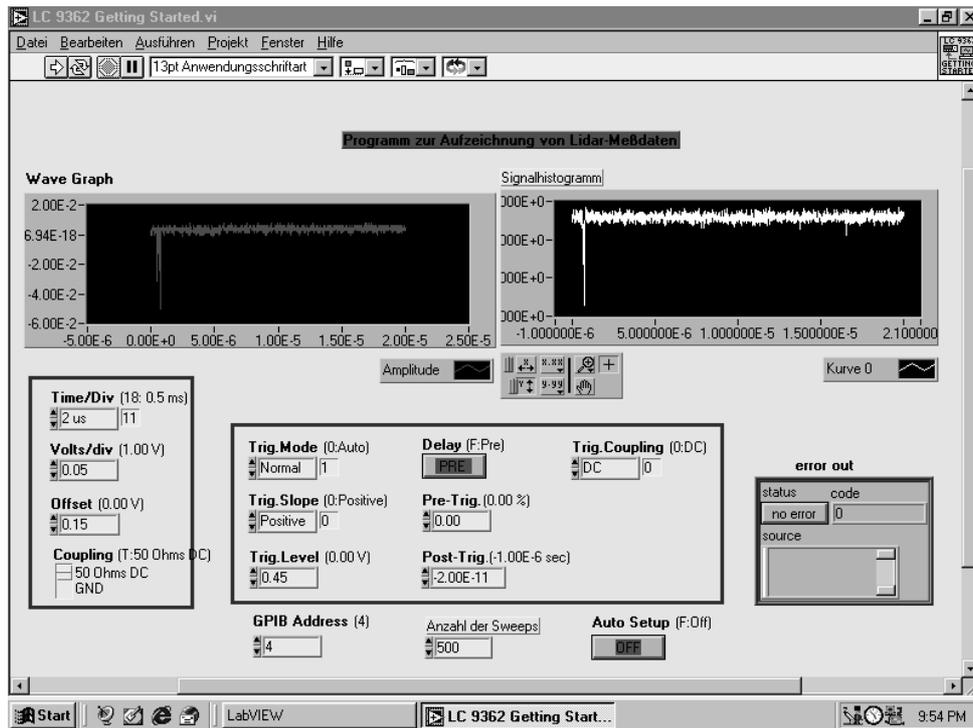


Abbildung 3.13: *graphische Benutzeroberfläche zur Steuerung der Datenaufzeichnung*

die verschiedenen Signale nach bestimmten Kriterien ausgewertet. Die erzielten Ergebnisse werden dann miteinander kombiniert um den erwünschten Wasserdampfpartialdruck zu bestimmen.

Da alle interessanten Streusignale zur Ermittlung der benötigten Parameter beitragen ist es von Vorteil, das System zwischen den verschiedenen Meßserien möglichst wenig zu verändern, um vergleichbare Bedingungen gewährleisten zu können. Aus Gründen der Intensitätsdifferenz zwischen den einzelnen Effekten müssen aber kleine Veränderungen an Teilen der Apparatur vorgenommen werden. Zum einen ist eine geeignete Blockung der Rayleigh-Linie nötig, um das schwache Rückstreusignal der Raman-Meßfrequenz von der Streuung auf der Primärlinie zu trennen. Zu diesem Zweck können in den Strahlengang wellenlängenselektive Elemente eingebaut werden, die das System an die jeweiligen Anforderungen anpaßt. Durch diesen Eingriff wird das eigentliche Meßsignal nur wenig beeinflusst. Dieser Beitrag beschränkt sich auf Transmissionsverluste die beim Durchdringen der zusätzlichen optischen Elemente entstehen und kann bei bekannter Transmission der Bauteile sehr einfach modelliert werden. Zum anderen kann der Detektor bei der Durchführung der verschiedenen Messungen nicht mit der gleichen Empfindlichkeit betrieben werden. Durch Variation der Versorgungsspannung des Empfängers wird dessen Empfindlichkeit variiert. Für die Messung der schwachen Raman-Streuung muß der Empfänger so eingestellt werden, daß sich das maximale Signal-Rausch-Verhältnis ergibt. Als optimale Versorgungsspannung wurde $U_{Raman} = 2100 \text{ V}$ gewählt, da dort die Differenz zwischen der Verstärkung des Photostroms und dem Eigenrauschen des Empfängers ein Maximum einnimmt. Für den Rayleigh-Fall kann diese Einstellung allerdings nicht bei-

behalten werden, da die hohe Signalintensität aus geringen Entfernungen den Detektor übersteuert. Die richtige Versorgungsspannung ist an der Stelle zu finden an der das Signal maximal ist und der Empfänger noch ein lineares Verstärkungsverhalten an den Tag legt. Diese Spannung wurde mit $U_{Ray} \approx 1350 \text{ V}$ festgelegt. Durch diese Veränderung wird die Empfindlichkeit des Lidarsystems stark beeinflusst. Um die Signale auf ein einheitliches Niveau zu normieren wurde durch Kalibrationsmessungen der Zusammenhang zwischen der Versorgungsspannung des Empfängers und dem erzeugten Ausgangssignal bestimmt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist die in Abbildung 3.14 dargestellte Eichkurve, mit der eine Umrechnung zwischen verschiedenen Detektorzuständen erfolgen kann. Ab einer

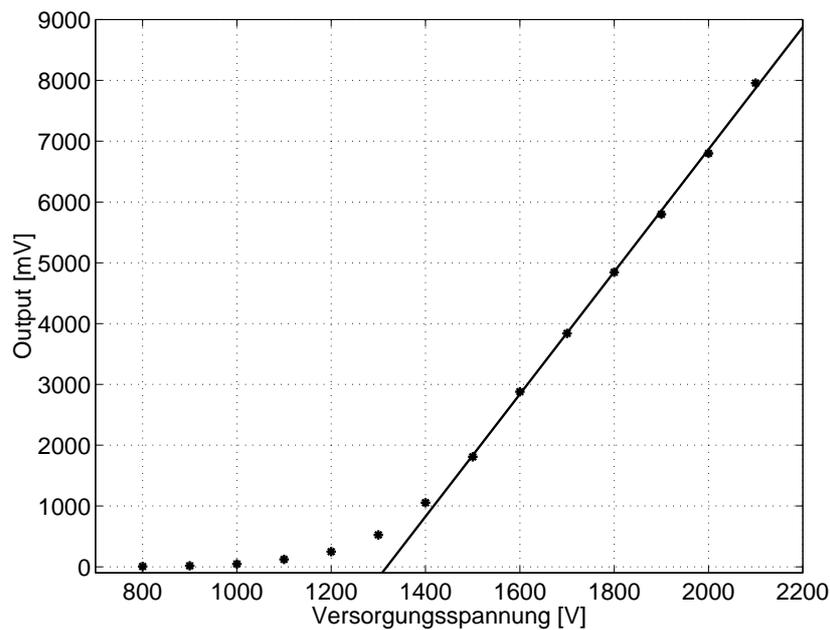


Abbildung 3.14: Darstellung des erzeugten Photostroms in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung inklusive ausgleichender Gerade

Spannung von ca. 1300 V zeigt der Empfänger lineares Verstärkungsverhalten. Deshalb kann ab diesem Punkt eine ausgleichende Gerade bestimmt werden, die das Verhalten des Detektors optimal wiedergibt. Kennt man die eingestellte Versorgungsspannung zum Meßzeitpunkt, so kann aus der Gerade ein Multiplikationsfaktor zur Umrechnung auf eine andere Einstellung abgeleitet werden.

3.7.1 Ermittlung der Systemparameter aus Rayleigh-Messungen

Um den Wasserdampfpartialdruck der Atmosphäre bestimmen zu können, muß das System sowie einige Parameter der Luft zum Meßzeitpunkt bekannt sein, um systematische Fehler durch unzureichend modellierte Zustände zu minimieren. Der Aufbau der Sende- und Empfangsoptik wurde aus geometrischen Untersuchungen ermittelt und kann als ausreichend bekannt betrachtet werden. Nur die für den geometrischen Formfaktor kritische

Blendenöffnung r_B ist nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmbar und muß deshalb für jede Messung neu festgelegt werden. Auch das Verhältnis zwischen der Anzahl der einfallenden Photonen und der erzeugten Spannung am Detektorausgang ist wegen der nur ungenau bestimmbaren Laserleistung kleinen Schwankungen unterworfen. Wegen des guten Signalrauschverhältnisses können diese Systemparameter am besten unter Verwendung der Rayleigh-Streuung bestimmt werden. Dazu wird die nach dem Modell zu erwartende Rückstreuung in einer nichtlinearen Regression, durch Variation der freien Parameter, bestmöglich an das gemessene Signal angepasst. Die ermittelten Werte legen dann die wirksame Blendenöffnung r_B und den Umrechnungskoeffizienten zum Zeitpunkt der Messung fest. Ein weiterer Wert der aus der Rayleigh-Messung bestimmt werden muß ist die Mie-Extinktion, die über die Aerosolverteilung in der Luft auch die Raman-Messung beeinflusst. Die für das Extinktions- und Streuverhalten entscheidenden Teilchendichte der Aerosole kann am besten durch Rayleigh-Messung bestimmt werden, da nur dieser Fall für Mie-Streuung empfindlich ist. Das Vorgehen das zur Systemanalyse angewendet wird und deren Ergebnisse sind detailliert in [32] beschrieben. Die Resultate werden aus dieser Arbeit übernommen und hier verwendet. Abbildung 3.15 zeigt einen Vergleich zwischen Messung und Modell nach der Anpassung. Die geringen Differenzen zwischen beiden

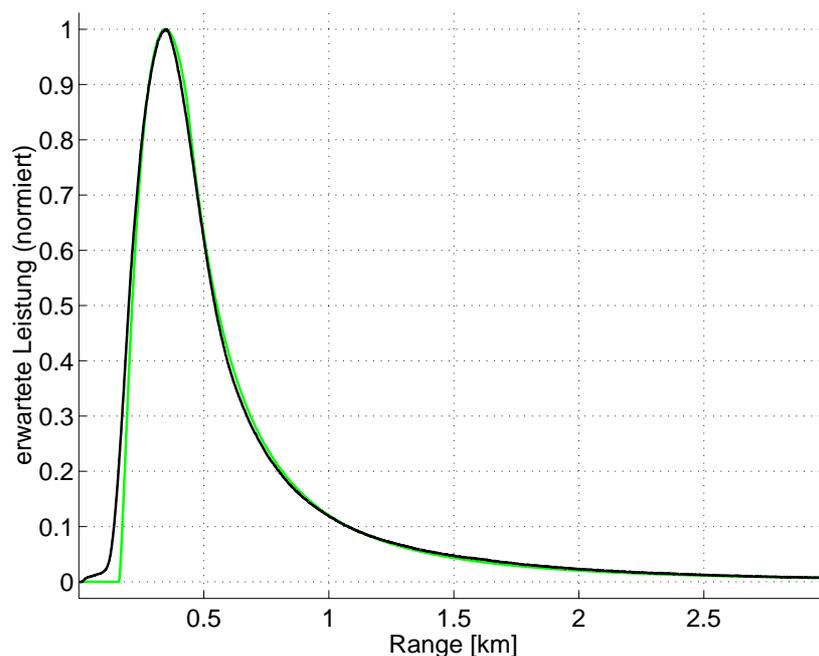


Abbildung 3.15: Vergleich einer Rayleigh-Messung (dunkle Kurve) mit dem theoretischen Kurvenverlauf (helle Kurve) nach der Anpassung der Systemparameter und des Mie-Extinktionskoeffizienten [32]

Kurven nach der Anpassung läßt Rückschlüsse auf die Qualität des Modelles zu. Beispielsweise zeigen sich in einer Entfernung zwischen 0 und 200 m noch Abweichungen, die auf Schwächen des Modells hindeuten, während im Bereich über 200 m eine gute Konsistenz zu sehen ist. Leider konnte die Ursache dieser Diskrepanzen noch nicht eindeutig geklärt werden. Als Ursache kommt Streulicht aus der nächsten Umgebung im Frage.

3.7.2 Nutzung der Stickstoff-Streuung zur Atmosphärenuntersuchung

Ist das System ausreichend bestimmt, so können die atmosphärischen Parameter Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit untersucht werden. Zur Lösung dieser Aufgabe werden die Raman-Linien für Stickstoff und Wasserdampf verwendet. Die Bestimmung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre durch Vergleich von H_2O -Raman- und N_2 -Raman-Messungen ist ein Verfahren, daß in der Vergangenheit häufig genutzt wurde [19]. Die ersten Raman-Messungen zur Ermittlung der Verteilung des Wasserdampfs wurde im Jahr 1969 durchgeführt. Die Wasserdampf-Signale wurden unter Verwendung der Stickstoff-Raman-Messungen normiert und ausgewertet. Die Ergebnisse zeigten bei einem Vergleich mit Radiosondendaten sehr gute Übereinstimmungen.

Stickstoff ist, wie auch Sauerstoff, ein atmosphärisches Gas, dessen Verteilung überall in der Luft sehr konstant ist. Der Stickstoffanteil entspricht dabei ca. 78% des Luftvolumens. Dieses Verhalten ist für die Untersuchung des Atmosphärenzustands mit Lidarmethoden von Vorteil. Schwankungen der Rückstreuintensität des eingestrahlteten Lichtes aus einer bestimmten Entfernung sind, wie bereits erklärt wurde, nur auf Veränderungen der Teilchendichte des betrachteten Moleküls zurückzuführen. Wegen des konstanten N_2 -Anteils wird die Teilchendichte der Stickstoffmoleküle in der Höhe H nur vom Luftdruck und der Temperatur bestimmt. Diese Aussage, leitet sich aus dem allgemeinen Gasgesetz für ideale Gase

$$\frac{pV}{T} = konst. \quad (3.2)$$

ab und gilt in guter Näherung für die Troposphäre der Erde. Durch einsetzen der universellen Gaskonstante R und umrechnen der Formel in die Teilchenanzahl N ergibt sich aus 3.2

$$\frac{pV}{T} = N \cdot k \quad (3.3)$$

mit

$$k = \text{Boltzmann-Konstante}$$

Zeigen sich nun Unterschiede im Kurvenverlauf der Stickstoff-Raman-Messung zu der theoretisch erwarteten Form, so variiert die Teilchenanzahl N im jeweils betrachteten Volumen. Diese Unterschiede deuten auf signifikante Abweichungen des Quotienten $\frac{p}{T}$ gegenüber dem verwendeten Atmosphärenmodell hin. Die tatsächliche Druckabnahme in der Atmosphäre mit der Höhe H wird durch die barometrische Höhenformel in guter Näherung wiedergegeben. Differenzen zum Modell sind daher auf Abweichungen des Temperaturgradienten zurückzuführen. Es gilt also in guter Näherung:

$$\Delta N = \frac{pV}{k\Delta T} \quad (3.4)$$

Durch die Anpassung der theoretischen Kurve an die Messung in einer nichtlinearen Regression kann, wenn nötig, der Temperaturverlauf korrigiert werden.

Ob Temperaturinversionen erkannt werden können, hängt dabei vorwiegend von der Intensität der Inversion und von deren Entfernung zum Lidar ab. Die Verformung des Lidarsignals durch auftretende Temperaturvariationen kann durch Modifizierung der Atmosphärenmodelle berechnet werden. Sie können genau dann aus der detektierten Meßkurve abgeleitet werden, wenn der verursachte Effekt das Rauschniveau der jeweiligen Beobachtung übersteigt. In Abbildung 3.16 wird die Entwicklung der durch die Temperaturschwankungen hervorgerufenen Signalverformung mit dem typischen Rauschniveau einer Stickstoff-Raman-Messung verglichen. Auf der x-Achse der Darstellung ist die Intensität der Temperaturinversion in $^{\circ}\text{C}$, auf der y-Achse der dadurch erzeugte Effekt im Verhältnis zum Rauschniveau aufgetragen. Bei der Berechnung der Grafiken wurde die

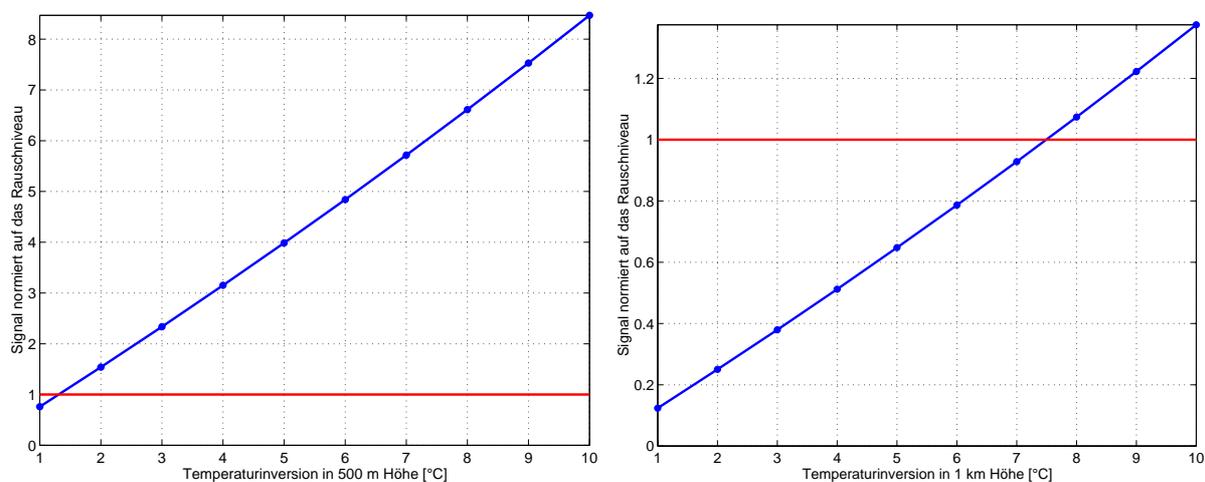


Abbildung 3.16: Vergleich des durch Temperaturinversionen verursachten Effekts auf die Signalintensität in 0,5 und 1 km Höhe, normiert auf das Rauschniveau (Linie bei $y = 1$)

durch eine Temperaturinversion verformte Signalkurve von der ungestörten abgezogen und dadurch das erzeugte Störsignal isoliert. Der maximal erreichte Wert der Störung wurde dann durch das mittlere Rauschniveau dieser Lidarmessung geteilt. Übersteigt das daraus errechnete Ergebnis den Wert 1, so ist der durch die Temperaturinversion erzeugte Effekt größer als das Rauschniveau, und damit in der Messung zu identifizieren. Anhand der Abbildung ist zu erkennen, daß in geringeren Höhen bereits Temperaturschwankungen mit kleiner Amplitude detektiert werden können, während mit zunehmender Entfernung die Intensität der erzeugten Störung deutlich abnimmt und sehr bald unter das mittlere Rauschniveau fällt. Dies begründet sich vor allem durch das mit der Entfernung rapide abnehmende Signal/Rausch-Verhältnis des Lidarsignals. Die meisten Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, zeigen keine Verformungen des Temperaturverlaufs. Der Vergleich einer berechneten mit einer gemessenen Stickstoff-Raman-Kurve ist in Abbildung 3.17 zu finden. Die Übereinstimmung der Kurvenverläufe zeigt, daß keine detektierbaren Temperaturinversionen erkennbar sind.

Ist der Temperaturgradient der Troposphäre überprüft worden, kann das Wasserdampf-Signal mithilfe der Stickstoff-Messung normiert werden. Dabei wird die gemessene Spannung U in die aus den theoretischen Betrachtungen ermittelte Zählrate Z umgerechnet.

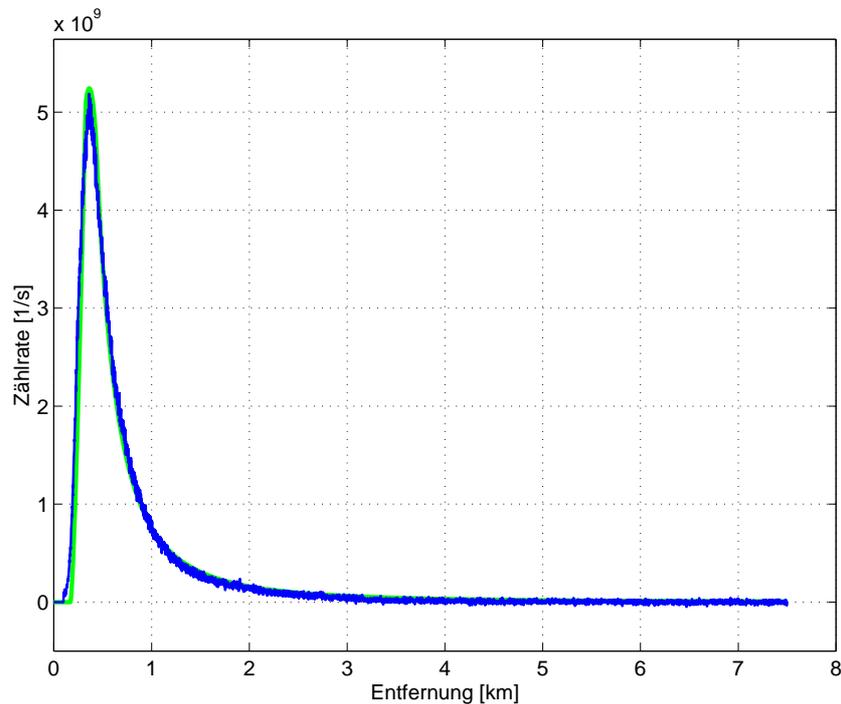


Abbildung 3.17: Vergleich einer Stickstoff-Raman-Messung (dunkle Kurve) mit der Theorie (helle Kurve) nach der Systemkonfiguration

Stickstoff-Rückstreuereignisse sind aus verschiedenen Gründen für diesen Vorgang besonders gut geeignet:

1. Wegen des exakt identischen Meßaufbaus für beide beobachteten Linien gilt dieser Normierungswert sowohl für die Stickstoff-Raman- wie auch für die Wasserdampf-Raman-Signale.
2. Die Stickstoffverteilung in der Atmosphäre ist homogen und beträgt ca. 78% des Gesamtvolumens der Luft. Aus diesem Grund ist die Rückstreuung des Stickstoffs einfacher und genauer zu modellieren als die variabler Gase.
3. Die Intensität des Stickstoff-Signals ist von der Häufigkeit und der Verteilung des Wasserdampfes in der Luft unabhängig. Dadurch sind die Ergebnisse des Auswerteprozesses nicht mit den Anfangswerten korreliert.
4. Durch die Normierung auf die Stickstoff-Linie ist es möglich unzureichend geblockte Mie- und Rayleigh-Streuanteile als Störgrößen zu entfernen, da sich dieser Beitrag auf beide Messungen in gleicher Weise auswirkt.

Sind alle diese Auswertungsschritte durchgeführt, so ist das System sowie die Luftdruck- und Temperaturverteilung in der Atmosphäre bestimmt und ein Bezug zwischen Zählrate und Spannung ist hergestellt. Als letzter zu bestimmender Parameter bleibt der Wasserdampfpartialdruck, der aus der Wasserdampf-Raman-Messung abgeleitet werden kann.

3.7.3 Bestimmung des Wasserdampfpartialdrucks

Die Intensität der Wasserdampf-Rückstreuung wird durch die Teilchendichte des H_2O -Moleküls in der Atmosphäre und dessen Rückstreuquerschnittes bestimmt. Da der Streuquerschnitt eines Elementes der Luft immer konstant ist, sind Variationen in der Signalintensität auf Änderungen der Teilchendichte zurückzuführen. Variiert die Teilchendichte des Wasserdampfs in einem bestimmten Volumen, so drückt sich dies in einem veränderten Wasserdampfpartialdruck e aus. Nimmt man konstante Verhältnisse für Luftdruck p und Temperatur T an, so können Änderungen in e nach 2.5 und 2.6 durch Modifikationen der Luftfeuchtigkeit R_L ausgedrückt werden. Die Abhängigkeit der Signalintensität von der

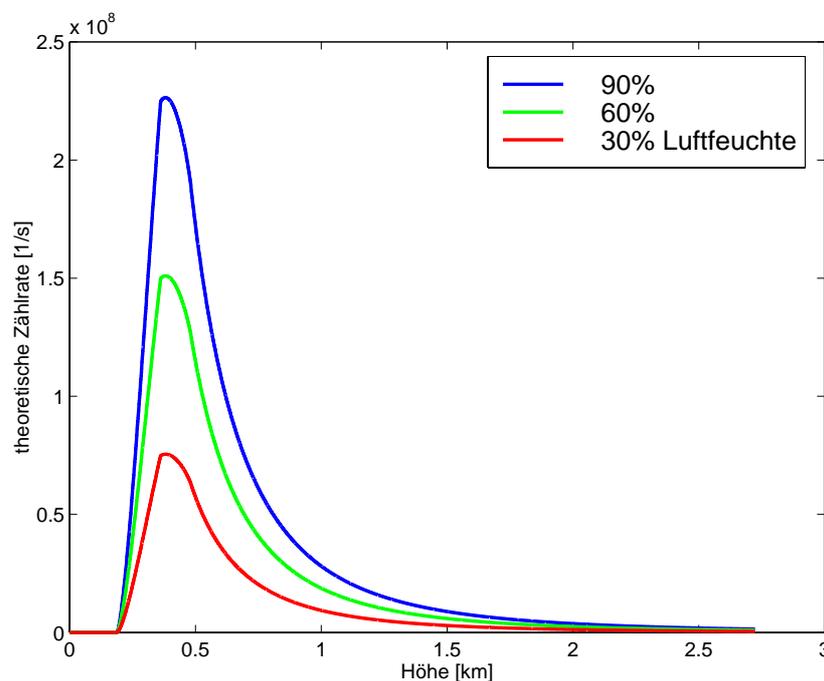


Abbildung 3.18: Rückstreuintensität auf der Wasserdampf-Raman-Linie bei unterschiedlicher Luftfeuchtigkeit. Konstante Temperatur und Luftfeuchte wurde vorausgesetzt.

Teilchendichte ist in Abbildung 3.18 anhand theoretischer Kurven mit unterschiedlichem Feuchtegehalt dargestellt. Der Zusammenhang zwischen höherer Teilchendichte und einer steigenden Anzahl zurückgestreuter Photonen ist eindeutig zu erkennen. Auch bei einer Messung muß die Intensität des Signals mit der Teilchendichte des Wasserdampfs in der Luft hoch korreliert sein.

Vergleicht man, wie in Abbildung 3.19 dargestellt, ein mit allen vorher genannten Schritten bearbeitetes H_2O -Raman-Signal mit dem für 100% Luftfeuchte berechneten Modell, so ist deutlich die Differenz in der Zählrate zu erkennen, die auf eine von der Sättigung abweichende relative Luftfeuchte R_L zurückzuführen ist. Vor allem im Anfangsbereich ist diese Differenz deutlich zu sehen, da dort die Signalintensität maximal ist. Die im Vergleich zur Theorie geringere Rückstreuintensität ist mit einem kleineren Wasserdampfpartialdruck und damit mit einer geringeren Teilchendichte des Wasserdampfmoleküls im

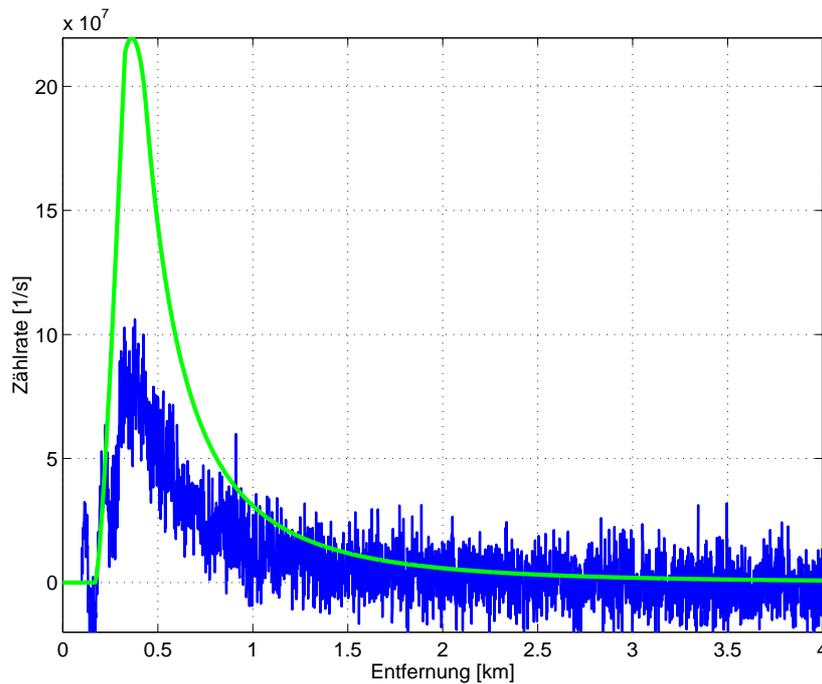


Abbildung 3.19: Vergleich einer H_2O -Raman-Messung mit einem für 100% Luftfeuchte gerechneten Modell

beobachteten Raumwinkel verknüpft. Durch Variation des Wasserdampfpartialdrucks e in dem Modell kann nun die berechnete Signalkurve an die Messung angepasst und damit der tatsächliche Druck e zum Meßzeitpunkt ermittelt werden. Diese Anpassung wird in Form einer nichtlinearen Regression durchgeführt. Um eine höhenaufgelöste Information über die Entwicklung des inhomogen verteilten Partialdrucks des Wasserdampfs zu erhalten wird in 150 m Schritten jeweils eine neue Anpassung vorgenommen. Das Ergebnis des Regressionsprozesses ist in Abbildung 3.20 festgehalten.

Die verschiedenen Parameter, die im Verlauf des Auswerteprozesses bestimmt werden, sind zusammen mit dem Streusignal aus dem sie ermittelt wurden sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Durch die Verwendung verschiedener Wechselwirkungsprozesse für die

Parameterart	Parameter	Bezeichnung	Bestimmungsgrundlage
Systemparameter	Blendenradius	r_B	Rayleigh-Streuung
	Normierungsfaktor Ray	$norm_{Ray}$	Rayleigh-Streuung
	Normierungsfaktor Ram	$norm_{Raman}$	N_2 -Raman-Streuung
Atmosphärenparameter	Mie-Extinktionskoeffizient	α_{Mie}	Rayleigh-Streuung
	Temperaturprofil	$T(H)$	N_2 -Raman-Streuung
	Wasserdampfpartialdruck	$e(H)$	H_2O -Raman-Streuung

Tabelle 3.3: System- und Atmosphärenparameter die im Auswerteprozess bestimmt werden und ihre zugrundeliegenden Meßsignale

Determinierung der einzelnen Parameter ist man in der Lage auftretende Korrelationen

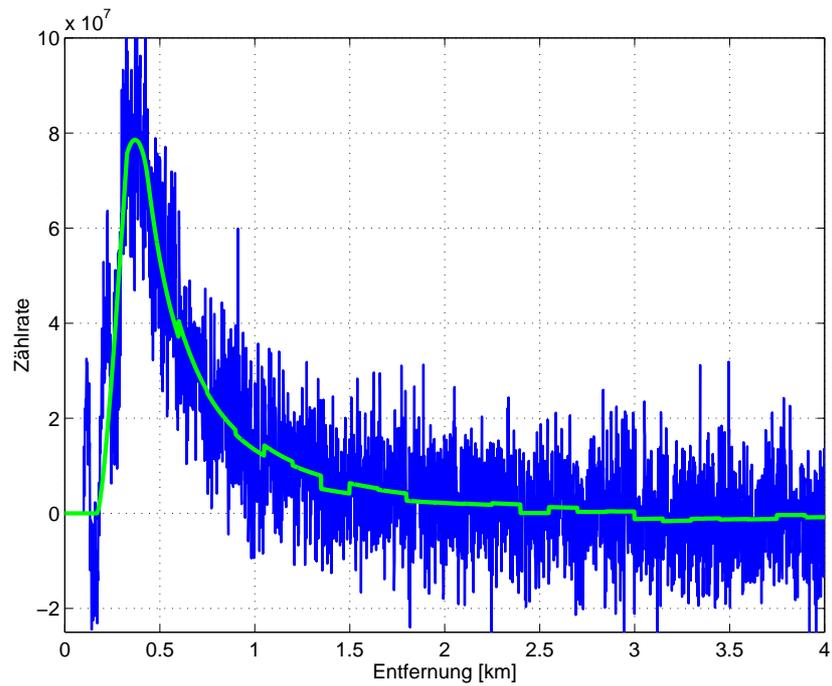


Abbildung 3.20: Vergleich der theoretischen mit der gemessenen Kurve nach der abschnittsweisen Anpassung des Wasserdampfpartialdrucks e

zwischen den einzelnen Variablen zu minimieren, und die Signifikanz der Ergebnisse zu erhöhen. Nach dieser Methode wurden alle gemessenen Profile ausgewertet.

Kapitel 4

Darstellung und Interpretation der Ergebnisse

4.1 Auswertung der gemessenen Profile

Auf der Grundlage des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Lidarsystems wurden von Februar bis Mai 2000 etliche Beobachtungen der Rayleigh-, N_2 -Raman und H_2O -Raman-Line durchgeführt. Alle Messungen wurden nach dem in den vorherigen Kapiteln erläuterten Prinzip bearbeitet und ausgewertet. Wegen der geringen Signalintensität im Raman-Fall war es notwendig, die Rückstreusignale mehrerer Messungen zu summieren. Bei der Suche nach der günstigsten Anzahl von Einzelmessungen die pro Lidarbeobachtung summiert werden sollten sind zwei rivalisierende Zielsetzungen zu berücksichtigen. Zum einen sind, wegen der hohen räumlichen und zeitlichen Dynamik des Wasserdampfes in der Atmosphäre, sehr kurze Beobachtungszeiträume erwünscht, um ein für jeden Zeitpunkt des Beobachtungsintervalls repräsentatives Ergebnis zu erzielen. Dem gegenüber steht die Notwendigkeit zur Maximierung der Signalintensität, die nur durch lange Integrationszeiten erreicht werden kann. Nach Abwägung beider Anforderungen wurde mit einem Summationsintervall von 10000 Laserschüssen ein Kompromiß gefunden, der ein aussagekräftiges Profil mit einer ausreichenden Berücksichtigung der Wetterdynamik vereint. Bei einer Transferrate von ca. 6 Hz ist dazu pro Beobachtungsintervall ein Zeitraum von etwa 45 Minuten erforderlich. Das aus der Lidarmessung abgeleitete Ergebnis kann also nur einem Mittelwert des Wasserdampfpartialdrucks über diesem Zeitraum entsprechen. Wie sehr auch in einem derartig gewählten Beobachtungsintervall der Wasserdampfgehalt fluktuieren kann zeigt Abbildung 4.1, in der gemessene Bodenwerte über einen Zeitraum von einer Stunde aufgetragen sind. Zum Vergleich ist in die Graphik der Mittelwert eingetragen, der bei einer Beobachtung über dieses Intervall mit einem Lidar bestimmt werden könnte. Die Differenzen zwischen beiden Kurven sind markant, und zeigen die Schwächen des gewählten Verfahrens in der erreichbaren zeitlichen Auflösung.

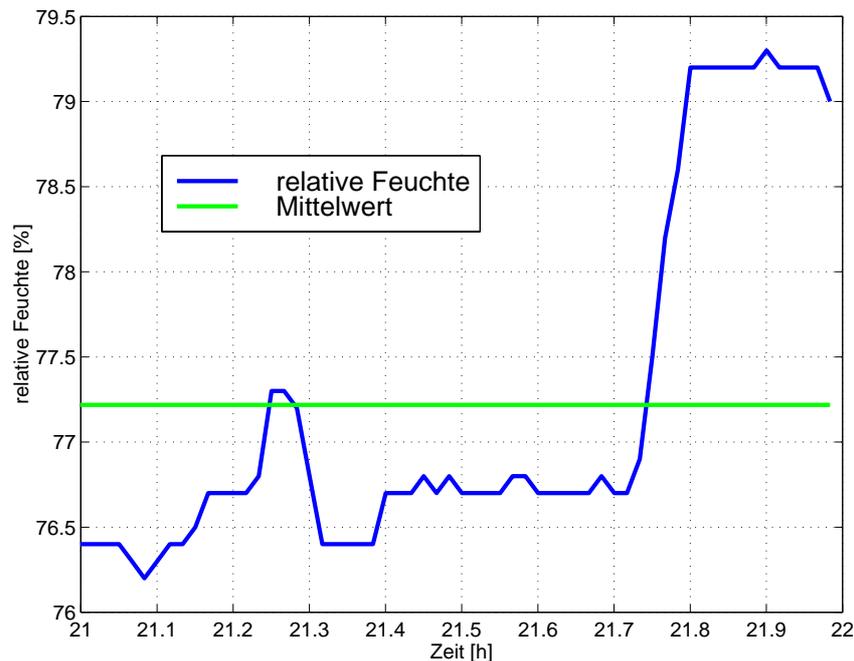


Abbildung 4.1: Entwicklung der relativen Feuchte am Boden über einen Zeitraum von einer Stunde. Im Vergleich dazu ist der Mittelwert eingezeichnet, der in diesem Zeitraum mit einem Lidarsystem gemessen werden würde.

4.1.1 Die Wetterstation

Der Zustand der Atmosphäre zur Meßepoche wird aus Abweichungen der atmosphärischen Grundgrößen Temperatur, Luftdruck und relative Feuchte gegenüber einem Modell errechnet. Dieses Höhenmodell wird auf der Grundlage von Bodenwerten dieser Parameter festgelegt. Dazu muß parallel zu den Lidarbeobachtungen der atmosphärische Zustand am Boden mit einer Wetterstation bestimmt werden. An dieser Wetterstation werden mit geeigneten Sensoren in Minutenabständen die atmosphärischen Parameter Temperatur T , Luftdruck p und relative Luftfeuchte R_L gemessen und mit einer Zeitmarke abgespeichert. Für die Messung werden zwei kombinierte Temperatur und Feuchtemesser „Hygromer MP 400A“ der Firma Rotronic und ein Luftdrucksensor „Modell 760 Potable Field Standard“ der Firma Paroscientific, Inc verwendet. Die Kenntnis des Luftdrucks und der Temperatur ist für die Auswertung der Lidarsignale notwendig. Sie dienen zur Berechnung des in Abschnitt 2.1 vorgestellten Atmosphärenmodells, das der Entwicklung der theoretischen Lidarsignale zugrunde liegt. Die aufgezeichneten Werte für die relative Luftfeuchte R_L können den aus der Lidarbeobachtung abgeleiteten Ergebnissen gegenübergestellt werden und dienen somit der Kontrolle und Bewertung des Verfahrens. Dazu muß der gerechnete Wasserdampfpartialdruck am Boden mithilfe von Mittelwerten für Luftdruck und Temperatur über das Beobachtungsintervall in die relative Luftfeuchtigkeit $R_{L,Lidar}$ umgewandelt werden. Aus dem Vergleich dieses Wertes mit dem Mittelwert der von der Wetterstation gemessenen relativen Luftfeuchte $R_{L,WS}$ können dann Rückschlüsse auf die Qualität der Lidarmessungen gezogen werden. Diese Kontrolle kann nur am Boden durch-

geführt werden, da in anderen Höhen keine Informationen über den tatsächlichen Wert der Temperatur vorliegen und dadurch die Umrechnung des Wasserdampfpartialdrucks in die relative Luftfeuchtigkeit nicht durchgeführt werden kann.

Zur Beurteilung der Ergebnisse ist es auch notwendig Informationen über die Genauigkeit der an der Wetterstation eingesetzten Sensoren zu sammeln. Zur Kontrolle der Temperatur und Feuchte-Sensoren werden in regelmäßigen Abständen Vergleichsmessungen mit einem Assmannschen Aspirationspsychrometer durchgeführt. Bei der Psychrometermessung wird der Dampfdruck des Wassers aus der Differenz zwischen der Trockentemperatur T_t und der Feuchttemperatur T_f hergeleitet, die mit einem trockenen bzw. feuchten Thermometer in der Luft gemessen werden. Aus der sogenannten psychrometrischen Differenz $T_t - T_f$ wird dann der Wasserdampfpartialdruck e mit der Formel

$$e = E_s - D \cdot p (T_t - T_f) \quad (4.1)$$

mit

$$\begin{aligned} E_s &= \text{Sättigungsdampfdruck} \\ D &= \text{Konstante } (0,000662) \\ p &= \text{Luftdruck} \end{aligned}$$

bestimmt. Der Sättigungsdampfdruck E_s errechnet sich dabei mit der Gleichung

$$E_s = 10^{\frac{7,5 \cdot (T - 273,15)}{(T - 273,15) + 237,3} + 0,7857} \quad (4.2)$$

mit

$$T = \text{Temperatur [K]}$$

Während Luftdruck und Temperatur relativ einfach und genau bestimmbar sind ist die Messung der relativen Luftfeuchte schwierig und mit vielen Fehlerquellen behaftet. Eine Kontrolle der Feuchtesensoren wird daher mehrmals im Monat durchgeführt. Die Ergebnisse dieses Vergleichs sind für den Mai 2000 in Abbildung 4.2 aufgetragen. Wie in diesem Diagramm zu sehen ist verändert sich die Differenz zwischen beiden Sensoren ziemlich regellos und kann bis zu 10 % betragen. Bildet man die Standardabweichung und den Mittelwert des Differenzvektors so ergeben sich diese zu:

$$\begin{aligned} \text{Mittelwert} \quad \hat{x} &= 2,33 \% \\ \text{Standardabweichung} \quad \sigma &= 8,09 \% \end{aligned}$$

Feuchtemessungen sind also mit einer hohen Unsicherheit belastet, die in extremen Fällen bis über 5 % steigen kann. Die Fehlerquellen auf die der verwendete Feuchtemesser besonders empfindlich reagiert sind im folgenden genannt:

- Temperaturfehler
die durch zu kurze Angleichzeiten der Temperaturdifferenz zwischen Feuchtesensor und Medium entstehen. Solche Fehler können durch Sonneneinstrahlung während der Messung, durch kalte Aussenwände des Sensorgehäuses, durch Luftzug, und ähnliche Einflüsse entstehen.

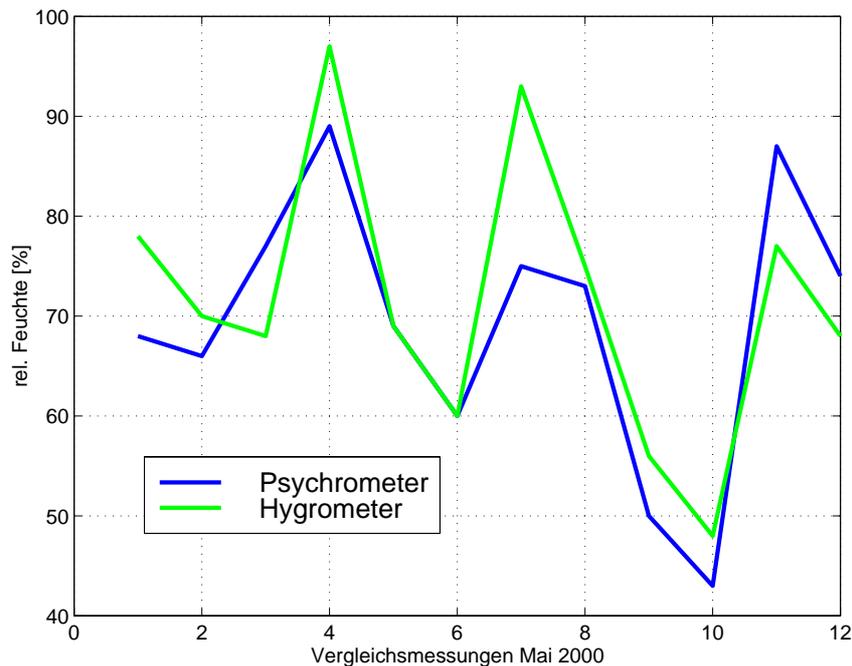


Abbildung 4.2: Überprüfung der Feuchtesensoren der Wetterstation unter Verwendung eines Assmannschen Aspirationspsychrometers

- Feuchtefehler
durch Dampf, Wasserspritzer, Tropfwasser oder Kondensation am Sensor.
- Verschmutzung
des Feuchtesensors durch Staub und sonstige Partikel. Dieser Einfluß kann durch Verwendung eines entsprechenden Filters weitestgehend vermieden werden.

Durch den Ort an dem der Feuchtemesser angebracht ist und der Art des verwendeten Gehäuses können Fehler die durch Feuchte und Verschmutzung entstehen größtenteils ausgeschlossen werden. Temperaturfehler können durch Aufheizung des Gehäuses oder durch Luftzug mit wechselnder Geschwindigkeit durchaus entstehen. Auch durch schnelle Veränderungen der Temperatur und der Meßgröße selbst kann die Genauigkeit des Sensors beeinflusst werden. Durch diese Fehlerquellen kann die beobachtete hohe Standardabweichung des Meßfehlers entstehen. Diese Tatsachen sind bei der Bewertung der Vergleiche zwischen Lidarergebnissen und den Feuchtesensoren am Boden von großer Bedeutung.

Auch die Temperatur- und Luftdrucksensoren werden in regelmäßigen Abständen mit einem Assmannschen Aspirationspsychrometer überprüft. Wie oben bereits angedeutet, zeigten sich dabei nur geringe Abweichungen zwischen den unabhängigen Sensoren. Aus den Vergleichsmessungen kann für den Luftdruckfühler eine Genauigkeit von $\pm 0,2 \text{ hPa}$ und für den Temperatursensor eine Standardabweichung von $\pm 0,6^\circ \text{C}$ angegeben werden. Der Einfluß dieser Fehler auf die Modellwerte des Wasserdampfes und des Luftdrucks kann durch partielle Differentiation der jeweiligen Gleichung nach den fehlerhaften Parametern

berechnet werden. Für den Wasserdampfpartialdruck ergibt sich nach Differentiation der Gleichung 2.4

$$de(H) = e_0 \cdot \left(-4 \cdot \frac{\bar{g}M}{Rb}\right) \cdot \left(1 + \frac{bH}{T_0}\right)^{-4 \cdot \frac{\bar{g}M}{Rb} - 1} \cdot \left(\frac{-bH}{T_0^2}\right) \cdot dT_0 \quad (4.3)$$

Wie man sieht wird der Modellwert des Wasserdampfgehalts maßgeblich nur von den Fehlern der Temperatursensoren beeinflusst. Die entstehende Genauigkeit des Parameters ist abhängig von der Bodentemperatur, der Höhe und dem aktuellen Wasserdampfpartialdruck. Der maximale Fehler in Prozent des Modellwertes wurde für jeden in dieser Anwendung relevanten Temperatur- und Höhenwert berechnet. Für Temperaturen zwischen -25 und $+35^\circ\text{C}$ und einem Höhenbereich von $0 - 3000$ m ergibt sich die maximale Abweichung zu $0,5\%$. Der Luftdruckverlauf wird durch die Ungenauigkeit beider Sensoren verfälscht. Die Abweichung des Luftdrucks von der Theorie berechnet sich nach der Gleichung

$$dp(H) = p_0 \cdot \left(-\frac{\bar{g}M}{Rb}\right) \cdot \left(1 + \frac{bH}{T_0}\right)^{-\frac{\bar{g}M}{Rb} - 1} \cdot \left(\frac{-bH}{T_0^2}\right) \cdot dT_0 + dp_0 \cdot \left(1 + \frac{bH}{T_0}\right)^{-\frac{\bar{g}M}{Rb}} \quad (4.4)$$

Obwohl die Standardabweichungen beider Sensoren zum Gesamtfehler des Luftdrucks beitragen, erreicht $dp(H)$ maximal $0,1\%$ des theoretischen Wertes. Für beide Fälle ergeben sich die größten Fehler bei minimalen Temperaturen und gleichzeitiger maximalen Höhe. Der durch die Standardabweichung der Luftdruck- und Temperaturdetektoren entstehenden Modellungenauigkeiten sind für die oben angegebenen Temperaturwerte und Höhenlagen unkritisch.

4.1.2 Beschreibung der erzielten Ergebnisse

Wurde die Güte der jeweiligen Beobachtung abgeschätzt, kann das ermittelte Höhenprofil des H_2O -Partialdrucks mit dem aus den Bodenwerten gerechneten Modellverlauf verglichen werden. Wie an der Lidar-Messung vom 28.02.2000 in Abbildung 4.3 zu sehen ist, verhält sich der Wasserdampfpartialdruck mit der Höhe meist nicht modellkonform. Abweichungen der Theorie von der Messung können durch Differenzen des tatsächlichen Verlaufs gegenüber den Modellannahmen über das Temperatur- und das Wasserdampfprofil entstehen. In Abbildung 4.3 ist das aus der Lidarbeobachtung ermittelte Wasserdampfprofil dem erwarteten Verlauf nach der Gleichung

$$e(H) = e_0 \cdot \left(1 + \frac{bH}{T_0}\right)^{-4 \cdot \frac{\bar{g}M}{Rb}}$$

gegenübergestellt. Wegen des bistatischen Aufbaus des optischen Systems kann für die ersten 100 m kein Wasserdampfgehalt abgeleitet werden, da in diesem Bereich sowohl das theoretische als auch das gemessene Signal gleich Null ist. Die Höhenauflösung des Lidarsystem ist vor allem durch den geringen Streuquerschnitt der Raman-Streuung und

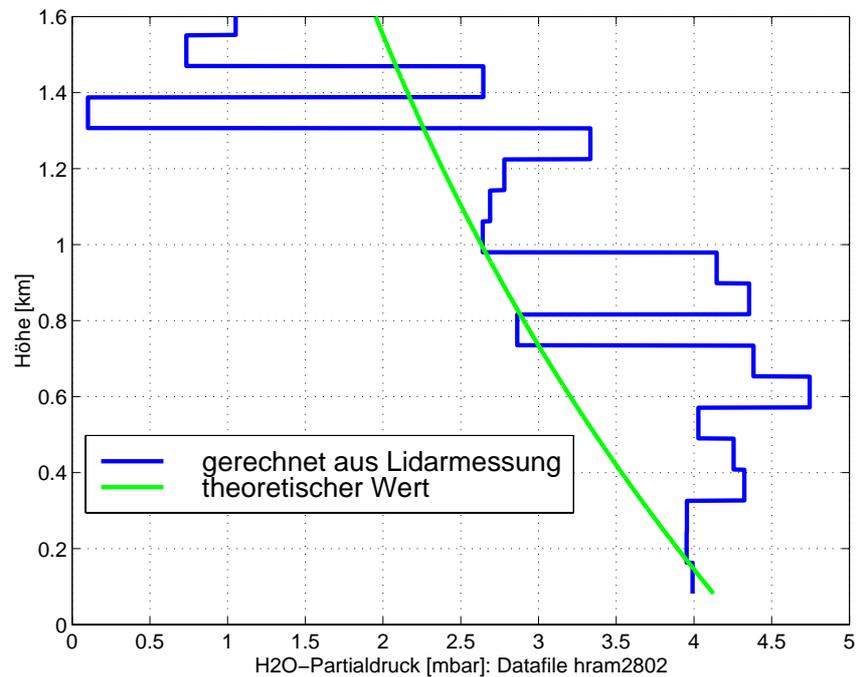


Abbildung 4.3: Höhenprofil des Wasserdampfpartialdrucks am 28.02.2000 von 20.45 bis 21.45 Uhr

die mit der Entfernung exponentiell abnehmende Signalintensität beschränkt. Wie an Abbildung 3.20 zu sehen ist, nimmt das Signal-Rausch-Verhältnis mit zunehmender Entfernung rapide ab. Aus diesem Grund verringert sich die Signifikanz der Ergebnisse des Fit-Prozesses mit dem Abstand zum Lidar. Dieser Effekt zeigt sich auch in den abgebildeten Ergebnisplots. In größeren Entfernungen sind vermehrt Sprünge im gerechneten Wasserdampfpartialdruck zu erkennen, die durch den wachsenden Einfluß des Eigenrauschens am Gesamtsignal entstehen. Sinnvolle Werte für den Wasserdampfgehalt konnten deshalb, je nach Wetterlage, nur für Entfernungen bis zu 3 km abgeleitet werden. Die meisten Beobachtungen wurden mit einem Elevationswinkel von $\alpha = 33^\circ$ durchgeführt, da in diesem Bereich die Verformung des bistatischen Send-Empfangs-Systems am geringsten war. Die erreichbare Höhenauflösung berechnet sich also nach

$$H = R \cdot \sin(\alpha) \quad (4.5)$$

aus der maximal erreichbaren Entfernung R . Bei dem der Messung zugrundeliegenden Elevationswinkel $\alpha = 33^\circ$ ergibt sich daraus eine Höhe von 1 - 1,5 km. Die Steilheit des Lidarsignals wird durch Extinktionsprozesse und damit durch die Dichte der Streukörper in der Atmosphäre bestimmt. Hierbei sind neben den Raman-Streuern vor allem auch die Rayleigh- und Mie-Streupartikel entscheidend, da deren Häufigkeit nachhaltig das Extinktionsverhalten der Luft beeinflusst. Je höher die Anzahl der Streupartikel in der Luft, desto steiler erscheint das Signal und desto früher wird es bis ins Rauschniveau abgeschwächt.

Eine H_2O -Raman-Messung zur Bestimmung des aktuellen Wasserdampfgehalts wurde am 28.02.2000 von 20.45 bis 21.45 Uhr durchgeführt. Aus der Kombination mit Rayleigh- und

N_2 -Raman-Signalen konnte das System und der atmosphärische Zustand zum Meßzeitpunkt bestimmt werden. Über den einstündigen Beobachtungszeitraum wurden Mittelwerte für die atmosphärischen Grundgrößen in Bodennähe aus Daten einer Wetterstation gebildet. Die Parameter die für diese Messung bestimmt werden konnten sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Parameter	Symbol	Wert	Meßmethode
Luftdruck am Boden	p_0	948,3 hPa	Wetterstation
Temperatur am Boden	T_0	10,5 °C	Wetterstation
rel.Luftfeuchte am Boden	$R_{L,WS}$	36,67 %	Wetterstation
Blendenradius	r_B	1,4 mm	Rayleigh-Lidar
Normierungsfaktor	$norm_{Ram}$	$2,36 \cdot 10^{-9}$	N_2 -Raman-Lidar
Mie-Extinktionskoeffizient	α_{Mie}	$2,1 \cdot 10^{-6}$	Rayleigh-Lidar
H_2O -Partialdruck am Boden	e_0	4,283 hPa	H_2O -Raman-Lidar

Tabelle 4.1: Aus der am 28.02.2000 durchgeführten Lidarmessung abgeleitete Parameter für Atmosphäre und System

An dem errechneten Mie-Extinktionskoeffizienten läßt sich die Sauberkeit der Atmosphäre zum Meßzeitpunkt ableiten. Vergleicht man den ermittelten Wert für α_{Mie} mit den in Tabelle 2.6 angegebenen Eckgrößen, so kennzeichnet $\alpha_{Mie} = 2,1 \cdot 10^{-6}$ eine sehr klare Beobachtungsnacht mit geringer Aerosolkonzentration.

Der in der Tabelle aufgeführte Wert für den Wasserdampfpartialdruck am Boden konnte aus der Lidarmessung abgeleitet werden. Mithilfe der mittleren Temperatur zum Meßzeitpunkt kann man diesen Wert in die relative Luftfeuchte umrechnen. Dazu wird der Sättigungsdampfdruck E_s aus der Bodentemperatur über die Gleichung 4.2 bestimmt. Durch Umstellen der Gleichung 2.5 ergibt sich die relative Luftfeuchte R_L aus

$$R_L = \frac{e_0}{E_s} \cdot 100 [\%]. \quad (4.6)$$

Für die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte der Temperatur T_0 und Wasserdampfpartialdruck p_0 am Boden errechnet sich die aus der Lidarmessung abgeleitete relative Luftfeuchte $R_{L,Lidar}$ zu

$$R_{L,Lidar} = \frac{4,283 [hPa]}{11,566 [hPa]} \cdot 100 = \mathbf{37,0} [\%]. \quad (4.7)$$

Vergleicht man den von der Wetterstation aufgezeichneten und gemittelten Wert $R_{L,WS} = \mathbf{36,7} \%$ mit dem aus der Lidarbeobachtung errechneten $R_{L,Lidar} = \mathbf{37,0} \%$ so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Mit der verwendeten Lidarapparatur und dem anschließenden Auswertalgorithmus ist man also in der Lage den Wasserdampfgehalt der Luft in korrekter Weise zu bestimmen. Aus der Gegenüberstellung der theoretischen Funktion mit der Messung können nun Abweichungen des Partialdrucks in verschiedenen Höhen gegenüber dem Modell diagnostiziert werden. An der Messung vom 28.02.2000 zeigt sich, daß für den Beobachtungszeitraum die tatsächliche Wasserdampfkonzentration

in den ersten 1,2 km deutlich über dem vom Modell vorhergesagten Wert lag. Die Differenz beträgt im Maximum bis zu 1 mbar, was einem gegenüber der Theorie um ca. 25 % erhöhten Partialdruck entspricht. In Entfernungen über 1,2 km sind nur noch tendentielle Aussagen über den Verlauf zu treffen. In diesen höher gelegenen Bereichen scheint sich der tatsächliche Druck den Modellwerten anzugleichen. Bei den Abständen 0,8 und 1,2 km vom Lidarsystem sind Sprünge in der H_2O -Konzentration der Luft zu erkennen. Solche Schwankungen des Partialdrucks mit der Höhe erscheinen unrealistisch und sind wahrscheinlich auf das hohe Rauschniveau zurückzuführen.

In einem weiteren Experiment am 02.03.2000 zeigte sich ein anderes Bild. In dieser Nacht lag der Wasserdampfpartialdruck in Höhen über 200 m deutlich unterhalb der theoretischen Kurve, die aus den aktuellen Werten der meteorologischen Grundgrößen berechnet wurde. Der tatsächliche Partialdruck ist in Höhen zwischen 600 und 1000 m teilweise über 50 % niedriger als er nach dem Modell erwartet wird. Eine Darstellung des Höhenprofils ist in Abbildung 4.4 zu finden. In dem Diagramm ist zu erkennen,

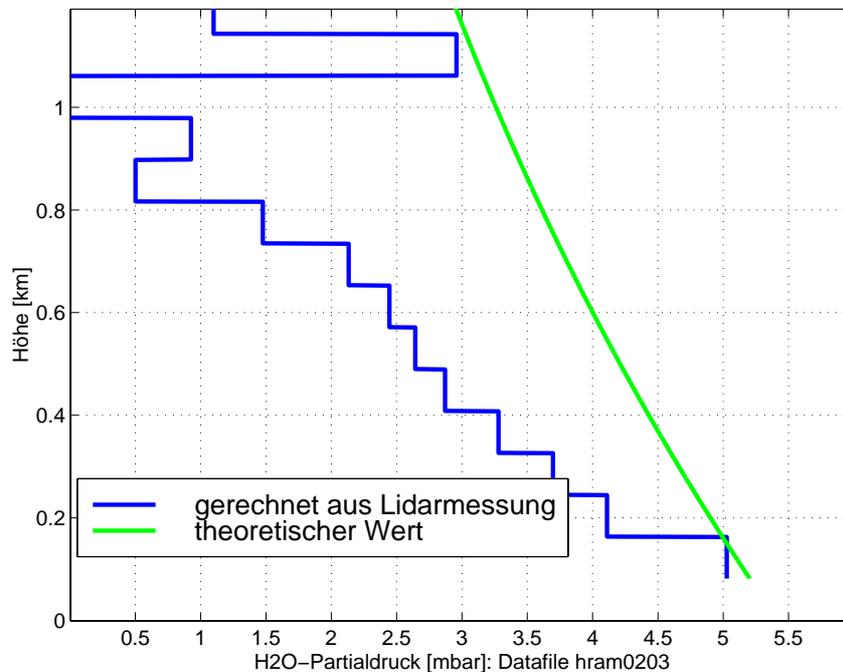


Abbildung 4.4: Höhenprofil des Wasserdampfpartialdrucks am 02.03.2000 von 23.00 bis 00.15 Uhr

daß der Wasserdampfpartialdruck zwischen 100 und 200 m Höhe sprunghaft abnimmt und dann auf einem gegenüber dem theoretischen Wert um ca. 1,5 mbar erniedrigten Niveau verläuft. In einer Höhe von einem Kilometer ist zu beobachten, daß die gemessene H_2O -Konzentration einen negativen Wert annimmt. Ähnlich wie bei Abbildung 4.3 sind solche Effekte auf das schlechte Signal-Rausch-Verhältnis in diesen Entfernungsbereichen zurückzuführen.

Über Formel 4.2 und 4.6 kann aus dem beobachteten Wasserdampfpartialdruck wie oben beschrieben die mittlere relative Luftfeuchte am Boden berechnet werden. Die dazu not-

wendigen Parameter wurde an einer Wetterstation bestimmt und sind zusammen mit den aus den Lidarsignalen abgeleiteten Größen in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Setzt man

Parameter	Symbol	Wert	Meßmethode
Luftdruck am Boden	p_0	947,0 hPa	Wetterstation
Temperatur am Boden	T_0	- 0,8 °C	Wetterstation
rel.Luftfeuchte am Boden	$R_{L,WS}$	71,8 %	Wetterstation
Blendenradius	r_B	1,69 mm	Rayleigh-Lidar
Normierungsfaktor	$norm_{Ram}$	$1,76 \cdot 10^{-9}$	N_2 -Raman-Lidar
Mie-Extinktionskoeffizient	α_{Mie}	$2,47 \cdot 10^{-4}$	Rayleigh-Lidar
H_2O -Partialdruck am Boden	e_0	3,84 hPa	H_2O -Raman-Lidar

Tabelle 4.2: Aus der am 02.03.2000 durchgeführten Lidarmessung abgeleitete Parameter für Atmosphäre und System

die über das Beobachtungsintervall gemittelte Temperatur T_0 in Gleichung 4.6 ein so errechnet sich R_L zu

$$R_{L,Lidar} = \frac{3,84 [hPa]}{5,76 [hPa]} \cdot 100 = \mathbf{67,6 [\%]}.$$

Stellt man dieses Ergebnis dem an der Bodenstation gemessenen und gemittelten Wert für die relative Luftfeuchte $R_{L,WS} = \mathbf{71,8 \%}$ gegenüber, so zeigt sich eine Abweichung von etwa vier Prozent zwischen beiden Größen. Diese Differenzen liegen innerhalb des Toleranzbereiches der Feuchtesensoren am Boden. Im Rahmen der Meßunsicherheit stimmen die beiden Ergebnisse also überein.

Anhand des Mie-Extinktionskoeffizienten kann wiederum die „Sauberkeit“ der Atmosphäre zum Meßzeitpunkt abgeleitet werden. Der mit $\alpha_{Mie} = 2,47 \cdot 10^{-4}$ bezifferte Koeffizient deutet auf eine klare aerosolarme Atmosphäre hin.

Der Normierungsfaktor erscheint gegenüber der Messung vom 28.02.2000 leicht erniedrigt. Dieser Unterschied läßt sich dadurch erklären, daß es nicht möglich ist die Verstärkung des Empfängers für alle Experimente konstant zu halten. Die Verstärkung wird durch die Versorgungsspannung des Detektors bestimmt, die nur grob an einer Schraube eingestellt werden kann.

Am 23.03.2000 wurde eine weitere Messung durchgeführt, aus der interessante Schlüsse über die Schichtung der Atmosphäre gezogen werden können. Wieder wurde durch Kombination der verschiedenen Meßverfahren der Wasserdampfpartialdruck abgeleitet. In Abbildung 4.5 sind die Ergebnisse dieses Auswerteprozesses aufgetragen und mit dem theoretischen Verlauf verglichen. In Gegensatz zu den Einzelmessungen am 28.02 und 02.03 zeigt diese Messung eine große Übereinstimmung mit dem Modell. Vor allem in den Anfangsbereichen bis 500 m und in Höhen über 900 m sind die Abweichungen gegenüber dem Modell gering. Zwischen 500 und 900 m ist eine Luftschicht mit geringerem Wasserdampfgehalt zu erkennen. In einer Höhe von ca. 700 m liegt der Partialdruck des Wasserdampf um etwa 40 % unter dem Modellwert. Dieser Verlauf könnte auf eine kältere

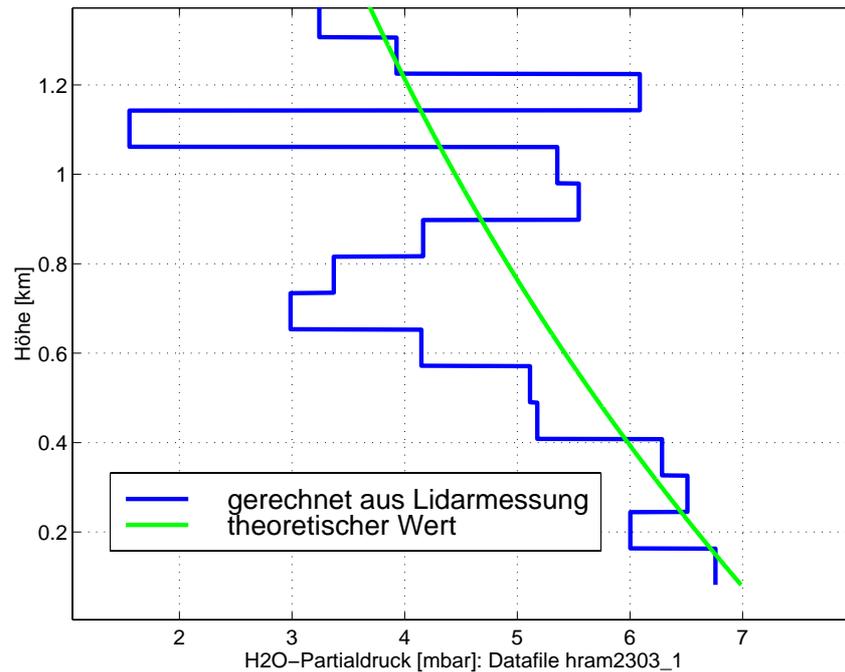


Abbildung 4.5: Höhenprofil des Wasserdampfpartialdrucks am 23.03.2000 von 19:50 bis 20:50 Uhr

Luftströmung in einer Höhe von 700 m hinweisen, die wegen ihrer geringeren Temperatur weniger Wasserdampf transportieren kann. Wieder ist am Ende des Meßbereichs der Einfluß des Rauschniveaus auf die ermittelten Profile zu erkennen.

Aus den im Auswerteprozess bestimmten Parametern und aus den gemessenen meteorologischen Daten die in Tabelle 4.3 zusammengefaßt sind, können weitere Rückschlüsse auf den Zustand der Atmosphäre zum Meßzeitpunkt gezogen werden. Die relative Luftfeuchte

Parameter	Symbol	Wert	Meßmethode
Luftdruck am Boden	p_0	942,6 hPa	Wetterstation
Temperatur am Boden	T_0	8,6 °C	Wetterstation
rel.Luftfeuchte am Boden	$R_{L,WS}$	64,8 %	Wetterstation
Blendenradius	r_B	1,62 mm	Rayleigh-Lidar
Normierungsfaktor	$norm_{Ram}$	$1,40 \cdot 10^{-9}$	N_2 -Raman-Lidar
Mie-Extinktionskoeffizient	α_{Mie}	$1,86 \cdot 10^{-4}$	Rayleigh-Lidar
H_2O -Partialdruck am Boden	e_0	7,27 hPa	H_2O -Raman-Lidar

Tabelle 4.3: Aus der am 23.03.2000 durchgeführten Lidarmessung abgeleitete Parameter für Atmosphäre und System

am Boden kann wieder aus Bodenwerten für Luftdruck und Temperatur aus der Lidarmessung ermittelt werden. Durch Einsetzen der Tabellenwerte errechnet sich $R_{L,Lidar}$ zu

$$R_{L,Lidar} = \frac{7,27 [hPa]}{11,17 [hPa]} \cdot 100 = \mathbf{65,1 [\%]}.$$

Vergleicht man diesen Wert mit der relativen Luftfeuchte, die an der Wetterstation aufgezeichnet wurde, so ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Die beiden Ergebnisse stimmen mit einer Differenz von $\Delta R_L = R_{L,Lidar} - R_{L,WS} = 0,3\%$ im Rahmen der Beobachtungsgenauigkeit überein und bestätigen damit die Richtigkeit des Auswerteverfahrens. Der Mie-Extinktionskoeffizient hat für die Beobachtungsperiode einen Wert von $\alpha_{Mie} = 1,86 \cdot 10^{-4}$ und bestätigt die Klarheit der Atmosphäre, die auch visuell beobachtet wurde. Der Blendenradius der während des Auswerteprozesses ermittelt wurde ist im Vergleich zu den vorher beprochnen Messungen um knapp einen zehntel Millimeter verändert. Diese Änderung erscheint zwar gering, hat aber großen Einfluß auf das Aufklingverhalten des Signals, da der geometrische Formfaktor auf Veränderungen der Blendengröße sehr empfindlich reagiert.

Eine sehr interessante Meßreihe wurde am 22.03.2000 durchgeführt. An diesem Abend wurde von 22 Uhr bis 2 Uhr morgens eine Folge von drei H_2O -Raman-Messungen beobachtet, um Veränderungen des Wasserdampfprofils der Luft im Laufe einer Nacht zu untersuchen. Entwicklungen sollten sowohl an veränderten Bodenwerten als auch im Höhenprofil zu erkennen sein.

Abbildung 4.6 zeigt die erste Messung des Abends, die von 22:27 Uhr bis 23:30 Uhr durchgeführt wurde. Vergleicht man den theoretischen Verlauf mit der gemessenen Teil-

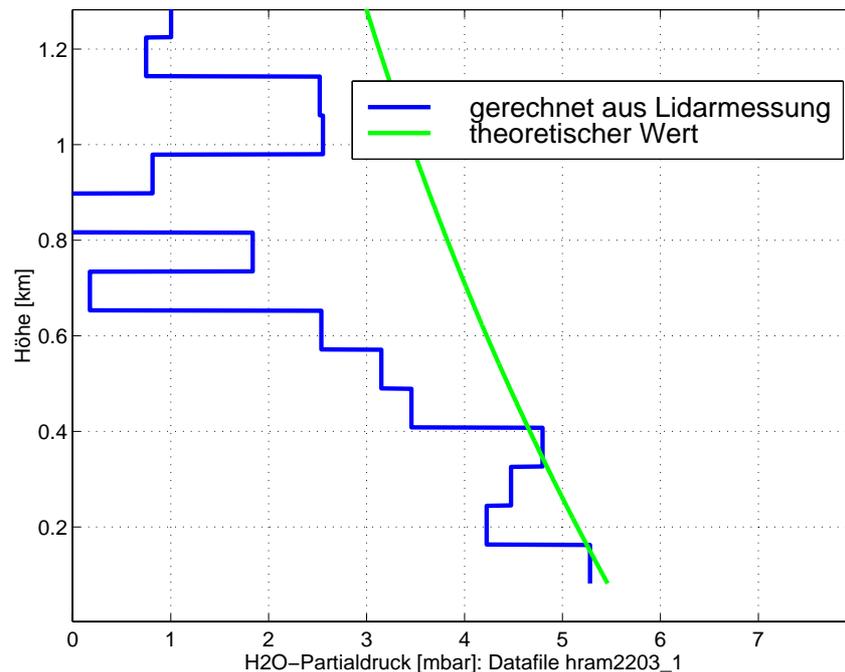


Abbildung 4.6: Höhenprofil des Wasserdampfpartialdrucks am 22.03.2000 von 22:27 bis 23:30 Uhr UT

chendichte, so sind vor allem im Bereich über 400 m Höhe Abweichungen zu erkennen. Die größten Differenzen zeigen sich zwischen 700 und 900 m Höhe. Dort weicht der aus der Lidarbeobachtung errechnete Wert um bis zu 80 % von der theoretisch erwarteten

Teilchendichte ab. Bei Entfernungen über einem Kilometer nähern sich die beiden Kurven wieder an. Im Bereich unter 400 m sind dagegen keine gravierenden Unterschiede zu erkennen. Der Bodenwert der relativen Luftfeuchte kann wieder aus den gemessenen Daten, die in Tabelle 4.4 zusammengefaßt sind abgeleitet werden. Aus Formel 4.2 und

Parameter	Symbol	Wert	Meßmethode
Luftdruck am Boden	p_0	945,9 hPa	Wetterstation
Temperatur am Boden	T_0	4,2 °C	Wetterstation
rel.Luftfeuchte am Boden	$R_{L,WS}$	76,3 %	Wetterstation
Blendenradius	r_B	1,61 mm	Rayleigh-Lidar
Normierungsfaktor	$norm_{Ram}$	$1,55 \cdot 10^{-9}$	N_2 -Raman-Lidar
Mie-Extinktionskoeffizient	α_{Mie}	$2,5 \cdot 10^{-4}$	Rayleigh-Lidar
H_2O -Partialdruck am Boden	e_0	6,02 hPa	H_2O -Raman-Lidar

Tabelle 4.4: Aus der am 22.03.2000 von 22:27 bis 23:30 Uhr UT durchgeführten Lidarmessung abgeleitete Parameter für Atmosphäre und System

4.6 errechnet sich die relative Luftfeuchtigkeit $R_{L,Lidar}$ zu

$$R_{L,Lidar} = \frac{6,02 [hPa]}{8,24 [hPa]} \cdot 100 = \mathbf{73,1} [\%].$$

Die Differenz $\Delta R_L = R_{L,Lidar} - R_{L,WS} = -\mathbf{3,2} \%$ zwischen der aus der Lidarmessung errechneten Luftfeuchte und dem an der Wetterstation bestimmten Wert ist auch in diesem Fall geringer als die Genauigkeit des Feuchtesensors. Das Ergebnis $R_{L,Lidar}$ weicht also nicht signifikant von dem gemessenen Bodenwert ab. Der Mie-Extinktionskoeffizient deutet auf eine klare Atmosphäre zum Meßzeitpunkt hin. Wesentlich interessanter als der Wert des Parameters ist allerdings die Entwicklung die er im Laufe der Nacht nimmt.

Die zweite Beobachtung fand zwischen 23:35 und 00:30 Uhr statt. Aus dem Beobachtungsprotokoll sind keine offensichtlichen atmosphärischen Veränderungen, wie Wolken- oder Nebelbildung, zu entnehmen. Es sind daher keine starken Abweichungen der Aerosolhäufigkeit zu erwarten. Das in der Auswertung errechnete Wasserdampfprofil ist in Abbildung 4.7 abgebildet. Vergleicht man dieses Profil mit dem vorhergehenden, so ist zuallererst der deutlich gesteigerte Partialdruck des Wasserdampfes in niedrigen Luftschichten zu erkennen. Auf den ersten 200 m stieg der Partialdruck um mehr als ein Millibar an, während zwischen 200 und 400 m Höhe kaum Modifikationen aufgetreten sind. In der darüber liegenden Schicht bis 600 m Höhe hat sich die Moleküldichte im Vergleich zur vorherigen Messung ebenfalls deutlich erhöht. Bei ca. 700 m fällt der Partialdruck dann rapide ab und bleibt auf einem Niveau, daß dem der letzten Messung in etwa entspricht. Die Differenz der Moleküldichten in 100 und 1000 m Höhe steigt zwischen den beiden Messungen von ca. 4,5 Millibar auf etwa 5,5 Millibar an. Zur Verifizierung dieser Ergebnisse wird der Bodenwert für die relative Luftfeuchte $R_{L,Lidar}$ aus den Parametern der Tabelle 4.5 errechnet. Mit der gemittelten Temperatur T_0 und dem mittleren Luftdruck p_0 ergibt sich

$$R_{L,Lidar} = \frac{6,84 [hPa]}{8,19 [hPa]} \cdot 100 = \mathbf{83,5} [\%].$$

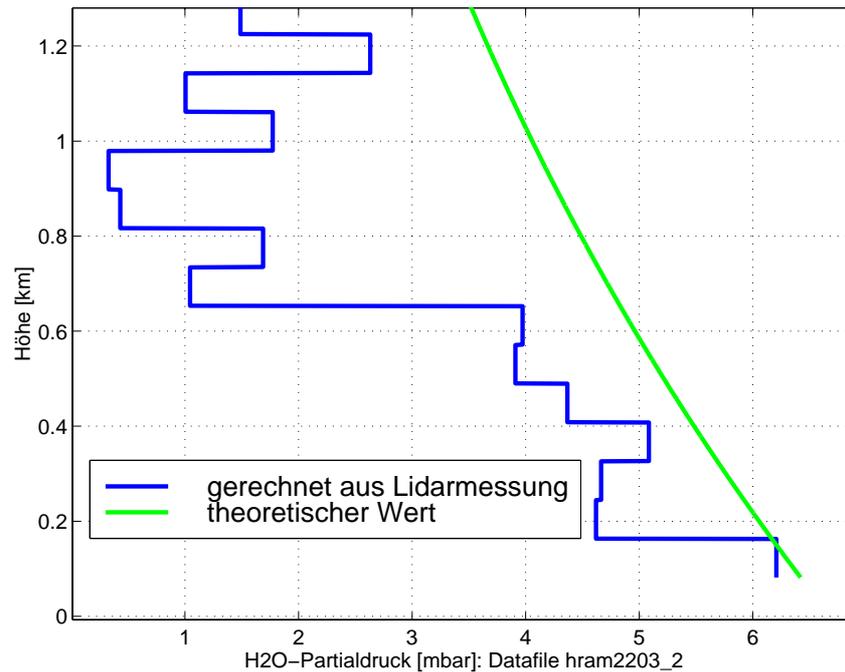


Abbildung 4.7: Höhenprofil des Wasserdampfpartialdrucks am 22.03.2000 von 23:35 bis 00:30 Uhr UT

Der starke Anstieg der Luftfeuchte resultiert aus dem beobachteten deutlichen Zuwachs des Partialdrucks in Bodennähe und der gleichzeitig sehr stabilen Bodentemperatur. Aus der Gegenüberstellung mit der gemessenen Luftfeuchte $R_{L,WS} = 83,5$ [%] erkennt man das im Rahmen der erzielbaren Genauigkeit die Ergebnisse übereinstimmen. Das beide Werte exakt gleich sind ist als Zufall zu betrachten. Der Aerosolextinktionskoeffizient ist gegenüber der Messung vor einer Stunde geringfügig gestiegen. Die Veränderung ist allerdings nur marginal und läßt keine signifikante Trübung der Atmosphäre erkennen. Da die Blendengröße und die Versorgungsspannung des Detektors nicht variiert werden mußten sollten die Werte für r_B und $norm_{Ram}$ zwischen beiden Einzelmessungen unverändert bleiben. Betrachtet man die Einträge in den Tabellen 4.4 und 4.5 so konnte diese Forderung auch eingehalten werden. Auffälligste Entwicklungen sind zum einen die deutliche Zunahme des Wasserdampfpartialdrucks und der relativen Luftfeuchte in sehr niedrigen Höhen und zum anderen der beachtliche Partialdruckgradient der sich zwischen 600 und 700 m Höhe ausgebildet hat.

Der weitere Trend kann aus einer dritten Beobachtung abgeleitet werden die in der selben Nacht von 00:50 bis 01:50 Uhr durchgeführt wurde. Die daraus errechneten Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 festgehalten. Am augenfälligsten ist der deutliche Gradient des Partialdrucks der sich bis zu dieser Beobachtungsperiode aufgebaut hat. Der Unterschied zwischen dem Partialdruck in 100 und in ca. 900 m Höhe hat von der ersten bis zu dieser Messung stetig zugenommen und hat einen Zahlenwert von ungefähr 6,8 Millibar erreicht. Damit hat sich diese Differenz nochmals um über ein Millibar gesteigert. Hauptsächlich ist dies dem hohen Wasserdampfgehalt in niedrigen Höhen zuzuweisen. In den ersten

Parameter	Symbol	Wert	Meßmethode
Luftdruck am Boden	p_0	945,0 <i>hPa</i>	Wetterstation
Temperatur am Boden	T_0	4,1 °C	Wetterstation
rel.Luftfeuchte am Boden	$R_{L,WS}$	83,5 %	Wetterstation
Blendenradius	r_B	1,61 <i>mm</i>	Rayleigh-Lidar
Normierungsfaktor	$norm_{Ram}$	$1,55 \cdot 10^{-9}$	N_2 -Raman-Lidar
Mie-Extinktionskoeffizient	α_{Mie}	$2,53 \cdot 10^{-4}$	Rayleigh-Lidar
H_2O -Partialdruck am Boden	e_0	6,84 <i>hPa</i>	H_2O -Raman-Lidar

Tabelle 4.5: Aus der am 22.03.2000 von 23:35 bis 00:30 Uhr UT durchgeführten Lidarmessung abgeleitete Parameter für Atmosphäre und System

100 Metern über der Erdoberfläche hat sich der Wasserdampfpartialdruck wieder um ca. ein Millibar gesteigert, während er sich in der darüberliegenden Luftschicht bis 400 m Höhe nur geringfügig vermehrt hat. Der entstandene Sprung in der Moleküldichte ist in Abbildung 4.8 deutlich zu sehen. Zwischen 400 und 600 m über der Erdoberfläche ist der Partialdruck wieder auf den in der ersten Beobachtung festgestellten Wert zurückgefallen, bis in 1000 Metern Höhe bleibt er weiterhin unverändert. In der über einen Kilometer befindlichen Luftschicht steigt der Partialdruck leicht an, wegen des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses in diesem Bereich ist jedoch keine absolute Aussage über den tatsächlichen Wert zu treffen. Bevor eine Erklärung der beschriebenen Entwicklungen versucht werden kann muß man zunächst die Richtigkeit des letzten Experiments kontrollieren. Dazu werden die Angaben in Tabelle 4.6 verwendet. Die Umrechnung des

Parameter	Symbol	Wert	Meßmethode
Luftdruck am Boden	p_0	945,3 <i>hPa</i>	Wetterstation
Temperatur am Boden	T_0	4,1 °C	Wetterstation
rel.Luftfeuchte am Boden	$R_{L,WS}$	88,4 %	Wetterstation
Blendenradius	r_B	1,61 <i>mm</i>	Rayleigh-Lidar
Normierungsfaktor	$norm_{Ram}$	$1,58 \cdot 10^{-9}$	N_2 -Raman-Lidar
Mie-Extinktionskoeffizient	α_{Mie}	$2,56 \cdot 10^{-4}$	Rayleigh-Lidar
H_2O -Partialdruck am Boden	e_0	7,51 <i>hPa</i>	H_2O -Raman-Lidar

Tabelle 4.6: Aus der am 22.03.2000 von 00:50 bis 01:50 Uhr UT durchgeführten Lidarmessung abgeleitete Parameter für Atmosphäre und System

Wasserdampfpartialdrucks am Boden in die relative Luftfeuchte $R_{L,Lidar}$ geschieht mit den Angaben über die Temperatur und den detektieren Partialdruck e_0 und ergibt

$$R_{L,Lidar} = \frac{7,51 [hPa]}{8,19 [hPa]} \cdot 100 = \mathbf{91,6} [\%].$$

Der Unterschied ΔR_L zwischen beiden Messverfahren liegt bei $\mathbf{+3,2\%}$ und damit innerhalb des zulässigen Toleranzbereichs. Eine ausreichende Übereinstimmung aller in dieser Nacht durchgeführten Lidar-Beobachtungen mit den an der Wetterstation bestimmten

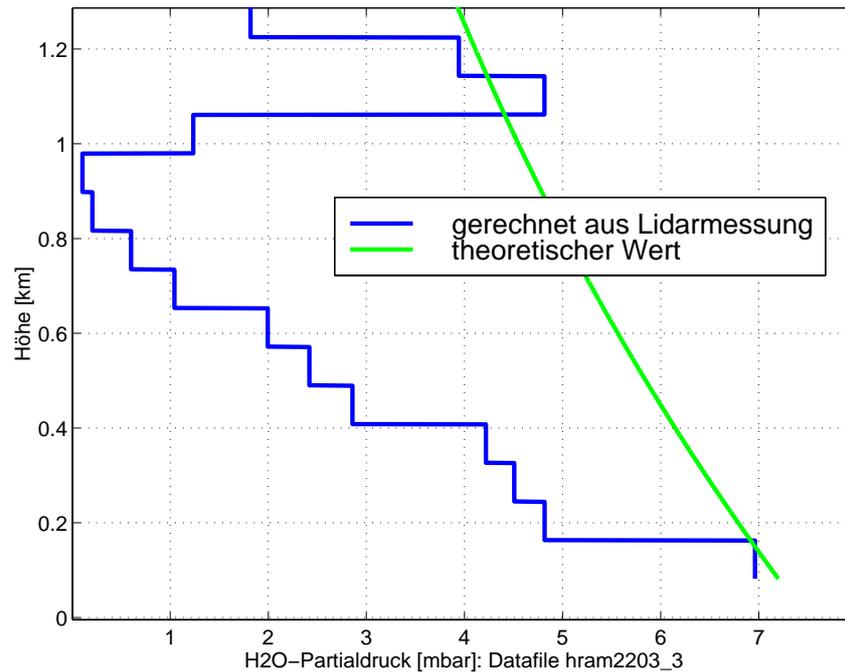


Abbildung 4.8: Höhenprofil des Wasserdampfpartialdrucks am 22.03.2000 von 00:50 bis 01:50 Uhr

Werten für die relative Feuchte ist demnach gegeben. Da sich auch der im Auswerteprozess ermittelte Blendenradius sowie der Normierungsfaktor kaum verändert haben, sind grobe Fehler auszuschließen und die verschiedenen Messungen ausreichend vergleichbar. Die Aerosoldichte in der Atmosphäre hat sich im Laufe der Nacht geringfügig gesteigert, eine signifikante Entwicklung die auf Nebelbildung oder Wolkenaufzug hinweisen könnte wurde aber in den hier auflösbaren Bereichen nicht festgestellt.

4.2 Diskussion

Die Ergebnisse der Lidarmessungen wurden im vorherigen Kapitel dargestellt und eingehend beschrieben. Bevor nun die Effekte, die an den erarbeiteten Höhenprofilen zu sehen sind, untersucht werden, wird zuerst die Plausibilität der detektierten Abweichungen überprüft. Dazu werden Höhenprofile aus Radiosondenaufstiegen verwendet. Aus Kostengründen konnte man die Lidarmessungen nicht zeitgleich mit Radiosondenaufstiegen verknüpfen, ein direkter Vergleich mit den Lidar-Ergebnissen kann also nicht erfolgen. Aus einer Anzahl quantitativer Höhenprofile die mit beliebigen Radiosonden gemessen wurden kann man aber zumindest die mögliche Schwankungsbreite des Wasserdampfpartialdrucks ableiten. Aus der Auswertung dieser Varianzen ist man dann in der Lage Rückschlüsse auf die Plausibilität der im vorherigen Abschnitt präsentierten Profile zu ziehen.

4.2.1 Vergleich der Ergebnisse mit Radiosondenaufstiegen

Neben der Lidar-Technik sind nur Radiosondenmessungen in der Lage höhenaufgelöste Profile der atmosphärischen Grundgrößen zu beobachten. Versuche ein Höhenprofil des troposphärischen Wasserdampfgehalts aus Absorptionsmessungen mit einem Sonnenspektrometer abzuleiten, stecken noch in den Anfängen und sind bisher am zu geringen Auflösungsvermögen gescheitert [33]. Bei der Nutzung von Radiosonden zur Atmosphärenuntersuchung steigt eine Sonde, die in der Lage ist Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit zu erfassen, mit einem Fesselballon in eine Höhe von 35 - 40 km auf. Während des Aufstiegs wird ihre Position durch Anpeilen mit Mikrowellen bestimmt. Dadurch können aus dem Aufstiegsverhalten zusätzlich Informationen über Windrichtung und Windgeschwindigkeit gewonnen werden. Die Höhe des Sensors wird durch Vergleich des gemessenen Luftdrucks mit den Werten der barometrischen Höhenformel ermittelt. Da der tatsächliche Luftdruckverlauf kaum von der Vorhersage durch die barometrische Höhenformel abweicht ist diese Ableitung erlaubt. Die lange Aufstiegsdauer von 30 - 60 Minuten schränkt die Aussagekraft von Radiosondendaten in zweierlei Hinsicht ein. Zum einen wird durch die Aufstiegsdauer die Zeitauflösung deutlich herabgesetzt, zum anderen geht die Konsistenz des gemessenen Profils verloren, weil Luftschichten in unterschiedlichen Höhen zu verschiedenen Zeitpunkten analysiert werden. Dennoch sind Radiosondendaten immer noch das beste Mittel zur Analyse des Atmosphärenzustands und werden in vielen Fachdisziplinen eingesetzt.

Betrachtet man die gemessenen Wasserdampfprofile so können daraus Informationen über das Verhalten der Wasserdampfkonzentration in verschiedenen Höhenlagen abgeleitet werden. Einige typische Profile, die aus einem Sortiment von Radiosondenmessungen ausgewählt wurden sind in Abbildung 4.9 zu sehen. Schon aus dieser Graphik wird die Variabilität des Wasserdampfes in der Atmosphäre deutlich. Da der Wasserdampfgehalt mit der Höhe exponentiell abnimmt, beeinflusst dessen Variation die Ausbreitung der elektromagnetischen Strahlung nur in den ersten Kilometern. In einer Höhe von neun Kilometern ist nach Gleichung

$$\frac{e_H}{e_0} = \left(1 + \frac{b \cdot H}{T_0}\right)^{-4 \cdot \frac{\bar{g}M}{Rb}} \quad (4.8)$$

mit

$$\begin{aligned} \bar{g} &= 9,8 \left[\frac{m}{s^2}\right] && \text{mittlere Schwerebeschleunigung} \\ M &= 28,966 \left[\frac{kg}{kmol}\right] && \text{molare Masse der trockenen Luft} \\ R &= 8314,36 \left[\frac{J}{kmol \cdot K}\right] && \text{universelle Gaskonstante} \\ T_0 &= && \text{Temperatur am Boden} \end{aligned}$$

der H_2O -Partialdruck auf etwa ein Prozent des Bodenniveaus abgefallen. Wegen der abnehmenden Moleküldichte verringert sich zusätzlich die Amplitude der Abweichungen zur Theorie mit der Höhe. Ausnahmen von dieser Regel stehen mit besonderen klimatischen Bedingungen im Zusammenhang, die bei den durchgeführten Lidarmessungen nicht relevant sind. Vergleicht man Radiosondendaten mit dem aus der barometrischen Höhenformel abgeleiteten Profil so können die Höhenbereiche bei denen relevante Differenzen

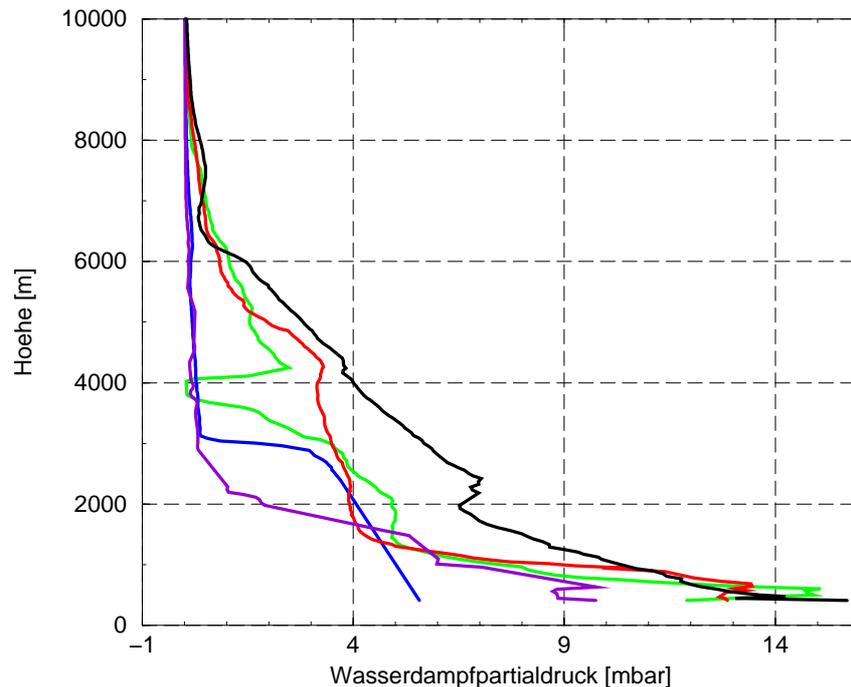


Abbildung 4.9: Mit Radiosondenaufstiegen ermittelte Profile des Wasserdampfpartialdrucks

zu erwarten sind und die Größe dieser Abweichungen abgeschätzt werden. Eine solche Gegenüberstellung ist in Abbildung 4.10 zu sehen. In der Graphik ist die Annäherung des tatsächlichen Partialdrucks an die theoretische Kurve mit zunehmender Höhe zu erkennen. Größere Variationen treten vor allem in den ersten sechs Kilometern auf. Bis zu dieser Entfernung hat sich der Wasserdampfpartialdruck nach Gleichung 4.8 bis auf ca. 4 % seines Bodenwertes reduziert. Schwankungen in den darüberliegenden Luftschichten fallen nicht mehr ins Gewicht.

Mit dem verwendeten Lidarsystem kann im optimalen Fall der Wasserdampfgehalt bis in eine Höhe von 2000 Metern analysiert werden. Betrachtet man diesen in Abbildung 4.11 dargestellten Ausschnitt aus der obigen Messung, so kann man die möglichen Unterschiede gegenüber dem Modell abschätzen. Die dargestellte Messung ist aus den Radiosondenprofilen herausgegriffen worden, weil sie die durchschnittliche Abweichung gegenüber dem theoretischen Profil widerspiegelt. In einigen Profilen sind größere, in anderen weniger ausgeprägte Differenzen zu beobachten. An den abgebildeten Daten zeigt sich, daß Diskrepanzen bis zu 50 Prozent des theoretischen Profils durchaus beobachtet werden können. Die aus den Lidarmessungen abgeleiteten Wasserdampfprofile zeigen also einen realistischen Verlauf der Moleküldichte mit der Höhe. Obwohl durch diesen Vergleich die Richtigkeit der erzielten Ergebnisse nicht nachgewiesen werden kann, ist zumindest deren Plausibilität gesichert.

In den ersten ca. zwei Kilometern der Atmosphäre, die mit dem gegenwärtigen Lidarsystem sondiert und analysiert werden können sind in etwa 50% des Gesamtwasserdampfgehalts der Luft enthalten. Durch die Berechnung des tatsächlichen Profils aus der Lidarmes-

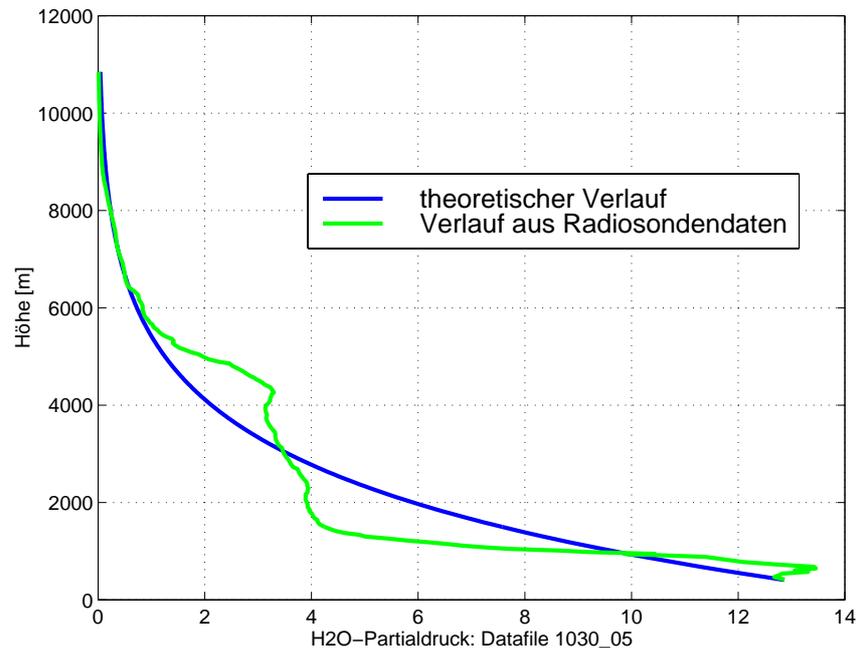


Abbildung 4.10: Vergleich eines Wasserdampfprofils aus Radiosondenaufstiegen mit dem theoretischen Verlauf nach der in dieser Arbeit verwendeten Formel

sung und die Berücksichtigung der Resultate bei der Ermittlung der absoluten Luftfeuchte kann der durch die Abweichung des realen Profils vom Modell entstehende Fehler halbiert werden. Bedenkt man, daß ab einer Höhe von 6000 Metern kaum mehr Unterschiede zwischen den tatsächlichen und den theoretischen Werten festgestellt werden, kann dieser Genauigkeitsgewinn sogar noch auf ca. 55 Prozent gesteigert werden.

4.2.2 Diskussion der beobachteten Effekte

Für den Partialdruck eines Gases in einer bestimmten Höhe ist immer der örtliche Luftdruck und damit die in diesem Bereich vorherrschende Temperatur verantwortlich. Wie an den Gleichungen 2.3 und 2.4 zu erkennen ist, wird sowohl das Profil des Luftdrucks, als auch der Verlauf des Wasserdampfpartialdrucks durch den Temperaturgradienten bestimmt. Aus den oben genannten Formeln ist zu erkennen, daß sich Änderungen im Temperaturverlauf auf das Wasserdampfprofil wesentlich deutlicher auswirken als auf den Luftdruck. Ein kalter Luftstrom verursacht daher deutliche Veränderungen im Wasserdampfgehalt, während im Gesamtdruck kaum Variationen nachzuweisen sind. Dieser Zusammenhang wird auch bei der Höhenzuordnung von Radiosonden benutzt. Ein mit Radiosonden bestimmtes Höhenprofil ist im Vergleich zum gerechneten Verlauf aus der barometrischen Höhenformel in Abbildung 4.12 aufgetragen. Die Übereinstimmung ist deutlich ersichtlich. Sinkt in einer Luftschicht die Temperatur ab, so verringert sich der Sättigungsdampfdruck des Wassers $E(H)$ in diesem Bereich. Durch diesen Effekt steigt

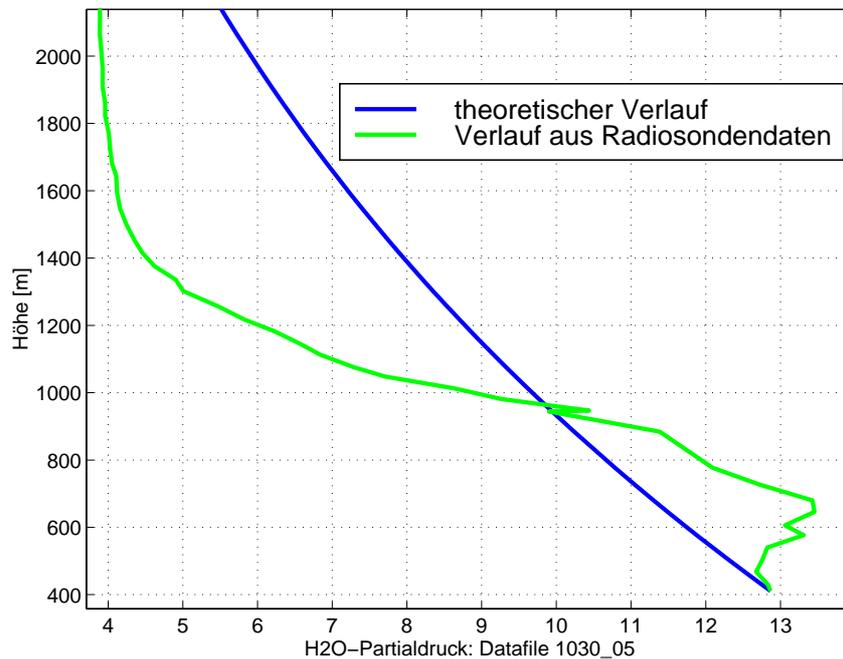


Abbildung 4.11: Vergleich eines Wasserdampfprofils aus Radiosondenaufstiegen mit dem theoretischen Verlauf auf den ersten zwei Kilometern

die Luftfeuchtigkeit $L(H)$ wegen

$$L(H) = \frac{e(H)}{E(H)} \quad (4.9)$$

an, bis der Zustand $e(H) = E(H)$ erreicht ist. Sinkt der Sättigungsdampfdruck weiter ab, so wird der überschüssige Wasserdampf in Form von Tröpfchen ausgeschieden, bis die Gleichung $e(H) = E(H)$ wieder erfüllt ist. Die Auswirkungen dieses Vorgangs sind am Absinken des Wasserdampfpartialdrucks in Höhe H zu beobachten. Mit diesen Zusammenhängen lassen sich die Phänomene, die in den ausgewerteten Ergebnissen zu sehen sind in ihren Grundzügen erklären. In einem abgeschlossenen System könnte von einem gegenüber dem Modell abweichenden Wasserdampfpartialdruck direkt auf die Umgebungstemperatur geschlossen werden. Wegen der hohen räumlichen und zeitlichen Variabilität der Atmosphäre kann der beobachtete Ausschnitt aber nicht als abgeschlossen betrachtet werden. Die Ableitung eines Temperaturprofils aus den Wasserdampfmessungen ist also nicht möglich.

Auf der Grundlage der vorangegangenen Ausführungen sollen im Folgenden die atmosphärischen Veränderungen die in der Nacht vom 22. auf den 23.03.2000 zu beobachten sind diskutiert werden. Die Hauptentwicklungen, die festgestellt werden konnten, sind zum einen ein stark zunehmender Differenz zwischen dem Partialdruck in 100 und in ca. 900 m Höhe und zum anderen der deutlich gestiegene Partialdruck am Boden. Die Entwicklung der Wasserdampfkonzentration über den Meßzeitraum, aufgeteilt in die Höhenlagen 0 - 200 m, 250 - 700 m und 700 - 1000 m, ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Messungen wurden von Beginn der Dunkelheit bis spät in die Nacht durchgeführt. Die in

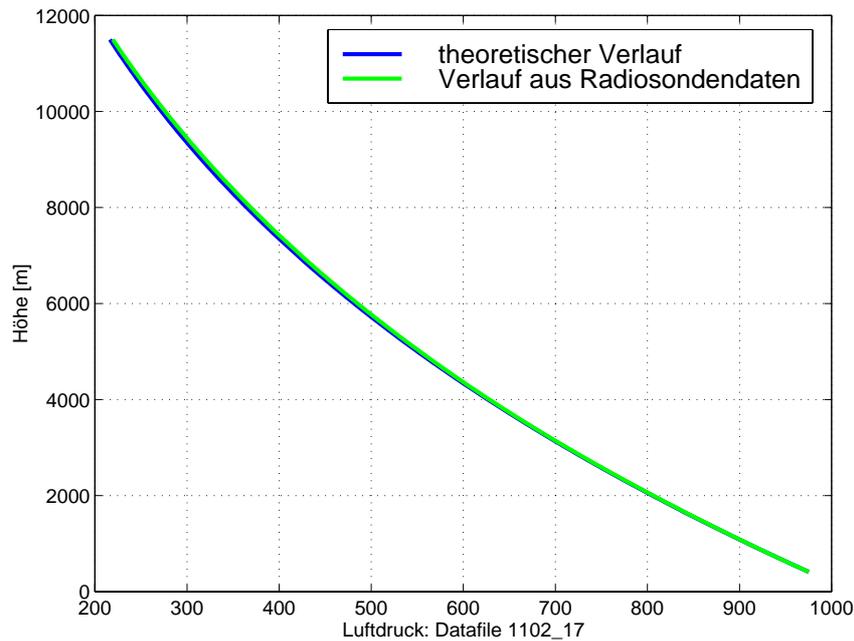


Abbildung 4.12: Luftdruckprofil aus Radiosondendaten im Vergleich zur barometrischen Höhenformel

der Grafik präsentierten Veränderungen können mit folgenden Vorgängen erklärt werden. Durch die sinkende Abstrahlung der Erde nach Sonnenuntergang kühlt die Atmosphäre immer weiter aus. Dieser Prozess beginnt in den höheren Luftschichten und setzt sich nach unten fort. In sehr niedrigen Bereichen wird dieser Vorgang durch den sogenannten „Grenzschicht-Effekt“ beeinflusst, auf den im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird. Nach den Beobachtungen vom 22.03.2000 kühlte in dieser Nacht, von dem für die Messung zugänglichen Bereich, die Luftschicht zwischen 700 und ca. 1000 m am schnellsten ab. Die relative Luftfeuchtigkeit nahm bis zur Sättigung immer mehr zu. Durch eine weitere Abkühlung kondensierte der überschüssige Wasserdampf und sank in tiefere Luftschichten ab. Folglich verringert sich der H_2O -Partialdruck in diesem Bereich. Die noch wärmere Gebiete zwischen 250 und 700 m können die Wassertropfen kurzfristig aufnehmen. Dadurch steigt dort der Partialdruck vorübergehend an (Siehe Messung Abbildung 4.7). Zu einem späteren Zeitpunkt kühlt auch dieser Bereich aus, sodaß der Wasserdampf wieder kondensiert. In der durch das umgebende Relief geschützte Grenzschicht zwischen Erde und Atmosphäre sinkt die Temperatur deutlich langsamer ab als in den darüber liegenden Bereichen. Deshalb kann der aus den höheren Luftschichten kondensierte Wasserdampf wieder aufgenommen werden. Durch die Temperaturstabilität am Boden steigt der Partialdruck stetig an während er in den anderen Gebieten abnimmt (Vergleiche Entwicklung in Abbildung 4.13). Aus diesen Betrachtungen und der Form der Wasserdampfprofile in den Abbildungen 4.6, 4.7 und 4.8 kann die Höhe der atmosphärischen Grenzschicht in der Nacht vom 22.03 auf den 23.03.2000 mit ca. 200 m angegeben werden.

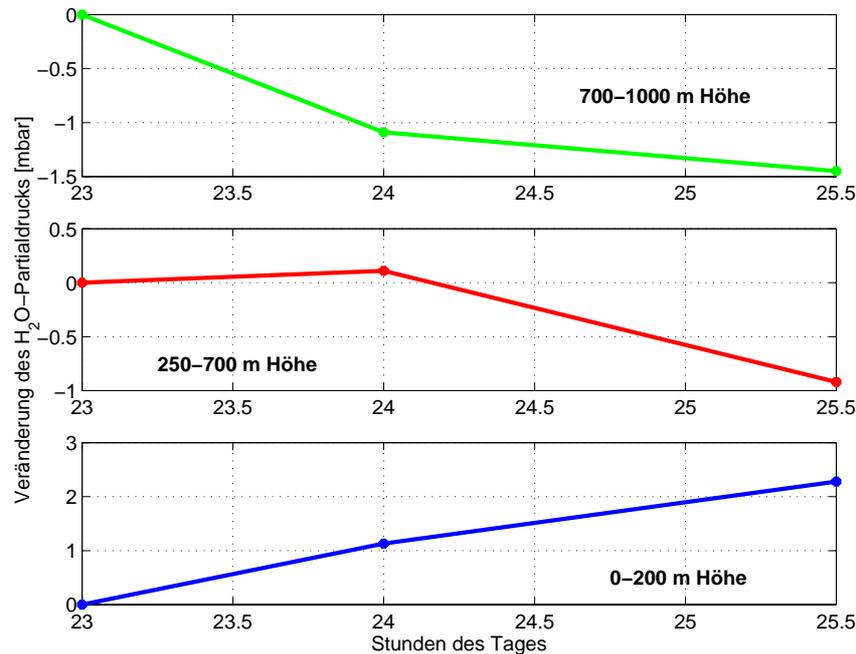


Abbildung 4.13: Veränderung des H_2O -Partialdrucks im Laufe der Nacht vom 22. zum 23.03.2000 aufgeteilt in drei Höhenlagen. Die Veränderungen sind in Millibar relativ zum ersten gemessenen Wert angegeben.

4.2.3 Die atmosphärische Grenzschicht

In einigen Profilen ist ein deutlicher Abfall des Wasserdampfgehalts nach 100 - 200 m Höhe zu beobachten. Es wird vermutet, daß diese Phänomene mit Besonderheiten der sogenannten atmosphärischen Grenzschicht zusammenhängen. Wechselwirkungen der Luft mit der Erdoberfläche können dort Werte der atmosphärischen Parameter verursachen, die signifikant vom Rest der Atmosphäre abweichen.

Die Turbulenz der planetaren Luftschicht wird, abgesehen von zellularen Luftbewegungen die durch zeitweilige Labilität der Schichtung entstehen, überwiegend durch Beschleunigungen bestimmt, die aus Druckunterschieden resultieren. Auf großräumige Luftbewegungen wird zusätzlich die Erdrotation mit der Coriolis-Kraft ein. Mit diesen grundsätzlichen Theorien und Verfeinerungen dieser Annahmen läßt sich die allgemeine Zirkulation der Luftschichten beschreiben. In der atmosphärischen Grenzschicht treten allerdings Störungen in der Luftbewegung auf, die nicht durch die oben genannten Effekte erklärt werden können. Als atmosphärische Grenzschicht (AGS) wird der Teil der Luft bezeichnet, der direkt durch die Anwesenheit der Erdoberfläche beeinflusst wird. In diesem unteren Atmosphärenbereich ist die Reibung der Luft an der Grenzfläche zum Erdkörper nicht vernachlässigbar klein. Dadurch nimmt die Zirkulation der Luftmassen ab und die vorherrschende Windrichtung wird beeinträchtigt. Der Einfluß der Reibung ist abhängig von der Rauigkeit der Erdoberfläche und damit von deren Relief und Vegetation. Die erzeugten Effekte nehmen mit zunehmender Entfernung zur Erde ab, bis der Übergang in die unbeeinflusste sogenannte „freie Atmosphäre“ erreicht ist. Die Höhe der Grenzschicht

kann je nach Oberflächenbeschaffenheit zwischen 400 und 1000 m betragen. In dieser Zone entstehen im Laufe des Tages durch die Sonneneinstrahlung thermische Aufwinde, die Feuchtigkeit und Wärme in höhere Luftschichten transportieren. Der adiabatische Aufstieg erfolgt bis an die Obergrenze der AGS an der das thermodynamische Gleichgewicht erreicht ist. Durch die beschriebenen Prozesse entsteht eine bodennahe Konvektion, die eine gut durchmischte Luftschicht erzeugt, in der Temperatur und Luftfeuchte mit der Höhe fast konstant sind. In hügeligen Gebieten kann sich ein für einzelne Bereiche spezifisches Mikroklima mit sehr unterschiedlichen Schichthöhen entwickeln. Über das Verhalten der AGS in der Nacht ist bisher nur sehr wenig bekannt. Untersuchungen zeigen, daß sie sich meist als eine konvektionsarme stabile Zone präsentiert, in der die geringen Temperatur- und Feuchtegradienten des Tages sehr lange erhalten bleiben. Sie wird aus den Resten der Tages-Grenzschicht gebildet und hat im allgemeinen eine geringere Ausdehnung. Der tatsächliche Zustand der AGS läßt sich nur sehr schwer modellieren, da er sowohl von der Beschaffenheit der Erdoberfläche, als auch vom lokalen Atmosphärenaufbau und von ihrer Turbulenz abhängt. Die Oberfläche beeinflusst die Vorgänge durch ihre Rauigkeit, ihren Verdunstungsgrad, durch den mit ihr verknüpften Aerosolaustritt, ihre Abstrahleigenschaften und ähnliche Beschaffenheiten. Die Anzahl der freien atmosphärischen Parameter ist ebenfalls kaum überschaubar. Aus diesen Gründen wird versucht mit Radiosonden- oder Lidarmessungen die Eigenschaften der lokalen AGS zu untersuchen und festzulegen. Dazu sind lange Beobachtungsreihen erforderlich, um die Zusammenhänge zwischen dem Zustand der AGS und der Wetterlage zu verstehen und zu modellieren. Mit dieser Aufgabe sind viele wissenschaftliche Forschungsgruppen betraut.

Wegen ihrer Eigenschaften sollten die aus den Lidarmessungen abgeleiteten Wasserdampfprofile die AGS erkennen lassen. Durch das stabile Mikroklima in der AGS klingt an windarmen Tagen die Tagestemperatur bis weit in die Nacht nur sehr langsam ab. Dadurch kann in diesen Bereichen mehr Feuchtigkeit gespeichert werden als in der freien Atmosphäre. Dieser Effekt sollte in den Lidarbeobachtungen durch einen erhöhten Wasserdampfpartialdruck in unmittelbarer Nähe zum Erdboden erkennbar sein. Vor allem in den Messungen am 02. und am 22.03.2000 zeichnen sich derartige Erscheinungen in den gerechneten Profilen ab, während am 28.02 und am 23.03. keine ausgeprägte Grenzschicht detektiert werden konnte. Auch anhand der in Abbildung 4.9 dargestellten Radiosondendaten läßt sich der Einfluß der AGS deutlich erkennen. In dieser Graphik wird die hohe Variabilität und die damit verbundenen stark unterschiedlichen Effekte der AGS auf den gemessenen Wasserdampfpartialdruck deutlich. Es zeigt sich daß sich kaum Aussagen über die Mächtigkeit und den meteorologischen Zustand der AGS treffen lassen.

Zur Berechnung von Korrekturwerten für die atmosphärische Laufzeitverzögerung wird meist ein Atmosphärenmodell verwendet, daß aus Bodenwerten extrapoliert wird. Die Anwesenheit der AGS und die damit verbundenen Veränderungen des atmosphärischen Zustands stellen diese Vorgehensweise in Frage. Auch wenn, wie an der Fundamentalstation Wettzell durchgeführt, die Werte für Temperatur, Luftdruck und Wasserdampf nicht direkt am Boden, sondern in einem gewissen Abstand zur Erdoberfläche gemessen werden, ist der Zusammenhang der auf diese Art ermittelten atmosphärischen Parameter mit dem tatsächlichen Höhenprofil mehr als unsicher. Daß durchaus größere Abweichungen zwischen den aus Bodenwerten errechneten Modellen und den tatsächlichen Profilen zu er-

warten sind haben die in Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen gezeigt. Nach [33] wurde am GFZ Potsdam sogar festgestellt, daß die Einbeziehung meteorologischer Bodendaten in die Auswertung von GPS-Messungen unter Anwendung der verschiedenen Refraktionsmodelle zu einer Verschlechterung der Wiederholbarkeit der Höhenkomponente gegenüber der Benutzung einer Standardatmosphäre geführt hat.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die Atmosphäre der Erde ist ein sehr komplexes und hoch dynamisches Gebilde, deren Aufbau und Eigenschaften für eine große Anzahl von Disziplinen von Interesse ist. In der Satellitengeodäsie werden Signale beobachtet, die auf ihrem Weg mindestens einmal die komplette Atmosphäre passieren. Durch refraktive Vorgänge wird dieser Signalzug von seiner geradlinigen Ausbreitungsrichtung abgelenkt und in seiner Propagationsgeschwindigkeit beeinträchtigt. Die dadurch entstehenden Zusatzbeiträge versucht man mit Modellannahmen zu beschreiben, die auf der Grundlage von Bodenwerten für Luftdruck, Temperatur und relative Luftfeuchte entwickelt werden. Während Luftdruck und Temperatur relativ gut modellierbar sind, kann der hochdynamische Wasserdampfgehalt kaum richtig erfasst werden. Obwohl der Einfluß des Wasserdampfs auf die Refraktion gering ist, ist er wegen der hohen Meßgenauigkeit moderner Apparaturen in der Satellitengeodäsie doch relevant. In der Laser-Entfernungsmessung zu künstlichen Erdatelliten ist es nun wichtig den exakten Übertragungsweg zwischen Erde und Satellit zu kennen, um aus der gemessenen Laufzeit die euklidische Entfernung zwischen Observatorium und Satellit bestimmen zu können. Dazu muß der aktuelle Brechungsindex, und damit die atmosphärischen Grundgrößen, in einem höhen aufgelösten Profil, am besten entlang des Lichtweges vorliegen.

Die Messung von Höhenprofilen des durch hohe zeitliche und räumliche Variabilität ausgezeichneten Wasserdampfpartialdrucks war Ziel dieser Arbeit. Dazu wurde mit einfachen Mitteln ein Lidarsystem aufgebaut, mit dem durch eine kombinierte Messung von Rayleigh-, Stickstoff-Raman- und Wasserdampf-Raman-Signalen das Wasserdampfprofil bestimmt werden kann. Die Beobachtungen wurden mit einem Nd:YAG-Laser durchgeführt, der an eine bistatische Sende-Empfangs-Optik gekoppelt wurde. Mit der vorhandenen Apparatur und dem speziellen Meß- und Auswertalgorithmus ist es gelungen das Profil der Moleküldichte bis in eine Entfernung von ca. 2,5 km aufzuschlüsseln. Obwohl bis zu dieser Entfernung nur ca. 50 % des atmosphärischen Wasserdampfgehaltes erfaßt werden, kann dadurch der Fehler der durch die Unkenntnis des tatsächlichen Profils entsteht, halbiert werden. Vor allem aber ist mit dieser Anordnung die Überbrückung der planetaren Grenzschicht gelungen, was den Zugriff auf den tatsächlichen Zustand der freien Atmosphäre ermöglicht hat. An den beobachteten Profilen ist zu erkennen, daß die Werte für die atmosphärischen Grundgrößen überhalb dieser Grenzschicht zum Teil deutlich von

den gemessenen Bodenwerten abweichen. Im Hinblick auf diese Betrachtungen steht mit der Untersuchung des atmosphärischen Zustands mit Lidartechniken ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem die vermuteten Einflüsse des Wasserdampfs auf die Ergebnisse von SLR Messungen untersucht werden können. Die aus den Lidarbeobachtungen abgeleiteten Profile wurden mit allen zur Verfügung stehenden unabhängigen Verfahren verglichen. Es konnte eine Plausibilitätskontrolle der erzielten Ergebnisse unter Verwendung einiger Radiosonden-Profile erfolgen. Bei allen Messungen wurden konsistente Resultate erzielt.

Das vorhandene Lidarsystem weiterzuentwickeln ist also durchaus als lohnende Aufgabe zu betrachten. Dazu sollten zuerst Vergleichsmessungen mit Radiosondenaufstiegen durchgeführt werden, um die Abweichungen der errechneten Profile zu bestimmen und zu korrigieren. Nach dieser Eichung könnte die Leistungsfähigkeit des Systems und dadurch die Signaldynamik verbessert werden. Einige dazu notwendige Weiterentwicklungen seien im folgenden genannt:

- Zur Maximierung der Sendeleistung des Nd:YAG-Lasers kann der Picosekunden-Oszillator in einen Nanosekunden-Oszillator umgebaut werden
- Zur verbesserten Analyse des empfangenen Signals kann eine Meßbank eingerichtet werden, die über ein Glasfaserkabel mit dem empfangenen Licht versorgt wird. Durch den Einsatz mehrerer Verstärker ist man dann in der Lage, gleichzeitig mehrere Profile zu detektieren. Außerdem können durch den Einsatz mehrerer Verstärker für unterschiedliche Höhenbereiche die Signale aus größeren Entfernungen besser verstärkt werden.
- Um Wasserdampfprofile in Richtung der SLR Beobachtung zu messen, könnte eine Kopplung beider Systeme vorgenommen werden.
- Durch den Einsatz von in besonderer Weise geschalteten Halbleiterdetektoren kann die Empfindlichkeit des Empfangszweiges deutlich erhöht werden
- Durch die Verwendung eines Lasers mit höherer Repititionsrate kann vor allem die Meßdauer des Systemes stark verkürzt werden.

Kapitel 6

Anhang

Zur Verarbeitung der gewonnenen Meßdaten und zur Berechnung aller atmosphärischer Modelle wurde das Softwarepaket Matlab verwendet. Matlab ist eine Umgebung, die numerische Berechnungen, fortgeschrittene Graphik und Visualisierung und eine hoch entwickelte Programmiersprache vereint. Vor allem zur Durchführung von Matrizen und Vektoroperationen ist Matlab gut geeignet. All diese Eigenschaften machten diese Umgebung für die hier gestellten Anforderungen so interessant. Im Laufe der Diplomarbeit sind einige Programme zur Berechnung und Darstellung mathematischer Prozesse entstanden, von denen die wichtigsten im folgenden gelistet sind:

- **Programm zur Berechnung des theoretischen Lidarsignals:**

```
function y = lidarfkt(beta,zw);

R = zw(1:length(zw)-1)*1000; % R = [m]
[H,T0,P0,L0,a0532,alpha,En,Af,r_B,h,k,hoch,b,l532,Ab532,a0660,
l660,Ab660,a0607,l607,Ab607,e0,E,c]=parameter(R);

load a0532;

if zw(length(zw))==2
    load r_B;
    load a0607;
    a0532=a0607/0.9;
    a0660=0.8*a0607/0.9;
end

% Geometrischer Formfaktor
[G1,G2]=geofrm(R,r_B,Af);
G = G2.*G1;
G(G>1)=1;
%G=ones(size(G));

% Temperaturverteilung
T0 = T0+273;
TH = (T0+b.*H); % [K]

% Luftdruck
pH = P0*(TH./T0).^hoch; % [Pa]
```

```

% H2O-Partialdruck
eH = e0*(TH./T0).^4*hoch); % [Pa]

% Rückstreu-Wirkungsquerschnitt
dsig_532 = 5.54e-32*(550/532)^4;
dsig_660 = 5.54e-32*(550/660)^4;
dsig_607 = 5.54e-32*(550/607)^4;

dsig_hr = 8.60e-35*(514/532)^4;
dsig_nr = 2.60e-35*(514/532)^4;

% Extinktionskoeffizient (pro Wellenlänge jeweils a_aer + a_mol)
aM532 = a0532.*exp(-H./745); % a_aer
aM660 = a0660.*exp(-H./745);
aM607 = a0607.*exp(-H./745);
aRy = 8*pi/3 * dsig_532 .* pH./TH/k; % a_mol
aHR = 8*pi/3 * dsig_660 .* pH./TH/k;
aNR = 8*pi/3 * dsig_607 .* pH./TH/k;

% Rückstreuoeffizient
bM532 = aM532./50;
bRy = pH./TH/k * dsig_532;
bHR = eH./TH/k * dsig_hr;
bNR = pH./TH/k*0.75* dsig_nr;
b532 = bM532 + bRy;

% Integrale
intaM532 = -745*aM532;
intaM660 = -745*aM660;
intaM607 = -745*aM607;
intaRy532 = 8*pi/3/hoch/b/k * dsig_532 .*pH;
intaRy660 = 8*pi/3/hoch/b/k * dsig_660 .*pH;
intaRy607 = 8*pi/3/hoch/b/k * dsig_607 .*pH;
int532 = (intaM532 + intaRy532)/sin(alpha*pi/180);
int660 = (intaM660 + intaRy660)/sin(alpha*pi/180);
int607 = (intaM607 + intaRy607)/sin(alpha*pi/180);

% Transmissionsfaktor
T532 = exp(-int532);
T660 = exp(-int660);
T607 = exp(-int607);

% Gesamtgleichung
P532 = En * Af./R.^2 .* b532 * Ab532 .* G * c/2 .* T532.^2;
P660 = En * Af./R.^2 .* bHR * Ab660 .* G * c/2 .* T532.*T660;
P607 = En * Af./R.^2 .* bNR * Ab607 .* G * c/2 .* T532.*T607;

bZ532=P532*1532/c/h;
bZ660=P660*1660/c/h;
bZ607=P607*1607/c/h;

y = bZ607 * beta;

```

• **Programm zur Berechnung des geometrischen Formfaktors:**

```

function [G1,G2] = geoform(R,r_B,Af)

% 1. geom. Kompression und Abschattung (Bardorf)
Psi_D=r_B/1.75;%+1e-4;
K = ((Psi_D * R).^2 * pi)/Af;
A_schlange = Af - (0.075^2*pi);

```

```

A_korr = A_schlange / Af;
G1= K * A_korr;
G1(G1>1)=1;

% 2. biaxiales System -> koaxiales System (Measures)
r0 = 0.225; % eff. Radius der Teleskoplinse
f = 1.75; % Brennweite Teleskop
W0 = 0.12; % Strahlradius am Ausgang
theta = 0.40e-4;%0.40e-4; % Strahldivergenz [rad]
phi =Psi_D; % Öffnungswinkel Teleskop ( > Strahldivergenz)
d = 0.50+R*3.5e-5; % Abstand Empfangsteleskop - Sendeteleskop
r_t = r0 + phi * R; % FOV

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);

G2 = A ./ (pi * W.^2); % simle overlap factor (Formel 7.67)

G2=real(G2);
G2(G2>=1)=1;
G = G2;

```

- **Steuerprogramm zur Berechnung des Wasserdampfprofils aus einer nicht-linearer Regression unter Verwendung von gemessenen Daten und Modellen:**

```

clear all; format compact; close all;

delay=0; % [s]
np=nullpunkt; % [ns] Nullpunktkorrektur
schussanz=10000;

apfad=pwd;
datadir='d:\programme\Matlab5\bin\Wetz Zell'; % directory for datafiles
cd(datadir);
[file,pfad]=uigetfile('*'); % getting datafile
eval(['load ' pfad file]);
disp(['The current datafile is ',file]);
eval(['load ' pfad 'hramrausch.dat'])
file=file(1:length(file)-4); % filename without extention
data=(eval(file))/schussanz; rauschen=hramrausch/schussanz;
cd(apfad);

timediv=(length(data)-2)/1000*1e-6; % Time per Division [ns]
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; % Spannung(Entfernung)
y=-data(time>delay)*1000;
rauschen=-rauschen(time>delay)*1000;
v1=find(y==Inf); v2=find(y==-Inf); % Beseitigen der infiniten und
r1=find(rauschen==Inf); r2=find(rauschen==-Inf); % nicht reellen Werte aus der
y(v1)=y(v1-1);y(v2)=y(v2-1); % Messung, die durch Fehler bei der
rauschen(r1)=rauschen(r1-1); rauschen(r2)=rauschen(r2-1); % Aufzeichnung entstehen

```

```

y(y==Inf)=y(length(y));
y(y== -Inf)=y(length(y));
rauschen(rauschen==Inf)=rauschen(length(rauschen));
rauschen(rauschen== -Inf)=rauschen(length(rauschen));

y = y(x>0)-(mean(y(length(y)-2000:length(y)-500)));
rauschen=rauschen(x>0)-(mean(rauschen(length(rauschen)
-200:length(rauschen))));
x = x(x>0);

is1=find(y(isnan(y))); is2=find(rauschen(isnan(rauschen)));
y(isnan(y))=y(is1-1);
rauschen(isnan(rauschen))=rauschen(is2-1);
y=y-rauschen;
y(x<0.1)=0;

plot(x,y);
xlabel('Range [km]');ylabel('Voltage [mV]');
h=title(['Measurement: Datafile ',file]);grid;
set(h,'Interpreter','none');
v=(max(y)-min(y))/30;
axis([min(x) max(x) min(y)-v max(y)+v]);
zoom;

% Auswahl des Bereiches in dem die
% Anpassung vorgenommen werden soll
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)));
bereich=bereich1(1):bereich2(length(bereich2));

load volt2anz;
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;

% Anpassung der Lidarfkt. an das Signal
% (Fit des Wasserdampfdruckes)
figure;
g1 = gca
f1 = plot(x,y(bereich)./volt2anz);
set(f1,'LineWidth',1.4)
set(g1,'FontSize',12)
hold on;
g2 = gca
f2 = plot(x,model4a(x),'g');
set(f2,'LineWidth',2.5)
set(g2,'FontSize',12)
axis([0 4 -2e7 max(model4a(x))])
xlabel('Entfernung [km]');ylabel('Zählrate [1/s]');
zoom;grid

beta0 = ones(floor(length(y(bereich))/100),1).*1500;
para4 = nlinfit(x,y(bereich)./volt2anz,'test1',beta0(:))

% Plot der Ergebnisse
figure;
g5 = gca

```

% Verschiebung um Rauschlevel

% Herausschneiden des Bereichs $x > 0$

% Aufruf des Programms für die
% nichtlineare Regression

```

f5 = plot(x,y(bereich)./volt2anz);
set(f5,'LineWidth',1.4)
set(g5,'FontSize',12)
xlabel('Entfernung [km]');ylabel('Zählrate');
hold on;zoom;grid
g6 = gca
f6 = plot(x,test1(para4,x),'g');
set(f6,'LineWidth',2.5)
set(g6,'FontSize',12)
axis([0 4 -2.5e7 10e7])

for i=1:length(para4)
    if i==length(para4)
        j=100*i;
        l=(j-99):length(x);
        ww(l)=ones(length(l),1).*para4(i);
    else
        j=100*i;
        l=(j-99):j;
        ww(l)=ones(length(l),1).*para4(i);
    end
end

[H,T0,P0,L0,a0532,alpha,En,Af,r_B,h,k,hoch,b,l532,Ab532,
a0660,l660,Ab660,a0607,l607,Ab607,e0,E,c]=parameter(x*1000);
T0 = T0+273;
e0=para4(2)/(((T0+b.*150)./T0).^(4*hoch));
TH = (T0+b.*H); % [K]
eH = e0*(TH./T0).^(4*hoch); % [Pa]

ww = ww(:);
TH_ger = T0*(ww./e0).^(1/(4*hoch));
maxhoehe = max(find(H<1300));
appr = appr_fkt(ww(110:maxhoehe),5);

figure;
g3 = gca
f3 = plot(ww(101:1960)./100,H(101:1960)./1000)
set(f3,'LineWidth',2.5)
set(g3,'FontSize',12)
ylabel('Höhe [km]')
h=xlabel(['H2O-Partialdruck [mbar]: Datafile ',file]);
set(h,'Interpreter','none');
zoom
hold on;
g4 = gca
f4 = plot(eH(101:1960)./100,H(101:1960)./1000,'g')
set(f4,'LineWidth',2.5)
set(g4,'FontSize',12)
grid
legend('gerechnet aus Lidarmessung','theoretischer Wert');

figure;
g5 = gca
f5 = plot(TH_ger(101:1960)./100,H(101:1960)./1000)
set(f5,'LineWidth',2.5)
set(g5,'FontSize',12)
ylabel('Höhe [km]')
h=xlabel(['Temperaturprofil [řC]: Datafile ',file]);
set(h,'Interpreter','none');
zoom
hold on;
g6 = gca
f6 = plot(TH(101:1960)./100,H(101:1960)./1000,'g')
set(f6,'LineWidth',2.5)
set(g6,'FontSize',12)
grid
legend('gerechnet aus Lidarmessung','theoretischer Wert');

```

Bodenwert = e_0

- **Programm zur Berechnung der für die Lidartheorie wichtigen apparativen und atmosphärischen Parameter**

function [H,T0,P0,L0,a0532,alpha,En,Af,r_B,h,k,hoch,b,l532,Ab532,a0660,l660,Ab660,a0607,l607,Ab607,e0,E,c] = parameter(R)

```

% Parameter (Bodenwerte)
T0 = -0.80921;
P0 = 94620.13;
L0 = 1.0;
alpha = 33;

% Konstanten:
En = 80e-3;
Af = 0.283;
r_B = 0.0015;
h = 6.626176e-34;
k = 1.380662e-23;
hoch = 5.257937;

b = -0.0065;
l532 = 532e-9;
Ab532 = 0.14;%0.004;
l660 = 660e-9;
Ab660 = 0.126;%0.16
l607 = 607e-9;
Ab607 = 0.126;%16;
c=2.99792458e8;

a0532 = 5.5e-4;

a0660 = 0.8*a0532;

a0607 = 0.9*a0532;
E = 10^((7.5*T0)/(237.3+T0)+0.7857);

e0 = L0*E*1e2;
H = R*sin(alpha/180*pi);

% Temperatur [°C]
% Druck [Pa]
% Luftfeuchtigkeit
% Elevation [°]

% Ausgangsenergie des Lasers [J]
% Empfangsapertur des Teleskops in qm
% Blendenöffnung (Radius)
% Planck-Konstante
% Boltzmann-Konstante
% =-(M*g)/(b*Ra) mit: M = 28.966 [kg/kmol]
Molekulargewicht der trockenen Luft
g = 9.81 [m/ss], Ra = 8314.36 [J/kmol*K] univers. Gaskonstante
% Temperaturgradient [K/m]
% Wellenlänge Rayleigh-Streuung in m
% Abschwächung: Transmission und Quanteneffizienz
% Wellenlänge H2O-Raman-Streuung in m
% Abschwächung: Transmission und Quanteneffizienz
% Wellenlänge N2-Raman-Streuung in m
% Abschwächung: Transmission und Quanteneffizienz
% Vakuumlichtgeschwindigkeit

% Extinktionskoeff. am Boden für 532nm und 660 nm Wellenlänge
% Sichtverhältnisse: Leichter Dunst: 5.2*10^(-4)
% klar: 3.5*10^(-4)
% sehr klar: 1*10^(-4)
% Sichtverhältnisse: 4.2*10^(-4)
% 2.8*10^(-4)
% 0.8*10^(-4)

% H2O-Partialdruck am Boden e0 [Pa]
% Sättigungsdampfdruck
% Höhenunterschied

```

Liste der benötigten Programme

Alle Programme, die für die Ableitung des Wasserdampfgehalts aus den Lidarmessungen benötigt werden, sind in folgender Tabelle genannt und kurz erläutert. Alle Routinen wurden mit dem Softwarepaket Matlab der Firma MathWorks erstellt.

Dateiname	Unterprogramme	Beschreibung
darst.m	lidarfkt.m	Darstellung der gemessenen Ergebnisse und Vergleich mit der Theorie, zur ersten Plausibilitätskontrolle
geoform.m	-	Berechnung des geo. Formfaktors
h2otest.m	nullpunkt.m, modelHa.m, nlinfit.m, parameter.m	Script-Programm zur Ermittlung des Wasserdampfpartialdrucks aus den gemessenen Daten
kalibrierung.m	-	Berechnung einer Kalibrierfunktion für die Verstärkungseigenschaften des benutzten Detektors
lidar.m	parameter.m	Ermittlung des theoretischen Signalverlaufs aus gemessenen Bodenwerten und Modellen
lidarfkt.m	parameter.m	Funktion-Programm zur Berechnung des theoretischen Signals
modelRa(b,c).m	parameter.m	Funktion-Programm das für die Ermittlung der Systemparameter benötigt wird
modelNa(b,c).m	parameter.m	Funktion-Programm das für die Ermittlung von Temperatur und Luftdruckverlauf benötigt wird
nlinR.m	nullpunkt.m, modelHa.m, nlinfit.m, parameter.m	Script-Programm zur Berechnung der Systemparameter aus den Messungen
nlinN.m	nullpunkt.m, modelHa.m, nlinfit.m, parameter.m	Script-Programm zur Berechnung des Luftdruck- und Temperaturverlaufs
nlinfit.m	-	Berechnung einer nichtlinearen Regression
nullpunkt.m	-	Korrektur der Signallaufzeit auf den Referenzpunkt
parameter.m	-	Berechnung einiger notwendiger Parameter
modelHa.m	parameter.m	Funktion-Programm das für die Ermittlung des Wasserdampfprofils benötigt wird
theo_radio.m	parameter.m	Vergleich von Radiosondendaten mit der Theorie
wwcalc.m	-	Berechnung gemittelter Werte für Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchte über einen bestimmten Zeitraum

Literaturverzeichnis

- [1] Alonso, Marcelo, Finn, Edward: *Physik*, Addison-Wesley Publishing Company 1988
- [2] Ansmann, Albert: *Bodengebundene DIAL-Wasserdampfmessung*, Dissertation (1988)
- [3] Bergmann, Schaefer: *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3: Optik*, Walter de Gruyter Verlag 1993
- [4] Bardorf-Hofmann, Birgit: *Detektion von Raman-Rückstreusignalen für die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der tiefen Troposphäre*, Diplomarbeit (1996)
- [5] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*, Harry Deutsch (1991)
- [6] Burle Industries: *Photomultipliers*, Verkaufsprospekt USA (1997)
- [7] Dietze, Gerhard: *Einführung in die Optik der Atmosphäre*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig K.G. Leipzig 1957
- [8] Eichler, Jürgen und Eichler, Hans Joachim: *Laser, Bauformen, Strahlführung, Anwendungen* Springer Verlag Berlin 1998
- [9] Faust, Heinrich: *Der Aufbau der Erdatmosphäre*, Friedrich Vieweg und Sohn Braunschweig (1967)
- [10] GTE Sylvania Inc.: *Proposal for Satellite Ranging System*, Mountain View, USA (1974)
- [11] Harms J., Lahmann W. und Weitkamp C.: *Geometrical compression of lidar return signals*, Applied Optics Vol. 17, No. 7 (1978)
- [12] Hartmann, Torsten, Soffel, Michael, Ruder, Hanns, Schneider Manfred: *Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung in Gravitationsfeldern und Medium bei geodätischen Raumverfahren*, Deutsche Geodätische Kommission (1992)
- [13] Hecht, Eugene: *Optik*, Addison-Wesley Verlag Deutschland (1989)
- [14] Hennes, Maria: *Entwicklung eines Meßsystems zur Ermittlung von Turbulenzparametern der Atmosphäre für Anwendungen in der Geodäsie*, Dissertation (1995) Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

- [15] Hering, Martin, Stohrer: *Physik für Ingenieure*
- [16] Kahmen, Heribert: *Vermessungskunde*, de Gruyter Verlag
- [17] Maier, Wolfgang: *Untersuchung des Einflusses der Erdatmosphäre auf Laserentfernungsmessungen zu Satelliten durch simultane Pulslaufzeitmessung auf zwei Wellenlängen*, Diplomarbeit (1993)
- [18] Mayer, Roger: *Untersuchungen zur Detektion von LIDAR-Rückstreusignalen unter Verwendung einer Lawinendiode im Geigermode*, Diplomarbeit (1995)
- [19] Measures, Raymond M. : *Laser Remote Sensing*, Puplication (1984)
- [20] Mitton, Dr. Simon: *Cambridge Enzyklopädie der Astronomie*, Orbis Verlag (1989)
- [21] Oriel: *Optische Filter*, Zubehör Katalog
- [22] Rennert, Peter, Schmiedel, Herbert, Weißmantel Christian: *Kleine Enzyklopädie der Physik*, VEB Bibliographisches Institut Leipzig 1986
- [23] Riebesell, Maren: *Raman-Lidar zur Fernmessung von Wasserdampf- und Kohlendioxyd-Höhenprofilen in der Troposphäre*, Dissertation (1990)
- [24] Riepl, Stefan: *Die Dispersion der Erdatmosphäre*, Diplomarbeit (1993)
- [25] Riepl, Stefan: *Lasermessungen nach Erdsatelliten auf zwei Wellenlängen unter Verwendung einer Streak-Kamera*, Dissertation (1997)
- [26] Schäfer, Heinz-Jürgen: *Charakterisierung und Messung der zeitlichen Variation stratosphärischer Aerosole mit Hilfe des Rayleigh-Raman Lidars*, Dissertation (1994)
- [27] Schneider, Manfred: *Satellitengeodäsie*, Wissenschaftsverlag Mannheim
- [28] Schreiber U., Maier W., Riepl S.: *Measuring Atmospheric Dispersion Employing Avalanche Photodiodes in Lidar Techniques for Remote Sensing*, Proceedings of the SPIE-Symposium in Rom, Chr. Werner Vol. 2310 (1994)
- [29] Schreiber, Ulrich: *Persönliche Mitteilungen*, 10.07.2000
- [30] Schreiber U., Haufe K. H., Dassing R.: *Measuring Atmospheric Dispersion with WLRS in Multiple Wavelength Mode*, Proceedings of 8th Workshop of Laser Ranging Instrumentation 7-28 - 7-35 (1992)
- [31] Seeber, Günter: *Satellitengeodäsie* (1989)
- [32] Seitz, Florian: *Charakterisierung eines bistatischen Rayleigh- und Raman-Lidars zur Bestimmung von höhenaufgelösten Wasserdampfprofilen*, Diplomarbeit (2000)
- [33] Sierk, Bernd: *Bestimmung des troposphärischen Wasserdampfgehaltes zur Refraktionskorrektur von GPS-Messungen*, Diplomarbeit (1995)

- [34] Torge, Wolfgang: *Geodäsie*, Göschen Verlag 1975
- [35] Tradowsky, Klaus: *Laser, Grundlagen, Technik und Basisanwendungen*, Vogel Buchverlag Würzburg (1988)
- [36] Wandinger, Ulla: *Theoretische und experimentelle Studien zur Messung stratosphärischer Aerosole sowie zum Einfluß der Mehrfachstreuung auf Wolkenmessungen mit einem Polarisations-Raman-Lidar*, Dissertation (1994)
- [37] Werner, Ch.: *Grundlagen für ein Raman-Lidar-System*, DLR-Mitteilung (1973)

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Privatdozenten Dr.-Ing. habil. Ulrich Schreiber, für seine Betreuung und die interessante Aufgabenstellung. Durch seinen fachlichen Beistand, seine aufopfernde Betreuung und seine unverkrampfte Sicht der Dinge trug er maßgeblich zum Gelingen meiner Arbeit bei. Die auftretenden Probleme wurden immer eingehend diskutiert und dadurch der Einblick in die Materie vertieft.

Mein herzlichster Dank gilt auch meinen Studienkollegen Herrn Florian Seitz, der mit mir die Freuden und Leiden der Lidarmessung teilte. Nicht zuletzt durch seine Bemühungen das System zu charakterisieren und zu modellieren wurde die Bestimmung des Wasserdampfgehalts erst ermöglicht.

Herr Dr. Wolfgang Schlüter danke ich für die Möglichkeit auf der Fundamentalstation Wettzell zu arbeiten und für das fördernde Interesse am Fortgang der Arbeit.

Für die engagierte technische Unterstützung der Lidarexperimente und die Wartung des Lasers möchte ich den Herren Nikolaus Brandl, Karl-Heinz Haufe, Rudi Motz und Gerhard Kronschnabl herzlich danken.

Frau Dr. Anja Schlicht, Herrn Dr. Stefan Riepl und Herrn Armin Böer danke ich für alle fruchtbaren Diskussionen und die kritischen Anmerkungen beim Probelesen der Rohfassung.

Herrn Bernd Sierk danke ich für die Bereitstellung von Meßdaten aus unterschiedlichen Disziplinen zum Vergleich mit den Lidarmessungen und für alle anregenden Diskussionen die zur richtigen Bewertung der Ergebnisse beitrugen.

Nicht zuletzt gilt mein herzlichster Dank meinen Eltern, ohne deren Unterstützung und Förderung diese Arbeit wohl nie entstanden wäre.