

Universität Leipzig
Fakultät für Physik und Geowissenschaften

Diplomarbeit

im Studiengang Physik
zum Thema

**Charakterisierung und Erweiterung der
Empfängeroptik des IfT-Ramanlidars
MARTHA für kombinierte Aerosol- und
Wolkenmessungen**

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Physiker

vorgelegt von
Matthias Grein
im September 2006

eingereicht bei
Prof. Dr. J. Heintzenberg und
PD Dr. habil. A. Ansmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische und experimentelle Grundlagen	3
2.1	Streuprozesse in der Atmosphäre	3
2.2	Lidarprinzip und Lidargleichung	3
2.3	Aufbau des Aerosol-Ramanlidars MARTHA	5
2.4	Polarisiertes Licht	7
2.5	Mehrfachstreuung in der Lidartechnik	8
2.6	Begriffserklärungen	10
2.6.1	Aperturblende, Eintritts- und Austrittspupille, effektive Brennweite	10
2.6.2	Haupt-, Rand- und Nebenstrahlen	11
2.6.3	Gesichtsfeld und Überlappungsfunktion	12
3	Charakterisierung und Optimierung der Depolarisationsmessung	15
3.1	Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses	15
3.1.1	Definitionen und Größen	15
3.1.2	Bestimmung der Depolarisation für ideale Systeme	16
3.1.3	Bestimmung der Depolarisation für nicht ideale Systeme	17
3.1.4	Einfluss der Transmissionsverhältnisse auf die gemessenen Signale	19
3.1.5	Bestimmung der Depolarisation mit der 3-Kanal-Methode	21
3.2	Statistische Fehler bei den verschiedenen Bestimmungsmethoden	22
3.3	Bestimmung der Transmissionsverhältnisse	25
3.3.1	Versuchsaufbau und Durchführung	25
3.3.2	Fehler und Einflüsse	27
3.3.3	Vergleich mit den aus Herstellerangaben berechneten Werten	34
3.4	Einfluss der Ungenauigkeiten der Transmissionsverhältnisse auf die Depolarisationsmessung	35
3.5	Vorschläge zur Verbesserung des Messaufbaus	36
4	Konzeption eines Mehrfachstreukanals	38
4.1	Methodenbeschreibung der Signalsimulation	38
4.2	Einflüsse relevanter Parameter	40
4.2.1	Größenverteilung	40
4.2.2	Einflüsse der Parameter ρ_{eff} , α und H	41
4.2.3	Abschätzung benötigter Mittelungszeiten	49
4.3	Geeignete Gesichtsfelder	50
5	Neukonzeption der Empfängeroptik	51
5.1	Signalseparation für die Messung von Mehrfachstreuung	51
5.2	Teleskop	51
5.2.1	Prinzipieller Aufbau	51
5.2.2	Berechnung der Parameter	52
5.2.3	Strahldivergenz	54
5.2.4	Spiegeldurchmesser und effektive Brennweite	55
5.2.5	Feldblende	57

5.3	Strahlengang im Empfänger	58
5.3.1	Kollimatorlinse und Detektorlinse	59
5.3.2	Kathodenfläche	61
5.4	Gesamtkonzept	62
6	Zusammenfassung	68
A	Anhang zur Depolarisation	70
A.1	Abhängigkeit der Extinktion von der Polarisationsrichtung	70
A.2	Höhenabhängigkeit der Kanaleffizienzen η	70
A.3	Bestimmung der Kalibrierkonstante bei Depolarisationsmessungen . . .	71
A.4	Berechnungsgleichungen der 3-Kanal-Depolarisationsmethode	72
A.5	Schwingungsrichtung der emittierten Laserstrahlung	73
A.6	Polarisationsabhängige Effizienz eines Detektionskanals	74
	Literatur	76

1 Einleitung

Die Veränderung der globalen und der regionalen klimatischen Bedingungen gelangt zunehmend in den Blickpunkt der öffentlichen Diskussion. Von besonderem Interesse für die wissenschaftliche Betrachtung sind sowohl natürliche, als auch anthropogen bedingte Effekte, die den Strahlungs- und Wärmehaushalt der Erde beeinflussen. Während der Einfluss des Treibhausgases CO_2 weitgehend unumstritten ist und bereits Eingang in eine breite öffentliche und politische Diskussion gefunden hat, sind die verschiedenen Einflüsse atmosphärischen Aerosols noch nicht vollständig verstanden. Neben der Reflexion bzw. Absorption von Sonnenlicht (direkter Aerosoleffekt) können Aerosolpartikel durch eine Verstärkung oder Veränderung der Wolkenbildung (indirekter Aerosoleffekt), welche durch Kondensation (oder Resublimation) von Wasserdampf an den Partikeln als Kondensationskeimen erfolgt, Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Erde ausüben. Während der direkte Aerosoleffekt schon weitreichend untersucht wurde, ist der indirekte Aerosoleffekt noch nicht vollständig verstanden [Houghton u. a., 2001].

Die Forschungsarbeit des Leibniz-Instituts für Troposphärenforschung (IfT) Leipzig konzentriert sich auf die Untersuchung physikalischer und chemischer Eigenschaften der Aerosolpartikel, ihrer zeitlichen und räumlichen Verteilung und ihres Einflusses auf Wolkenbildungsprozesse. Während In-situ-Methoden eine weitreichende Untersuchung von Aerosol in Bodennähe ermöglichen, kann mit der Fernmessmethode Lidar (**L**ight **D**etection and **R**anging) eine Charakterisierung der Aerosole bis in große Höhen mit hoher vertikaler und zeitlicher Auflösung erfolgen. Auf diese Weise lassen sich Aerosoleigenschaften direkt am Ort der Wolkenbildung bestimmen. Mit einem Ramanlidar ist es möglich, Extinktions- und Rückstreuprofile der Partikel zu gewinnen [Ansmann u. a. 1990; Ansmann u. a. 1992]. Mit Hilfe eines Inversionsverfahrens werden aus Mehrwellenlänglidardaten mikrophysikalische Parameter atmosphärischer Partikel wie der effektive Radius, der mittlere komplexe Brechungsindex [Müller u. a., 1998] und die Einfachstreuabede [Müller u. a., 2000] abgeleitet. Weiterhin ist es möglich, die relative Feuchte als entscheidenden Parameter zur Wolkenbildung zu bestimmen [Mattis u. a., 2002]. Einer der wichtigsten mit Lidar bestimmbar Parameter für die Charakterisierung von atmosphärischem Aerosol und für die Klassifizierung von Wolken ist das Depolarisationsverhältnis [Sassen, 1991]. Mit diesem ist es beispielsweise möglich, zwischen Eis-, Wasser- und Mischphasenwolken zu unterscheiden. Mit dem IfT-Ramanlidar MARTHA (**M**ultiwavelength **A**erosol **R**aman **T**emperature **H**umidity **A**pparatus) können alle diese verschiedenen atmosphärischen Daten gewonnen werden. Um noch detailliertere Informationen über Wolken zu erhalten, ist die Erweiterung des Lidarsystems durch einen Mehrfachstreukanal geplant. Mit diesem sollen Extinktionsprofile und effektive Tropfengrößen an der Unterkante von Wasserwolken abgeleitet werden. Damit wird es erstmals möglich sein, für den indirekten Aerosoleffekt relevante Aerosol- und Wolkenparameter gleichzeitig unter Umgebungsbedingungen zu bestimmen. Die Konzeption eines solchen Mehrfachstreukanals, der dazu erforderliche Neuaufbau des Empfängers und die Optimierung der Depolarisationsmessung sind Gegenstand dieser Arbeit.

Die Arbeit gliedert sich in sechs Kapitel. Nach der Einleitung werden in Kapitel 2 die für diese Arbeit grundlegenden Prinzipien der Lidartechnik vorgestellt, der Aufbau des IfT-Ramanlidars MARTHA erläutert und wichtige Begriffe dieser Arbeit erklärt. In

Kapitel 3 werden verschiedene Berechnungsmethoden für das Depolarisationsverhältnis vorgestellt und untersucht. Weiterhin werden die für die Depolarisationsberechnung notwendigen Systemparameter ermittelt und es wird eine Fehleranalyse durchgeführt. Abschließend werden Vorschläge zur Verbesserung des experimentellen Aufbaus zur Vermeidung der gefundenen Schwächen gemacht. In Kapitel 4 werden geeignete Gesichtsfelder für die Messung von Mehrfachstreusignalen ermittelt. Dabei werden Lidarsignale numerisch simuliert und Einflüsse relevanter atmosphärischer Parameter untersucht. In Kapitel 5 wird die notwendig gewordene Neukonzeption des Empfängers vorgestellt. Zunächst wird das Prinzip der Signalaufteilung für Einfach- und Mehrfachstreukanal erläutert. Unter Abwägung verschiedener Systemparameter wird anschließend ein geeigneter Aufbau für Teleskop und Strahlengang entwickelt. Kapitel 6 fasst die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit kurz zusammen.

2 Theoretische und experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen und experimentellen Grundlagen der Lidar- messtechnik vorgestellt. Ausgehend von den verschiedenen Streuprozessen werden zunächst das Lidarprinzip und die Lidargleichungen in der Einfachstreuungnäherung, anschließend der experimentelle Aufbau des IfT-Lidarsystems MARTHA vorgestellt. Für die für diese Arbeit zentralen Themen Depolarisationsmessung und Messung von Mehrfachstreuung werden die wesentlichen Prinzipien erläutert. Abschließend werden einige grundlegende Begriffe dieser Arbeit erklärt.

2.1 Streuprozesse in der Atmosphäre

Die in der Atmosphäre auftretende Streuung von Licht¹ an Molekülen und Partikeln ist die physikalische Grundlage der Lidartechnik. Man unterscheidet zwischen elastischen Streuprozessen, bei denen die Wellenlänge des ausgesandten Lichts erhalten bleibt, und inelastischen Prozessen, die eine Veränderung der Wellenlänge zur Folge haben. Größe und Form sowie elektrische oder magnetische Polarisierbarkeit sind entscheidende Einflussgrößen für die Wechselwirkung des Lichts mit dem jeweiligen Streuer. Zur Beschreibung der elastischen Streuung werden im Wesentlichen zwei Modelle verwendet. Während bei der Theorie der Rayleighstreuung davon ausgegangen wird, dass die Streuer klein im Verhältnis zur Wellenlänge des Lichts sind, beschreibt die Mie-Theorie Streuung an sphärischen Teilchen beliebiger Größe. Während die Rayleigh-Theorie eine gute Beschreibung für die elastische Streuung von Licht vom ultravioletten bis zum infraroten Spektralbereich an Molekülen liefert, ist die Mie-Theorie eine gute Näherung für die Streuung an beliebig geformten Partikeln, solange der Partikeldurchmesser nicht wesentlich größer als die Wellenlänge der gestreuten Strahlung ist. Für die Streuung an größeren, stark unregelmäßig geformten Partikeln wie Wüstenstaub oder Eiskristallen lässt sich die Mie-Theorie im Allgemeinen jedoch nicht anwenden.

Bei der inelastischen Ramanstreuung wird ein Teil der Energie der eintreffenden Strahlung im Molekül für den Übergang in einen anderen Energiezustand verwendet. Für die in der Lidartechnik verwendeten Frequenzen des ausgesandten Laserlichts sind Übergänge der Moleküle in andere Rotations- und Vibrationszustände möglich. Die Größe der Frequenzverschiebung ist charakteristisch für das streuende Molekül und in der Literatur ausführlich beschrieben [Herzberg 1950; Long 2002]. Die Intensität des durch einen Ramanprozess zurückgestreuten Lichts liegt im Allgemeinen mehrere Größenordnungen niedriger als die Intensität des elastisch zurückgestreuten Lichts.

2.2 Lidarprinzip und Lidargleichung

Lidar ist ein aktives optisches Fernmessverfahren, mit dem räumlich und zeitlich hochaufgelöste Profile atmosphärischer Parameter gewonnen werden können. Das Verfahren beruht auf der zeitaufgelösten Messung von rückgestreutem Licht aus der Atmosphäre. Dazu wird ein kurzer, hochenergetischer Lichtpuls in die Atmosphäre ausgesandt. Das Licht wird in verschiedenen Entfernungen gestreut. Mit Hilfe eines Teleskops wird der

¹Die Bezeichnung Licht wird in der Lidartechnik nicht in der Beschränkung auf den für den Menschen sichtbaren Spektralbereich der elektro-magnetischen Strahlung verwendet. Stattdessen wird sie auf den gesamten Spektralbereich der ausgesandten bzw. gestreuten Strahlung angewendet, auch wenn die jeweiligen Wellenlängen im ultravioletten oder infraroten Bereich des Spektrums liegen.

zurückgestreute Anteil aufgefangen, mit Detektoren registriert und zeitaufgelöst erfasst. Aus der Laufzeit t des Laserpulses und der Lichtgeschwindigkeit c in der Atmosphäre lässt sich die Entfernung z des Streuorts über

$$z = \frac{ct}{2} \quad (1)$$

bestimmen. Als Lichtquelle wird i. Allg. ein gepulster Laser verwendet, der die Erzeugung zeitlich und spektral schmaler Lichtpulse hoher Energie ermöglicht.

Auf dem Weg durch die Atmosphäre zum Streuort und zurück zum Teleskop finden weitere Streu- und Absorptionsprozesse statt. Die Summe aus Streuung und Absorption wird als Extinktion bezeichnet und beschreibt die Abschwächung des Signals während der Ausbreitung. Die Größe der Extinktion wird durch den Extinktionskoeffizienten α beschrieben. Er bezeichnet den relativen Leistungsverlust dP/P pro Weglänge $d\zeta$. Der Anteil des zurückgestreuten Lichts ist durch den Volumenrückstreukoeffizienten β (kurz: Rückstreukoeffizient) gegeben. Die Leistung P des detektierten Signals ergibt sich aus der Lidargleichung. Diese lautet für elastische Streuung bei der Wellenlänge λ_0 :

$$P(z, \lambda_0) = P_{\text{out}} \frac{K(\lambda_0)O(z)}{z^2} \beta(z, \lambda_0) \exp \left[-2 \int_0^z \alpha(\zeta, \lambda_0) d\zeta \right]. \quad (2)$$

P_{out} ist die Leistung des ausgesandten Laserpulses. Die Systemfunktion $K(\lambda_0)$ ist von der Wellenlänge des Lichts, jedoch nicht von der Entfernung des Streuorts abhängig und ist gegeben durch

$$K(\lambda_0) = \frac{c\tau}{2} A \eta(\lambda_0). \quad (3)$$

Sie fasst die systemspezifischen Größen Länge des Laserpulses τ , Apertur (Fläche) des Empfangsteleskops A und Effizienz des Empfängers $\eta(\lambda_0)$ zusammen. $O(z)$ ist die Überlappungsfunktion und beschreibt die geometrische Überlappung von Laserstrahl und Empfängergesichtsfeld. Der Faktor 2 in der Exponentialfunktion, dem sogenannten Transmissionsterm, resultiert aus dem zweimaligen Durchlaufen der Atmosphäre auf dem Hin- und Rückweg.

Der z^2 -Term beruht auf der geometrischen Abschwächung der Intensität des gestreuten Lichts, das sich auf einer Kugeloberfläche um das Streuzentrum verteilt. Aufgrund der starken Entfernungsabhängigkeit umfassen die Rückstreusignale einen Dynamikbereich von mehreren Größenordnungen.

Die Lidargleichung für inelastisch gestreutes Licht berücksichtigt für den Rückweg des Lichts die von λ_0 nach λ_{Ra} verschobene Wellenlänge und den Rückstreukoeffizienten β_{Ra} der Ramanstreuung:

$$P(z, \lambda_{\text{Ra}}) = P_{\text{out}} \frac{K(\lambda_{\text{Ra}})O(z)}{z^2} \beta_{\text{Ra}}(z, \lambda_0) \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha(\zeta, \lambda_0) + \alpha(\zeta, \lambda_{\text{Ra}})] d\zeta \right\}. \quad (4)$$

Um die optischen Parameter von atmosphärischen Partikeln bestimmen zu können, erfolgt eine Aufteilung des Extinktionskoeffizienten $\alpha = \alpha_{\text{M}} + \alpha_{\text{P}}$ und des Rückstreukoeffizienten $\beta = \beta_{\text{M}} + \beta_{\text{P}}$ in einen Molekül- (Index M) und einen Partikelanteil (Index P). Die verschiedenen Methoden zur Gewinnung optischer Partikeleigenschaften sind in Ansmann und Müller [2005] nachzulesen. Die Ramansignale werden außer zur Bestimmung der optischen Parameter Extinktion und Rückstreuung auch zur Konzentrations-

messung atmosphärischer Bestandteile (z.B. Wasserdampf) verwendet. Hierzu macht man sich die Proportionalität des Rückstreuoeffizienten β_{Ra} zur Anzahlkonzentration N_{Ra} der Streuer zunutze:

$$\beta_{\text{Ra}}(z, \lambda_0) = N_{\text{Ra}}(z) \frac{d\sigma_{\text{Ra}}}{d\Omega}(\pi, \lambda_0). \quad (5)$$

$\frac{d\sigma_{\text{Ra}}}{d\Omega}(\pi, \lambda_0)$ bezeichnet den zugehörigen Rückstreuquerschnitt. Eine detaillierte Beschreibung der Ramanlidartechnik und ihrer Anwendungen findet sich in Wandinger [2005].

2.3 Aufbau des Aerosol-Ramanlidars MARTHA

Das IfT-Lidarsystem MARTHA ist ein fest installiertes Lidarsystem, das neben Extinktions- und Rückstremessungen auch die Bestimmung von Wasserdampf, Temperatur und Depolarisation ermöglicht. Durch die Verwendung mehrerer Wellenlängen liefert es darüberhinaus Datenmaterial für ein Inversionsverfahren, mit dessen Hilfe sich Aussagen über Aerosolgrößenverteilungen gewinnen lassen [Müller, 1997]. Eine zukünftige Erweiterung zur Messung von Mehrfachstreusignalen ist Gegenstand dieser Arbeit.

Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 1 dargestellt. Als Lichtquelle dient ein leistungsstarker Nd:YAG-Laser, der Laserpulse der Fundamentalwellenlänge von 1064 nm mit einer Pulslänge von ca. 8–9 ns und einer Wiederholungsrate von 30 Hz emittiert. Mittels zweier Kristalle mit nichtlinearen optischen Eigenschaften werden zusätzlich zur Fundamentalwellenlänge durch Frequenzverdopplung bzw. -verdreifung die Wellenlängen 532 und 355 nm erzeugt. Das Licht der drei Wellenlängen durchläuft anschließend ein Aufweitungsteleskop, mit dem durch 15-fache Vergrößerung des Strahldurchmessers eine entsprechende Reduktion der Strahldivergenz erreicht wird. Die vor dem Aufweitungsteleskop angebrachte Strahlfalle bietet die Möglichkeit, den Strahl vor dem Erreichen der nachfolgenden Optik zu blockieren und so Beschädigungen während der Warmlaufzeit des Lasers zu vermeiden. Der aufgeweitete Laserstrahl wird über einen elliptischen Umlenkspiegel vertikal in die Atmosphäre gelenkt. Die Divergenz des aufgeweiteten Strahls beträgt etwa 0.1 mrad, der Durchmesser etwa 15 cm.

Das Empfangsteleskop ist ein Teleskop des Cassegrain-Typs. Es besteht aus einem parabolischen Hauptspiegel und einem hyperbolischen Gegenspiegel. Der Durchmesser des Hauptspiegels beträgt 1 m. Am Ort des Brennpunkts des Spiegelsystems ist eine Feldblende angebracht, mit der das Gesichtsfeld des Teleskops auf 0.4 mrad begrenzt wird. Mit Hilfe eines achromatischen Linsensystems wird der divergierende Strahl kollimiert und über einen Umlenkspiegel in die Strahlseparationseinheit gelenkt. Der Strahl durchläuft zunächst zwei Linsen, die ins System integriert wurden, um Verluste aufgrund der großen Strahldivergenzen im Empfänger zu vermeiden. Im Strahlengang befinden sich verschiedene Strahlteiler, die eine Aufteilung des Signals verschiedener Wellenlängen und Polarisationszustände bewirken. Um das zu detektierende Signal auf einen spektral möglichst schmalbandigen Bereich um die gewünschte Messwellenlänge zu begrenzen, sind den Detektoren Interferenzfilter vorgesetzt. Die Spezifikationen der Strahlteiler und der Interferenzfilter sind in Mattis [2002] aufgeführt. Auf diese Weise erfolgt eine Aufteilung in die verschiedenen Messkanäle der elastischen Wellenlängen 355, 532 und 1064 nm sowie der, durch Ramanstreuung verschobenen, Wellenlängen

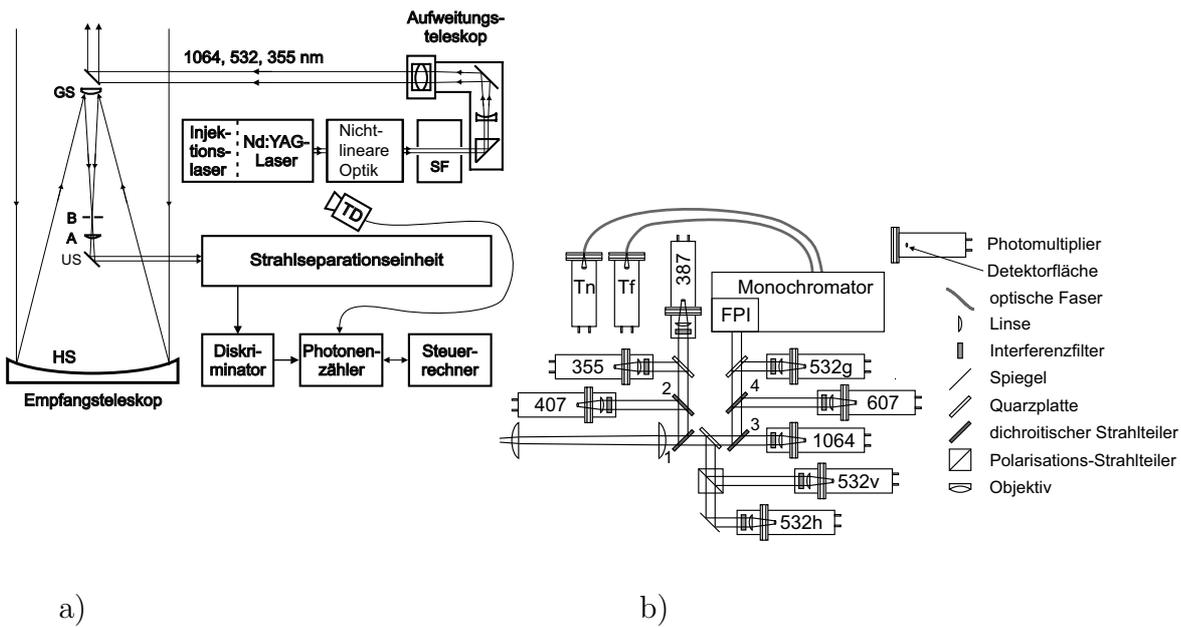


Abbildung 1: (a) Schematische Darstellung des Aufbaus des IFT-Ramanlidars MARTHA und (b) der darin enthaltenen Strahlseparationseinheit. Die Abkürzungen bedeuten: HS Hauptspiegel, GS Gegenspiegel, US Umlenkspiegel, B Blende, A Achromat, SF Strahlfalle, TD Triggerdiode und FPI Fabry-Perot-Interferometer. Die Zahlen in den Photomultipliern geben die detektierte Wellenlänge in nm an, v und h stehen für vertikal und horizontal polarisiertes Licht (relativ zur Tischebene).

387 und 607 nm (Stickstoff-Ramansignale) und 407 nm (Wasserdampf-Ramansignal). Für die Temperaturmessung werden Anteile aus dem reinen Rotationsramanspektrum von Stickstoff und Sauerstoff detektiert, aus deren Intensitätsverhältnissen auf die Temperatur geschlossen werden kann. Nach dem Passieren der Strahlteiler durchläuft das Licht ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI), dessen Transmissionsmaxima mit den reinen Rotationslinien von Stickstoff zusammenfallen. Auf diese Weise wird das Hintergrundlicht zwischen den Rotationslinien stark unterdrückt, wodurch Temperaturmessungen auch am Tage ermöglicht werden. Das Signal wird weiter über einen Doppelgittermonochromator spektral aufgeteilt, und über eine Glasfaseranordnung werden die gewünschten Wellenlängenbereiche (Kanäle Tn und Tf) extrahiert. Das genaue Funktionsprinzip ist in Mattis [2002] erläutert.

Ein Polarisations-Strahlteiler dient zur Separation von vertikal und horizontal polarisiertem Licht der Wellenlänge 532 nm. Die Polarisationsrichtung des im 532h-Kanal detektierten Lichts ist senkrecht zur Polarisationsrichtung des ausgesandten Laserlichts der Wellenlänge 532 nm (und horizontal zur Tischebene). Der Parallelkanal 532v zur Detektion des parallel polarisierten Lichts (vertikal zur Tischebene) steht im Standardbetrieb nicht zur Verfügung, kann jedoch optional ins System integriert werden.

Für die Detektion wird der ankommende Parallelstrahl in jedem Detektionskanal mit Plankonvexlinsen auf die Photokathode eines Photomultipliers fokussiert. Die Signaldetektion erfolgt im Photonen-zählmodus. Dabei werden die durch einzelne Photonen in den Detektoren ausgelösten Spannungspulse über einen Diskriminator in Normpulse gewandelt und einer Zähl Elektronik zugeführt. Auf diese Weise wird jedes empfangene

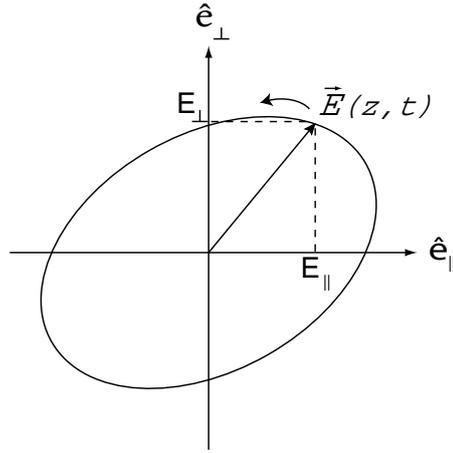


Abbildung 2: Der E-Feldvektor $\vec{E}(z, t)$ in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

ne Photon einzeln registriert. Hier muss darauf geachtet werden, dass die Signale am Detektor nicht zu groß werden, da sonst zeitlich dichte Pulse nicht mehr unterschieden werden können. Um dies zu verhindern, können verschiedene Neutraldichtefilter zur Schwächung des Signals vor die Detektoren gebracht werden. Die Signale werden schließlich an den Messrechner weitergegeben. Um die Information über die Laufzeit zu erhalten, wird der Lichtpuls beim Aussenden mit einer Triggerdiode registriert und der Zähllektronik als Triggerimpuls zur Verfügung gestellt.

2.4 Polarisiertes Licht

Der elektrische Feldvektor \vec{E} einer monochromatischen elektromagnetischen Welle beschreibt im allgemeinsten Fall an einem beliebigen, aber festen Punkt im Raum im Laufe der Zeit eine Ellipse (siehe Abbildung 2). Bei einer ebenen monochromatischen Welle mit definierter Ausbreitungsrichtung \vec{k} liegt diese Ellipse in einer Ebene senkrecht zu \vec{k} . Man spricht in diesem allgemeinen Fall von elliptisch polarisiertem Licht. Der Polarisationszustand des Lichts lässt sich durch vier Parameter vollständig beschreiben. Eine sinnvolle Wahl sind die Amplituden der Schwingung E^{\parallel} und E^{\perp} , projiziert auf zwei orthogonale Richtungen \hat{e}_{\parallel} und \hat{e}_{\perp} (Einheitsvektoren) in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, sowie die zugehörigen absoluten Phasenwinkel δ^{\parallel} und δ^{\perp} .

Der elektrische Feldvektor \vec{E} kann durch

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re} \left[e^{i(kz - \omega t)} \left(E^{\parallel} e^{i\delta^{\parallel}} \hat{e}_{\parallel} + E^{\perp} e^{i\delta^{\perp}} \hat{e}_{\perp} \right) \right]$$

beschrieben werden. Re bezeichnet den Realteil, ω die Winkelgeschwindigkeit und z die Ortskoordinate in Ausbreitungsrichtung. Ist die Ellipse zu einer Linie entartet, spricht man von linear polarisiertem Licht. Das hier verwendete Koordinatensystem ist so gelegt, dass die Schwingungsrichtung (Richtung des \vec{E} -Vektors) des zur Polarisationsmessung verwendeten, linear polarisierten Lichts im Empfänger parallel zur \hat{e}_{\parallel} -Richtung liegt. Polarisiertes Licht lässt sich nach obiger Beziehung als Superposition zweier linear polarisierter Komponenten beschreiben. Die über die Schwingungsdauer gemittelte

Leistung (für eine feste Fläche) ist proportional zum Betragsquadrat der elektrischen Feldamplitude und lässt sich ebenso in zwei Anteile zerlegen:

$$P = P^{\parallel} + P^{\perp} \propto |\vec{E}^{\parallel}|^2 + |\vec{E}^{\perp}|^2. \quad (6)$$

Die Leistung des Lichts ergibt sich somit durch Superposition der einzelnen Leistungen zweier linear polarisierter Wellen, deren Schwingungsrichtungen orthogonal zueinander liegen. Diese beiden linear polarisierten Wellen werden im Folgenden auch als Polarisationskomponenten bezeichnet.

2.5 Mehrfachstreuung in der Lidartechnik

Die Analyse der mit Lidar gewonnenen Signale erfolgt im Allgemeinen unter der Annahme von reiner Einfachstreuung in der Atmosphäre. Hierbei wird davon ausgegangen, dass ein im Empfänger detektiertes Photon lediglich einen einzigen Streuprozess in der Atmosphäre durchlaufen hat. Auf dieser Annahme beruht die in Abschnitt 2.2 vorgestellte Lidargleichung. Während diese Annahme für optisch dünne Medien und kleine Partikel eine gute Näherung darstellt, kann sie im Falle dichter Medien mit großen Streuern — das sind im Wesentlichen Wolken — zu beträchtlichen Fehlern führen.

Ein in die Atmosphäre ausgesandtes Photon kann eine gegebene Atmosphärenschicht entweder unbeeinflusst durchlaufen, darin absorbiert oder gestreut werden. Im Empfänger des Lidars können jedoch nur diejenigen Photonen detektiert werden, die zum Ort des Teleskops zurückgestreut werden. Das Photon kann dazu entweder von einem einzelnen Streuer unter einem Winkel nahe 180° zurückgestreut werden oder es durchläuft mehrere Streuprozesse, so dass die Summe der Streuwinkel wieder 180° beträgt und der letzte Streuer innerhalb des Gesichtsfelds des Teleskops liegt. Wegen der kleinen Gesichtsfelder spielt in der Praxis die Mehrfachstreuung nur bei großen Streuern eine Rolle, weil hier aufgrund der Beugung ein großer Anteil des Streulichts (bis zu 50%) in einen kleinen Winkelbereich um die Vorwärtsrichtung gelenkt wird. Ein Mehrfachstreuvorgang kann deshalb als Folge von ein oder mehreren Streuprozessen in Vorwärtsrichtung (nahe 0°) und einem Rückstreuprozess (nahe 180°) beschrieben werden. Schematisch ist ein möglicher Verlauf für einen solchen Mehrfachstreuvorgang in Abbildung 3 dargestellt. Im Folgenden wird die Bezeichnung Streuvorgang für die Summe aller einzelnen Streuprozesse verwendet.

Zur Beschreibung von Lidarsignalen unter Einfluss von Mehrfachstreuung wird üblicherweise der Mehrfachstreuparameter $F_0(z)$ in die Lidargleichung eingeführt (z.B. [Pal und Carswell, 1976]). Diese kann damit wie folgt geschrieben werden:

$$P^{\text{tot}}(z, \lambda_0) = P_{\text{out}} \frac{K(\lambda_0)O(z)}{z^2} \beta(z, \lambda_0) \times \exp \left[-2 \int_0^z \{ [1 - F_0(\zeta)] \alpha_{\text{P}}(\zeta, \lambda_0) + \alpha_{\text{M}}(\zeta, \lambda_0) \} d\zeta \right]. \quad (7)$$

Der obere Index tot für „total“ deutet an, dass sich das Signal als Summe von einfach- und mehrfachgestreutem Licht darstellen lässt. Die effektive Schwächung des Lichts ist hierbei geringer als bei der Einfachstreuung ($F_0 > 0$), da ein Teil des vorwärtsgestreuten Lichts im Gesichtsfeld des Empfängers verbleibt. Ermittelt man die Extinktion α_{P} unter der Annahme von reiner Einfachstreuung, so erhält man tatsächlich den Wert

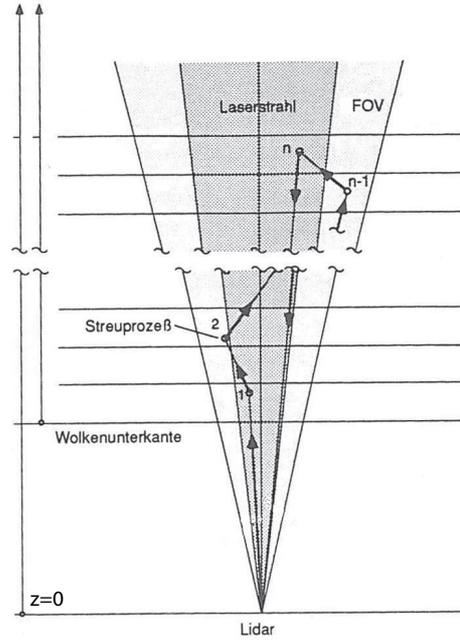


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Mehrfachstreuungsprozesses aus Wandinger [1994] (FOV: Gesichtsfeld des Empfängers, von engl.: *field of view*).

$(1 - F_0)\alpha_P$. Der ermittelte Wert ist also durch den Faktor $(1 - F_0)$ verfälscht. Die Extinktion durch Absorption wird bei den Betrachtungen zur Mehrfachstreuung üblicherweise weggelassen. Sie spielt in Eis- und Wasserwoken bei den hier verwendeten Wellenlängen keine Rolle. α_P stellt somit den Anteil der Extinktion durch Partikelstreuung, α_M denjenigen durch Molekülstreuung dar. Ein Vergleich von Gleichung (7) mit der Lidargleichung in der Einfachstreunäherung [Gleichung (2)] ergibt:

$$P^{\text{tot}}(z, \lambda_0) = P(z, \lambda_0) \exp \left[2 \int_0^z F_0(\zeta) \alpha_P(\zeta, \lambda_0) d\zeta \right]. \quad (8)$$

Durch Umformen ergibt sich der Mehrfachstreuparameter zu

$$F_0(z) = \frac{1}{2\alpha_P(z, \lambda_0)} \frac{d}{dz} \ln \frac{P^{\text{tot}}(z, \lambda_0)}{P(z, \lambda_0)}. \quad (9)$$

Aus dem Gesamtsignal $P^{\text{tot}}(z, \lambda_0)$, dem Einfachstreusignal $P(z, \lambda_0)$ und der Extinktion $\alpha_P(z, \lambda_0)$ lässt sich mit Gleichung (9) der Mehrfachstreuparameter des Streumediums gewinnen.

Bei der Beschreibung der Mehrfachstreuung in Ramansignalen müssen nur Streuvorgänge berücksichtigt werden, bei denen die Vorwärtsstreuungsprozesse elastisch verlaufen, während der einzelne Rückstreuungsprozess ein inelastischer Prozess ist [Malinka und Zege, 2003b]. Im Unterschied zur elastischen Streuung ist der Rückstreuungsprozess bei der inelastischen Streuung somit genau charakterisiert. Die Beschreibung der Mehrfachstreuung in der Lidargleichung erfolgt wiederum durch die Einführung eines Mehrfachstreuparameters $F_{\text{Ra}}(z)$ für die Ramanstreuung [Wandinger, 1994]. Analog zu Glei-

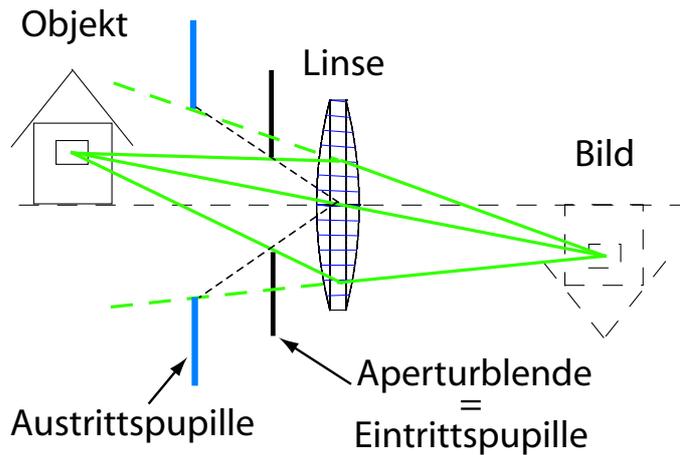


Abbildung 4: Darstellung der Begriffe Aperturblende, Eintritts- und Austrittspupille.

chung (8) ergibt sich:

$$P^{\text{tot}}(z, \lambda_{\text{Ra}}) = P(z, \lambda_{\text{Ra}}) \exp \left\{ \int_0^z F_{\text{Ra}}(\zeta) [\alpha_{\text{P}}(\zeta, \lambda_0) + \alpha_{\text{P}}(\zeta, \lambda_{\text{Ra}})] d\zeta \right\}. \quad (10)$$

Der Mehrfachstreuparameter berechnet sich in diesem Fall durch

$$F_{\text{Ra}}(z) = \frac{1}{\alpha_{\text{P}}(z, \lambda_0) + \alpha_{\text{P}}(z, \lambda_{\text{Ra}})} \frac{d}{dz} \ln \frac{P^{\text{tot}}(z, \lambda_{\text{Ra}})}{P(z, \lambda_{\text{Ra}})}. \quad (11)$$

Die Wolkenparameter, die den Wert des Mehrfachstreuparameters F_i relevant beeinflussen, sind die Extinktion (Stärke der Streuung), der effektive Tropfenradius (Streu-richtung) und die Wolkenhöhe, die die Winkelverteilung am Empfänger bestimmt. Während die Wolkenhöhe aus dem Rückstreuprofil einer Lidarmessung bestimmt werden kann, sind die beiden anderen Parameter unbekannt. Weiterhin ist der Wert von F_i abhängig von den Systemparametern Messwellenlänge, Empfängerapertur und Gesichtsfeld. Diese Abhängigkeit kann genutzt werden, um durch die Messung von Ramansignalen mit zwei verschiedenen Gesichtsfeldern die beiden unbekanntenen Wolkenparameter Extinktion und effektiver Tropfenradius aus den gewonnenen Daten zu bestimmen.

2.6 Begriffserklärungen

2.6.1 Aperturblende, Eintritts- und Austrittspupille, effektive Brennweite

Jedes optische Element kann aufgrund seiner endlichen Größe jeweils nur einen Teil des Lichts auffangen, das von einer Punktquelle emittiert wird. Die Fläche eines optischen Elements (z.B. einer Linse), von der das Licht aufgefangen und weitergeleitet wird, wird (freie) Apertur genannt. Bei einem optischen System aus mehreren Elementen existiert ein Element, das die Lichtmenge, die zur Erzeugung der Abbildung weitergeleitet wird, maximal begrenzt. Dieses Element wird Aperturblende genannt.

Unter der Eintrittspupille eines optischen Systems versteht man das Bild der Aperturblende durch die voranstehenden optischen Elemente. Bildet das erste optische Element

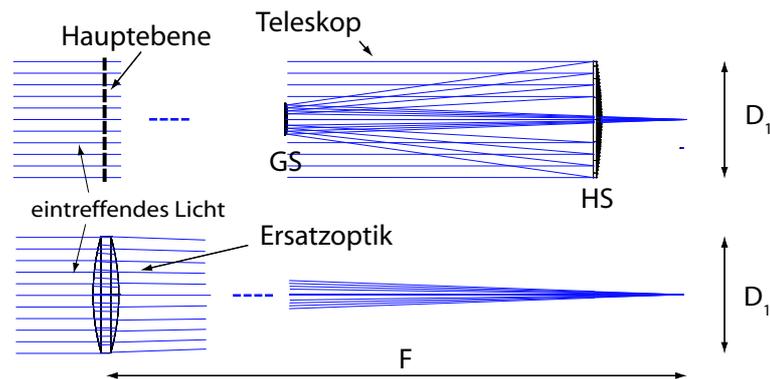


Abbildung 5: Vergleich der Darstellungen von Teleskop und Ersatzoptik.

die Aperturblende, fallen Eintrittspupille und Aperturblende zusammen. Die Austrittspupille ist analog zur Eintrittspupille definiert als Bild der Aperturblende durch die nachfolgenden optischen Elemente. Die Begriffe sind in Abbildung 4 illustriert. Die Eintrittspupille legt den Lichtkegel fest, der in das optische System eintritt, während die Austrittspupille den Lichtkegel bestimmt, der das optische System verlässt. Beim Cassegrain-Teleskop stellt der Hauptspiegel sowohl die Aperturblende als auch die Eintrittspupille dar. Die Austrittspupille liegt vor dem Hauptspiegel. Eine anschauliche Erklärung der erläuterten Begriffe findet sich u.a. in Hecht [1992].

Die effektive Brennweite F eines optischen Systems ist die Brennweite, die eine einzelne Linse haben müsste, um dieselbe Abbildung zu erzeugen wie das optische System. Beim Cassegrain-Teleskop berechnet sich die effektive Brennweite aus den Brennweiten f_1 und f_2 von Haupt- und Gegen Spiegel und deren Abstand l zu:

$$F = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - l}. \quad (12)$$

Zur Vereinfachung der Darstellung kann das Teleskop durch eine einzelne Linse mit der Brennweite F ersetzt werden, die im Abstand F vor dem Brennpunkt des Teleskops angebracht ist. Der Durchmesser der Linse entspricht für weit entfernte Objekte dem Durchmesser D_1 des Hauptspiegels. Der Strahlenverlauf an und nach der Feldblende bei Verwendung der Linse ist mit dem des Teleskops identisch (siehe Abbildung 5). Diese Darstellung wird in einigen Abbildungen dieser Arbeit verwendet. Die Linse wird hierbei als Ersatzoptik bezeichnet, die Ebene, in der sie liegt, als Hauptebene des Teleskops oder nur kurz als Hauptebene.

2.6.2 Haupt-, Rand- und Nebenstrahlen

Ein Hauptstrahl ist definiert als der Strahl, der von einem Objektpunkt ausgeht und durch die Mitte der Aperturblende läuft. Als Randstrahlen werden die Strahlen bezeichnet, die vom betrachteten Objektpunkt durch einen Randpunkt der Aperturblende gehen. Die Bezeichnung Nebenstrahlen wird für alle durch die Optik gelangenden Strahlen mit Ausnahme des Hauptstrahls verwendet. Haupt- und Nebenstrahlen befinden sich am Ort einer (idealen) optischen Abbildung wieder am selben Punkt, dem Bildpunkt (siehe Abbildung 6). Bei der Verwendung der Darstellung mit einer Er-

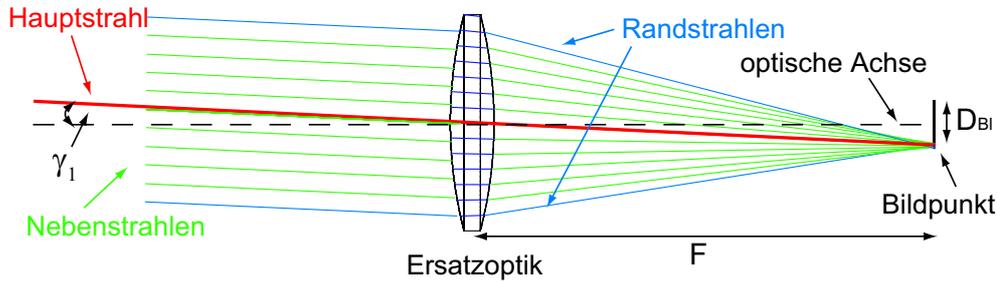


Abbildung 6: Schematische Darstellung zur Beschreibung des Gesichtsfelds sowie der Haupt-, Neben- und Randstrahlen.

satzoptik wird der Hauptstrahl zur Vereinfachung durch den Mittelpunkt der Linse gezeichnet. Dies ist für weit entfernte Objekte eine gute Näherung.

2.6.3 Gesichtsfeld und Überlappungsfunktion

Das Gesichtsfeld FOV (von engl. *field of view*) beschreibt den Winkelbereich um die optische Achse des Teleskops, aus dem die Strahlung aus der Atmosphäre eintreffen muss, um detektiert zu werden. Die Größe des Gesichtsfelds wird mit einer Feldblende im Brennpunkt des Teleskops festgelegt. Aus dem Unendlichen kommende Lichtstrahlen werden im Brennpunkt des Teleskops fokussiert und es entsteht eine vergrößerte Abbildung der Atmosphäre (siehe Abbildung 6). Wird an dieser Stelle eine Feldblende mit einem Durchmesser D_{BI} angebracht, so kann nur Strahlung aus dem Winkelbereich $\tan \gamma_1 = D_{BI}/2F$ die Blende passieren. Da die typischen Winkel γ_1 bei Lidar die Größenordnung 1 mrad besitzen, kann hier der Tangens in guter Näherung durch sein Argument ersetzt werden. Die Näherung des Tangens erfolgt im Folgenden ohne weitere Begründung. Das Gesichtsfeld ist als das Doppelte des Winkels γ_1 definiert und ergibt sich zu

$$FOV = 2\gamma_1 = \frac{D_{BI}}{F}. \quad (13)$$

Der genaue Abstand $b(z)$ der Abbildung einer Atmosphärenschicht in der Höhe z von der Hauptebene des Teleskops ergibt sich nach der Gaußschen Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{z} + \frac{1}{b(z)} \quad (14)$$

aus dem Wert von z und der effektiven Brennweite F des Teleskops. Da die Position des Bilds somit höhenabhängig ist, ist die Strahlung im Allgemeinen am Ort der Blende nicht vollständig fokussiert (siehe Abbildung 7). Eine vollständige Fokussierung am Ort der Blende wird nur für das Licht aus einer bestimmten Höhe z_B (üblicherweise $z_B = \infty$ und damit $b(z_B) = F$) erreicht. Dies führt dazu, dass in Abhängigkeit von der Höhe z einerseits Strahlung aus Bereichen außerhalb des durch Gleichung (13) festgelegten Gesichtsfelds die Blende passieren kann und andererseits Strahlung aus dem Gesichtsfeldbereich von der Blende abgeschattet wird. Diese Höhenabhängigkeit der von der

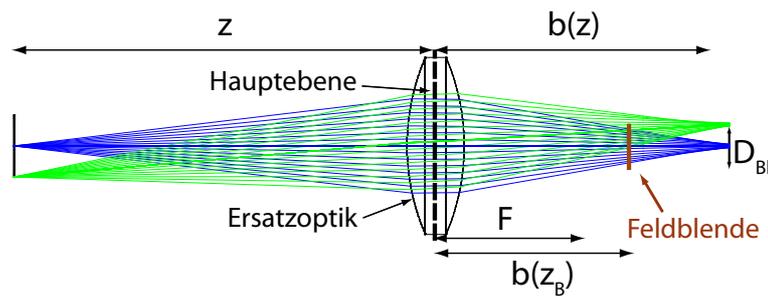


Abbildung 7: Schematische Darstellung der höhenabhängigen Abschattung durch die Feldblende.

Blende transmittierten Strahlung wird durch die Überlappungsfunktion beschrieben. Die Überlappungsfunktion stellt den Bruchteil der Strahlung dar, der die gesamte Optik passiert, bezogen auf den Anteil der Strahlung, der durch die Eintrittspupille ins Teleskop eintritt.

Die Berechnung der Überlappungsfunktion erfolgt im Rahmen dieser Arbeit durch ein Strahlenverfolgungsverfahren mit der Optiksoftware Zemax^{©2}. Dabei werden Strahlen erzeugt, die von einem Punkt in der Höhe z durch einen zufälligen Punkt auf der Eintrittspupille des Teleskops gehen. Das Verhältnis der Anzahl der Strahlen, die durch die nachfolgende Optik gelangen, zur Anzahl der erzeugten Strahlen ergibt den Wert der Überlappungsfunktion in der Höhe z . Bei der Berechnung des Strahlwegs wird das Snelliussche Brechungsgesetz angewandt. Verluste durch Streuung, Absorption oder Beugung werden nicht berücksichtigt.

Für den Fall, dass lediglich Einfachstreuereignisse auftreten, wird der Bereich möglicher Rückstreuorte in der Atmosphäre durch die Ausdehnung des Laserstrahls festgelegt. Die transversale Verteilung der Rückstreuorte ist somit durch die transversale Intensitätsverteilung des Lasers gegeben. Für die Berechnung der Überlappungsfunktion werden die Ausgangspunkte der Strahlung zufällig, jedoch gewichtet nach dieser Verteilung, erzeugt. Bei den durchgeführten Berechnungen wurden für jede Höhe 5000 Strahlen erzeugt. Die Intensitätsverteilung wurde als gaußförmig in der Horizontalebene angenommen. Als Divergenz der Laserstrahlung wurde ein Wert von $2\delta_{\text{Las}} = 0.1$ mrad verwendet. Dieser Wert bezieht sich auf den Bereich des Laserstrahls, in dem die Intensität (in transversaler Richtung) mehr als 1% des Maximalwerts beträgt. Eine typische Überlappungsfunktion ist in Abbildung 8(a) dargestellt. Hier wurden Abschattungseffekte durch die Spiegel im Teleskop berücksichtigt, so dass der Wert der aufgetragenen Funktion auch für große Höhen nicht 1 beträgt. Auf die üblicherweise vorgenommene Normierung der Überlappungsfunktion wird in den Darstellungen dieser Arbeit verzichtet, da hier lediglich der qualitative Verlauf der Funktion von Interesse ist.

Prinzipiell ist die durch die Feldblende bestimmte Überlappungsfunktion von der Überlappungsfunktion des gesamten Empfängers zu unterscheiden. Während bei ersterer nur die Abschattungen der Strahlen durch die Feldblende berücksichtigt werden, müssen bei letzterer auch die optischen Elemente in der Strahlseparationseinheit beachtet werden. Diese Unterscheidung wird bei der Konzeption des Strahlengangs in Kapitel 5 verwendet, um Abschattungseffekte im Strahlengang festzustellen. Der Empfänger muss

²Zemax-EE Optical Design Program, Zemax Development Corporation

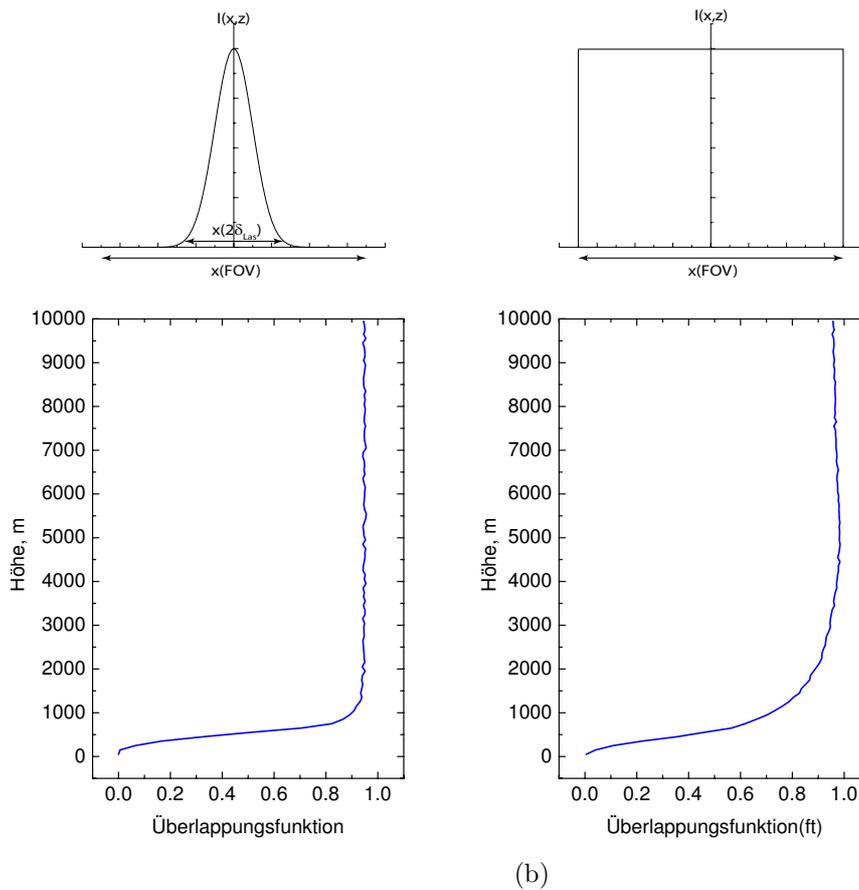


Abbildung 8: (a) Typischer Verlauf einer Überlappungsfunktion in Einfachstreuung und (b) der Überlappungsfunktion(ft) für eine homogene Verteilung der Rückstreuorte im Bereich des Gesichtsfelds. Über den Funktionen sind die zur Berechnung angenommenen transversalen Verteilungen der Rückstreuorte $I(x, z)$ dargestellt. x bezeichnet die Transversalkoordinate.

dabei so konzipiert werden, dass die Überlappungsfunktion des Empfängers ausschließlich durch die Feldblende festgelegt wird.

Bei der Berücksichtigung von mehrfachgestreutem Licht müssen auch Rückstreuorte außerhalb des durch die Laserstrahlung beleuchteten Bereichs in die Betrachtung einbezogen werden. Daher wird an manchen Stellen der Arbeit eine Überlappungsfunktion berechnet, bei der die Orte der Rückstreuung nicht auf die Ausdehnung des Laserstrahls beschränkt sind. Stattdessen werden Rückstreuereignisse (homogen verteilt) im gesamten durch die Blende definierten Gesichtsfeldbereich angenommen. Diese Überlappungsfunktion wird im Folgenden als Überlappungsfunktion(ft) bezeichnet (ft: von engl. *flat top*). Mit ihr ist es möglich, zu untersuchen, ob ein Strahlengang für die Messung mit bestimmten Gesichtsfeldern geeignet ist. Auftretende Abschattungen im Strahlengang sind durch Veränderungen im Verlauf der Überlappungsfunktion(ft) zu erkennen. Ein typischer Verlauf einer Überlappungsfunktion(ft) ist in Abbildung 8(b) dargestellt. Während die Überlappungsfunktion in 8(a) für große Höhen im Allgemeinen konstant bleibt, da die Laserstrahldivergenz $2\delta_{\text{Las}}$ üblicherweise kleiner als das Gesichtsfeld des Empfängers ist, kann die Überlappungsfunktion(ft) nur an einem einzigen Wert von z ($z = z_B$) maximal werden.

3 Charakterisierung und Optimierung der Depolarisationsmessung

In diesem Kapitel werden verschiedene Methoden der Depolarisationsberechnung vorgestellt und auf ihre Anwendbarkeit beim Lidarsystem MARTHA untersucht. Für ein verbessertes Berechnungsverfahren werden die notwendigen Systemparameter experimentell ermittelt und es wird eine Fehlerbetrachtung durchgeführt. Die zu erwartenden Fehler bei der Berechnung des Depolarisationsverhältnisses werden bestimmt und dargestellt. Abschließend werden Verbesserungsvorschläge zur Vermeidung der beschriebenen Fehler gemacht.

3.1 Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses

3.1.1 Definitionen und Größen

Bei dem hier untersuchten Lidar wird Licht dreier verschiedener Wellenlängen in die Atmosphäre ausgesandt. Das Licht der Wellenlängen 355 und 532 nm ist linear, das der Wellenlänge 1064 nm dagegen elliptisch polarisiert. Durch die Streuvorgänge in der Atmosphäre kann der Polarisationszustand des zum Teleskop zurückgestreuten Lichts gegenüber dem des ausgesandten Lichts verändert sein. Für linear polarisiertes Licht lässt sich diese Veränderung durch das lineare Depolarisationsverhältnis δ (im Folgenden oft auch kurz mit *Depolarisation* bezeichnet) beschreiben. Als atmosphärischer Parameter ist δ eine Funktion der Vertikalkoordinate z und der betrachteten Wellenlänge λ_0 . Das Depolarisationsverhältnis ist nach Schotland u. a. [1971] definiert durch

$$\delta(\lambda_0, z) = \frac{\beta^\perp(\lambda_0, z)}{\beta^\parallel(\lambda_0, z)} \exp(\tau^\parallel - \tau^\perp) = \frac{P_0^\perp(\lambda_0, z)}{P_0^\parallel(\lambda_0, z)}. \quad (15)$$

$\beta^\perp(\lambda_0, z)$ und $\beta^\parallel(\lambda_0, z)$ bezeichnen die Volumenrückstreukoeffizienten in der Höhe z für die Rückstreuung des Lichts der Wellenlänge λ_0 in 180°-Richtung für die beiden Polarisationskomponenten senkrecht bzw. parallel zur Polarisationsrichtung des ausgesandten Lichts. τ^\parallel und τ^\perp sind die jeweiligen optischen Dicken (auf dem Hin- und Rückweg) im Transmissionsterm der Lidargleichung ($\tau^{\text{pol}} = 2 \int_0^z \alpha^{\text{pol}}(\lambda_0, \zeta) d\zeta$, $\text{pol} = \perp, \parallel$). P_0^\perp und P_0^\parallel beschreiben die am Ort des Teleskops eintreffenden Leistungen der jeweiligen Polarisationskomponenten der Rückstreusignale. Die Äquivalenz der beiden Ausdrücke in Gleichung (15) ergibt sich durch Anwendung der Lidargleichung (2) für die jeweilige Polarisationsrichtung. Der Exponentialterm in Definition (15) wird in der Praxis vernachlässigt [Sassen, 2005], d.h. es wird $\tau^\parallel = \tau^\perp$ angenommen (siehe hierzu auch Anhang A.1).

Das am Teleskop eintreffende Signal wird im Empfänger in jedem Detektionskanal i mit unterschiedlicher Effizienz η_i transmittiert bzw. registriert. Im Allgemeinen muss für jede Polarisationskomponente ein separater Effizienzfaktor η_i^\parallel bzw. η_i^\perp verwendet werden. Die am Detektor registrierte Leistung ergibt sich somit zu

$$P_i(\lambda_0, z) = \eta_i^\parallel P_0^\parallel(\lambda_0, z) + \eta_i^\perp P_0^\perp(\lambda_0, z) = P_i^\parallel(\lambda_0, z) + P_i^\perp(\lambda_0, z). \quad (16)$$

Hier und im Folgenden wird angenommen, dass die Effizienzfaktoren η_i als Systemkonstanten unabhängig von der Höhe z sind (siehe hierzu Anhang A.2). Abkürzend wird

an dieser Stelle das Transmissionsverhältnis³

$$D_i = \frac{\eta_i^\perp}{\eta_i^\parallel} \quad (17)$$

eingeführt. Während die absoluten Effizienzfaktoren η_i experimentell schwer zugänglich sind, lassen sich die Transmissionsverhältnisse D_i — wie in dieser Arbeit geschehen — aus den Herstellerangaben zu den optischen Elementen oder auch experimentell bestimmen.

Die Bestimmung der Depolarisation geschieht üblicherweise unter Vernachlässigung eines oder mehrerer Terme in den Gleichungen (16) (für verschiedene i). In den folgenden beiden Abschnitten werden sowohl diese Näherungsmethoden als auch eine exakte Vorgehensweise erläutert.

3.1.2 Bestimmung der Depolarisation für ideale Systeme

Depolarisationsmessungen werden typischerweise mit zwei Detektionskanälen s (für senkrecht polarisiert) und p (für parallel polarisiert) durchgeführt, die jeweils für die Detektion von nur einer Polarisationskomponente vorgesehen sind. Beim IfT-Ramanlidar sind dies die Kanäle 532h und 532v. Dabei wird angenommen, dass die jeweils unerwünschte Komponente eine ausreichend starke Unterdrückung erfährt und somit $P_s^\parallel \ll P_s^\perp$ und $P_p^\perp \ll P_p^\parallel$ angenommen werden kann. Das Depolarisationsverhältnis lässt sich in diesem Falle [siehe Gleichung (15)] durch

$$\delta_1(z) = \frac{\eta_p^\parallel P_s(z)}{\eta_s^\perp P_p(z)} = C_1 \frac{P_s(z)}{P_p(z)} \quad (18)$$

bestimmen.

Hier wurde der Kalibrierfaktor $C_1 = \eta_p^\parallel / \eta_s^\perp$ eingeführt, der durch Abgleich mit einem bekannten Depolarisationswert in der Atmosphäre bestimmt werden kann. Dies erfolgt üblicherweise in einem partikelfreien Höhenbereich z_{Ray} , in dem der gemessene Wert δ_{Ray} nur durch Streuung an Molekülen verursacht wird. δ_{Ray} hängt i. Allg. von der Systemkonfiguration (z.B. der Bandbreite der Interferenzfilter) ab [Behrendt und Nakamura, 2002]. Für das Lidarsystem MARTHA gilt nach Mattis [2002] $\delta_{\text{Ray}} = 0.0142$. Eine Betrachtung des Einflusses fehlerhafter Werte für δ_{Ray} ist im Anhang A.3 zu finden. Der Index von δ und C nummeriert die jeweilige Berechnungsmethode. Da die Messung der Depolarisation bei einer festen Wellenlänge (beim vorliegenden System bei 532 nm) erfolgt, wird hier und im Folgenden auf die Angabe des Arguments λ_0 beim Depolarisationsverhältnis $\delta(\lambda_0, z)$ verzichtet. Man sollte sich jedoch bei Vergleichen mit Werten anderer Systeme stets bewusst machen, dass der Wert der Depolarisation von der verwendeten Wellenlänge abhängig ist.

Alternativ zu Beziehung (18) wird von Mattis [2002] ein Verfahren verwendet, bei dem das Depolarisationsverhältnis aus dem senkrecht polarisierten Anteil des Signals (Kanal s) und dem gesamten (nicht nach Komponenten zerlegten) Rückstreusignal (Kanal g) der betrachteten Wellenlänge berechnet wird. Dem Kanal g entspricht beim

³Die Effizienzen der verwendeten Photomultiplier sollten keine Abhängigkeiten vom Polarisationszustand des Lichts aufweisen, insbesondere da die Signaldetektion durch Photonenzählung mit Photomultipliern erfolgt. Somit tragen allein die Transmissionen (bzw. Reflexionen) der verwendeten optischen Elemente zu D_i bei.

IfT-Ramanlidar der Kanal 532ges. Hierbei wird lediglich im Kanal s die Komponente P_s^{\parallel} vernachlässigt. Der Wert der Depolarisation berechnet sich in diesem Fall durch

$$\delta_2(z) = \left[C_2 \frac{P_g(z)}{P_s(z)} - D_g \right]^{-1}. \quad (19)$$

Der Kalibrierfaktor C_2 ist gegeben durch $C_2 = \eta_s^{\perp} / \eta_g^{\parallel}$. D_g beschreibt das Transmissionsverhältnis des Gesamtkanals und muss für die Auswertung der Signale bekannt sein.

3.1.3 Bestimmung der Depolarisation für nicht ideale Systeme

In realen Lidarsystemen ist die Unterdrückung einer Polarisationskomponente mit Hilfe von optischen Elementen immer endlich, so dass, je nach Güte des Aufbaus, auch ein gewisser Anteil dieser nicht erwünschten Komponente berücksichtigt werden muss. Für jeden Kanal wird die detektierte Leistung durch Gleichung (16) beschrieben. Unter Einbeziehung der Gleichungen (15) und (17) lässt sich Beziehung (16) zu

$$P_i(z) = \eta_i^{\parallel} P_0(z) \left(\frac{1 + D_i \delta(z)}{1 + \delta(z)} \right) \quad (20)$$

umformen. Die detektierte Leistung P_i wird somit für Werte von $D_i \neq 1$ abhängig vom Wert der Depolarisation.

Das Depolarisationsverhältnis kann aus den Signalen zweier Kanäle $i = k$ und $i = l$ mit unterschiedlichen Transmissionsverhältnissen D_k und D_l gewonnen werden, indem die zugehörigen Gleichungen (20) dividiert werden. Für das Depolarisationsverhältnis δ_{kl} ergibt sich demnach

$$\delta_{kl}(z) = \frac{C_{kl} - v_{kl}(z)}{D_l v_{kl}(z) - D_k C_{kl}}. \quad (21)$$

Dabei bezeichnen v_{kl} das Signalverhältnis $v_{kl}(z) = P_k(z)/P_l(z)$ und $C_{kl} = \eta_k^{\parallel} / \eta_l^{\parallel}$ die Kalibrierkonstante. Letztere kann erneut aus einer atmosphärischen Messung gewonnen werden. Für $k = s$ und $l = p$ ergibt sich im Idealfall $\eta_p^{\perp} \rightarrow 0$ und $\eta_s^{\parallel} \rightarrow 0$ wieder Gleichung (18).

Während bei den Bestimmungsgleichungen (18) und (19) davon ausgegangen wird, dass die Kanäle s und p ideal sind, d.h. dass nur Licht einer Polarisationskomponente detektiert wird, berücksichtigt Gleichung (21) den endlichen Anteil der zweiten Polarisationsrichtung. Die Beziehung (21) ermöglicht somit eine genauere Bestimmung der Depolarisation, erfordert jedoch die Kenntnis der Transmissionsverhältnisse D_i . Wie relevant der sich ergebende Unterschied beim Lidarsystem MARTHA ist, ist in Abbildung 9 dargestellt. Hier werden die zwei Signalkombinationen

$$\delta_3 = \delta_{kl}(k = s, l = p) = \delta_{sp} \quad \text{und} \quad (22)$$

$$\delta_4 = \delta_{kl}(k = s, l = g) = \delta_{sg} \quad (23)$$

untersucht. Dabei sind die mit den Kanälen s und p nach den Gleichungen (18) und (21) bestimmten Depolarisationsverhältnisse und die mit den Kanälen s und g nach den Gleichungen (19) und (21) bestimmten Depolarisationsverhältnisse durch Bildung

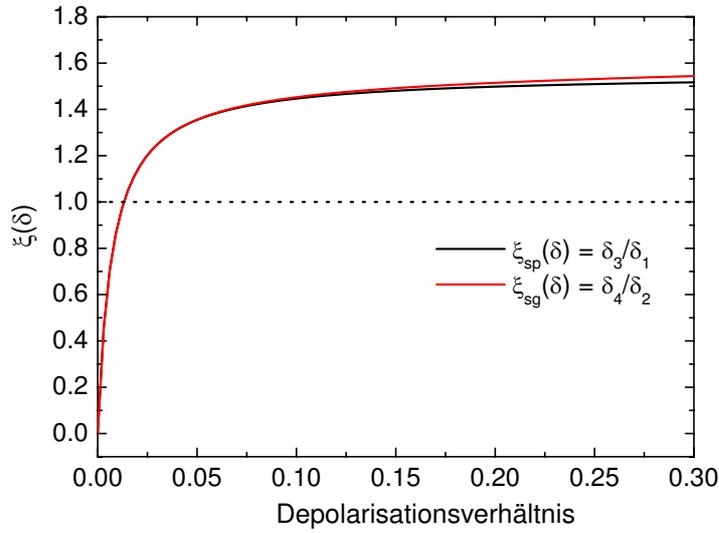


Abbildung 9: Verhältnisse $\xi_{\text{sp}}(\delta_3) = \frac{\delta_3}{\delta_1}$ und $\xi_{\text{sg}}(\delta_4) = \frac{\delta_4}{\delta_2}$ in Abhängigkeit vom Depolarisationsverhältnis δ .

der Verhältnisse

$$\xi_{\text{sp}}(\delta) = \frac{\delta_3}{\delta_1} \quad \text{und} \quad (24)$$

$$\xi_{\text{sg}}(\delta) = \frac{\delta_4}{\delta_2} \quad (25)$$

in Beziehung gesetzt. ξ gibt den Faktor an, um den der Wert des Depolarisationsverhältnisses bei der Verwendung der Methoden für ideale Systeme falsch bestimmt wird. Theoretisch ist auch die Berechnung mit einer dritten Signalkombination $\delta_5 = \delta_{kl} (k = p, l = g) = \delta_{\text{pg}}$ möglich. Da der Unterschied der Signale in Kanal p und Kanal g jedoch nur gering ausfällt, werden die statistischen Fehler bei der Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses sehr groß (siehe Abschnitt 3.2). Daher wird auf eine Betrachtung von δ_5 hier und im Folgenden verzichtet.

Die Transmissionsverhältnisse zur Berechnung der Kurven in Abbildung 9 wurden dem Abschnitt 3.3 entnommen, die Kalibrierkonstanten entstammen der in Abbildung 10 gezeigten Messung. Es lässt sich erkennen, dass bei Annahme eines idealen Systems der Wert für Depolarisationsverhältnisse $\delta < \delta_{\text{Ray}} = 0.0142$ überschätzt und für größere Depolarisationswerte stark unterschätzt wird. Für einen in Cirruswolken oft erreichten Wert von $\delta = 0.2$ betragen beide Verhältnisse $\xi \approx 1.5$, was einer Unterschätzung des Depolarisationsverhältnisses von 33% entspricht. Um korrekte quantitative Werte zu erhalten, muss die Bestimmung der Depolarisation beim Lidarsystem MARTHA nach der Beziehung (21) erfolgen, wozu die Kenntnis der D_i notwendig ist. Auf die Bestimmung dieser Konstanten wird im Abschnitt 3.3 eingegangen.

Abbildung 10 zeigt die Depolarisationsprofile für eine Messung vom 8. März 2006. Im Höhenbereich zwischen 4300 und 6300 m befand sich ein Cirrus. Die Messung erfolgte mit drei Kanälen (532h, 532v und 532ges entsprechend s, p und g, mit jeweils un-

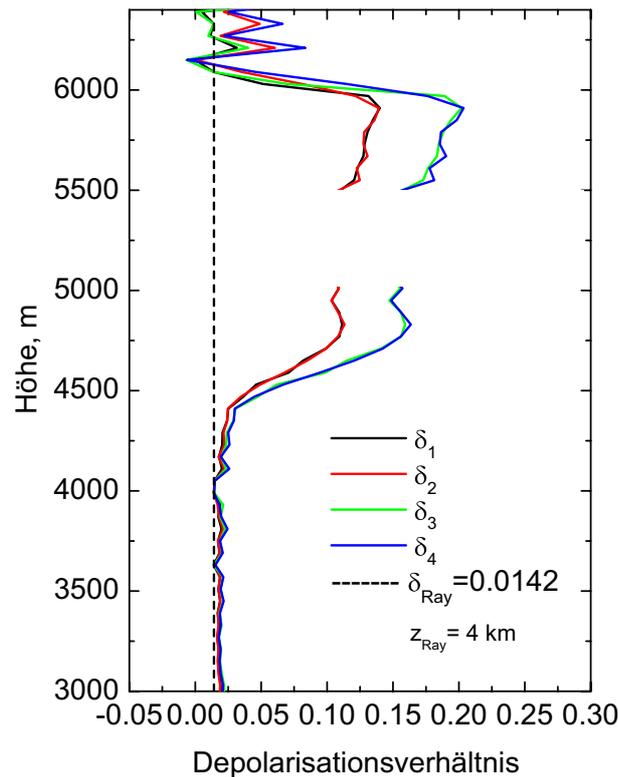


Abbildung 10: Depolarisationsprofile für die Messung vom 8. März 2006. Die dargestellten Werte δ_1 bis δ_4 ergeben sich (in entsprechender Reihenfolge) aus den Berechnungen durch die Gleichungen (18), (19), (21) mit $k = s$ und $l = p$ und (21) mit $k = s$ und $l = g$.

terschiedlichen Transmissionsverhältnissen), die im idealen Fall die senkrechte und die parallele Polarisationskomponente bzw. das gesamte Rückstreulicht der Wellenlänge 532 nm detektieren. Das Profil im Höhenbereich 5070 bis 5460 m konnte für eine Berechnung der Depolarisation aufgrund einer Signalübersteuerung im 532h-Kanal (Kanal s) nicht verwendet werden. Die Bestimmung der Konstanten C_1 bis C_4 ($C_3 = C_{sp}$, $C_4 = C_{sg}$) erfolgte durch Annahme von Rayleighdepolarisation $\delta_{Ray} = 0.0142$ in einer Höhe von 4 km, direkt unterhalb des Cirrus. Das Profil des Rückstreukoeffizienten zeigt, dass in dieser Höhe weitgehende Partikelfreiheit herrschte. Die verwendeten Transmissionsverhältnisse D_i sind in Tabelle 2 (Abschnitt 3.3) aufgeführt. Es ist zu erkennen, dass der Wert der Depolarisation bei den Profilen δ_3 und δ_4 deutlich höhere Werte annimmt als bei den Profilen δ_1 und δ_2 , während der qualitative Verlauf übereinstimmt. Wie erwartet übersteigt der Wert der Depolarisation jenen der bisher verwendeten Methode (Profil δ_2) im Cirrus etwa um den Faktor 1.5. Um die Depolarisationswerte quantitativ nutzen zu können, ist somit die Verwendung der hier vorgestellten exakten Vorgehensweise unbedingt erforderlich.

3.1.4 Einfluss der Transmissionsverhältnisse auf die gemessenen Signale

Die durchgeführten Betrachtungen zeigen, dass auch die Signalwerte anderer, nicht für die Depolarisationsmessung verwendeter Kanäle, gegebenenfalls korrigiert werden

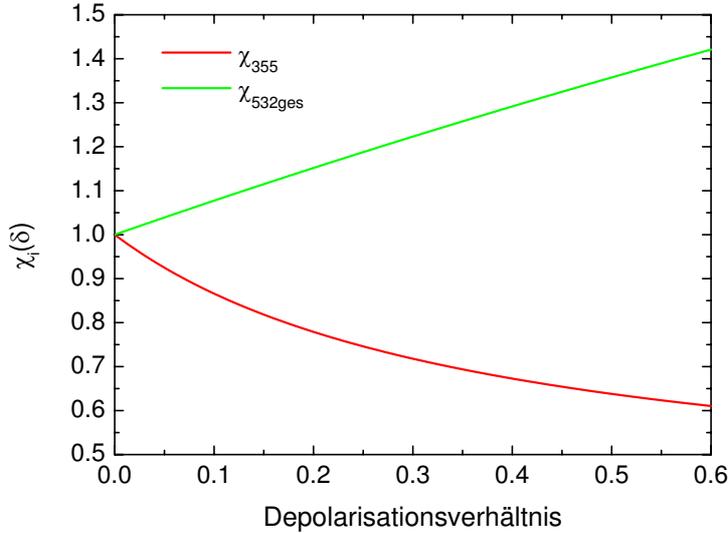


Abbildung 11: Korrekturfunktionen χ_i für die beiden Kanäle 355 und 532ges in Abhängigkeit vom Depolarisationsverhältnis.

müssen. So zeigt Gleichung (20) für jeden Kanal i mit einem Transmissionsverhältnis $D_i \neq 1$ eine Abhängigkeit des Signals vom Depolarisationsverhältnis. Die Signale müssen demnach noch in Abhängigkeit von der Depolarisation korrigiert werden. Dazu wird die Korrekturfunktion $\chi_i(\delta)$ eingeführt, die das Verhältnis des am Teleskop ankommenden Signals P_0 (multipliziert mit dem Effizienzfaktor η^{\parallel}) zum detektierten Signal P_i darstellt (siehe auch [Mattis, 2002]):

$$\chi_i(z) = \frac{\eta^{\parallel} P_0(z)}{P_i(z)} = \frac{1 + \delta(z)}{1 + D_i \delta(z)}. \quad (26)$$

In Abbildung 11 ist die Korrekturfunktion für den 355-Kanal (zur Detektion der Wellenlänge 355 nm) und den 532ges-Kanal des IfT-Ramanlidars dargestellt. Die Transmissionsverhältnisse dieser beiden Kanäle haben (abgesehen von den Depolarisationskanälen) die höchste Abweichung vom Wert 1. Die verwendeten Werte für D_{355} und D_g (Kanal 532ges) wurden in Abschnitt 3.3 bestimmt. Es ist zu erkennen, dass die Korrektur bei großen Depolarisationswerten zunehmend relevant wird. Bei in Cirruswolken häufig vorkommenden Werten von $\delta \approx 0.2$ sind Korrekturen mit dem Faktor 1.15 (532ges) bzw. 0.78 (355) erforderlich. Dies entspricht einer Unterschätzung des Signals und damit auch des daraus abgeleiteten Rückstreukoeffizienten von 13% bzw. einer Überschätzung von 28%.

Zu Bedenken ist jedoch, dass der Parameter δ eine Funktion der Wellenlänge ist. Wird δ bei einer festen Wellenlänge bestimmt, so kann dieser Wert nur näherungsweise zur Korrektur der Signale bei anderen Wellenlängen verwendet werden. Daher muss das Depolarisationsverhältnis unter verschiedenen Annahmen noch auf die benötigte Wellenlänge transformiert werden.

3.1.5 Bestimmung der Depolarisation mit der 3-Kanal-Methode

Mit Gleichung (21) ist es möglich, den Wert der Depolarisation aus den Signalen zweier Kanäle mit unterschiedlichen Transmissionsverhältnissen D_k und D_l zu bestimmen. Hierzu muss neben den Transmissionsverhältnissen auch die Kalibrierkonstante C_{kl} bekannt sein, die im Allgemeinen durch Abgleich mit einem Referenzwert aus der jeweiligen Atmosphärenmessung bestimmt wird. Diese Bestimmung unterliegt jedoch einem großen Fehler, der die Genauigkeit bei der Messung des Depolarisationsverhältnisses einschränkt.

Alternativ lässt sich die Depolarisation aus den Signalen dreier Kanäle mit unterschiedlichen Transmissionsverhältnissen ermitteln, ohne dass eine Kalibrierkonstante benötigt wird. Im Fall des IfT-Ramanlidars können hierzu die Kanäle 532h, 532v und 532ges (entsprechend s, p, g) verwendet werden. Diese Methode ist unabhängig von Annahmen über die atmosphärischen Bedingungen und könnte dazu verwendet werden, die Kalibrierung der 2-Kanalmessungen auf ihre Zuverlässigkeit zu überprüfen. Die im Folgenden vorgestellte 3-Kanal-Methode wurde von Reichardt u. a. [2003] vorgeschlagen und detailliert beschrieben.

Betrachtet man Gleichung (20), so lässt sich erkennen, dass für die Berechnung der Depolarisation δ aus dem Signal eines Messkanals neben dem als bekannt vorausgesetzten D_i noch die Kenntnis der Unbekannten η_i^{\parallel} und $P_0(z)$ erforderlich ist. Bei der bisherigen Vorgehensweise konnte die unbekannte Leistung $P_0(z)$ durch Division der Signale zweier Kanäle aus den Bestimmungsgleichungen für die Depolarisation entfernt werden. Da die Effizienzfaktoren der Kanäle unterschiedlich sind, führte dies jedoch zum Auftreten der Kalibrierkonstanten.

Zur Vermeidung der Kalibrierung wird der Effizienzfaktor η_i^{\parallel} durch Bezug des Signals auf eine Referenzhöhe z_0 beseitigt:

$$\tilde{P}_i(z) = \frac{P_i(z)}{P_i(z_0)} = \frac{P_0(z)}{P_0(z_0)} \frac{1 + D_i\delta(z)}{1 + \delta(z)} \frac{1 + \delta(z_0)}{1 + D_i\delta(z_0)}. \quad (27)$$

Aus den drei normierten Leistungen $\tilde{P}_i(z)$ (hier: $i = s, p, g$) werden zwei (unabhängige) Verhältnisse V_{kl}

$$V_{kl}(z) = \frac{\tilde{P}_k(z)}{\tilde{P}_l(z)} = \frac{1 + D_k\delta(z)}{1 + D_l\delta(z)} \frac{1 + D_l\delta(z_0)}{1 + D_k\delta(z_0)} \quad (28)$$

gebildet, wodurch die Größe $P_0(z)$ aus dem Gleichungssystem eliminiert wird. Damit ergibt sich ein Gleichungssystem aus zwei unabhängigen Gleichungen für V_{kl} mit den zwei Unbekannten $\delta(z)$ und $\delta(z_0)$. Verkürzend wird im Folgenden $\delta(z_0) = \delta_0$ gesetzt. Die nach δ und δ_0 aufgelösten Gleichungen sind im Anhang A.4 aufgeführt.

Das Gleichungssystem liefert nur dann Lösungen, wenn die Werte $\delta(z)$ und δ_0 nicht identisch sind. Um Fehler zu vermeiden, muss die Referenzhöhe z_0 also so gewählt werden, dass die Depolarisation δ_0 einen möglichst großen Unterschied zu der Depolarisation $\delta(z)$ in dem Atmosphärenbereich, dessen Depolarisationsverhältnis bestimmt werden soll, aufweist. Für die Bestimmung der Depolarisation in einer Cirruswolke wird z_0 somit vorzugsweise in einen partikelfreien Bereich gesetzt. Will man dagegen die Depolarisation außerhalb des Cirrus bestimmen, wird z_0 sinnvollerweise innerhalb des Höhenbereichs, in dem der Cirrus liegt, gewählt.

Für jede Messhöhe z erhält man zwei Gleichungen (28), die nach den Unbekannten $\delta(z)$

und δ_0 aufgelöst werden können. Neben dem Profil $\delta(z) \equiv \delta_6(z)$ erhält man somit auch ein Profil $\delta_0(z)$, das — aufgrund des konstanten Werts von δ_0 — höhenkonstant sein sollte. In Abbildung 12(a) sind die Profile für die Messung vom 8. März dargestellt. Die Abweichungen vom konstanten Wert für δ_0 sind ebenso wie die großen Schwankungen von δ_6 auf die statistischen Fehler der Signalverhältnisse zurückzuführen.

Die Anfälligkeit gegenüber Signalschwankungen kann verringert werden, indem man eine Methode anwendet, bei der z_0 variiert wird [Reichardt u. a., 2003]. Soll die Depolarisation im Cirrus bestimmt werden, wird z_0 zuerst auf die Wolkenunterkante gesetzt und das Gleichungssystem für jede Höhe z gelöst. Da nun für jede Messhöhe z ein Wert für δ_0 zur Verfügung steht, kann durch Mittelung der Werte $\delta_0(z)$ über einen sinnvollen Höhenbereich (in diesem muss sich $\delta(z)$ von δ_0 unterscheiden, hier wurde 3000 bis 4000 m verwendet) ein Mittelwert für δ_0 bestimmt werden. z_0 muss nun nacheinander jeden Höhenwert innerhalb des Cirrus annehmen. Die gemittelten Werte δ_0 für die verschiedenen Höhen z_0 im Cirrus ergeben dann das Depolarisationsprofil innerhalb des Cirrus. Das auf diese Weise bestimmte Profil δ_7 zeigt jedoch keine wesentliche Verbesserung gegenüber δ_6 .

Bei der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Untersuchung musste festgestellt werden, dass die auftretenden Fehler der 3-Kanal-Methode zu groß sind, um bei vertretbarer zeitlicher Mittelung annehmbare Ergebnisse zu erhalten. Auch eine räumliche Mittelung trägt nur begrenzt zu einer Verbesserung der Ergebnisse bei, wie in Abbildung 12(b) zu sehen ist. Hier wurden die Signale aus Höhenbereichen von je 300 m (5 Datenpunkte) gemittelt und damit die Depolarisationsberechnung mit der 3-Kanal-Methode durchgeführt. Das so gewonnene Profil δ_6 ist im Vergleich zu den Profilen δ_2 und δ_3 dargestellt. Das räumlich geglättete Profil δ_6 folgt qualitativ dem Verlauf der beiden anderen Profile. Die Abweichung kann auf die großen statistischen Fehler zurückgeführt werden. Der Abfall des Depolarisationswerts bei großen Höhen liegt an dem dort sehr geringen Signal. Eine Fehlerbetrachtung ist in Abschnitt 3.2 zu finden.

3.2 Statistische Fehler bei den verschiedenen Bestimmungsmethoden

Bei den in Abschnitt 3.1 beschriebenen Berechnungsmethoden führen statistische Signalfehler zu unterschiedlichen Depolarisationsfehlern. Wird δ nach Gleichung (21) bestimmt, so ergibt sich der relative Fehler für das Depolarisationsverhältnis aufgrund der Unsicherheit Δv_{kl} des Signalverhältnisses v_{kl} bei ansonsten konstanten Größen zu:

$$\frac{\Delta \delta_{kl}(z)}{\delta_{kl}(z)} = \left| \frac{v_{kl}(z)}{v_{kl}(z) - C_{kl}} - \frac{D_l v_{kl}(z)}{D_l v_{kl}(z) - D_k C_{kl}} \right| \frac{\Delta v_{kl}(z)}{v_{kl}(z)} = A_{kl}(z) \frac{\Delta v_{kl}(z)}{v_{kl}(z)}. \quad (29)$$

Der statistische Fehler der Signalverhältnisse ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern ΔP_i der einzelnen Signale zu:

$$\frac{\Delta v_{kl}}{v_{kl}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_k}{P_k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_l}{P_l}\right)^2}. \quad (30)$$

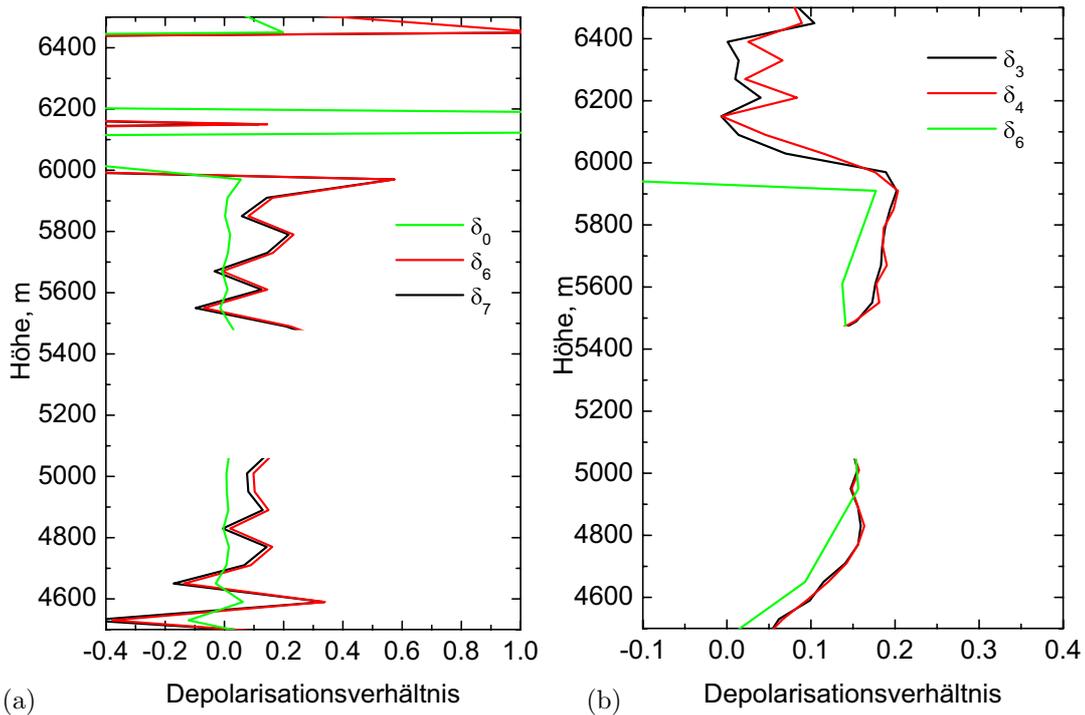


Abbildung 12: (a) Depolarisationsprofile δ_6 , δ_7 und δ_0 der 3-Kanal-Methode und (b) Vergleich des geglätteten Profils δ_6 mit den Profilen der 2-Kanal-Methoden δ_3 und δ_4 für die Messung vom 8. März 2006.

Für die statistischen Fehler ΔP_i gilt nach der Poissonstatistik:

$$\Delta P_i = \sqrt{P_i}. \quad (31)$$

A_{kl} beschreibt also, wie sehr sich die statistischen Fehler der Signale bei der Berechnung des Depolarisationsverhältnisses verstärken. In Abbildung 13 ist der Faktor A_{kl} für drei Kombinationen von k und l in Abhängigkeit von der Depolarisation dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Berechnung der Depolarisation aus den Kanälen p und g zu einer wesentlich größeren Verstärkung der Signalfehler führt, als es bei den beiden anderen dargestellten Kanalkombinationen der Fall ist. Abbildung 14(a) zeigt die großen Fehler dieser Methode am Beispiel der Messung vom 8. März 2006. Um die großen Schwankungen beim Profil δ_5 zu verringern, wurde hier erneut eine Glättung der Signale vorgenommen, so dass die Höhenauflösung in diesem Fall lediglich 300 m beträgt, während bei den Profilen δ_3 und δ_4 eine Auflösung von 60 m erreicht wird. Die jeweiligen statistischen Fehler sind durch Fehlerbalken dargestellt. Die berechneten Profile stimmen im Rahmen der Genauigkeit überein. Es ist zu erkennen, dass die Fehler beim Depolarisationsprofil δ_5 trotz der Glättung die Fehler bei den beiden anderen Profilen weit übersteigen. Die Signalprofile sind in Abbildung 14(c) dargestellt. Der Bereich der Übersteuerung von Kanal s ist durch eine Schraffur gekennzeichnet.

Ebenso hohe statistische Fehler ergeben sich bei der Anwendung der 3-Kanal-Methode [Abbildung 14(b)], bei der die an sich geringen Signalschwankungen bedeutend verstärkt werden. Zur Darstellung des Depolarisationsprofils wurde daher wieder eine Glättung der Signale durchgeführt. Im Rahmen der Genauigkeit stimmen die Depolarisationsprofile überein. Die großen statistischen Fehler, die sich trotz der Signalglättun-

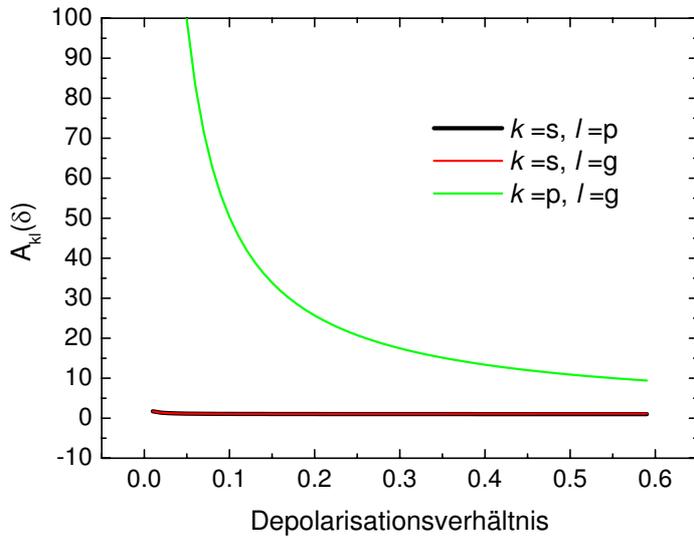


Abbildung 13: Faktor A_{kl} aus Gleichung (29) bei verschiedenen Kanalkombinationen (k,l) . A_{kl} beschreibt, wie sehr sich die statistischen Fehler der Signale bei der Berechnung des Depolarisationsverhältnisses verstärken.

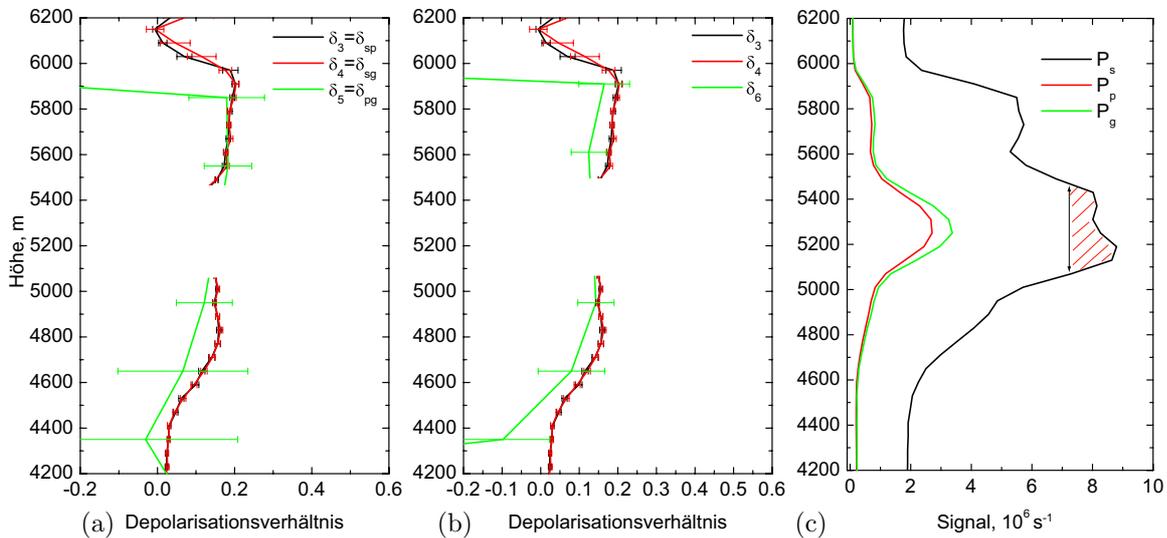


Abbildung 14: Größe der statistischen Fehler bei verschiedenen Berechnungsmethoden der Depolarisation für die Messung vom 8. März 2006. (a) Vergleich der 2-Kanal-Methode [Gleichung (21)] unter Verwendung verschiedener Kanäle und (b) Vergleich mit der 3-Kanal-Methode. (c) zeigt die detektierten Signale in den Depolarisationskanälen. Der Bereich der Übersättigung im Kanal s ist durch eine Schraffur gekennzeichnet. In diesem Höhenbereich übersteigen die Zählraten der Einzelmessungen des 8-minütigen Messintervalls zum Teil deutlich den Wert von 10^7 s^{-1} .

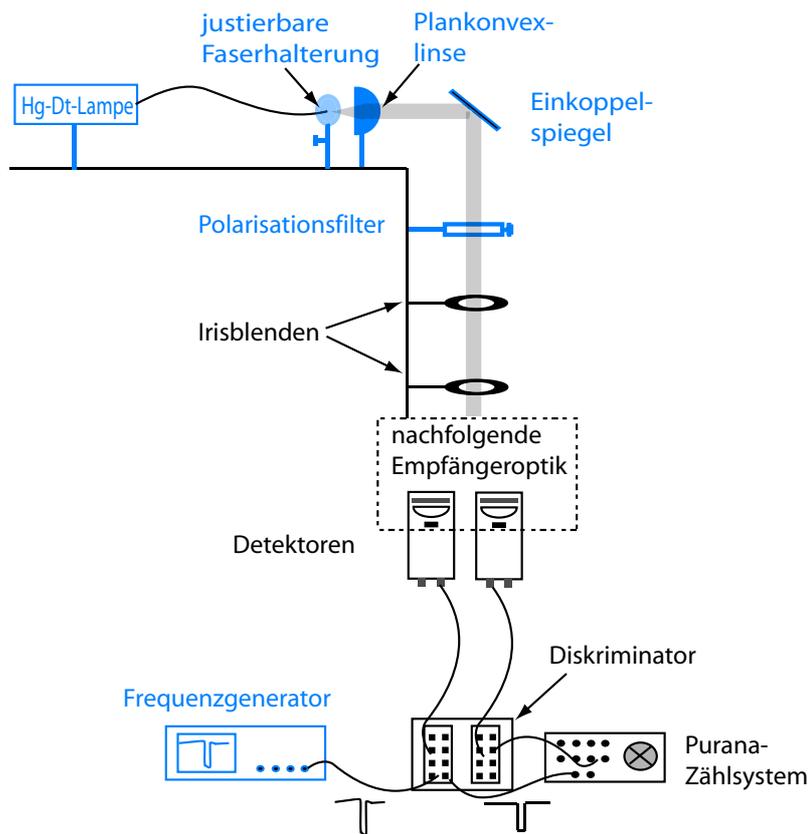


Abbildung 15: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der Transmissionsverhältnisse D_i . Die dem Lidaraufbau hinzugefügten Elemente sind durch eine Blaufärbung gekennzeichnet.

gen ergeben, führen jedoch dazu, dass die 3-Kanal-Methode weder zur Messung noch zur Überprüfung der Kalibrierung am IfT-Ramanlidar geeignet ist. Die notwendigen Gleichungen zur Fehlerberechnung sind im Anhang A.4 aufgeführt.

3.3 Bestimmung der Transmissionsverhältnisse

Wie in den vorangegangenen Abschnitten deutlich gemacht wurde, ist für die genaue Bestimmung der Depolarisation ebenso wie zur Korrektur einzelner Signale die Kenntnis der Transmissionsverhältnisse D_i erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die D_i experimentell ermittelt und, sofern möglich, mit den aus Herstellerangaben der einzelnen optischen Elemente berechneten Werten verglichen.

3.3.1 Versuchsaufbau und Durchführung

Der experimentelle Aufbau zur Bestimmung der Transmissionsverhältnisse D_i ist in Abbildung 15 schematisch dargestellt. Eine Halogen-Deuterium-Lampe diente zur Erzeugung von Licht mit einem breitbandigen Spektrum (200 bis 1100 nm). Das erzeugte Licht wurde mittels eines Glasfaserkabels in den Bereich der Strahlseparationseinheit (siehe auch Abbildung 1) geleitet. Die Glasfaser konnte mit einer justierbaren Halterung geeignet ausgerichtet werden. Mit einer auf einer Schiene verschiebbar aufge-

stellten Plankonvexlinse wurde das aus der Glasfaser austretende, divergierende Licht kollimiert und anschließend mit einem Umlenkspiegel in den Strahlengang der Strahlseparationseinheit eingekoppelt. Dabei wurde die Anordnung so justiert, dass der Strahlengang mit der optischen Achse des Systems so gut wie möglich übereinstimmte.

Die optische Achse der Strahlseparationseinheit wird durch zwei Irisblenden definiert. Die Blenden wurden weiterhin dazu genutzt, den Durchmesser des Lichtbündels zu begrenzen. In den Strahlengang wurde ein Breitbandpolarisationsfilter gebracht, der nur linear polarisiertes Licht einer gewünschten Schwingungsrichtung transmittieren lässt. Das Licht durchlief im Weiteren alle nachfolgenden optischen Elemente der Strahlseparationseinheit und wurde schließlich mit den Detektoren registriert. Die Verarbeitung des registrierten Signals erfolgte mit der für Lidaranwendungen bereitgestellten Elektronik. Während bei einer Lidarmessung die Zähl elektronik durch den ausgehenden Laserpuls getriggert wird, war beim hier verwendeten Aufbau ein externes Triggern erforderlich. Hierzu wurde ein Impuls generator verwendet, mit dem schmale Rechteckimpulse erzeugt werden konnten. Diese wurden im Diskriminator zu Normpulsen von 1 V Amplitude umgewandelt und anschließend der Zähl elektronik zugeführt.

Mit der vorliegenden Versuchsanordnung konnten die Beiträge zu den Transmissionsverhältnissen D_i für die Elemente der Strahlseparationseinheit bestimmt werden. Alle Bauelemente des Teleskops, mit Ausnahme des Umlenkspiegels, verursachen aufgrund ihrer Rotationssymmetrie zur optischen Achse keine Beiträge zu den Werten von D_i . Da der zur Umlenkung des Lichts verwendete Planspiegel für eine nahezu vollständige Reflexion beider Polarisationskomponenten des Lichts konzipiert ist, sind auch hier keine Polarisations effekte zu erwarten. Der vorgestellte Aufbau ist somit zur Messung der Transmissionsverhältnisse des gesamten Lidarempfängers geeignet.

Die an den Detektoren ankommende Leistung wurde, wie bei den Lidarmessungen, mit Hilfe von Neutralsichtfiltern so gering gehalten, dass die Zählraten weniger als $1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ betragen. Somit wurden Sättigungs- bzw. Totzeiteffekte bei der Detektion vermieden. Der Polarisationsfilter wurde nacheinander in die Positionen 0° (vertikal) und 90° (horizontal) gebracht, und es wurde jeweils eine ca. viertel- bis halbstündige Messung durchgeführt. Die Transmissionsverhältnisse D_i ergeben sich als Quotient der, auf die Anzahl der Einzelmessungen (Triggerpulse) n_i^{pol} normierten, gezählten Ereignisse⁴ für die Messung der Polarisationskomponente pol in senkrechter und paralleler Richtung:

$$D_i = \frac{P_i^\perp n_i^\parallel}{P_i^\parallel n_i^\perp}. \quad (32)$$

Beim IfT-Ramanlidar MARTHA liegt die Schwingungsrichtung der parallelen Polarisationskomponente des Lichts der Wellenlänge 532 nm in der Strahlseparationseinheit senkrecht zur optischen Bank, also in Vertikalrichtung, während das senkrecht polarisierte Licht in horizontaler Richtung schwingt (siehe Anhang A.5). Beim Licht der Wellenlänge 355 nm sind die Schwingungsrichtungen diesbezüglich gerade vertauscht.

⁴Als Ereignis wird hier die Messung eines Photons bezeichnet. Zählraten (s^{-1}) und Leistungen (W) sowie Ereignisse und Energien (eV) werden hier synonym verwendet, da sich diese Größen bei einer festgelegten Wellenlänge (d.h. für einen bestimmten Zählkanal) nur durch die konstante Photonenenergie $h\nu$ bzw. durch die Detektionszeit unterscheiden. Da im Rahmen der durchgeführten Betrachtungen nur Signalverhältnisse in die Berechnungen einfließen, können diese Größen gleichwertig verwendet werden. Für die detektierten Signale wird in dieser Arbeit konsequent die Bezeichnung P für eine Leistung verwendet.

Tabelle 1: Zusammenhang zwischen der Winkelstellung des Polarisationsfilters und der transmittierten Polarisationskomponente bei den verschiedenen Detektionskanälen.

Kanal	Polarisationsfilter-Stellung	
	0°	90°
355	⊥	∥
387	⊥	∥
407	⊥	∥
532ges	∥	⊥
532h	∥	⊥
532v	∥	⊥
607	∥	⊥

Tabelle 2: Experimentell bestimmte Transmissionsverhältnisse D_i (Mittelwert der Messungen) mit der in Abschnitt 3.3.2.4 bestimmten Standardabweichung als Fehler.

Kanal	Bezeichnung	D_i		rel. Fehler
355	D_{355}	2.685	± 0.080	3.0%
387	D_{387}	0.985	± 0.017	1.7%
407	D_{407}	1.089	± 0.018	1.6%
532ges	D_g	0.213	± 0.003	1.4%
532h	D_s	138	± 20	14.7%
532v	D_p	$6.8 \cdot 10^{-3}$	$\pm 0.7 \cdot 10^{-3}$	10.3%
607	D_{607}	1.013	± 0.012	1.2%

Für die Ramanwellenlängen dienen die Polarisationsrichtungen der (unverschobenen) Primärwellenlängen als Bezug. In Tabelle 1 sind die jeweiligen Beziehungen zwischen der Stellung des Polarisationsfilters und der transmittierten Polarisationskomponente zusammengefasst. Gemessen wurden die Transmissionsverhältnisse aller Kanäle, außer des Kanals zur Detektion des Lichts der Wellenlänge 1064 nm. Bei dieser Wellenlänge war der verwendete Polarisationsfilter nicht geeignet, ausreichend polarisiertes Licht zu erzeugen. In Tabelle 2 sind alle bestimmten Transmissionsverhältnisse D_i mit den zu berücksichtigenden Fehlern aufgelistet.

3.3.2 Fehler und Einflüsse

Im Folgenden werden die Ungenauigkeiten der ermittelten Transmissionsverhältnisse abgeschätzt und mögliche Fehlerquellen erörtert. Zunächst werden statistische Fehler bei der Photonenzählung und systematische Fehler diskutiert, anschließend eine statistische Analyse mehrerer Messungen durchgeführt. Abschließend werden die experimentell bestimmten Werte mit den aus Herstellerangaben berechneten Werten verglichen.

3.3.2.1 Statistische Fehler

Die Registrierung des am Detektor ankommenden Lichtsignals erfolgt durch das Zählen einzelner Photonen, also einzelner, seltener Ereignisse. Da diese Ereignisse als unabhängig voneinander betrachtet werden können, kann ihr statistisches Auftreten durch die Poissonverteilung beschrieben werden. Als statistischer Fehler des Signals lässt sich somit der Poissonfehler (in der Gaußschen Näherung) verwenden [siehe Gleichung (31)]. Der relative statistische Fehler strebt für große Signale gegen Null. Die Zulässigkeit der Verwendung der Poissonstatistik wurde überprüft, indem der Fehler des Mittelwerts aus den Signalen der 1024 verschiedenen Zeitfenster des Zählsystems berechnet wurde. Dabei ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Poissonfehler.

Der relative Fehler für das Transmissionsverhältnis ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung zu

$$\left(\frac{\Delta D_i}{D_i}\right)_{\text{stat}} = \sqrt{\frac{1}{P_i^\perp} + \frac{1}{P_i^\parallel}}. \quad (33)$$

Da die Größe des Fehlers von der Anzahl der registrierten Photonen abhängt, sind die Unsicherheiten bei den Messungen für die Kanäle 532h und 532v besonders hoch, wenn der Polarisationsfilter entgegen die jeweilig bevorzugte Polarisationsrichtung des Detektionskanals orientiert ist. Die Messzeiten wurden so gewählt, dass der relative statistische Fehler für das Transmissionsverhältnis bei den Polarisationskanälen stets geringer als 0.3%, bei den anderen Kanälen sogar geringer als 0.01%, war. In Relation zu den beobachteten Schwankungen über die verschiedenen Messungen (siehe auch Tabelle 3) lässt sich der statistische Fehler vernachlässigen.

3.3.2.2 Streulicht und Detektorrauschen

Während der Aufbau gegen externe Lichtquellen sehr gut abgeschirmt ist, kann ein Einfluss durch Streuung des Lampenlichts an den optischen Elementen innerhalb der Strahlseparationseinheit nicht ausgeschlossen werden. Solch ein diffuses Streulicht wird zusätzlich zum Primärsignal am Detektor registriert und trägt somit zum gemessenen Signal bei. Darüberhinaus wird vom Detektor selbst ein sogenanntes Dunkelsignal erzeugt (Detektorrauschen), das ebenso zum Signal beiträgt. Diese Einflüsse machen sich insbesondere dann bemerkbar, wenn das Primärsignal sehr gering ist, so dass der relative Anteil von Streulicht und Detektorrauschen relevant wird. Somit sind die beiden Polarisationskanäle für diesen Fehler erneut besonders empfindlich. Der Anteil von Streulicht und Detektorrauschen wurde experimentell ermittelt, indem der Primärstrahl mit Hilfe einer dicken schwarzen Pappscheibe in der Halterung der Neutralsichtfilter (direkt vor der Detektorlinse) abgeschattet, der Aufbau ansonsten jedoch unverändert gelassen wurde. Die Messungen wurden bei verschiedenen Blendeneinstellungen durchgeführt. Der relative Fehler des Signals ergibt sich durch Bildung des Verhältnisses der (auf die Anzahl der Einzelmessungen n_i normierten) Signale mit und ohne Abschattung

$$\left(\frac{\Delta P_i}{P_i}\right)_{\text{streu}} = \frac{P_i(\text{mitAbschattung})}{P_i(\text{ohneAbschattung})} \frac{n_i(\text{ohneAbschattung})}{n_i(\text{mitAbschattung})}. \quad (34)$$

Während bei den Polarisationskanälen 532h und 532v der sich daraus ergebende relative Fehler $(\Delta D_i/D_i)_{\text{streu}}$ bei allen Messungen kleiner gleich 1.0% ist, ist der Beitrag bei den weiteren Kanälen sogar stets kleiner als 0.01%.

3.3.2.3 Unterdrückung durch den Polarisationsfilter

Der verwendete Polarisationsfilter (Polarisator) arbeitet nach dem Prinzip, linear polarisiertes Licht einer bestimmten Schwingungsrichtung zu transmittieren, während linear polarisiertes Licht mit dazu orthogonaler Schwingungsrichtung absorbiert wird. Wie bei jedem realen optischen Element ist die Absorption endlich, so dass auch ein Anteil der nicht erwünschten Polarisationskomponente transmittiert wird. Nach Herstellerangaben liegt die Transmission der stark abgeschwächten Polarisationskomponente für den relevanten Wellenlängenbereich (355 bis 607 nm) bei Werten kleiner als $1.5 \cdot 10^{-3}$. Bei 532 nm, der Wellenlänge der Polarisationskanäle, ist die Transmission sogar geringer als 10^{-4} . Der tatsächliche Einfluss wurde mittels zweier baugleicher Polarisationsfilter überprüft. Der zusätzliche Filter wurde als Analysator direkt vor den Detektor gebracht und dort abwechselnd parallel bzw. senkrecht zur Polarisationsrichtung des Polarisators eingestellt. Mit dieser Anordnung wird zusätzlich zur endlichen Unterdrückung einer linearen Polarisationskomponente durch den Polarisator der Einfluss durch eine mögliche Drehung der Polarisationsrichtung durch die optischen Elemente der Strahlseparationseinheit überprüft (siehe hierzu Anhang A.6). Der Fehler ergibt sich als Verhältnis der Signale mit senkrechter (Ana⊥Pol) bzw. paralleler (Ana||Pol) Stellung des Analysators zum Polarisator zu

$$\left(\frac{\Delta P_i}{P_i} \right)_{\text{pol}} = \frac{P_i^{(\text{Ana}\perp\text{Pol})}}{P_i^{(\text{Ana}\parallel\text{Pol})}}. \quad (35)$$

Relevant ist dieser Einfluss lediglich bei den Kanälen 532h und 532v. Hier ist der resultierende Fehler $(\Delta D_i/D_i)_{\text{pol}}$ stets kleiner gleich 1%. Zu beachten ist bei diesem Wert, dass Streulicht- und Dunkelstromanteile ebenso zum Signal beitragen, so dass der eigentliche Einfluss durch die mangelnde Unterdrückung weitaus geringer ausfallen dürfte.

3.3.2.4 Statistische Analyse mehrerer Messungen

Um die Genauigkeit der experimentell ermittelten Werte zu überprüfen und Einflüsse systematischer Fehler zu erkennen, wurde die Messung mehrmals unabhängig voneinander wiederholt. Die Variabilität der Messwerte war größer als die bisher diskutierten Unsicherheiten, was auf das Einwirken weiterer systematischer Fehler zurückzuführen ist. Die verschiedenen unabhängigen Messungen wurden statistisch analysiert, um die tatsächlichen Unsicherheiten der Messwerte ermitteln zu können. In Abbildung 16 sind die ermittelten Werte für jeweils 15 unabhängige Messungen dargestellt. In Tabelle 3 lassen sich Mittelwerte, Standardabweichung (sd) und Fehler des Mittelwerts (me) ablesen. Weiterhin sind die relativen statistischen Fehler (stat), die relativen Fehler aus Streulicht und Detektorrauschen (streu) und die durch mangelnde Unterdrückung des Polarisationsfilters verursachten Fehler (pol) angegeben.

Während die Standardabweichung ein Maß für die Ungenauigkeit einer einzelnen Messung ist, gibt der Fehler des Mittelwerts die Unsicherheit der Messgröße an, insofern eine zufällige Verteilung der Werte zugrunde liegt. Für den Fehler der Transmissionsverhältnisse in Tabelle 2 wurde die Standardabweichung verwendet, da aufgrund von bestimmten systematischen Fehlern (siehe folgende Erläuterungen) eine zufällige Verteilung um den Mittelwert nicht als gegeben angesehen werden kann. Der Fehler des

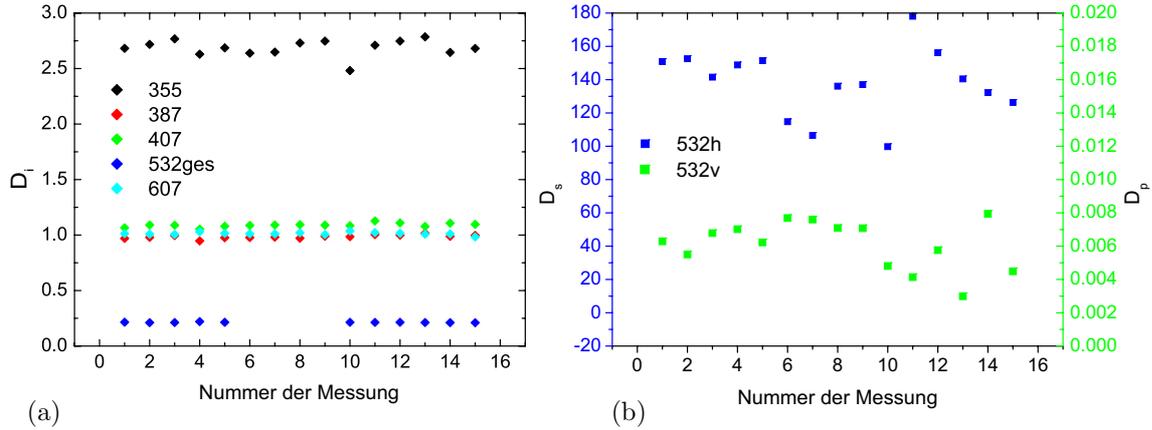


Abbildung 16: Experimentell bestimmte Transmissionswerte D_i für jeweils 15 Messungen. (a) Kanäle 355, 407, 532ges und 607, (b) Kanäle 532h und 532v (verschiedene Achsen).

Tabelle 3: Mittelwert \bar{D} , relativer Fehler aus der Standardabweichung $(\Delta D/D)_{sd}$ (von engl. *standard deviation*) und aus dem Fehler des Mittelwerts $(\Delta D/D)_{me}$ (von engl. *mean error*) aus der statistischen Analyse der Messergebnisse sowie statistischer Fehler $(\Delta D/D)_{stat}$ und systematischer Fehler $(\Delta D/D)_{streu}$ und $(\Delta D/D)_{pol}$.

Kanal	\bar{D}	$(\frac{\Delta D}{D})_{sd}$	$(\frac{\Delta D}{D})_{me}$	$(\frac{\Delta D}{D})_{stat}$	$(\frac{\Delta D}{D})_{streu}$	$(\frac{\Delta D}{D})_{pol}$
355	2.685	3.0%	0.7%	< 0.01%	< 0.01%	< 0.01%
387	0.985	1.7%	0.4%	< 0.01%	< 0.01%	< 0.01%
407	1.089	1.6%	0.4%	< 0.01%	< 0.01%	< 0.01%
532ges	0.213	1.4%	0.4%	< 0.01%	< 0.01%	< 0.01%
532h	138.2	14.7%	3.8%	< 0.3%	< 1.0%	< 1.0%
532v	$6.81 \cdot 10^{-3}$	10.3%	6.2%	< 0.3%	< 1.0%	< 1.0%
607	1.013	1.2%	0.3%	< 0.01%	< 0.01%	< 0.01%

Mittelwerts stellt somit kein brauchbares Fehlermaß dar. An Tabelle 3 lässt sich erkennen, dass die Standardabweichung bei allen Kanälen, außer bei den Kanälen 532h und 532v, im Bereich von einem bis drei Prozent liegt. Sie liegt somit etwas höher als die bisher durchgeführten Fehlerbetrachtungen erwarten lassen, jedoch ist die damit verbundene Genauigkeit für die durchgeführten Betrachtungen ausreichend. Dagegen weisen die Transmissionsverhältnisse für die Kanäle 532h und 532v weit höhere Schwankungen auf. Die Standardabweichungen liegen hier bei 15% bzw. 10%. In den folgenden Abschnitten werden mögliche Ursachen für die hohen Unsicherheiten diskutiert und ihr Einfluss auf die Genauigkeit der Bestimmung der Depolarisationsverhältnisse abgeschätzt.

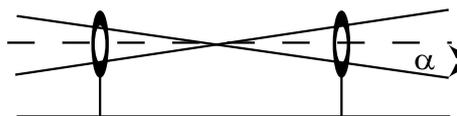


Abbildung 17: Einfluss der Blendendurchmesser auf den maximal möglichen Winkel α von Lichtstrahlen zur optischen Achse.

3.3.2.5 Diskussion weiterer möglicher Fehlerquellen

Abweichungen des Strahlenverlaufs von der optischen Achse

Zunächst wurde untersucht, inwiefern die Winkelverteilung im Lichtstrahl Einfluss auf die gemessenen Transmissionsverhältnisse hat. Da der Polarisationsstrahlteiler im Strahlengang der Kanäle 532h und 532v nur für einfallende Parallelstrahlen optimal arbeitet, könnten mögliche Änderungen in der Winkelverteilung Ursache für die beobachteten Schwankungen sein. Um dies zu überprüfen, wurden die Durchmesser der Blenden von 2 bis 10 mm variiert. Dies entspricht einem maximalen Winkel α geometrischer Lichtstrahlen (siehe Abbildung 17) von 0.2° bis 1° zur optischen Achse. Bei der Auswertung der Resultate ließ sich jedoch keine Korrelation zwischen Blendendurchmesser und der Größe des Transmissionsverhältnisses erkennen.

Trotz der durch die Blenden stark begrenzten Winkelverteilung wurde der Einfluss einer Einkoppelung des Lichtes schräg zur optischen Achse untersucht. Für weit geöffnete Blenden und schräg zur optischen Achse eingekoppeltes Licht ließen sich tatsächlich stärkere Abweichungen beim Transmissionsverhältnis erkennen (siehe Abb. 19, Messungen 13 und 14). Fehler bei der Justierung des Strahls führen somit zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung von D_i . Bei den in die Statistik aufgenommenen Messungen wurde dieser Einfluss jedoch durch geringe Blendendurchmesser klein gehalten.

Stabilität der Lampe

Die verwendete Halogen-Deuterium-Lampe weist nach Herstellerangaben eine hohe Konstanz der emittierten Leistung auf. Dennoch sind Schwankungen nicht auszuschließen. Während kurze Intensitätsschwankungen durch Mittelung der Messwerte über einen längeren Zeitraum (>15 min) keine Auswirkungen auf das Messergebnis haben, beeinträchtigen längerfristige Schwankungen das Messergebnis, da die Messungen verschiedener Polarisationsrichtungen zeitlich aufeinander folgen. Dies gilt jedoch für alle Kanäle gleichermaßen, weil die Messungen bei den verschiedenen Kanälen simultan durchgeführt wurden. Da die relativen Abweichungen bei den meisten Kanälen gering sind, können die großen Schwankungen bei den Kanälen 532v und 532h auf diese Weise nicht erklärt werden.

Fehlerhafte Ausrichtung der Neutralsichtfilter

Weiterhin könnten systematische Abweichungen durch leicht variierende Ausrichtung der Neutralsichtfilter vor den Detektoren verursacht werden. Im Idealfall sind die Neutralsichtfilter senkrecht zur optischen Achse angebracht und ihre Transmission sollte keine Polarisationsabhängigkeit aufweisen. Jedoch sind Abweichungen aufgrund von nicht idealer Justierung sowie schlechter Filterhalterungen durchaus denkbar. Die

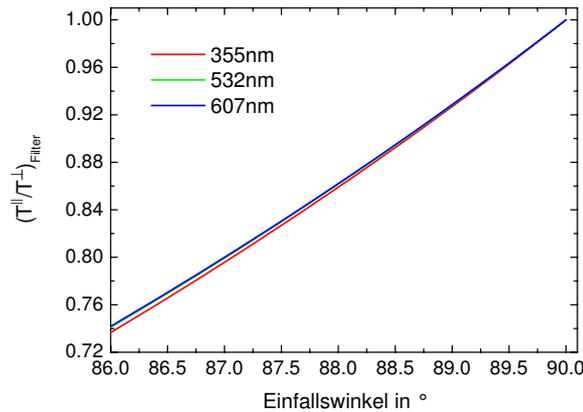


Abbildung 18: Abhängigkeit des Transmissionsverhältnisses vom Einfallswinkel des Strahls auf eine Quarzplatte zur Veranschaulichung des Einflusses der Neutraldichtefilter.

sich daraus ergebenden Fehler werden im Folgenden abgeschätzt.

Die Funktionsweise der Neutraldichtefilter beruht auf dem Prinzip der Reflexion. Das Licht wird geschwächt, indem ein Anteil reflektiert wird. Die verwendeten Neutraldichtefilter bestehen aus einem Quarzsubstrat und einer metallisch reflektierenden Beschichtung an den Oberflächen. Da das genaue Material und die Struktur der Beschichtung nicht bekannt sind, wird der prinzipielle Einfluss eines schrägen Einfalls auf das Transmissionsverhältnis durch die Betrachtung der Reflexion am Quarzsubstrat mit dem Brechungsindex $n = 1.46$ aufgezeigt. Da sich durch Schichtstrukturen auf der Oberfläche andere Abhängigkeiten ergeben können, ist diese Betrachtung nur qualitativ zu verstehen.

Nach den Fresnelschen Formeln ist die Reflexion an einer Schichtgrenze mit einem Sprung des Brechungsindex (hier: Übergang Luft zu Quarz) für Einfallswinkel $\neq 90^\circ$ abhängig von der Polarisationsrichtung. In Abbildung 18 ist das Verhältnis T^{\parallel}/T^{\perp} zwischen Transmission von paralleler und senkrechter Komponente⁵ über dem Einfallswinkel des Lichts aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass schon eine Winkelabweichung von 1° vom senkrechten Einfall eine Änderung des Transmissionsverhältnisses um 7%, eine Abweichung von 2° eine Änderung von D_i um 14% zur Folge hat. Abweichungen bis zu 2° sind bei den verwendeten Halterungen durchaus realistisch. Werden mehrere Neutraldichtefilter verwendet, wird dieser Effekt durch den veränderten Einfallswinkel auf die nachfolgenden Filter aufgrund von Brechung sogar noch verstärkt. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Fehler bei der Messung systematisch zu kleineren Transmissionsverhältnissen führen.

Die Justierung der Neutraldichtefilter könnte somit eine Erklärung für die beobachteten Schwankungen der Transmissionsverhältnisse sein. Dennoch bleibt zu bedenken, dass Neutraldichtefilter vor allen Kanälen verwendet wurden, die großen Schwankungen in den Messwerten jedoch nur bei zwei Kanälen auftraten. Ein Grund hierfür könnte sein,

⁵Die Bezeichnungen parallel und senkrecht beziehen sich weiterhin auf die Schwingungsebene des ausgesandten Laserlichts und nicht, wie bei den Fresnelformeln üblich, auf die Reflexionsebene.

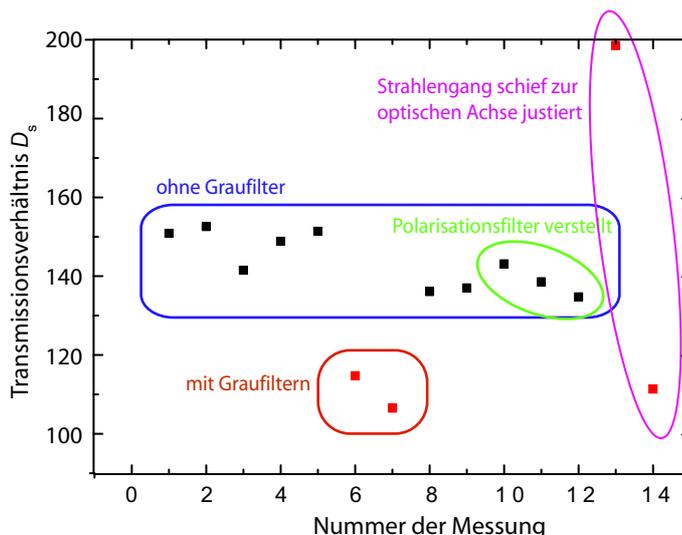


Abbildung 19: Verschiedene Manipulationen des Messaufbaus und ihre Konsequenzen für das Transmissionsverhältnis $D_s = D_{532v}$.

dass bei einigen Kanälen bessere Halterungen verwendet werden, die gleichbleibende Filterausrichtungen garantieren. Ein Indiz dafür, dass die Neutraldichtefilter zu großen Teilen zu den beobachteten Schwankungen beitragen, liefert auch Abbildung 19. Hier sind die verschiedenen Messwerte des Transmissionsverhältnisses für den Kanal 532h der Messung vom 8. März 2006 aufgetragen. Während zwei Messungen mit Neutraldichtefiltern vor dem Detektor durchgeführt wurden, sind die anderen Messwerte ohne Verwendung von Neutraldichtefiltern entstanden. Schließt man die Messwerte, die mit Neutraldichtefiltern durchgeführt wurden, von der Statistik aus, so ergibt sich ein Mittelwert von $D_s = 143.5$ und eine Standardabweichung von $\Delta D_s = 6.9$, was einem relativen Fehler von 4.8% entspricht. Beim 532v-Kanal wurden dagegen nur zwei Messungen ohne Neutraldichtefilter durchgeführt, so dass die Bildung eines statistischen Mittelwerts hier nicht sinnvoll ist. Wie in Abschnitt 3.4 gezeigt wird, ist eine exakte Kenntnis von D_p für die genaue Bestimmung der Depolarisation jedoch auch nicht erforderlich.

Die in Abbildung 19 mit „Polarisationsfilter verstellt“ gekennzeichneten Messwerte wurden unter verschiedenen Stellungen des Polarisationsfilters schräg zur optischen Achse durchgeführt. Ein Einfluss auf die Ergebnisse konnte hier jedoch nicht festgestellt werden.

Schlussfolgerungen

Den vorgestellten Betrachtungen zufolge wird vermutet, dass die großen Unsicherheiten der Transmissionsverhältnisse zum einen auf eine nichtideale Ausrichtung des Strahls parallel zur optischen Achse und zum anderen auf Abweichungen in der Ausrichtung der Neutraldichtefilter zurückzuführen sind. Durch weitere Messungen ohne Verwendung von Neutraldichtefiltern und mit geringen Blendendurchmessern könnten möglicherweise genauere Werte für die Transmissionsverhältnisse ermittelt werden. Dies war jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, da die Spektrallampe nur begrenzte

Tabelle 4: Vergleich der anhand von Herstellerangaben und der Fresnel-Formeln für amorphes Quarz berechneten Transmissionsverhältnisse D_i^{ber} mit den experimentell gewonnenen D_i^{exp} . Die Diskrepanz der Werte berechnet sich aus $\left| \frac{D_i^{\text{ber}} - D_i^{\text{exp}}}{D_i^{\text{exp}}} \right|$.

Kanal	D_i^{ber}	D_i^{exp}	Diskrepanz
355	12.31	2.688	358%
387	1.115	1.015	9.8%
407	1.000	0.918	8.9%
532ges	0.167	0.213	21.4%
607	1.166	1.013	15.5%
1064	1.237	—	—

Zeit zur Verfügung stand. Zudem kommen bei den eigentlichen Lidarmessungen immer Neutraldichtefilter zum Einsatz, so dass die unter idealen Laborbedingungen ermittelten Werte ohne Filter i. Allg. nicht den Werten der aktuellen Messung entsprechen würden. Daher ist das ohne Verwendung von Neutraldichtefiltern bestimmte Transmissionsverhältnis $D_s = 143.5$ mit dem zugehörigen Fehler für die Lidarmessungen nicht zutreffend. Stattdessen muss der Wert aus Tabelle 2 einschließlich des angegebenen Fehlers $D_s = 138 \pm 20$ für Lidarmessungen verwendet werden.

3.3.3 Vergleich mit den aus Herstellerangaben berechneten Werten

Die in den obigen Abschnitten experimentell bestimmten Werte werden im Folgenden mit den berechneten Werten aus den Transmissions- und Reflexionswerten der einzelnen optischen Elemente verglichen. Die Angaben der verwendeten Strahlteiler wurden aus den vom Hersteller erstellten Transmissionskurven entnommen, die Transmissionswerte der verwendeten Quarzplatten mit den Fresnelschen Formeln berechnet. Da eine Seite der Quarzplatten mit einer Antireflexbeschichtung versehen ist, wurde jeweils nur die Reflexion an der nicht beschichteten Seite in Betracht gezogen. Die errechneten Transmissionsverhältnisse sind Tabelle 4 zu entnehmen. Eine Berechnung für die Kanäle 532h und 532v war leider nicht möglich, da für den verwendeten Polarisationswürfel keine Angaben zu erhalten waren.

Es lässt sich erkennen, dass die Diskrepanz zum Teil hohe Werte bis zu (abgesehen vom 355-nm-Kanal) 21% annimmt. Weder Unsicherheiten beim Ablesen der Transmissionswerte aus den Herstellertransmissionskurven, Einbeziehung von Rückseitenreflexion, noch Abweichungen von der verwendeten Dispersionsrelation für Quarz können diese Diskrepanzen erklären. Analog zur Betrachtung des Einflusses der Neutraldichtefilter (Abschnitt 3.3.2.5) erweist sich jedoch, dass sehr geringe Abweichungen von der 45°-Stellung der Quarzplatte schon zu einer merklichen Veränderung des Transmissionsverhältnisses führen können. Dies lässt sich an Abbildung 20 genauer erkennen. Hier ist der Korrekturfaktor für das errechnete Transmissionsverhältnis $D_i(\varphi)/D_i(45^\circ)$ für verschiedene Winkelstellungen φ der Quarzplatte aufgetragen. Schon eine Abweichung des Winkels um 0.5° hat eine Änderung des Transmissionverhältnisses um 9% zur Folge. Eine Abweichung bis zu 2° ist als realistisch anzusehen. Ein weiterer Grund für die Dis-

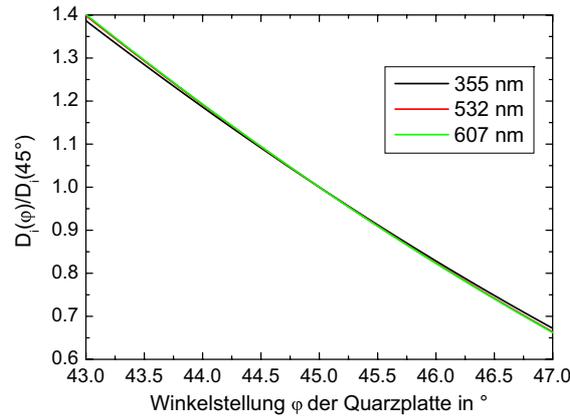


Abbildung 20: Abhängigkeit des Transmissionsverhältnisses von der Winkelstellung einer reflektierenden Quarzplatte im Strahlengang.

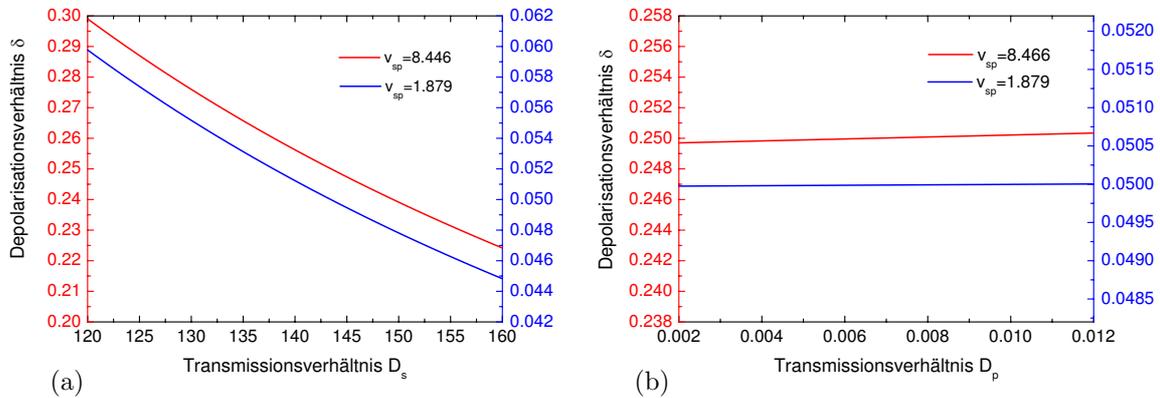


Abbildung 21: Abhängigkeit des Depolarisationsverhältnisses vom Wert der Transmissionsverhältnisse (a) D_s und (b) D_p für zwei verschiedene Signalverhältnisse v_{sp} . Für die Kalibrierkonstante C_{sp} wurde der Wert $C_{sp} = 0.23$ aus der Messung vom 8. März 2006 verwendet.

krepanzen könnte wiederum der Einfluss der Neutraldichtfilter sein. Die vollständig unterschiedlichen Werte beim 355-nm-Kanal sind vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Quarzplatte mit einer Antireflexbeschichtung an der Vorderseite versehen ist. Durch die Schichtstruktur können sich die Brechungswinkel innerhalb der Platte verändern und somit das Transmissionsverhältnis wesentlich beeinflussen.

3.4 Einfluss der Ungenauigkeiten der Transmissionsverhältnisse auf die Depolarisationsmessung

An dieser Stelle wird untersucht, welchen Einfluss die Unsicherheiten der Transmissionsverhältnisse ΔD_i auf die Bestimmung der Depolarisation haben. In Abbildung 21 sind die Depolarisationsverhältnisse nach Gleichung (21) für variable D_s bzw. variable D_p gezeigt. Die für die Berechnung verwendeten Signalverhältnisse v_{sp} entsprechen Depolarisationswerten von etwa 5% bzw. 25%.

Deutlich lässt sich erkennen, dass der Einfluss des genauen Werts von D_p auf das

errechnete Depolarisationsverhältnis sehr gering ausfällt, während die Variation des Werts von D_s zu relevanten Änderungen des Werts der Depolarisation führt. Für den Fehlerbereich von $D_s = 138 \pm 20$ (Tabelle 2) umfassen die zugehörigen Depolarisationsverhältnisse ein Spektrum von $\delta = 0.045$ bis $\delta = 0.061$ bzw. von $\delta = 0.226$ bis $\delta = 0.300$. Dies entspricht in beiden Fällen etwa einem relativen Fehler der Depolarisation von $\Delta\delta/\delta = 17\%$. Der relative Fehler auf Grund der Ungenauigkeiten von D_p ergibt sich zu $\Delta\delta/\delta < 0.1\%$ und kann daher vernachlässigt werden.

In Abbildung 22 ist der Einfluss von D_s auf die Berechnung der Depolarisation am Beispiel der Messung vom 8. März 2006 gezeigt. Dort sind die Depolarisationsverhältnisse für verschiedene Werte von D_s im Bereich von $D_s = 120$ bis $D_s = 160$ dargestellt. Die Auswirkung einer Variation des Werts von D_s auf das Depolarisationsprofil ist deutlich zu erkennen.

3.5 Vorschläge zur Verbesserung des Messaufbaus

Bei der Charakterisierung des optischen Aufbaus zur Depolarisationsmessung wurde festgestellt, dass mit dem bisher verwendeten Berechnungsverfahren der relative Fehler des Depolarisationsverhältnisses Werte von über 30% erreichen kann. Auch mit der hier vorgestellten Berechnungsmethode unter Verwendung der gemessenen Transmissionsverhältnisse muss noch mit relativen Fehlern des Depolarisationsverhältnisses bis zu 17% gerechnet werden. Um die Unsicherheiten zu verringern, sind Veränderungen am Messaufbau nötig.

Grundsätzlich lassen sich die in diesem Kapitel beschriebenen Fehler bei der Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses durch eine ausreichende Unterdrückung der unerwünschten Polarisationskomponente in den Polarisationskanälen vermeiden. So ergibt die Beziehung (21) für $k = s$ und $l = p$ im Grenzfall $\eta_p^\perp \rightarrow 0$ und $\eta_s^\parallel \rightarrow 0$ wieder die einfache Bestimmungsgleichung (18). Die Kenntnis der genauen Werte der Transmissionsverhältnisse verliert somit bei genügend großen (Kanal s) bzw. genügend kleinen (Kanal p) Transmissionsverhältnissen zunehmend an Bedeutung. Der Einfluss der Neutraldichtefilter und anderer optischer Komponenten könnte auf diese Weise minimiert werden.

Während das Transmissionsverhältnis für den Kanal 532ges mit relativ hoher Genauigkeit bestimmt werden konnte und der Fehler beim Transmissionsverhältnis D_p keinen nennenswerten Einfluss auf den Wert der Depolarisation ausübt, ist ein höherer Wert von D_s für eine Verbesserung der Depolarisationsmessung wünschenswert. Um dies zu erreichen, könnte es möglicherweise ausreichend sein, eine Neujustierung des Polarisationsstrahlteilers vorzunehmen. Nach Herstellerangaben müsste eine weitaus größere Unterdrückung des Parallelsignals zu erwarten sein. Alternativ oder ergänzend könnte ein Polarisationsfilter dauerhaft in den 532h-Kanal implementiert werden. Hiermit könnten sehr hohe Werte von D_s erreicht und eine genaue Bestimmung von δ ermöglicht werden. In Abbildung 23 ist das Verhältnis $\xi_{sp} = \delta_3/\delta_1$ für verschiedene Werte von D_s aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass bei hohen Werten von D_s die Unterschiede zwischen den Bestimmungsmethoden zurückgehen. Bei einem Wert von $D_s = 1000$ sind relative Fehler von $\Delta\delta/\delta < 7\%$, bei $D_s = 2000$ von $\Delta\delta/\delta < 4\%$ bei einer Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses nach Gleichung (18) zu erwarten (für $\delta > \delta_{Ray}$).

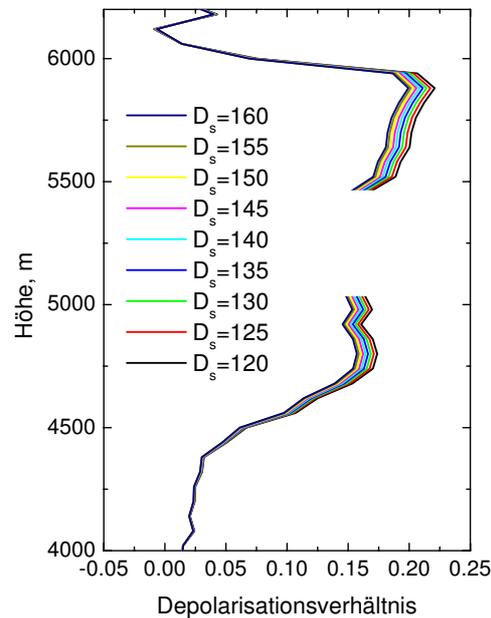


Abbildung 22: Depolarisationsverhältnis für die Messung vom 8. März 2006 für verschiedene Werte des Transmissionsverhältnisses des senkrechten Polarisationskanals D_s .

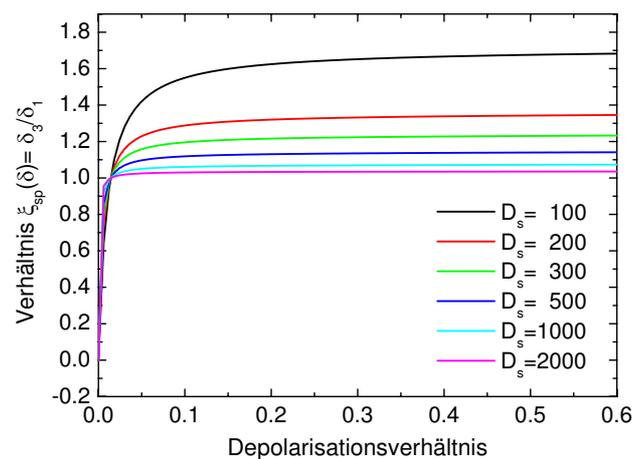


Abbildung 23: Verhältnisse $\xi_{sp} = \delta_3/\delta_1$ für verschiedene Werte von D_s . Die Kalibrierkonstanten wurden so bestimmt, dass $\xi_{sp}(\delta_{Ray}) = 1$ für $\delta_{Ray} = 0.0142$. Der Wert von D_p wurde Tabelle 2 entnommen.

4 Konzeption eines Mehrfachstreukanals

Die Analyse der mit Lidar gewonnenen Signale erfolgt im Allgemeinen unter der Annahme von reiner Einfachstreuung in der Atmosphäre. Während diese Annahme für optisch dünne Medien eine gute Näherung darstellt, kann sie im Falle dichter Medien, insbesondere Wolken, zu beträchtlichen Fehlern führen. In solchen dichten Medien kann ein großer Anteil an vorwärtsgestreutem Licht im Gesichtsfeld des Empfängers verbleiben und durch nachfolgende Streuprozesse schließlich zum Empfangsteleskop zurückgestreut werden (siehe Abschnitt 2.5). Dieser zusätzliche Signalanteil hat zur Folge, dass die, unter der Annahme von Einfachstreuung bestimmte, Extinktion zu gering ist [siehe Gleichung (7)].

Der Anteil der Mehrfachstreuung im Signal ist außer von Systemparametern wie dem Gesichtsfeld und der Entfernung zur Wolke abhängig von der Extinktion und der Größe der Streuer in der Wolke. So kann der Effekt der Mehrfachstreuung dazu genutzt werden, diese Wolkenparameter zu bestimmen [Bissonnette, 2005]. In bisherigen Ansätzen wird das elastisch gestreute Signal winkelabhängig, d.h. das Signal aus verschiedenen Gesichtsfeldbereichen, gemessen und der gewonnene Signalverlauf zur Bestimmung dieser beiden Parameter in Wasserwolken genutzt [Bissonnette, 2005]. Ein von Malinka und Zege [2003c] entwickeltes Verfahren basiert dagegen auf inelastisch gestreuten Signalen und ermöglicht es so, die Extinktion und den effektiven Tropfenradius unter Verwendung von lediglich zwei verschiedenen Gesichtsfeldern zu bestimmen. Die Verwendung von Ramansignalen anstelle elastischer Signale hat den Vorteil, dass der Rückstreuungprozess eindeutig charakterisiert ist und die Streuphasenfunktion⁶ für diesen Prozess im relevanten Winkelbereich als konstant angenommen werden kann [Malinka und Zege, 2003b]. Die Mehrfachstreuung wird dadurch nur von der Streuphasenfunktion der Tropfen in Vorwärtsrichtung (Beugungsmaximum) bestimmt, die eine eindeutige Funktion der Tropfengröße ist.

Um dieses Verfahren erstmalig experimentell anzuwenden, soll das IfT-Ramanlidar durch einen Messkanal erweitert werden, mit dem Signale aus großen Gesichtsfeldern registriert werden können. In diesem Kapitel werden die Einflüsse relevanter Parameter auf die Lidarsignale untersucht und anhand der durchgeführten Betrachtungen geeignete Gesichtsfeldgrößen für die Empfangskanäle ermittelt.

4.1 Methodenbeschreibung der Signalsimulation

Für die theoretischen Untersuchungen wurden die Lidarsignale mit einem am *B.I. Stepanov Institut für Physik der Nationalen Akademie der Wissenschaften von Weißrussland* in Minsk entwickelten Algorithmus simuliert. Der Algorithmus beruht auf der analytischen Berechnung des Mehrfachstreu-Ramansignals und ist in Malinka und Zege [2003b] sowie in Malinka und Zege [2003a] genauer erläutert. Die wesentlichen Grundlagen dieses Verfahrens werden in diesem Abschnitt kurz dargestellt.

Das Berechnungsverfahren basiert auf dem sogenannten Kleinwinkel-Quasieinfachstreu-Modell [Katsev u. a., 1997]. Dabei wird die Tatsache genutzt, dass die Phasenfunktion für elastische Streuung bei großen Partikeln (groß im

⁶Die Phasenfunktion oder Streuphasenfunktion beschreibt die Winkelabhängigkeit der Streuung. Ein Maximum der Phasenfunktion bedeutet, dass ein großer Anteil der Strahlung in diese Winkelrichtungen gestreut wird.

Vergleich zur Wellenlänge) ein stark ausgeprägtes Maximum in Vorwärtsrichtung besitzt. Somit ist es in guter Näherung ausreichend, nur Streuvorgänge⁷, die lediglich einen einzelnen Streuprozess in Rückwärtsrichtung (Rückstreuwinkel θ mit $\pi - \theta \ll 1$) beinhalten, zu berücksichtigen. Die numerische Berechnung erweist sich jedoch als kompliziert.

Bei der Verwendung von Ramansignalen lassen sich weitere Vereinfachungen machen, die die numerische Berechnung erleichtern. So genügt es hierbei, für jeden Streuvorgang lediglich einen Ramanstreuprozess zu berücksichtigen. Dies ist möglich, da ein zweiter Ramanstreuprozess eine zusätzliche Wellenlängenverschiebung der gestreuten Strahlung verursacht und diese somit nicht mehr im Detektionsbereich des jeweiligen Messkanals liegt. Zudem ist der Streuquerschnitt bei der Ramanstreuung gering, so dass Streuvorgänge mit zwei oder mehr inelastischen Prozessen keinen wesentlichen Beitrag zum Signal liefern. Weiterhin ist es ausreichend, nur jene Streuvorgänge zu berücksichtigen, bei denen der einzelne Ramanstreuprozess in Rückwärtsrichtung stattfindet. Dies ist möglich, da der Streuquerschnitt für Ramanstreuung in Vorwärtsrichtung denjenigen für elastische Streuung um ein Vielfaches unterschreitet. Letztlich bleiben Streuvorgänge zu berücksichtigen, bei denen elastische Streuprozesse in Vorwärtsrichtung, ein einzelner Ramanrückstreuprozess und nachfolgend weitere Vorwärtsstreuprozesse (bei der ramanverschobenen Wellenlänge) auf dem Weg zurück zum Empfänger stattfinden.

Als entscheidende Vereinfachung kann bei der inelastischen Streuung angenommen werden, dass die Phasenfunktion in Rückstreurichtung isotrop verläuft, also unabhängig vom genauen Rückstreuwinkel ist. Bei bekannten atmosphärischen Parametern (Extinktion α , Partikelgrößenverteilung, Streuquerschnitt σ , Absorptionsquerschnitt, Höhe der Wolkenunterkante H , Eindringtiefe s des Lichts in die Wolke) und bekannten Systemdaten (Laserstrahldivergenz $2\delta_{\text{Las}}$, Empfängergesichtsfeld FOV , Apertur D_1) lässt sich das Lidarsignal mit dem beschriebenen Verfahren numerisch berechnen. Dabei ist es möglich, den mehrfachgestreuten und den einfachgestreuten Signalanteil separat zu behandeln.

Die bei den Berechnungen verwendeten Standardgrößen der Parameter sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Diese dienen als Grundlage für die vorgestellten Berechnungen, soweit keine anderen Werte angegeben sind. Weiterhin wurde der Absorptionsquerschnitt in Wasserwolken gegenüber dem Streuquerschnitt vernachlässigt, also $\alpha = \sigma$ angenommen, was bei Wasserwolken für Licht im sichtbaren Bereich in guter Näherung erfüllt ist. Der Molekülanteil bei der Extinktion kann in Wasserwolken i. Allg. vernachlässigt werden, so dass $\alpha = \alpha_{\text{p}}$ ist (siehe Abschnitt 2.2). Bei der Signalberechnung ist es ausreichend anstelle der elastischen Wellenlänge λ_0 auf dem Hinweg und der inelastischen Wellenlänge λ_{Ra} auf dem Rückweg lediglich die effektive Wellenlänge λ_{eff} auf dem insgesamt zurückgelegten Weg zu betrachten [Malinka und Zege, 2003a]. Diese berechnet sich durch $\lambda_{\text{eff}}^{-1} = \frac{1}{2} (\lambda_0^{-1} + \lambda_{\text{Ra}}^{-1})$. Der in Tabelle 5 angegebene Wert für λ_{eff} entspricht einer Wellenlängenverschiebung von $\lambda_0 = 532$ nm nach $\lambda_{\text{Ra}} = 607$ nm durch inelastische Streuung an Stickstoff. Während die Systemparameter Laserstrahldivergenz $2\delta_{\text{Las}}$, Hauptspiegeldurchmesser D_1 (Apertur) und Wellenlänge λ_0 im neuen System fest vorgegeben sein werden, wird im Folgenden versucht geeignete Gesichtsfelder zu ermitteln.

⁷Ein Streuvorgang setzt sich i. Allg. aus mehreren einzelnen Streuprozessen zusammen (siehe Abschnitt 2.5).

Tabelle 5: Bei den Berechnungen standardmäßig verwendete Parameterwerte. Bez. steht für Bezeichnung.

Atmosphärische Parameter			Systemparameter		
Parameter	Bez.	Wert	Parameter	Bez.	Wert
Wolkenhöhe	H	2 km	Apertur	D_1	800 mm
Extinktion	α	10 km ⁻¹	Laserstrahldivergenz	$2\delta_{\text{Las}}$	0.1 mrad
eff. Größenparameter	x	100	effektive Wellenlänge	λ_{eff}	567 nm
Eindringtiefe	s	200 m	Gesichtsfeld	FOV	<i>variabel</i>

4.2 Einflüsse relevanter Parameter

4.2.1 Größenverteilung

Wie in Kokhanovskii und Zege [1997] gezeigt wurde, ist die Phasenfunktion von Wolken nahezu unabhängig von der Form der Tropfen-Größenverteilung. Sie wird hauptsächlich durch den effektiven Größenparameter x beeinflusst, wobei x durch

$$x = \frac{2\pi\rho_{\text{eff}}}{\lambda_0} \quad (36)$$

gegeben ist. λ_0 bezeichnet die Wellenlänge der einfallenden Strahlung, ρ_{eff} den effektiven Radius der Tropfen-Größenverteilung. Dieser ist durch

$$\rho_{\text{eff}} = \frac{\langle r^3 \rangle}{\langle r^2 \rangle} \quad (37)$$

definiert. r stellt den Radius des jeweiligen Tropfens dar, die spitzen Klammern bezeichnen eine Mittelung über die Größenverteilung. Der in Tabelle 5 angegebene Größenparameter entspricht einem effektiven Tropfenradius von $\rho_{\text{eff}} = 8.5 \mu\text{m}$.

Dass die Form der Größenverteilung tatsächlich keinen wesentlichen Einfluss auf das Lidarsignal ausübt, ist aus Abbildung 24 ersichtlich. Hier ist das Rückstreuungssignal für Größenverteilungen unterschiedlicher Breite bei festem effektiven Radius über der Eindringtiefe s in die Wolke aufgetragen. Die Form der Verteilung $N(r)$ wurde (wie für Wolkentropfen üblich) durch eine Gamma-Verteilung

$$N(r) = \mathcal{A}r^m e^{-\frac{r}{r_0}} \quad (38)$$

beschrieben. Der Faktor $\mathcal{A} = r_0^{(m+1)}\Gamma(m+1)$ dient der Normierung (Γ bezeichnet die Gamma-Funktion). Die beiden Parameter r_0 und m legen den effektiven Radius sowie die Breite der Verteilung fest. Der Parameter m wurde im Bereich von $m = 1$ (breite Verteilung) bis $m = 100$ (schmale Verteilung) variiert. Dies entspricht einer Variation der Standardabweichung von $0.7\bar{r}$ bis $0.1\bar{r}$, wobei \bar{r} den Mittelwert der Verteilung darstellt. Typische Tropfengrößenverteilung liegen im Bereich der Parameter $m = 1$ (HM) bis $m = 6$ (C1, C8). HM, C1 und C8 sind Typenbezeichnungen verschiedener Wolken, für die standardisierte Tropfengrößenverteilungen vorliegen [Deirmendjian 1969, Deirmendjian 1975]. Für die weiteren Berechnungen wird standardmäßig der Wert $m = 6$ verwendet.

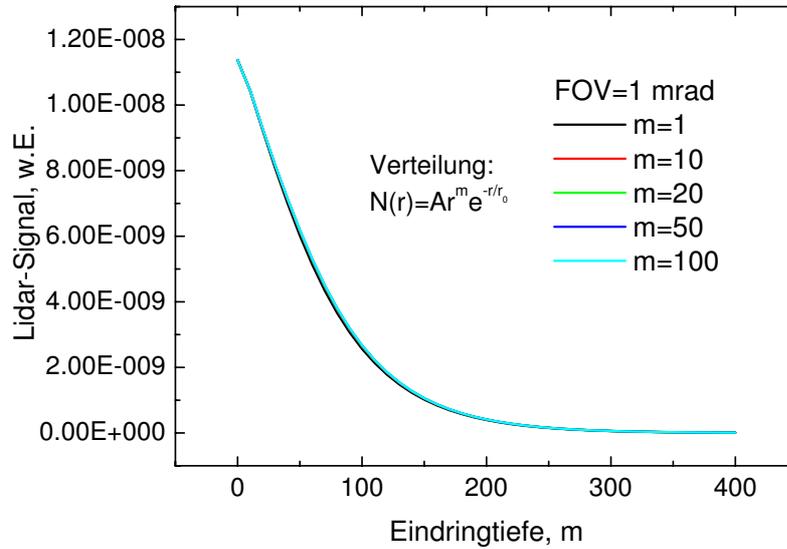


Abbildung 24: Berechnetes Rückstreusignal für verschiedene Breiten der Größenverteilung bei $H=1 \text{ km}$ und $FOV=1 \text{ mrad}$ (w.E.: willkürliche Einheiten).

Als relevante atmosphärische Parameter für das Lidarsignal verbleiben somit die Extinktion α , der effektive Tropfenradius ρ_{eff} und die Höhe der Wolkenunterkante H . Während H direkt aus dem Lidarrückstreusignal ermittelt werden kann, ist es Ziel des neuen Aufbaus, mittels der Stickstoff-Ramansignale aus zwei Gesichtsfeldern die beiden unbekanntenen Größen α und ρ_{eff} zu extrahieren [Malinka und Zege, 2003c].

4.2.2 Einflüsse der Parameter ρ_{eff} , α und H

Das Signal zeigt sich wie erwartet sensitiv gegenüber einer Variation des effektiven Tropfenradius. In Abbildung 25 sind die normierten Signale für verschiedene Gesichtsfelder über dem effektiven Radius im Bereich von 5 bis 20 μm aufgetragen. Die Normierung erfolgte auf den Signalwert für den effektiven Tropfenradius von 5 μm . Zu erkennen ist ein streng monotoner Anstieg des Signals mit dem effektiven Tropfenradius bei allen aufgetragenen Gesichtsfeldern. Dagegen zeigt das Signalverhältnis aus den Signalen zweier unterschiedlicher Gesichtsfelder i. Allg. kein monotonen Verhalten gegenüber einer Variation der Tropfengröße (siehe Abbildung 26). Anstatt das Signalverhältnis zweier Gesichtsfelder zur Grundlage der Berechnung der Wolkenparameter zu machen, erweist es sich somit als sinnvoller, einen Algorithmus zu verwenden, der aus dem Signal des kleineren der beiden Gesichtsfelder die Extinktion α unter Annahme von Einfachstreuung berechnet. Unter Verwendung der Extinktion kann dann aus dem Signal des größeren Gesichtsfelds anhand der Signalform der effektive Tropfenradius und der Anteil der Mehrfachstreuung bestimmt werden. Mit dem Mehrfachstreuanteil ist es möglich, die Extinktion zu korrigieren und über eine Rekursion beide Parameter schließlich mit zunehmender Genauigkeit (je nach Abbruchbedingung und Fehler im Signal) zu bestimmen.

Das kleine Gesichtsfeld FOV_{ss} (ss: von engl. *single scattering*) sollte sinnvollerweise so

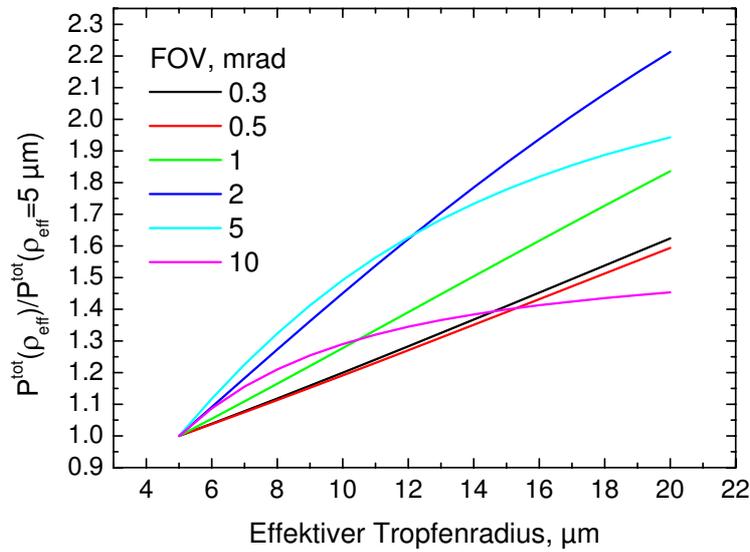


Abbildung 25: Veränderung des normierten Rückstreusignals bei Variation des effektiven Radius für verschiedene Gesichtsfelder bei einer Wolkenhöhe von $H = 1$ km.

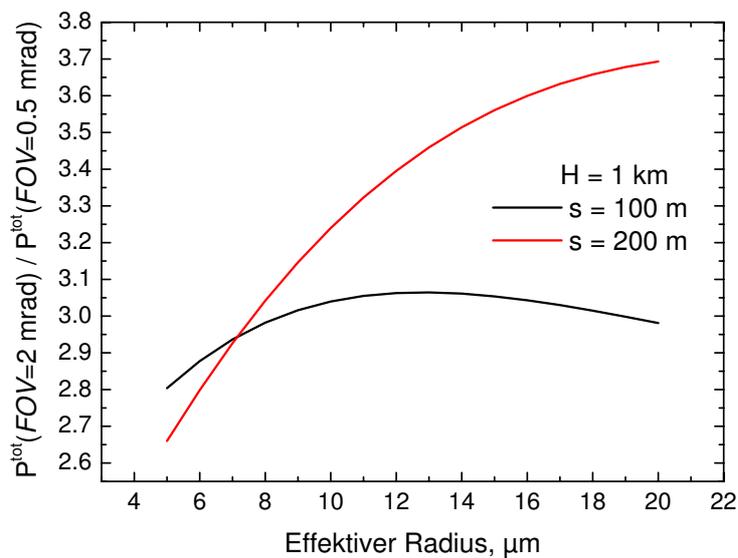


Abbildung 26: Verhältnis der Signale zweier Gesichtsfelder bei Variation des effektiven Radius für verschiedene Eindringtiefen s bei einer Wolkenhöhe von $H = 1$ km.

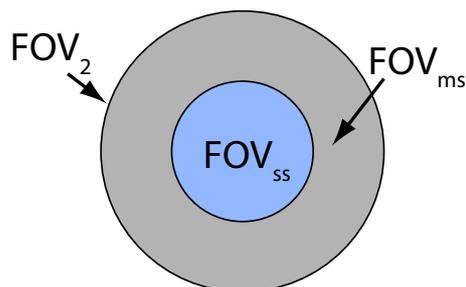


Abbildung 27: Darstellung der Durchmesser der Feldblende für die Gesichtsfelder FOV_{ss} und FOV_{ms} .

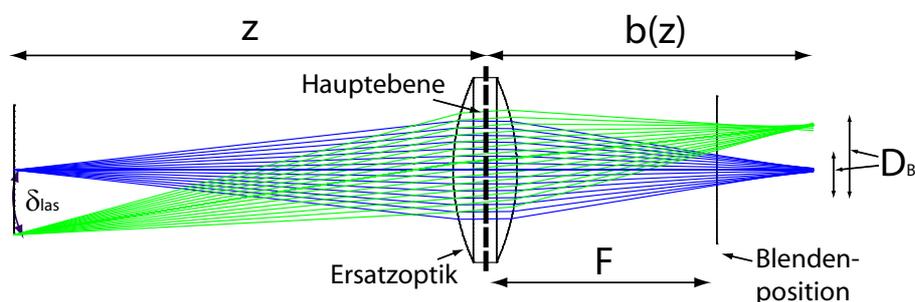


Abbildung 28: Schematische Darstellung zum Durchmesser der Abbildung des Laserstrahls am Ort der Feldblende.

gewählt werden, dass der hiermit gemessene Signalanteil durch Mehrfachstreuung klein gegenüber dem einfachgestreuten Anteil ist. Damit ergibt sich für die Bestimmung der Extinktion unter Annahme von reiner Einfachstreuung ein guter Startwert, der für die beschriebene Rekursion verwendet werden kann. Das große Gesichtsfeld FOV_{ms} (ms: von engl. *multiple scattering*) sollte dagegen so gewählt werden, dass der hiermit gemessene Anteil der Einfachstreuung gegenüber dem mehrfachgestreuten Anteil klein ausfällt. Da nur der Mehrfachstreuanteil Informationen über den effektiven Tropfenradius enthält, kann somit eine bestmögliche Empfindlichkeit des gemessenen Signals gegenüber dem effektiven Radius erreicht werden. Die Aufteilung in zwei Gesichtsfeldbereiche ist in Abbildung 27 schematisch durch die zwei verschiedenen Durchmesser der Feldblende dargestellt. Das Gesichtsfeld FOV_{ms} stellt hier den Bereich zwischen FOV_{ss} und FOV_2 dar. Die beiden Messkanäle, die den Gesichtsfeldern FOV_{ss} und FOV_{ms} zugeordnet sind, werden im Folgenden auch mit Einfachstreukanal und Mehrfachstreukanal bezeichnet.

Die zurückgestreute Strahlung ist i. Allg. am Ort der Feldblende nicht fokussiert (siehe Abschnitt 2.6.3). Dies hat zur Folge, dass das einfachgestreute Licht nicht auf den Blendendurchmesser, der dem Gesichtsfeld $FOV = 2\delta_{Las}$ (Laserstrahldivergenz) entspricht, begrenzt ist. Um den Durchmesser des Bereichs am Ort der Feldblende zu bestimmen, in den Strahlung durch reine Einfachstreuungsprozesse gelangen kann, wird zunächst eine nicht divergente ($2\delta_{Las} = 0$) Strahlquelle betrachtet. Die Rückstreuung erfolge in einer Höhe z , der Abstand der Feldblende von der Hauptebene des Teleskops sei die effektive Brennweite des Systems F (siehe Abbildung 28). Nach der Abbildungsgleichung (14)

liegt der Fokus in einer Entfernung

$$b(z) = \frac{zF}{z - F} \quad (39)$$

von der Hauptebene. Der Durchmesser des unfokussierten Strahls am Ort der Blende ergibt sich aus dem Strahlensatz zu:

$$D_{\text{Bl}}(z) = D_1 \frac{b(z) - F}{b(z)}. \quad (40)$$

D_{Bl} ist also der Durchmesser, den das (unscharfe) Bild des Laserstrahls am Ort der Feldblende besitzt. Durch die Beziehung $FOV = D_{\text{Bl}}/F$ [Gleichung (13)] lässt sich dieser Durchmesser direkt einem entsprechenden Gesichtsfeld zuordnen. Unter Einbeziehung von Gleichung (39) erhält man:

$$FOV_{\text{ss}} = \frac{D_1}{z}. \quad (41)$$

Bei einem divergenten Laserstrahl genügt es in guter Näherung die Laserstrahldivergenz $2\delta_{\text{Las}}$ dem obigen Term additiv hinzuzufügen. Weiterhin kann für die Rückstreuung aus Wolken üblicherweise $z = H + s \approx H$ angenommen werden. Damit ergibt sich:

$$FOV_{\text{ss}} = \frac{D_1}{H} + 2\delta_{\text{Las}}. \quad (42)$$

Das Gesichtsfeld des Einfachstreukanals sollte diesen Wert nicht wesentlich überschreiten, da bei größeren Gesichtsfeldern lediglich Anteile mehrfachgestreuten Lichts zum gemessenen Signal hinzukommen und so den Einfachstreuanteil verringern. Wesentlich geringere Werte sind ebenfalls nicht sinnvoll, da sonst ein merklicher Anteil des einfachgestreuten Lichts an der Blende abgeschattet wird und somit die Überlappungsfunktion in der Höhe H nicht maximal ist. Gleichung (42) gibt somit den optimalen Wert des Gesichtsfelds im Einfachstreukanal an.

Im Mehrfachstreukanal sind dagegen große Anteile von einfachgestreutem Licht unerwünscht. Somit stellt FOV_{ss} eine sinnvolle Untergrenze für den Gesichtsfeldbereich FOV_{ms} des Mehrfachstreukanals dar. Dieser sollte durch $FOV_1 \leq FOV_{\text{ms}} \leq FOV_2$ mit $FOV_1 = FOV_{\text{ss}}$ begrenzt werden.

In Abbildung 29 ist das berechnete Lidarsignal P^{tot} sowie der Anteil der Einfachstreuung P^1 gegen die Größe des verwendeten Gesichtsfelds aufgetragen. Wie erwartet trägt die Einfachstreuung nur im Bereich bis etwa 0.4 mrad zum Signal bei. Der Einfachstreuanteil ist am parabolischen Verlauf zu erkennen, da hier das Signal proportional zur sondierten Fläche ist.

Eine obere Beschränkung FOV_2 für das Gesichtsfeld des Mehrfachstreukanals ist sinnvoll, da die Signaländerung mit dem Radius bei zunehmendem Gesichtsfeld wieder geringer ausfällt. Als Näherungswert für eine solche Grenze kann die Beziehung

$$FOV_2 = 2 \frac{s}{xH} \quad (43)$$

verwendet werden. Die möglichen Streuwinkel für Vorwärtsstreuprozesse (Breite des Vorwärtsstreumaximums) sind durch den Größenparameter des Streuers bestimmt.

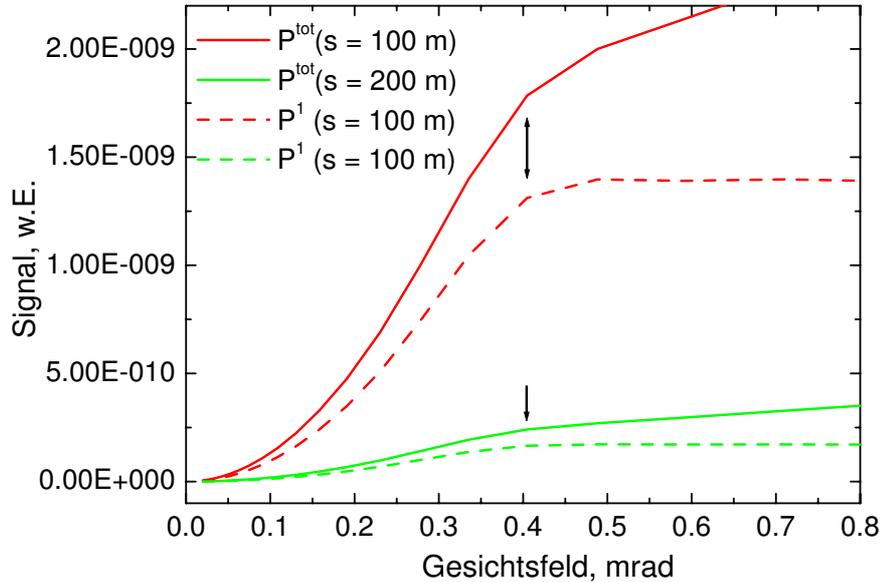


Abbildung 29: Lidarsignal P^{tot} und Einfachstreuteil P^1 für verschiedene Eindringtiefen s , eine Wolkenhöhe $H = 2$ km und einen nicht divergierenden Laserstrahl ($2\delta_{\text{Las}} = 0$).

Hier kann ein mittlerer Streuwinkel von $1/x$ angenommen werden. Findet der erste Streuprozess gleich an der Wolkenunterkante statt und führt ein zweiter Streuprozess nach einer Eindringtiefe s in der Wolke zur Rückstreuung zum Empfänger, so ergibt sich für den mittleren Einfallswinkel Φ der zurückgestreuten Strahlung $\Phi = \frac{s}{xH}$ ($s \ll H$) und somit das in Gleichung (43) angegebene Gesichtsfeld (siehe Abbildung 30).

Um die Anwendbarkeit der Beziehung (43) zu überprüfen, wurden die Empfindlichkeiten der Lidarsignale gegenüber dem effektiven Radius für verschiedene Gesichtsfelder bestimmt. Dazu wurden die Ableitungen der Signale nach dem effektiven Radius relativ zum Signalwert (logarithmische Ableitung) an der Stelle $\rho_{\text{eff}} = 9 \mu\text{m}$ ermittelt. Die Werte sind in Abbildung 31(a) für verschiedene Eindringtiefen ($s = 0$ bis $s = 400$ m) gegen das Gesichtsfeld aufgetragen. Die Vierecke im Graph repräsentieren die Gesichtsfeldwerte, die nach der Beziehung (43) bestimmt wurden, die Kreise markieren die jeweiligen Maxima der Kurven. Es ist zu erkennen, dass die Maxima der Empfindlichkeit bei geringen Gesichtsfeldern gute Übereinstimmung mit den Werten aus Gleichung (43) aufweisen, während sie für große Gesichtsfelder geringere Werte annehmen. Prinzipiell zeigt sich der Schätzwert als brauchbare Näherung, in der alle relevanten Parameter berücksichtigt werden. Weiterhin ist gut zu erkennen, dass die Empfindlichkeit des Signals gegenüber dem effektiven Radius vom Maximum zu größeren Gesichtsfeldern nur langsam abnimmt. Der Unterschied zwischen dem errechneten Gesichtsfeldwert nach Gleichung (43) und dem Maximum der Kurve wirkt sich somit nur geringfügig auf die Empfindlichkeit des Signals gegenüber dem effektiven Radius aus. In Abbildung 31(b) sind die obigen Daten in Abhängigkeit von der Eindringtiefe dargestellt. Während kleine Gesichtsfelder eine hohe Sensitivität bei sehr geringen Eindringtiefen aufweisen, sind

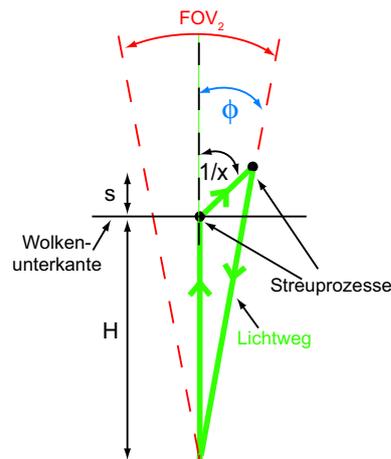


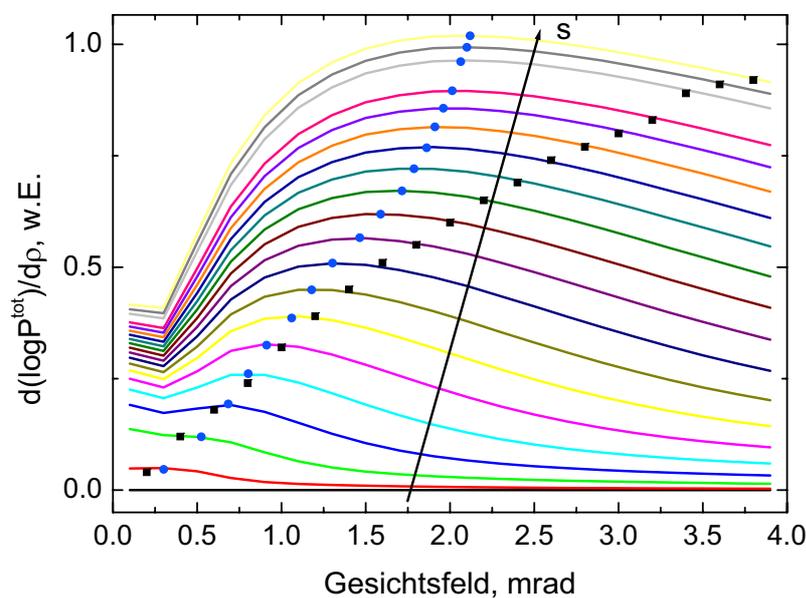
Abbildung 30: Darstellung der Streuwinkel bei der Ableitung der Beziehung (43).

mit zunehmender Eindringtiefe größere Gesichtsfelder vorzuziehen.

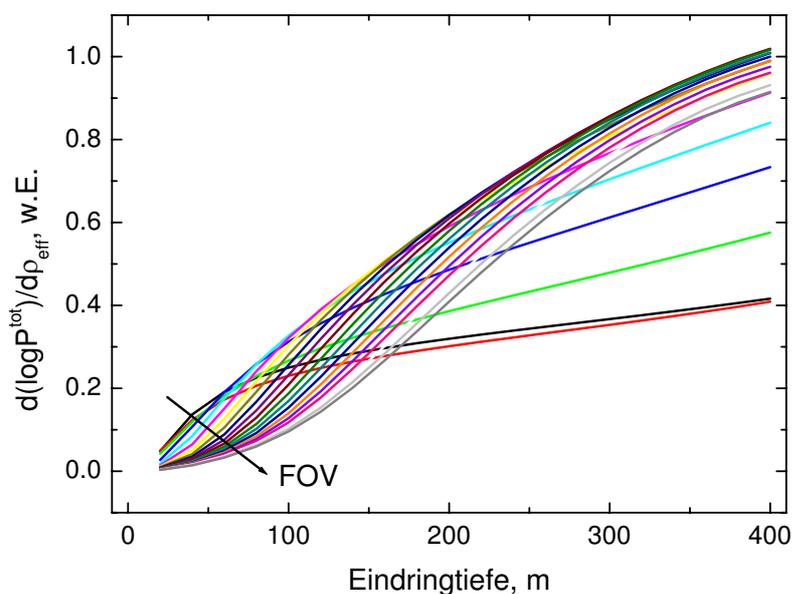
Die Extinktion α ist ein entscheidender Parameter für die Intensität des Rückstreu-signals. α beeinflusst insbesondere, aus welchen Eindringtiefen s in die Wolke noch messbare Signale erhalten werden können. Da bei der Wahl von FOV_{ms} durch $FOV_{ss} \leq FOV_{ms} \leq FOV_2$ ein großer Anteil des Rückstreu-signals (insbesondere der Einfachstreuanteil) nicht zum Signal beiträgt, wird an dieser Stelle in Abhängigkeit von der optischen Dicke τ ($\tau = \alpha s$ bei konstantem α) überprüft, ob im Mehrfachstreukanal dennoch ausreichend große Signale zur Verfügung stehen. In Abbildung 32 ist hierzu das Verhältnis der Signale im Mehrfach- und Einfachstreukanal in Abhängigkeit von der Gesichtsfeldobergrenze FOV_2 des Mehrfachstreukanals für verschiedene optische Dicken aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass schon bei einer Gesichtsfeldobergrenze von 1.5 mrad nach einer optischen Dicke von $\tau = 2$ die Signale in Einfach- und Mehrfachstreukanal dieselbe Größe besitzen. Prinzipiell steigt der Anteil des mehrfachgestreuten Lichts am Signal mit zunehmender optischer Dicke (bzw. zunehmender Extinktion bei fester Eindringtiefe) an.

Die absoluten Signale unterliegen der exponentiellen Schwächung durch den Transmissionsterm der Lidargleichung [Gleichung (2)]. Dies wird in Abbildung 33 verdeutlicht, die den Signalabfall mit der Eindringtiefe für verschiedene Gesichtsfelder für die Extinktionswerte 5 und 20 km^{-1} darstellt. Größere Gesichtsfelder unterliegen einer geringeren Schwächung, da hier ein größerer Anteil des Signals aus Mehrfachstreuprozessen detektiert wird. Generell kann mit der verwendeten Messtechnik ein Bereich von 2 bis 3 Größenordnungen in der Signalstärke erfasst werden. Für ein Gesichtsfeld von $FOV_{ss} = 0.5 \text{ mrad}$ und eine Extinktion von $\alpha = 20 \text{ km}^{-1}$ sind Eindringtiefen von bis zu 150 m, für $\alpha = 5 \text{ km}^{-1}$ bis zu 600 m zu erwarten. Dies entspricht optischen Dicken von $\tau \approx 3$. Für den Wert $FOV_2 = 2 \text{ mrad}$ übersteigt das Signal im Mehrfachstreukanal das im Einfachstreukanal damit schon ab der Hälfte der maximalen Eindringtiefe in die Wolke. Diese Gesichtsfeldkombination ist somit besonders geeignet, um außreichend große Signale in beiden Kanälen zu erhalten. Da Lidarmessungen mit einer Höhenauflösung von 15 m möglich sind, ist es auch für dichte Wasserwolken ($\alpha = 20 \text{ km}^{-1}$) prinzipiell möglich, höhen aufgelöste Daten zu gewinnen.

In Abbildung 34 ist das Verhältnis der Signale im Mehrfach- und im Einfachstreuka-



(a)



(b)

Abbildung 31: (a) Empfindlichkeit des Lidarsignals gegenüber dem effektiven Tropfenradius für verschiedene Eindringtiefen ($s = 0$ bis $s = 400$ m in Schritten von 20 m) in Abhängigkeit vom Gesichtsfeld und (b) für verschiedene Gesichtsfelder ($FOV = 0.1$ bis $FOV = 3.9$ mrad in Schritten von 0.2 mrad) in Abhängigkeit von der Eindringtiefe. Die Vierecke in (a) stellen die nach Beziehung (43) berechneten Gesichtsfelder dar, die Kreise markieren das jeweilige Maximum im Graphen. Die Ableitung wurde an der Stelle $\rho_{\text{eff}} = 9 \mu\text{m}$ ausgewertet.

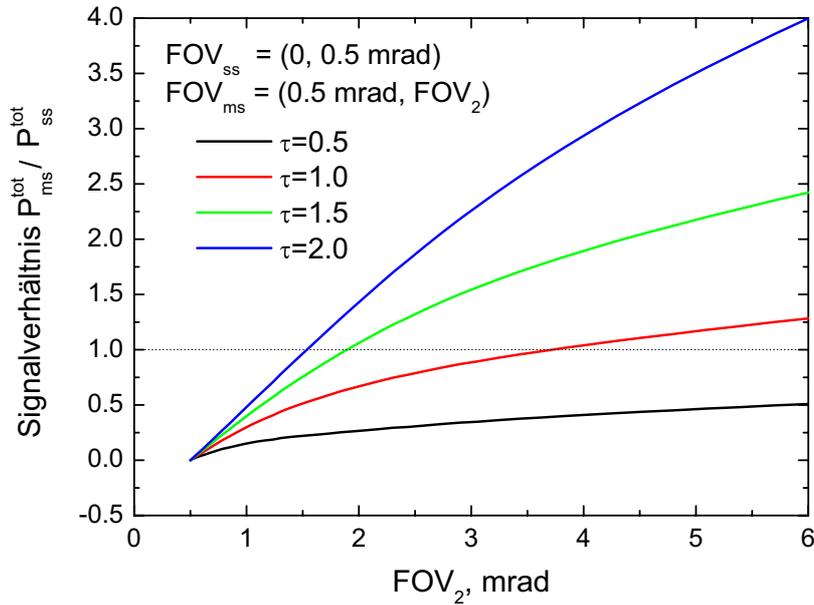


Abbildung 32: Verhältnis der Signale P_{ms}^{tot} und P_{ss}^{tot} im Mehrfach- und Einfachstreu kanal in Abhängigkeit von FOV_2 .

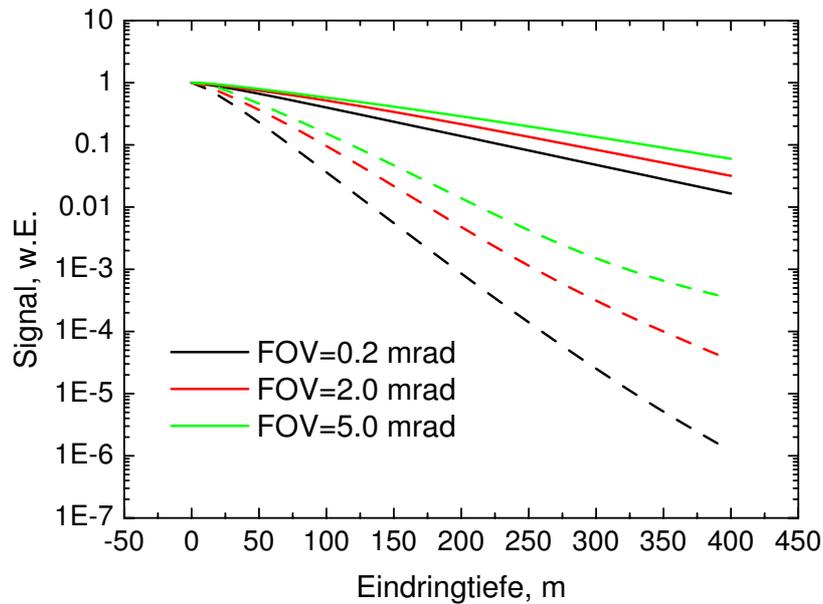


Abbildung 33: Signalabfall über der Eindringtiefe für verschiedene Gesichtsfelder und die Extinktionswerte 5 km^{-1} (durchgezogene Linie) und 20 km^{-1} (gestrichelte Linie).

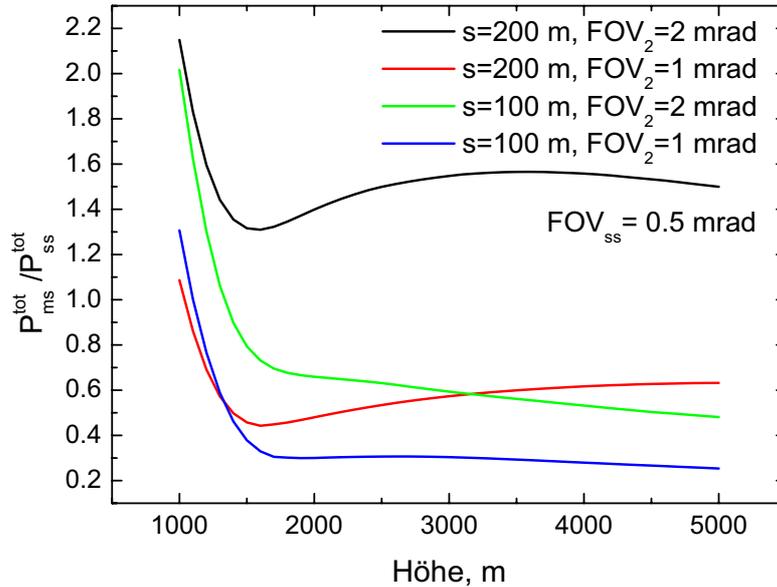


Abbildung 34: Verhältnis der Signale im Mehrfach- (P_{ms}) und Einfachstreu Kanal (P_{ss}) in Abhängigkeit von der Höhe der Wolkenunterkante H .

nal für die Eindringtiefen $s = 100$ und $s = 200$ m und die Werte $FOV_2 = 1$ mrad und $FOV_2 = 2$ mrad über der Höhe H aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass das Signalverhältnis für Höhen über $H \approx 2500$ m weitgehend konstant bleibt. Die Höhe der Wolke übt hier somit keinen wesentlichen Einfluss auf das Signalverhältnis aus. Die großen Werte des Verhältnisses bei geringen Höhen resultieren daraus, dass hier [nach Beziehung (42)] ein großer Anteil an einfachgestreutem Licht im Mehrfachstreu Kanal registriert wird.

4.2.3 Abschätzung benötigter Mittelungszeiten

Um eine Einschätzung über erforderliche Mittelungszeiten einer Messung zu gewinnen, wurden die Parameter ρ_{eff} und α aus den simulierten Lidarsignalen bestimmt. Zum Zeitpunkt der Erstellung der Diplomarbeit standen hierfür nur Algorithmen zur Verfügung, mit denen einer dieser Parameter aus dem Signal eines (nach unten unbegrenzten) Gesichtsfelds bestimmt werden konnte, während der jeweils andere vorausgesetzt werden musste. Für die Bestimmung des effektiven Radius wurde hierfür das Signal aus dem Gesichtsfeld $FOV_2 = FOV_{ms} + FOV_{ss} = 2$ mrad, für die Bestimmung der Extinktion das Signal aus dem Gesichtsfeld $FOV_{ss} = 0.5$ mrad verwendet. Die simulierten Signale wurden unter Zugrundelegung der Poissonstatistik verrauscht. Die Bestimmung erfolgte unter Verwendung des Signalverlaufs bei zunehmender Eindringtiefe, die beiden Parameter ρ_{eff} und α wurden in der Wolke als konstant angenommen. Bei einem Signal von 10^4 Photonen an der Wolkenunterkante, das einer maximal möglichen Zählrate von 10^7 s^{-1} und einer Signalmittelung von etwas mehr als fünf Minuten bei dem vorliegenden 30-Hz-System entspricht, ergab sich ein relativer Fehler des effektiven Radius von

Tabelle 6: Vorschläge für die Gesichtsfelder in Einfach- und Mehrfachstreukanal.

	FOV_{ss}	FOV_2	Höhenbereich
Standardwert	0.6 mrad	2.0 mrad	1–4 km
Tiefe Wolken	0.9 mrad	4.0 mrad	≤ 1.5 km
Hohe Wasserwolken	0.25 mrad	0.8 mrad	≥ 3.5 km

etwa 3%. Für Signalstärken von 10^3 , entsprechend einer Mittelungszeit von etwa 30 Sekunden, lag der Fehler bei etwa 8%. Die Fehler bei der Extinktionsberechnung fielen sogar noch geringer aus. Da der Algorithmus jedoch zum Zeitpunkt der Fertigstellung der Diplomarbeit noch nicht in der Lage war, beide Parameter simultan zu berechnen, sind in der Praxis vermutlich größere Fehler zu erwarten. Bei Tagesmessungen muss zusätzlich zum betrachteten Poissonfehler der Einfluss des Hintergrundsignals berücksichtigt werden.

4.3 Geeignete Gesichtsfelder

Der optimale Wert für das Gesichtsfeld des Einfachstreukanals kann nach der Beziehung (42) bestimmt werden. Da dieser Wert von der Höhe H der Wolke abhängt, wird als Standardwert eine mittlere Wolkenhöhe von 2 km verwendet. Damit ergibt sich ein Gesichtsfeld von $FOV_{ss} = 0.5$ mrad. In Kapitel 5 wird die Verwendung eines Gesichtsfelds von 0.6 mrad vorgeschlagen, welches einen ebenso geeigneten mittleren Wert darstellt.

Für die obere Gesichtsfeldgrenze des Mehrfachstreukanals ist ein Wert von etwa $FOV_2 = 2$ mrad optimal. Dieser Wert entspricht dem nach Beziehung (43) für die Standardwerte aus Tabelle 5 berechneten Gesichtsfeld. Er führt zudem zu einem optimalen Signalverhältnis zwischen Mehrfach- und Einfachstreukanal. Die Kombination der hier vorgeschlagenen Gesichtsfeldwerte erscheint geeignet für die Messung von Wolken in Höhen zwischen 1 und 4 km.

Um die Gesichtsfelder im Bedarfsfall für die Messung spezieller Wolken optimieren zu können, wird das System für die Messung mit variablen Gesichtsfeldern ausgelegt. Die jeweiligen Gesichtsfelder können durch die Wahl einer geeigneten Feldblende eingestellt werden. Sinnvolle Gesichtsfeldbereiche liegen für FOV_{ss} zwischen 0.2 und 0.9 mrad, für FOV_2 zwischen 0.6 mrad und 4 mrad. Die Vorschläge für geeignete Gesichtsfeldkombinationen sind in Tabelle 6 zusammengefasst.

5 Neukonzeption der Empfängeroptik

Der gegenwärtige Empfänger des Lidarsystems MARTHA ist nur zur Messung mit Gesichtsfeldern bis zu 0.5 mrad geeignet. Die großen Abstände in den Detektionskanälen werden hier mit Hilfe zweier Quarzlinsen überbrückt, zwischen denen eine Zwischenabbildung erzeugt wird (siehe Abbildung 1). Bei der Messung mit größeren Gesichtsfeldern wird an diesen Linsen jedoch Strahlung abgeschattet. Für die geplante Erweiterung des Lidarsystems durch einen Mehrfachstreukanal ist somit eine grundsätzliche Neukonzeption des Empfängers erforderlich. In diesem Kapitel wird zunächst das Prinzip der Auskopplung des Signals für den Mehrfachstreukanal erläutert. Anschließend werden die notwendigen Gleichungen für die Konzeption des Teleskops und des nachfolgenden Strahlengangs bereitgestellt. Ausgehend von den Einflüssen verschiedener Systemparameter wird abschließend ein Vorschlag für den Neuaufbau des Empfängers entwickelt.

5.1 Signalseparation für die Messung von Mehrfachstreuung

Bei der Erweiterung des Lidars durch einen Mehrfachstreukanal ist die Aufteilung des empfangenen Lichts in zwei Gesichtsfeldanteile FOV_{ms} und FOV_{ss} notwendig. Ein Kanal, mit dem das Signal aus dem Gesichtsfeld FOV_{ss} gemessen wird, wird im Folgenden als „Einfachstreukanal“ bezeichnet.

Die Aufteilung des Lichts im Empfänger in die Anteile für Mehrfach- und Einfachstreukanal erfolgt an der Position der Feldblende. Dabei wird eine ringförmige Blende verwendet, die Licht im Bereich eines geringen Durchmessers D_{Bl_1} um die optische Achse passieren lässt und Licht im Bereich der Durchmesser $D_{Bl_1} < D < D_{Bl_2}$ in 45°-Richtung reflektiert. Nach der Beziehung (13) entspricht dies einer Aufteilung des Signals in einen Gesichtsfeldbereich $FOV_{ss} = D_{Bl_1}/F$ und einen Gesichtsfeldbereich $FOV_{ss} < FOV_{ms} < D_{Bl_2}/F$. Das Funktionsprinzip der Ringblende wird in Abbildung 35 illustriert. Mit dieser Variante der Signalaufteilung können hohe Signalintensitäten in beiden Kanälen erreicht werden, da keine Aufteilung nach Intensitätsanteilen erfolgen muss. Weiterhin kann so der Aufbau der Strahlseparationseinheit weitgehend unverändert in den erneuerten Empfänger übernommen werden.

Um trotz der 45°-Orientierung der Blende die Anteile rotationssymmetrisch zur optischen Achse aufteilen zu können, muss die Blende die Form einer Ellipse haben. Die große Halbachse der Ellipse ergibt sich zu $D_{Bl}/\sqrt{2}$, so dass die Projektion der Ellipse auf die Ebene senkrecht zur optischen Achse wieder einen Kreis des Durchmessers D_{Bl} ergibt. Der Ring sollte mit einer geeigneten Metallbeschichtung (z.B. Aluminium) versehen werden, so dass hohe Reflektivitäten für die ausgekoppelten Wellenlängen (für beide Polarisationskomponenten) gewährleistet sind.

5.2 Teleskop

5.2.1 Prinzipieller Aufbau

Das Empfangsteleskop ist ein Teleskop des Cassegrain-Typs. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 36 dargestellt. Das Licht wird mit Hilfe eines parabolischen Konkavspiegels (Hauptspiegel) aufgefangen und fokussiert. Das konvergente Licht trifft anschließend auf einen hyperbolischen Konkavspiegel (Gegenspiegel) der die effektive Brennweite des Spiegelsystems vergrößert. Die Anordnung ist so gewählt, dass der

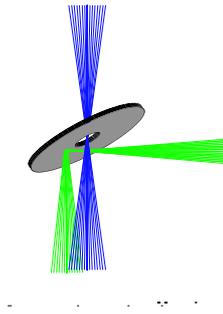


Abbildung 35: Schematische Darstellung der Strahlseparation mit einer verspiegelten Ringblende. Die blauen Strahlen entstammen einem Objektpunkt innerhalb des Gesichtsfelds FOV_{ss} , die grünen kommen aus dem Bereich FOV_{ms} .

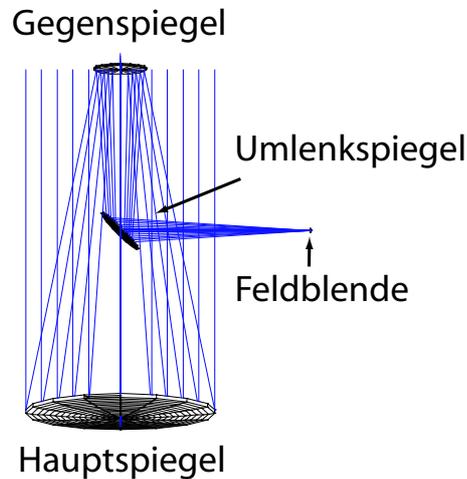


Abbildung 36: Prinzipieller Aufbau des Empfangsteleskops.

innere Brennpunkt des Hyperbolspiegels mit dem Brennpunkt des Parabolspiegels zusammenfällt. Das Cassegrain-System ermöglicht auf diese Weise fehlerfreie (d.h. beugungsbegrenzte) Abbildungen für unendlich entfernte, auf der optischen Achse gelegene Punkte. Da der Großteil der für die Messung relevanten Signale aus Entfernungen von mehr als einem Kilometer und aus einem Winkelbereich kleiner 1 mrad entstammt, ist diese Konzeption für das verwendete Messverfahren geeignet. Für Messungen in sehr geringen Höhen wird ein separates Nahfeldteleskop verwendet. Das Licht wird mit einem 45° gegen die optische Achse geneigten Umlenkspiegel ausgekoppelt und trifft schließlich auf die Feldblende. Im Vergleich zum bisherigen Aufbau (Abbildung 2.3) des Teleskops wurde die Reihenfolge von Feldblende und Umlenkspiegel vertauscht. Dies ist für die Auskopplung des Mehrfachstreusignals in der Strahlseparationseinheit nach dem in Abschnitt 5.1 vorgestellten Prinzip erforderlich.

5.2.2 Berechnung der Parameter

Eine detaillierte Behandlung des Cassegrain-Teleskops ist in Malacara und Malacara [1994] zu finden. Die wichtigsten Parameter des Teleskops sind in Abbildung 37 dar-

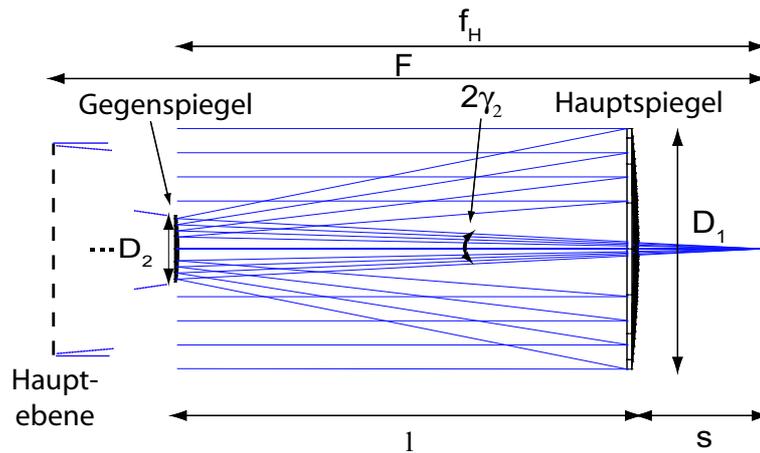


Abbildung 37: Wichtige Parameter des Teleskops.

gestellt. Der Durchmesser D_1 des Hauptspiegels bestimmt als Apertur des Teleskops die Lichtleistung im Empfänger. Die effektive Brennweite F ist die Brennweite, die eine einzelne Linse besitzen müsste, um das Licht genauso zu fokussieren wie die beiden Spiegel des Teleskops (siehe Abschnitt 2.6.1). Sie ergibt sich aus den Brennweiten f_1 des Haupt- und f_2 des Gegenspiegels nach der Beziehung (12). l stellt dabei den Abstand der Spiegelmittelpunkte dar. Dieser ergibt sich aus der Anpassung der Brennpunkte von Parabol- und Hyperbolspiegel zu

$$l = \left(1 - \frac{f_h}{F}\right) f_1, \quad (44)$$

wobei $f_h = (l + s)$ die hintere Brennweite des Systems (Abstand von Sekundärspiegel und Brennpunkt) darstellt. Für diese gilt:

$$f_h = f_2 \frac{l - f_1}{l - (f_1 + f_2)}. \quad (45)$$

Die Brennweite f_2 des Sekundärspiegels errechnet sich bei vorgegebener effektiver Brennweite F aus

$$f_2 = \frac{F f_1}{f_1^2 - F^2} (f_1 + s). \quad (46)$$

Die Durchmesser D_2 des Gegen- und D_3^{eff} des Umlenkspiegels müssen dem jeweiligen Durchmesser des Strahlenbündels im Teleskop angepasst werden. Da der elliptische Umlenkspiegel um 45° gegen die optische Achse geneigt ist, wird hier nur der effektive Durchmesser D_3^{eff} angegeben, der dem Durchmesser der Projektion des Spiegels auf die optische Achse entspricht. Die Anwendung des Strahlensatzes liefert für den Durchmesser D_2 des Sekundärspiegels

$$D_2 = \left(1 - \frac{l}{f_1}\right) D_1 + FOV \cdot l. \quad (47)$$

Die Bestimmung von D_3^{eff} erfolgt ausschließlich mit Strahlverfolgungsverfahren.

Tabelle 7: Zusammenfassung der wichtigsten Berechnungsgleichungen für die Parameter des Teleskops. Mit den ersten vier Gleichungen können aus den Parametern F , f_1 , D_1 , $f_h = l + s$ und FOV die weiteren Parameter bestimmt werden. GS steht für Gegenspiegel.

Parameter	Bestimmungsgleichung
Spiegelabstand	$l = f_1 \left(1 - \frac{f_h}{F}\right)$
Brennweite (GS)	$f_2 = \frac{F f_1}{f_1^2 - F^2} (f_1 + s)$
Konische Konstante (GS)	$K_2 = - \left(\frac{f_1 + s}{2l - f_1 + s}\right)^2$
Durchmesser (GS)	$D_2 = \left(1 - \frac{l}{f_1}\right) D_1 + FOV \cdot l$
Effektive Brennweite	$F = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - l}$

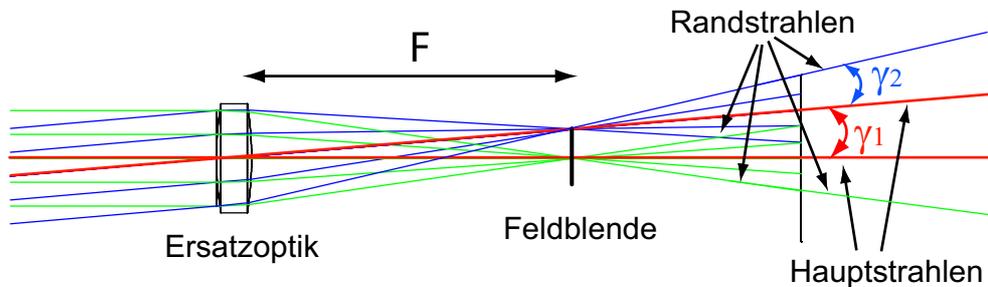


Abbildung 38: Schematische Darstellung zur Strahldivergenz.

Die konische Konstante einer Oberfläche ist ein Maß dafür, inwiefern ihre Krümmung von der einer sphärischen Oberfläche abweicht. Während die konische Konstante einer parabolischen Fläche durch 1 (bzw. -1) gegeben ist, muss die konische Konstante K_2 des hyperbolischen Gegenspiegels so bestimmt werden, dass ein Fehler durch sphärische Abberation vermieden wird. Im Fall des Cassegrain-Systems ergibt sich K_2 zu:

$$K_2 = - \left(\frac{f_1 + s}{2l - f_1 + s}\right)^2. \quad (48)$$

Die zur Berechnung verwendeten Beziehungen sind in Tabelle 7 zusammengefasst.

5.2.3 Strahldivergenz

Für die Konzeption des Strahlengangs ist es entscheidend, wie stark das Licht nach dem Passieren der Feldblende auseinanderläuft. Diese Strahldivergenz wird durch die beiden unabhängigen Winkel γ_1 und γ_2 bestimmt. Die Winkel sind in Abbildung 38 schematisch dargestellt.

Der Winkel γ_1 beschreibt die Divergenz der Hauptstrahlen und entspricht gerade der

Hälfte des Empfängergesichtsfelds:

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}FOV = \frac{1}{2} \frac{D_{B1}}{F}. \quad (49)$$

Der Winkel γ_2 stellt den Winkel zwischen Randstrahl und Hauptstrahl eines Objektpunkts dar, die nach dem Durchlaufen des Fokus erneut divergieren. Er errechnet sich aus dem Durchmesser D_1 des Hauptspiegels und der effektiven Brennweite F zu

$$\gamma_2 = \frac{1}{2} \frac{D_1}{F}. \quad (50)$$

Während γ_1 durch die Wahl des Gesichtsfelds bestimmt wird und durch die Verwendung unterschiedlicher Feldblenden beeinflusst werden kann, ist γ_2 lediglich durch die Systemparameter D_1 und F bestimmt und daher eine feste Systemgröße. Bei der Konzeption des Strahlengangs sind im Allgemeinen beide Einflüsse zu berücksichtigen.

5.2.4 Spiegeldurchmesser und effektive Brennweite

Die detektierte Leistung ist nach Gleichung (2) proportional zur Fläche A des Hauptspiegels und damit proportional zum Quadrat des Hauptspiegeldurchmessers. D_1 ist somit der entscheidende Parameter für die Signalstärken im Empfänger. Nach Gleichung (50) führt ein großer Hauptspiegeldurchmesser jedoch auch zu einer großen Strahldivergenz, wodurch die Konzeption des Strahlengangs erschwert wird. Für das neue Teleskop ist ein Spiegeldurchmesser von $D_1 = 800$ mm vorgesehen, womit ausreichende Signalstärken in allen Kanälen erreicht werden.

Die effektive Brennweite F ist über die Beziehungen (49) und (50) direkt mit der Strahldivergenz im Empfänger verknüpft. Eine Vergrößerung der effektiven Brennweite bei konstanten Parametern D_1 und D_{B1} entspricht dabei einer Verringerung der Divergenz. Die effektive Brennweite wirkt sich nicht direkt auf die Form der Überlappungsfunktion aus, wie Abbildung 39(a) zeigt. Hier sind die berechneten Überlappungsfunktionen für verschiedene effektive Brennweiten dargestellt⁸. Eine Abschattung durch die Spiegel im Strahlengang wurde bei der Berechnung nicht berücksichtigt.

Wie in Abschnitt 2.6.3 erläutert wurde, werden die aus einer Höhe z kommenden Strahlen i. Allg. nicht genau am Ort der Feldblende fokussiert. Der Abstand des Fokus zur Feldblende hängt von der effektiven Brennweite F ab. Größere effektive Brennweiten führen (bei fester Höhe z) zu größeren Abständen des Fokus zur Feldblende. Dies ist in Abbildung 39(b) gezeigt. Hier ist der Abstand

$$b(z) - F = \frac{zF}{z - F} - F \quad (51)$$

für verschiedene effektive Brennweiten F gegen die Höhe z aufgetragen. $b(z)$ bezeichnet den Abstand zwischen der Hauptebene des Teleskops und dem Fokus des Lichts (siehe Abbildung 7). Die Beziehung (51) ergibt sich direkt aus der Gaußschen Abbildungsgleichung (14). Dieser Effekt führt jedoch nicht zu größeren Abschattungen an der Feldblende, da bei größeren effektiven Brennweiten (bei einem festen Wert von FOV) größere Blendendurchmesser gewählt werden müssen. Die relative Abschattung

⁸Für die Berechnung wurden die Parameter f_2 und l zur Anpassung von F variiert.

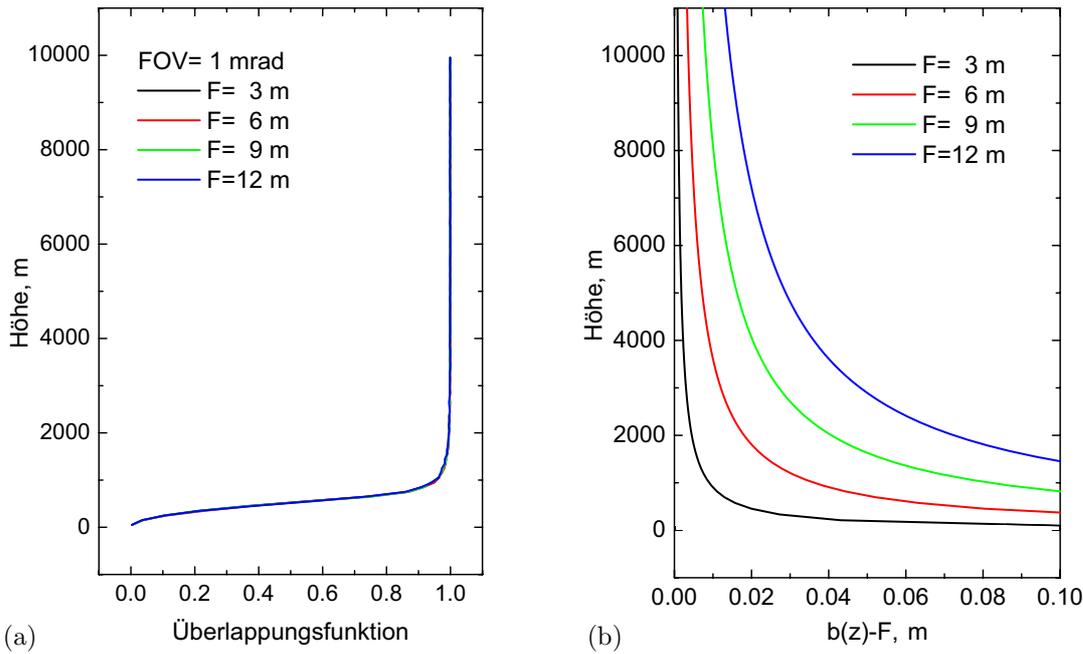


Abbildung 39: (a) Berechnete Überlappungsfunktionen für verschiedene effektive Brennweiten. (b) Abstand des Fokus für Licht aus endlichen Höhen z zum Brennpunkt (Fokus für $z = \infty$) in Abhängigkeit von z für verschiedene Werte von F .

der Strahlung an der Feldblende ist unabhängig vom Wert der effektiven Brennweite F , so dass sich hier keine Auswirkungen auf den Verlauf der Überlappungsfunktion ergeben.

Die Durchmesser von Gegen- und Umlenkspiegel müssen so gewählt werden, dass die auftreffende Strahlung möglichst vollständig reflektiert wird. Da das Licht aus geringen Höhen stärker divergiert, muss untersucht werden, ob für die Berechnung der Spiegeldurchmesser ein Effekt durch endliche Höhen berücksichtigt werden muss. Während Gleichung (47) den notwendigen Durchmesser des Gegenspiegels für aus dem Unendlichen kommende Strahlung darstellt, ergibt die Rechnung für geringere Höhen z einen größeren Durchmesser. Ebenso ist der berechnete Durchmesser des Umlenkspiegels von z abhängig. Dass die durch endliche Höhen entstehenden Verluste für den Verlauf der Überlappungsfunktion jedoch irrelevant sind, zeigt Abbildung 40. Hier sind die berechneten Überlappungsfunktionen (f_t) für verschiedene Spiegeldurchmesser aufgetragen. Die Spiegeldurchmesser wurden dabei jeweils auf die angegebene Höhe z_{sp} optimiert. Die Abschattung der, die Spiegel passierenden Strahlung (siehe unten) wurde nicht berücksichtigt. Für die Berechnung der notwendigen Spiegeldurchmesser kann somit angenommen werden, dass die Strahlung aus dem Unendlichen eintrifft.

Neben den Verlusten bei der Reflexion führt der Gegenspiegel auch zu einer Abschattung des von der Atmosphäre zum Hauptspiegel laufenden Lichts. Ebenso kann der Umlenkspiegel eine Abschattung des vom Hauptspiegel zum Gegenspiegel laufenden Lichts verursachen. Diese Abschattung verringert die maximale detektierbare Leistung. Der durch den Gegenspiegel abgeschattete Anteil \mathcal{A}_2 der Strahlung, ergibt sich als Quotient der Spiegelflächen zu:

$$\mathcal{A}_2 = \frac{D_2^2}{D_1^2}. \quad (52)$$

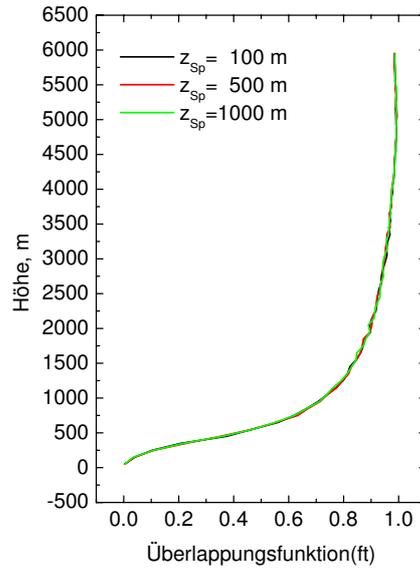


Abbildung 40: Berechnete Überlappungsfunktionen(ft) für auf verschiedene Höhen z_{sp} optimierte Spiegeldurchmesser.

Um auch die Abschattung des Umlenkspiegels zu berücksichtigen, wird an dieser Stelle der Äquivalentdurchmesser D_{eq} durch

$$D_{eq} = D_3^{eff} \frac{f_1}{f_1 - h} \quad (53)$$

eingeführt. h bezeichnet den Abstand zwischen Hauptspiegel und Umlenkspiegel. D_{eq} stellt den Durchmesser dar, den ein Spiegel an einer Position vor der Fokussierung durch den Hauptspiegel besitzen müsste, um die gleiche Abschattung zu verursachen wie der Umlenkspiegel. Eine zusätzliche Abschattung

$$\mathcal{A}_3 = \frac{D_{eq}^2 - D_2^2}{D_1^2} \quad (54)$$

durch den Umlenkspiegel tritt nur auf, falls $D_{eq} > D_2$ ist.

5.2.5 Feldblende

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, sind die Einflüsse der Spiegel auf die Form der Überlappungsfunktion weitgehend vernachlässigbar. Die Überlappungsfunktion wird somit im Wesentlichen durch die Feldblende bestimmt und lässt sich durch eine Veränderung des Blendendurchmessers D_{BI} sowie der Blendenposition beeinflussen. Eine Vergrößerung von D_{BI} , entsprechend einer Vergrößerung des Empfänger Gesichtsfelds FOV [Gleichung (13)], führt zu einer geringeren Abschattung des Lichts an der Blende. Der hiermit verbundene Einfluss auf die Überlappungsfunktion ist in Abbildung 41(a) dargestellt. Hier sind die berechneten Überlappungsfunktionen für verschiedene Gesichtsfelder aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass große Gesichtsfelder zu einem schnellen Anstieg der Überlappungsfunktion führen. Bei der Wahl des

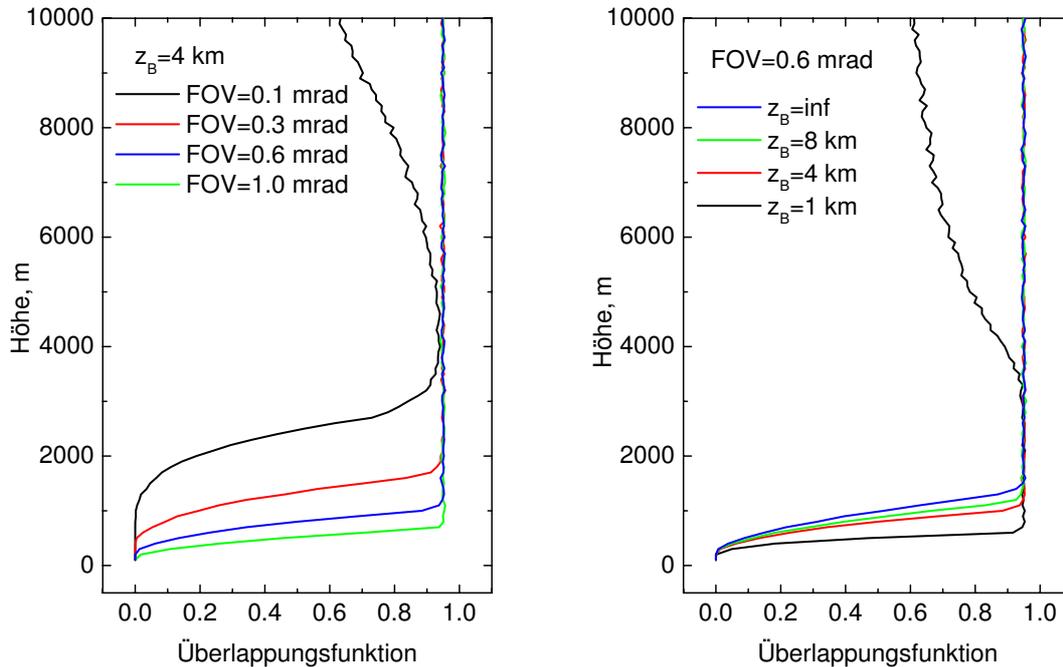


Abbildung 41: (a) Einfluss des Gesichtsfelds und (b) der Position der Blende auf die Überlappungsfunktion des Teleskops. Die Blende wurde so positioniert, dass sie im Fokus des aus einer Höhe z_B in der Atmosphäre kommenden Lichts stand; inf steht für unendlich (von engl. *infinity*).

Empfängergesichtsfelds ist jedoch zu bedenken, dass mit zunehmenden Werten von FOV auch der Anteil von mehrfachgestreutem Licht im Empfänger zunimmt (siehe Kapitel 4).

Eine weitere Möglichkeit die Überlappungsfunktion zu beeinflussen, besteht in einer Veränderung der Blendenposition. Statt die Blende in den Brennpunkt des Teleskops zu stellen, kann sie auch in den Fokus der Strahlen aus einer bestimmten Atmosphärenhöhe z_B gebracht werden. Die Überlappungsfunktionen für verschiedene Höhen z_B sind in Abbildung 40(b) gezeigt. Eine geringere Höhe z_B entspricht einem schnelleren Anstieg der Überlappungsfunktion. Bei zu geringen Werten von z_B kann jedoch eine Abschattung durch die Blende auch bei größeren Höhen erfolgen, was zu einem Abfall der Überlappungsfunktion führt. Dies zeigen Abbildung 40(b) bei $z_B = 1$ km sowie Abbildung 40(a) bei $FOV = 0.1$ mrad.

5.3 Strahlengang im Empfänger

Als Strahlengang wird hier die Abfolge der optischen Elemente innerhalb der Strahlseparationseinheit bei einem Detektionskanal bezeichnet. Bei den durchgeführten Berechnungen wird angenommen, dass die Strahlung aus dem Unendlichen zum Teleskop gelangt. Endliche Höhen werden anschließend durch die Berechnung der Überlappungsfunktion berücksichtigt.

5.3.1 Kollimatorlinse und Detektorlinse

Prinzipiell durchläuft das Licht in jedem Detektionskanal dieselben Elemente (siehe Abbildung 42). Nach der Feldblende gelangt das Licht zur Kollimatorlinse L_1 , anschließend durchläuft es je nach Kanal verschiedene optische Elemente (Strahlteiler, Spiegel, Filter und Neutraldichtefilter) und wird abschließend von der Detektorlinse L_2 auf die Kathodenfläche des Photomultipliers fokussiert. s_{L1} bezeichnet den Abstand zwischen Feldblende und Kollimatorlinse, s_{L2} den Abstand zwischen den beiden Linsen und s_{Kat} den Abstand von der Detektorlinse zur Kathode.

Da im System verschiedene Wellenlängen detektiert werden, muss ein achromatisches Linsensystem zur Kollimation benutzt werden. Neben der chromatischen Abberation wird dabei auch die sphärische Abberation verringert. Auf diese Weise ist es möglich, unabhängig von der Wellenlänge möglichst große Distanzen im Empfänger zu überbrücken.

Als Detektorlinse wird eine Plankonvexlinse verwendet, die ebenfalls die sphärische Abberation minimiert. Die Linse wird i. Allg. über einen Großteil ihrer Querschnittsfläche ausgeleuchtet, so dass bei der Verwendung ungeeigneter Linsen Verluste durch diesen Linsenfehler auftreten können, da das Licht in diesem Fall nicht vollständig auf die Kathodenfläche des Detektors fokussiert werden kann.

Die Konzeption des Strahlengangs muss so erfolgen, dass die durch die Blende gelangende Strahlung keiner weiteren geometrischen Einschränkung unterliegt. Im Rahmen der geometrischen Optik (d.h. ohne Beachtung von Absorption oder Streuung) müssen alle die Feldblende passierenden Lichtstrahlen schließlich den Detektor erreichen. Nur in diesem Fall bestimmt allein die Feldblende das Gesichtsfeld und den Verlauf der Überlappungsfunktion. Um dies zu gewährleisten, müssen die Linsendurchmesser und -abstände dem Durchmesser des Lichtbündels im Empfänger angepasst werden. Die Breite des Strahlenbündels am Ort der Kollimatorlinse wird durch die beiden Winkel γ_1 und γ_2 aus den Gleichungen (49) und (50) bestimmt. Der minimal notwendige Durchmesser der Kollimatorlinse ergibt sich danach zu:

$$D_{L1}(s_{L1}) = D_{L1}^{HS} + D_{L1}^{NS} = 2\gamma_1(F + s_{L1}) + 2\gamma_2 s_{L1} = D_{Bl} + 2(\gamma_1 + \gamma_2) s_{L1}. \quad (55)$$

Die Durchmesser D_{L1}^{HS} bzw. D_{L1}^{NS} bezeichnen die jeweiligen Beiträge durch die Haupt- bzw. Nebenstrahlen zum Strahldurchmesser (siehe Abbildung 43). Um nach der Kollimatorlinse möglichst paralleles Licht zu erhalten, wird i. Allg. $s_{L1} = f_{L1}$ gewählt. Somit führt die Wahl großer Brennweiten f_{L1} zu großen Strahldurchmessern D_{L1} an der Linse L_1 .

Über die Winkel γ_1 und γ_2 beeinflusst die effektive Brennweite F des Teleskops den

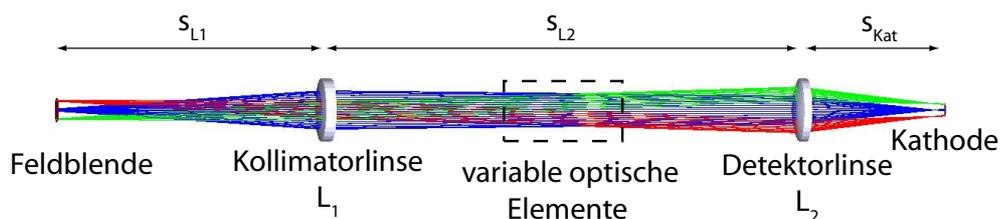


Abbildung 42: Schematische Darstellung des Strahlengangs eines Detektionskanals.

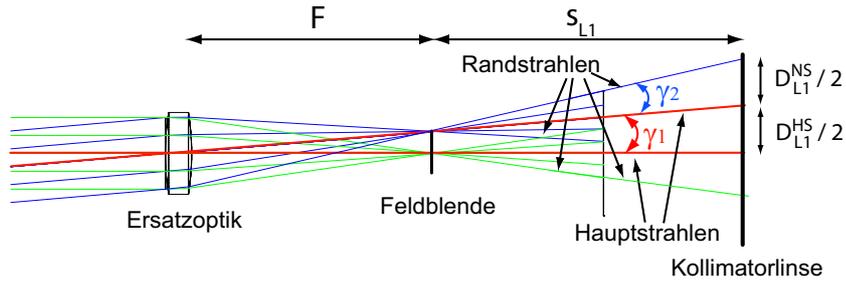


Abbildung 43: Darstellung der Strahldurchmesser am Ort der Kollimatorlinse.

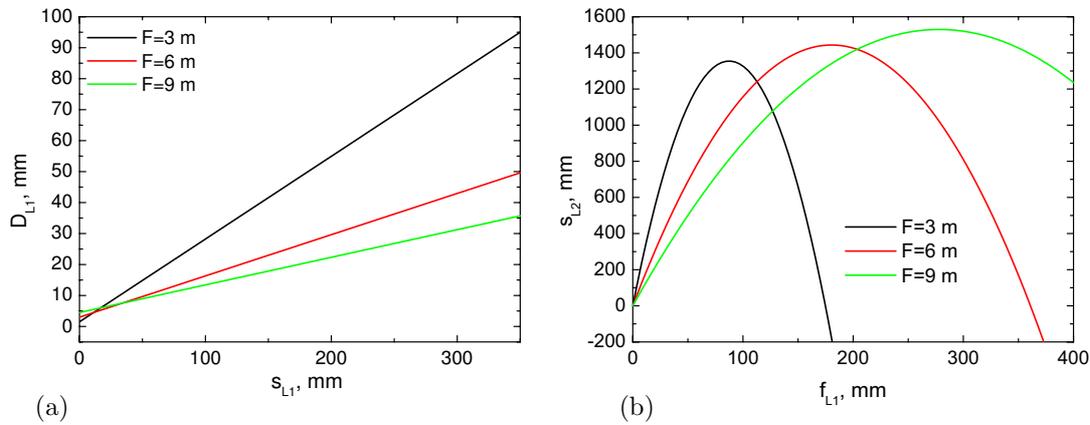


Abbildung 44: (a) Strahlaufweitung vor der Kollimatorlinse in Abhängigkeit von s_{L1} für verschiedene effektive Brennweiten F . (b) Maximaler Linsenabstand s_{L2} in Abhängigkeit von der Brennweite f_{L1} der Kollimatorlinse für verschiedene Werte von F .

Strahldurchmesser. In Abbildung 44(a) ist der Strahldurchmesser für verschiedene Werte von F gegen den Abstand s_{L1} aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass bei festem Abstand s_{L1} kleine effektive Brennweiten zu einem größeren Strahldurchmesser führen.

Der Durchmesser D_{L2} des Strahls am Ort der Detektorlinse in Abhängigkeit vom Abstand s_{L2} zwischen den Linsen errechnet sich aus der Beziehung

$$D_{L2}(s_{L2}) = D_{L2}^{NS}(s_{L2}) + 2(\gamma_3 s_{L2} - y_1), \quad \text{für } s_{L2} > \frac{y_1}{\gamma_3} \approx s_{L1}. \quad (56)$$

Dabei stellt γ_3 den größten Winkel zwischen Hauptstrahl und optischer Achse dar und ergibt sich aus:

$$\gamma_3 = \frac{|y_2| + |y_1|}{b_{L1}}. \quad (57)$$

Die verwendeten Größen sind in Abbildung 45 dargestellt. y_2 bezeichnet die Bildhöhe des Bilds der Feldblende, das durch die alleinige Verwendung der Kollimatorlinse entstehen würde. y_1 ist der Abstand des Hauptstrahls von der optischen Achse am Ort der Kollimatorlinse. Letztere ergibt sich aus dem halben Blendendurchmesser $y_0 = D_{B1}/2$ zu $y_1 = y_0 + \gamma_1 s_{L1}$. Bei genügend kleinen Gesichtsfeldern kann $y_1 = y_0$ angenommen

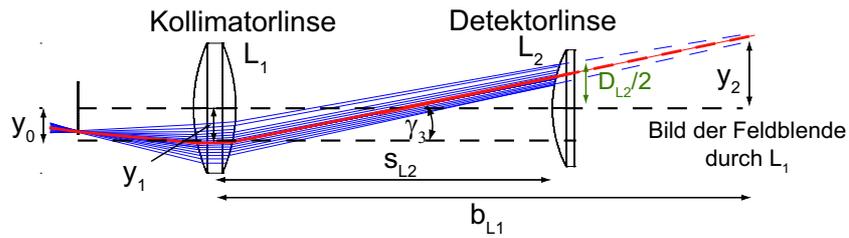


Abbildung 45: Schematische Abbildung zur Berechnung des Strahldurchmessers D_{L2} an der Detektorlinse.

werden. b_{L1} bezeichnet die Bildweite $b_{L1} = \frac{s_{L1}f_{L1}}{s_{L1}-f_{L1}}$ des durch L_1 erzeugten Bilds. Der Durchmesser der Nebenstrahlen eines Objektpunkts D_{L2}^{NS} ergibt sich in Abhängigkeit vom Abstand s_{L2} aus der Anwendung des Strahlensatzes zu:

$$D_{L2}^{NS} = D_{L1}^{NS} \left(1 - \frac{s_{L2}}{b_{L1}} \right). \quad (58)$$

Für den Spezialfall $s_{L1} = f_{L1}$ ($b_{L1} = \infty$) gilt

$$\gamma_3 = \frac{D_{Bl}}{2f_{L1}} \quad \text{und} \quad D_{L2}^{NS} = D_{L1}^{NS}. \quad (59)$$

Aus Gleichung (56) kann durch Umstellen der maximale Abstand s_{L2} bei bekanntem Durchmesser der Detektorlinse D_{L2} bestimmt werden. In Abbildung 44(b) ist s_{L2} für verschiedene effektive Brennweiten F in Abhängigkeit von der Brennweite f_{L1} aufgetragen. Zur Berechnung wurde $s_{L1} = f_{L1}$ angenommen [Gleichungen (59)]. Es ist zu erkennen, dass für größere Werte von F geringfügig größere Entfernungen s_{L2} erreicht werden. Der Linsenabstand durchläuft in Abhängigkeit von der Brennweite f_{L1} jeweils ein Maximum, das bei zunehmenden effektiven Brennweiten breiter ausfällt.

Wird die Kollimatorlinse weiter von der Feldblende weggerückt, so dass $s_{L1} > f_{L1}$ gilt, führt dies zu einer Fokussierung des Lichts. Die Auswirkungen einer solchen Fokussierung auf den erreichbaren Abstand s_{L2} zwischen den Linsen sind in Abbildung 46(a) dargestellt. Hier ist s_{L2} für verschiedene Werte von $\kappa = (1 - \frac{s_{L2}}{b_{L1}})$ [siehe Gleichung (58)] gegen s_{L1} aufgetragen. Ein kleiner Wert von κ entspricht einer starken Fokussierung, $\kappa = 1$ bedeutet keine Fokussierung. Es ist zu erkennen, dass mit einer fokussierenden Anordnung der Kollimatorlinse größere Abstände s_{L2} erreicht werden können.

5.3.2 Kathodenfläche

Das von der Detektorlinse fokussierte Licht wird auf der Kathodenfläche aufgefangen und vom Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgewandelt. Wird das Licht genau am Ort der Kathodenfläche fokussiert, so dass dort ein Bild der Feldblende entsteht, so ist der Durchmesser D_{Kat} des Lichtstrahls minimal. D_{Kat} ergibt sich aus dem Blendendurchmesser D_{Bl} und der Vergrößerung M_{ges} des Linsensystems zu

$$D_{Kat} = M_{ges} D_{Bl} = \frac{b_{L1}}{s_{L1}} \frac{s_{Kat}}{b_{L1} - s_{L2}} D_{Bl}. \quad (60)$$

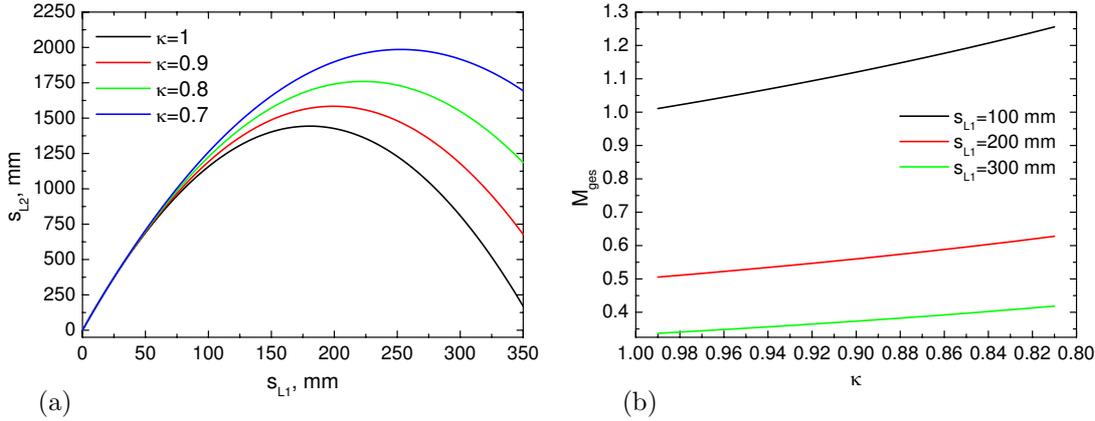


Abbildung 46: (a) Maximaler Linsenabstand s_{L1} in Abhängigkeit von der Brennweite f_{L1} für verschiedene Fokussierungen κ . (b) Vergrößerung M_{ges} in Abhängigkeit von der Fokussierung κ .

Bei einer Abbildung der Blende auf die Kathode gilt $s_{Kat} = f_{L2}$. Gilt weiterhin $\kappa = 1$ (keine Fokussierung durch L_1), so ergibt sich M_{ges} als Quotient der Brennweiten der beiden Linsen:

$$M_{ges} = \frac{f_{L2}}{f_{L1}}. \quad (61)$$

Beim IfT-Ramanlidar werden bisher Detektorlinsen der Brennweite $f_{L2} \approx 100$ mm verwendet. Für Brennweiten $f_{L1} \geq 200$ mm ergeben sich somit Werte von $M_{ges} < 0.5$. Allgemein führt die Wahl von langbrennweitigen Kollimatorlinsen und kurzbrennweitigen Detektorlinsen zu geringen Werten von M_{ges} und damit zu geringen Durchmessern des Lichts auf der Kathodenfläche.

Die maximal mögliche Vergrößerung M_{ges}^{max} ergibt sich aus der Beziehung (60), indem für D_{Kat} der Durchmesser der Kathode eingesetzt wird. Für $M_{ges} = M_{ges}^{max}$ wird die Kathodenfläche vollständig ausgeleuchtet. Überschreitet M_{ges} diesen Wert, so kann das Licht nicht mehr vollständig auf der Kathodenfläche lokalisiert werden und es entstehen Verluste. Durch eine Verkleinerung des Blendendurchmessers kann der Wert von M_{ges}^{max} vergrößert werden. Nach der Beziehung (13) ist dafür entweder eine Vergrößerung der effektiven Brennweite oder eine Verringerung des Gesichtsfelds notwendig. In Tabelle 8 sind die maximal zulässigen Vergrößerungen beim IfT-Ramanlidar für verschiedene Gesichtsfelder und effektive Brennweiten angegeben. Eine Fokussierung des Lichts durch L_1 führt zu einer Vergrößerung des Wertes von M_{ges} , wie in Abbildung 46(b) dargestellt ist. Im Allgemeinen muss bei der Konzeption darauf geachtet werden, dass $M_{ges} < M_{ges}^{max}$ erfüllt ist.

5.4 Gesamtkonzept

Auf der Grundlage der vorgestellten Überlegungen wurde ein geeigneter Vorschlag für den Neuaufbau des Empfängers erarbeitet. Dabei wurde versucht, die bisherigen optischen Elemente, soweit möglich, in den Aufbau einzubeziehen. So wurden die bisherigen Detektorlinsen und der als Kollimatorlinse verwendete Achromat in das Gesamtkonzept eingearbeitet.

Tabelle 8: Maximal mögliche Werte $M_{\text{ges}}^{\text{max}}$ für die Gesamtvergrößerung des Linsensystems beim IfT-Ramanlidar für verschiedene Gesichtsfelder FOV und effektive Brennweiten F .

FOV	F	$M_{\text{ges}}^{\text{max}}$
0.5 mrad	6 m	3.0
0.5 mrad	9 m	2.0
1.0 mrad	6 m	1.5
1.0 mrad	9 m	1.0
3.0 mrad	6 m	0.5
3.0 mrad	9 m	0.3

Tabelle 9: Parameter des neuen Empfangsteleskopes.

Teleskop-Parameter			
D_1	800 mm	D_3^{eff}	127 mm
f_1	2000 mm	D_{eq}	212 mm
D_2	180 mm	d	500 mm
f_2	-540 mm	γ_2	0.089 rad
K_2	-2.469	f_h	1890 mm
l	1580 mm	h	800 mm
F	9000 mm	$\mathcal{A}_2 + \mathcal{A}_3$	0.07

Als Teleskop wird ein Cassegrain-System mit einer effektiven Brennweite von $F = 9$ m vorgeschlagen. Dadurch werden zum einen kleine Divergenzwinkel in den Strahlengängen erreicht, zum anderen große Abstände s_{L2} im Einfachstreukanal bei der Verwendung des vorhandenen Achromaten ($f_{L1} \approx 300$ mm) ermöglicht [siehe Abbildung 44(b)]. Die Parameter des Teleskops sind in Tabelle 9 zusammengefasst. Bei der Konzeption musste darauf geachtet werden, dass der Brennpunkt des Spiegelsystems einen ausreichend großen Abstand zum Tertiärspiegel aufweist, so dass die Feldblende auf dem vorhandenen optischen Tisch angebracht werden kann. Dies ist für den Aufbau eines Mehrfachstreukanals notwendig. Der Abstand d entspricht dem Abstand vom Beginn des optischen Tisches zum Brennpunkt (siehe Abbildung 47). Weiterhin wurde für die Höhe h zwischen Haupt- und Umlenkspiegel der Wert des alten Teleskops verwendet, um einen problemlosen Einbau des neuen Teleskops zu ermöglichen. Die Spiegeldurchmesser wurden mit Strahlenverfolgungsverfahren bestimmt, die weiteren Parameter mit den vorgestellten Berechnungsgleichungen ermittelt.

Um eine vollständige Überlappung (konstanter Wert der Überlappungsfunktion) schon ab Höhen von etwa 1 km zu erhalten, wird als Blendendurchmesser im Einfachstreukanal ein Standardwert von $D_{\text{Bl}} = 5.4$ mm entsprechend einem Gesichtsfeld von $FOV = 0.6$ mrad sowie eine Positionierung der Blende auf das Bild der Höhe $z_{\text{B}} = 4$ km vorgesehen. Die sich ergebende Überlappungsfunktion ist in Abbildung 48(a) dargestellt. Ein konstanter Wert der Überlappungsfunktion wird ab einer Höhe von 1200 m erreicht. Eine Verwendung geringerer Gesichtsfelder ist möglich, jedoch erreicht die ent-

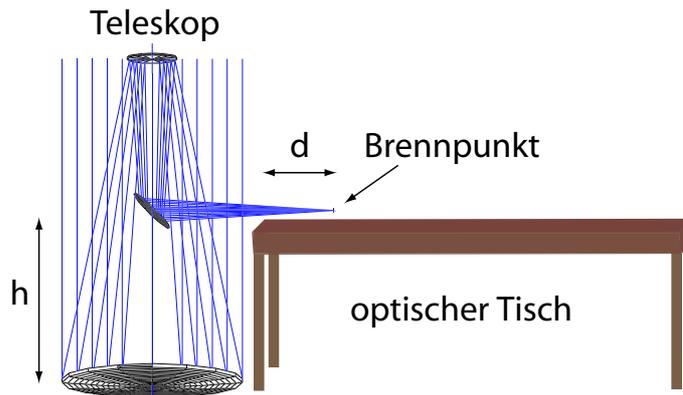


Abbildung 47: Darstellung der Parameter d und h .

sprechende Überlappungsfunktion dann ihr Maximum erst bei größeren Höhen. Größere Gesichtsfelder ermöglichen eine vollständige Überlappung in niedrigeren Höhen, vergrößern jedoch den Anteil an mehrfachgestreutem Licht in den Einfachstreukanälen.

Die Konzeption des Strahlengangs im Einfachstreukanal erfolgte so, dass der alte Aufbau der Strahlseparationseinheit vollständig übernommen werden kann. Weiterhin wird eine Messung mit Gesichtsfeldern bis zu 1 mrad ermöglicht, womit die im Kapitel 4 vorgeschlagenen Gesichtsfelder realisiert werden können. Der geplante Aufbau ist schematisch in Abbildung 49 gezeigt, die Daten der verwendeten Linsen sind in Tabelle 11 aufgeführt. Die maximal möglichen Abstände zwischen den Linsen sind in Abhängigkeit vom verwendeten Gesichtsfeldbereich in Tabelle 10 zusammengefasst. s_{ST} entspricht dem Abstand eines Strahlteilers zur Kollimatorlinse. Die Werte wurden mit Strahlenverfolgungsmethoden so bestimmt, dass der Durchmesser des Strahlenbündels die Durchmesser der Detektorlinse bzw. des um 45° geneigten Strahlteilers nicht überschreitet. Bei beiden Elementen handelt es sich um 50 mm-Optik (Durchmesser). Bei Beibehaltung des optischen Aufbaus betragen die maximalen Abstände $s_{L2} \approx 700$ mm und $s_{ST} \approx 600$ mm. Damit ermöglichen sowohl die fokale als auch die afokale Anordnung der Kollimatorlinse Messungen mit Gesichtsfeldern bis zu 1 mrad.

Um mögliche Abschattungseffekte bei endlichen Mess-Höhen zu identifizieren, wurde die Überlappungsfunktion(f_t) für eine gleichverteilte Strahlung aus dem Gesichtsfeldbereich 1.0 mrad für die in Tabelle 10 angegebenen maximalen Abstände s_{L2} und s_{ST} berechnet. Die Berechnung erfolgte sowohl für den gesamten Empfängerkanal, als auch für das Teleskop alleine. Die Ergebnisse sind in Abbildung 48(b) dargestellt. Der Vergleich zeigt, dass der Strahlengang korrekt konzipiert wurde und auch bei geringeren Höhen keine zusätzlichen Abschattungen im Strahlengang auftreten.

Um den Anforderungen aus Kapitel 4 zu entsprechen, musste der Strahlengang des Mehrfachstreukanals so konzipiert werden, dass Messungen mit Gesichtsfeldern von bis zu 4 mrad möglich sind. Damit zusätzlich zur Messung des Stickstoff-Ramansignals der Wellenlänge 607 nm auch das elastische Signal der Wellenlänge 532 nm im Mehrfachstreukanal erfasst werden kann, muss der Abstand s_{L2} zwischen den Linsen ausreichend groß sein, so dass ein Strahlteiler in den Strahlengang integriert werden kann. Der Strahlengang des geplanten Aufbaus ist in Abbildung 50 schematisch dargestellt, die Daten der verwendeten Linsen sind in Tabelle 11 aufgeführt. Mit dem vorliegenden

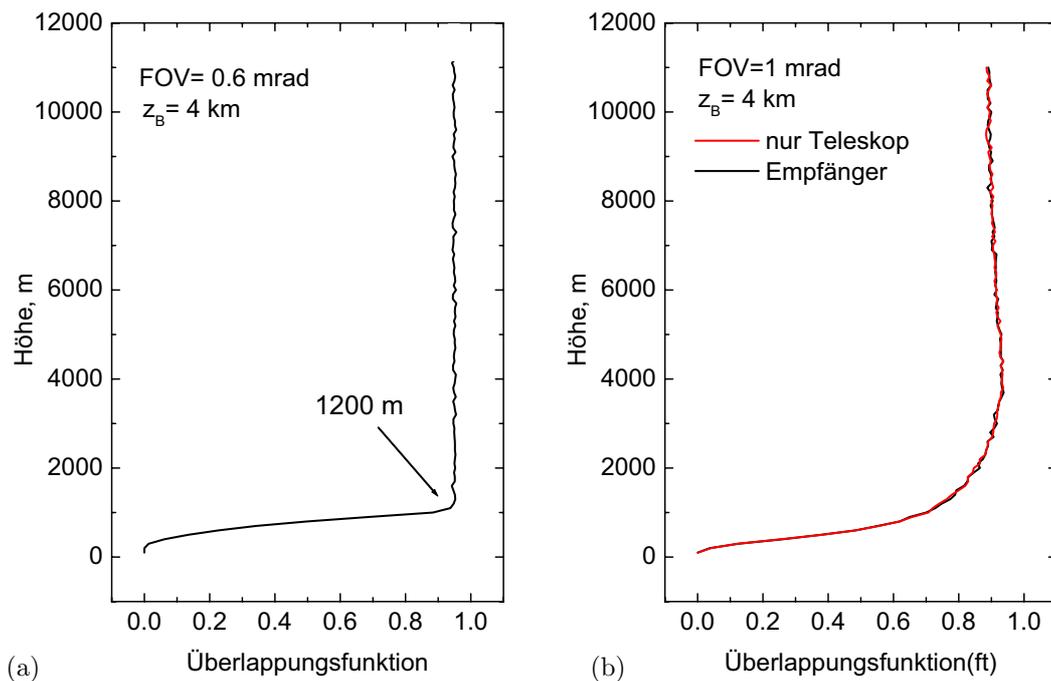


Abbildung 48: (a) Überlappungsfunktion des geplanten Einfachstreukanals und (b) Vergleich der Überlappungsfunktionen(ft) von Teleskop und gesamten Empfänger bei einem Gesichtsfeld $FOV = 1$ mrad und den maximalen Abständen aus Tabelle 10.

Aufbau ist es möglich, Messungen mit Gesichtsfeldern bis zu 4.6 mrad durchzuführen. Ein Vergleich der Überlappungsfunktionen(ft) von Teleskop und Empfänger zeigt, dass auch bei endlichen Höhen keine Abschattungen im Strahlengang auftreten (siehe Abbildung 51).

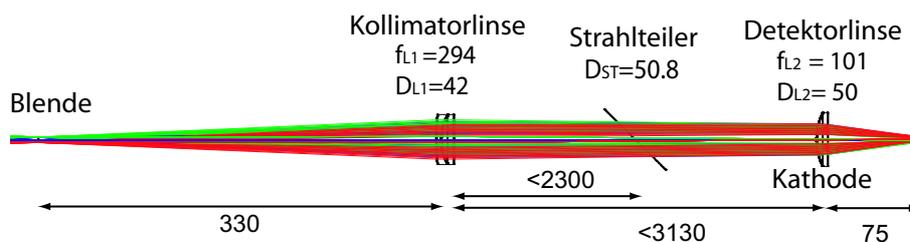


Abbildung 49: Schematische Abbildung des geplanten Strahlengangs im Einfachstreukanal. Die Zahlenwerte stellen Angaben in mm dar.

Tabelle 10: Maximal mögliche Abstände s_{ST} des Strahlteilers und s_{L2} der Detektorlinse in mm von der Kollimatorlinse L_1 für verschiedene Gesichtsfelder und eine fokale bzw. afokale Positionierung von L_1 . Die Daten wurden mit Strahlenverfolgungsverfahren bestimmt.

FOV	0.5 mrad		0.75 mrad		1.0 mrad	
	s_{ST}	s_{L2}	s_{ST}	s_{L2}	s_{ST}	s_{L2}
afokal ($s_{L1} = f_{L1} = 294$ mm)	950	1530	740	1130	640	930
fokal ($s_{L1} = 330$ mm)	2300	3130	1110	1830	820	1260

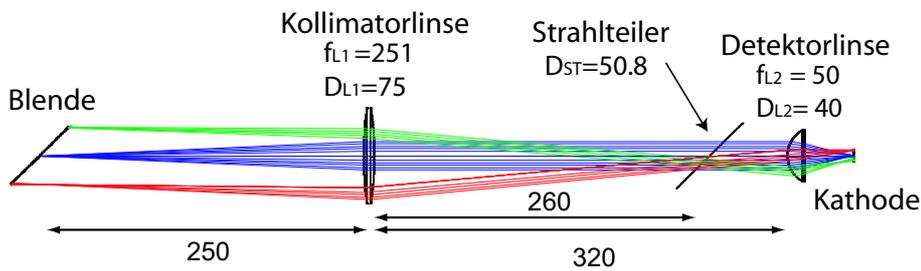


Abbildung 50: Schematische Abbildung des geplanten Strahlengangs im Mehrfachstreukanal. Die Zahlenwerte stellen Angaben in mm dar.

Tabelle 11: Daten der verwendeten Linsen. Für die Strahlenverfolgungsverfahren wurde eine freie Apertur von 90% des Durchmessers angenommen. (*) Achromatisches Linsensystem. Die Brennweite des vorhandenen Achromats wurde anhand der vorhandenen Linsenparameter mit Strahlenverfolgungsverfahren bestimmt. Hier sind geringe Unterschiede zum tatsächlichen Wert möglich. Der angegebene Durchmesser wurde als freie Apertur verwendet. (**) Die genaue Typenbezeichnung der schon im System integrierten Detektorlinsen war nicht bekannt.

	Einfachstreukanal	Mehrfachstreukanal
Kollimatorlinse		
Hersteller:	Carl-Zeiss-Jena	Melles-Griot
Bezeichnung:	—	LDX 229
f_{L1}	≈ 294 mm (*)	251 mm ($\lambda = 546$ nm)
D_{L1}	42 mm (*)	75 mm
Detektorlinse		
Hersteller:	Linos Photonics	Melles-Griot
Bezeichnung:	312334 (**)	LQF 036
f_{L1}	101 mm ($\lambda \approx 480$ nm)	50 mm ($\lambda = 546$ nm)
D_{L2}	50 mm	40 mm

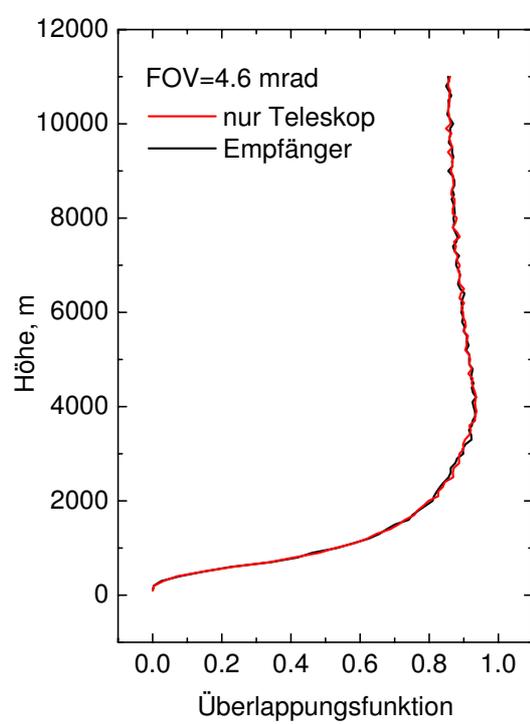


Abbildung 51: Vergleich der Überlappungsfunktionen(ft) von Teleskop und Empfänger im Mehrfachstreukanal.

6 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit der Optimierung und Erweiterung des IfT-Ramanlidars MARTHA für die Aerosol- und Wolkenmessung. Ein wichtiger Parameter für die Charakterisierung von Aerosolen und Wolken ist das Depolarisationsverhältnis. Mit ihm kann beispielsweise zwischen Eis-, Wasser- und Mischphasenwolken unterschieden werden. Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Depolarisationsmessung mit dem IfT-Ramanlidar untersucht und optimiert.

Die Extinktion und der effektive Tropfenradius in Wasserwolken beeinflussen als entscheidende Parameter die Wirkung der Wolken beim Strahlungstransport in der Atmosphäre. Durch Ausnutzung der Mehrfachstreuung soll die simultane Bestimmung dieser Wolkenparameter möglich werden. Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Erweiterung des Lidars durch einen entsprechenden Mehrfachstreu Kanal konzeptionell vorbereitet. Im letzten Teil der Arbeit wurde ein Vorschlag für den Neuaufbau der Empfängeroptik erarbeitet, der für die Erweiterung des Lidarsystems notwendig ist.

Bei der Untersuchung der Depolarisationsmessung ergab sich, dass die bisher verwendete Berechnungsmethode systembedingt mit großen Fehlern behaftet ist, die beispielsweise für atmosphärische Depolarisationsverhältnisse von 0.2 bei etwa 33% liegen. Diese Methode beruht auf der idealisierten Annahme, dass in den Polarisationskanälen lediglich das Licht einer bestimmten Polarisationsrichtung detektiert wird. Zur Verbesserung der Messergebnisse wurde eine veränderte Berechnungsmethode vorgeschlagen, bei der ein endlicher Anteil beider orthogonalen Polarisationskomponenten berücksichtigt wird. Die zur Berechnung notwendigen Systemparameter wurden experimentell ermittelt. Jedoch sind auch diese mit erheblichen Fehlern belastet, wie eine ausführliche Fehleranalyse zeigte. Die Hauptursache dafür sind geringe Abweichungen bei der Ausrichtung der im Strahlengang vorhandenen Neutralsichtfilter. Der Einfluss dieses Fehlers auf die Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses wurde untersucht und aufgezeigt. Bei der Anwendung der verbesserten Methode ist demnach mit einem systematischen Fehler des Depolarisationsverhältnisses von etwa 17% zu rechnen. Im Vergleich zur vorangegangenen Bestimmungsmethode wurde hier eine deutliche Verbesserung erzielt.

Abschließend wurden Vorschläge zur weiteren Verbesserung des Messaufbaus gemacht, mit denen die besprochenen Fehlerquellen bei der Depolarisationsmessung weitgehend vermieden werden können. So können die Fehler durch eine ausreichend hohe Unterdrückung der unerwünschten Polarisationskomponente im Kanal zur Detektion von senkrecht polarisiertem Licht, zum Beispiel durch den Einbau eines zusätzlichen Polarisationsfilters, verhindert werden.

Darüberhinaus wurde die Depolarisationsbestimmung mit einer 3-Kanal-Methode, die unabhängig von einer Kalibrierung in der Atmosphäre anwendbar ist, vorgestellt und untersucht. Hier konnte gezeigt werden, dass die sich ergebenden statistischen Fehler zu groß sind, um bei vertretbarer zeitlicher und räumlicher Mittelung brauchbare Ergebnisse zu erhalten.

Zu Beginn des zweiten Teils der Arbeit wurden einführend die Grundlagen einer Methode vorgestellt, mit der es möglich ist, die Wolkenparameter Extinktion und effektiver Tropfenradius aus den Ramansignalen zweier verschiedener Gesichtsfelder zu gewinnen. Neben der bisherigen Messung des Stickstoff-Ramansignals mit einem kleinen Gesichtsfeld von etwa 0.5 mrad wird daher die Erweiterung durch einen entsprechen-

den Messkanal (Mehrfachstreukanal) vorgesehen, mit dem die Messung mit größeren Gesichtsfeldern möglich ist.

Anhand durchgeführter Signalsimulationen wurde gezeigt, dass die genaue Größenverteilung der Wolkentropfen für den Verlauf des Rückstreusignals nicht relevant ist. Dagegen ist das von der Mehrfachstreuung dominierte Lidarsignal eine eindeutige Funktion des effektiven Tropfenradius. In Abhängigkeit von der Extinktion, dem effektiven Tropfenradius und der Wolkenhöhe wurden geeignete Gesichtsfelder ermittelt, mit denen die beiden erwünschten Wolkenparameter bestmöglich bestimmt werden können. Die zu erreichenden Eindringtiefen in die Wolke wurden für verschiedene Werte der Extinktion abgeschätzt. Basierend auf den durchgeführten Untersuchungen wurde eine Gesichtsfeldkombination von 0.6 mrad für den Einfachstreukanal und 2.0 mrad für den Mehrfachstreukanal vorgeschlagen. Damit werden ausreichende Signalstärken in beiden Kanälen und eine hohe Empfindlichkeit gegenüber dem effektiven Radius für Wolken im Höhenbereich von 1 bis 4 km erzielt. Ergänzend wurden Gesichtsfeldkombinationen von 0.9 und 4 mrad sowie 0.25 und 0.8 mrad vorgeschlagen, die bei der Messung tiefer (< 1 km) und hoher (> 3.5 km) Wolken vorzuziehen sind und beim vorgesehenen variablen Aufbau alternativ genutzt werden können.

Im letzten Teil der Arbeit wurde ein Vorschlag für den Neuaufbau des Empfängers entwickelt. Die notwendigen Berechnungsgleichungen wurden bereitgestellt und die Einflüsse der effektiven Brennweite des Empfangsteleskops, der verschiedenen Spiegel im Teleskop und der Feldblende auf den Verlauf der Überlappungsfunktion untersucht. Für die Entwicklung eines geeigneten Strahlengangs wurde die Divergenz des Lichts im Empfänger betrachtet. Damit wurden die notwendigen Durchmesser der Linsen im Strahlengang, geeignete Brennweiten und maximal mögliche Abstände zwischen den verwendeten Linsen ermittelt. Unter Einbeziehung von vorhandenen optischen Elementen und auf der Grundlage der durchgeführten Betrachtungen wurde ein geeignetes Konzept für ein neu anzuschaffendes Teleskop und die Strahlengänge in Einfach- und Mehrfachstreukanal entwickelt. Die Tauglichkeit der erarbeiteten Vorschläge wurde mithilfe von Strahlenverfolgungsverfahren kontrolliert. Mit dem erneuerten Empfänger werden Messungen mit Gesichtsfeldern von bis zu 1 mrad in den Einfachstreukanälen und bis zu 4.6 mrad im Mehrfachstreukanal ermöglicht. Damit sind die Voraussetzungen für die Erweiterung des IFT-Ramanlidars erfüllt.

A Anhang zur Depolarisation

A.1 Abhängigkeit der Extinktion von der Polarisationsrichtung

Bei der Berechnung des Depolarisationsverhältnisses auf der Grundlage von Gleichung (15) wurde vorausgesetzt, dass die Extinktion in der Atmosphäre nicht von der Polarisationsrichtung des Lichts abhängig ist. Dass eine derartige Abhängigkeit der Extinktion bei einer weitgehend partikelfreien Atmosphäre i. Allg. ausgeschlossen werden kann, zeigt Abbildung 52(a). Hier wurde das Depolarisationsverhältnis aus den Daten einer Messung in einer wolkenfreien Atmosphäre bestimmt. Es ist zu erkennen, dass sich das Depolarisationsverhältnis, bis auf zufällige Signalschwankungen, nur wenig mit der Höhe verändert. Wäre die Extinktion in der klaren Atmosphäre polarisationsabhängig, sollte ein monotoner (monoton steigend oder fallend) Verlauf des Depolarisationsprofils zu beobachten sein.

Befindet sich dagegen eine depolarisierende Atmosphärenschicht zwischen dem Lidarempfänger und dem Ort der Rückstreuung, so muss mit einem Einfluss auf das bestimmte Depolarisationsverhältnisses gerechnet werden. Entscheidend dafür, ob der Einfluss relevante Werte erreichen kann, ist die optische Dicke der Schicht. So kann eine atmosphärische Schicht, in der die Lichtintensität nur um wenige Prozent geschwächt wird, auch bei einer ausgeprägten Abhängigkeit der Extinktion von der Polarisationsrichtung nur einen geringen Effekt auf das bestimmte Depolarisationsverhältnis ausüben. Wird das Licht bei der Durchquerung der Schicht dagegen um einen Anteil der Größenordnung 50% geschwächt, so können auch bei geringer Polarisationsabhängigkeit der Extinktion schnell relevante Effekte entstehen. Dass dieser Einfluss jedoch im Allgemeinen gering ausfällt, zeigt Abbildung 52(b). Hier sind zwei übereinanderliegende depolarisierende Schichten (Cirrus-Wolken) zu erkennen. Bestimmt man die Depolarisation des Bereichs unter den, zwischen den, und über den Cirrus-Wolken (grün markiert), so ist kein relevanter Unterschied in den sich ergebenden Depolarisationsverhältnissen (molekulare Depolarisation) zu erkennen. Sollten die Wolken einen relevanten Einfluss ausüben, so müsste sich dies auf das bestimmte Depolarisationsverhältnis der Moleküle auswirken. Generell ist bei großen Streuern ein großer Anteil der Extinktion (bis zu 50%) auf die Beugung des Lichts (Vorwärtsstreuung) zurückzuführen und somit polarisationsunabhängig. Die Annahme polarisationsunabhängiger Extinktion kann somit für übliche Depolarisationsmessungen verwendet werden.

A.2 Höhenabhängigkeit der Kanaleffizienzen η

In Abschnitt 3.1.1 wurde vorausgesetzt, dass die Kanaleffizienzen η_i keine Höhenabhängigkeit aufweisen. Diese Annahme ist insofern gerechtfertigt, da die Höhenabhängigkeit des Signals [siehe Gleichung (2)] in der Überlappungsfunktion enthalten ist. Diese wird im Wesentlichen durch die Feldblende beeinflusst und sollte daher auch keine Polarisationsabhängigkeit aufweisen. Die Höhenabhängigkeit durch die Überlappungsfunktion wird daher bei der Berechnung der Depolarisation durch die Quotientenbildung wieder beseitigt.

Darüberhinaus sind höhenabhängige Veränderungen der Kanaleffizienzen η_i und der daraus resultierenden Transmissionsverhältnisse D_i der Kanäle prinzipiell denkbar, da

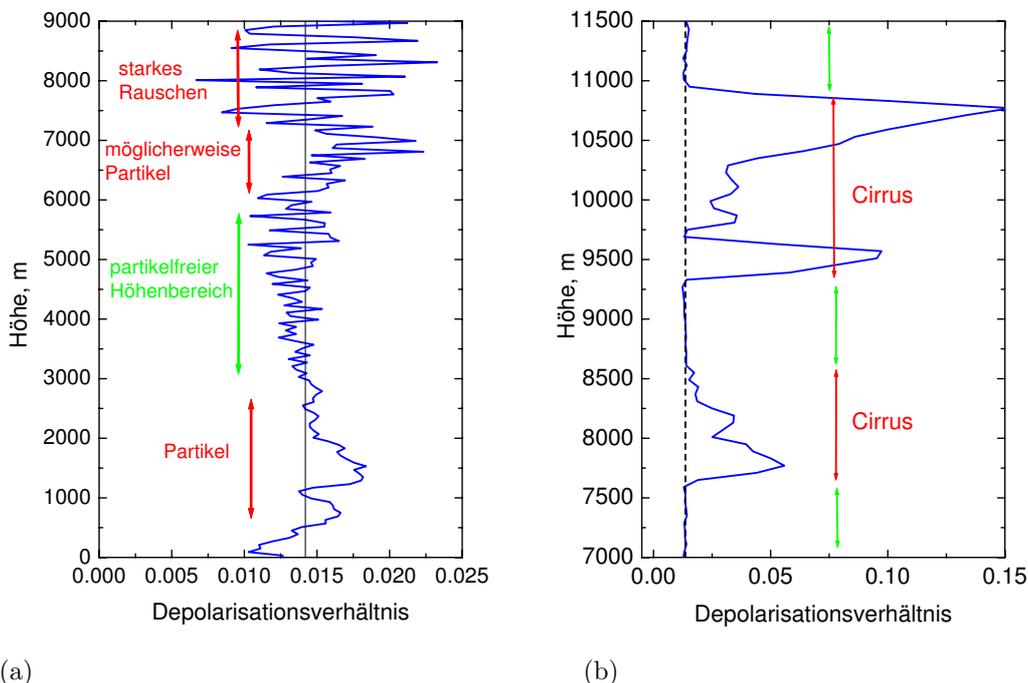


Abbildung 52: (a) Depolarisationsprofile für die Messung einer wolkenfreien Atmosphäre und (b) für die Messung zweier übereinanderliegender Cirrus-Wolken.

sich die Winkelverteilung des Lichts im Empfänger mit der Höhe der Rückstreuorte ändert. Verschiedene optische Elemente (z.B. Quarzplatten, Polarisationsstrahlteiler) können auf derartige Winkelveränderungen empfindlich reagieren. Da die Änderung der Winkelverteilung im Strahl jedoch sehr gering ausfällt, sollten sich keine relevanten Einflüsse ergeben. Dies bestätigt die Untersuchung in Abschnitt 3.3.2.5, bei der die Winkelverteilung im Lichtstrahl durch Veränderung der Blendendurchmesser gezielt variiert wurde. Bei der hierbei erfolgten Bestimmung der Transmissionsverhältnisse konnten jedoch keine wesentlichen Zusammenhänge festgestellt werden. Somit kann die in der Literatur übliche und hier zugrunde gelegte Annahme der Höhenkonstanz der Effizienzen η_i (auch für die Polarisationskanäle) als zulässig angenommen werden.

A.3 Bestimmung der Kalibrierkonstante bei Depolarisationsmessungen

Die Effizienz der einzelnen Kanäle variiert im Allgemeinen von Messung zu Messung, da je nach Messbedingungen zusätzliche Neutralsdichtefilter vor die Detektoren gebracht bzw. von diesen entfernt werden. Dies hat zur Folge, dass die Kalibrierkonstanten C der beschriebenen Methoden nicht als feste, systemeigene Werte experimentell ermittelt werden können. Stattdessen werden diese gewonnen, indem man in einem, möglichst partikelfreien, Bereich der Atmosphäre reine Rayleighdepolarisation voraussetzt. Berücksichtigt man zusätzlich, dass neben der reinen elastischen Rayleighstreuung aufgrund der endlichen Filterbreite der Interferenzfilter (hier: spektrale Breite 5 nm) auch die Rotationslinien der Ramanstreuung mit zur Intensität beitragen, kann

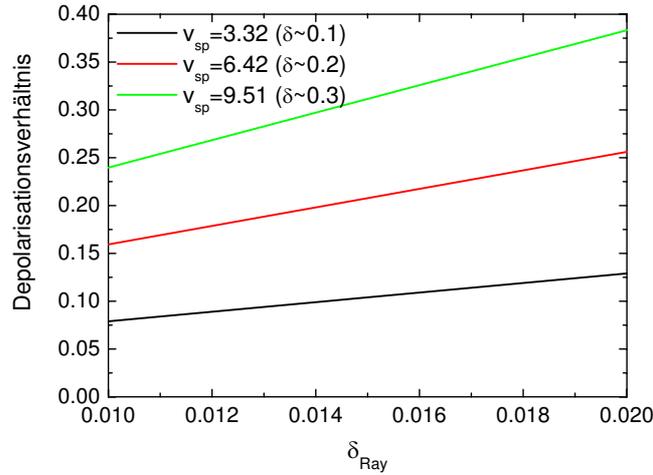


Abbildung 53: (a) Depolarisationsverhältnis δ in Abhängigkeit vom Wert der Rayleighdepolarisation δ_{Ray} für verschiedene Signalverhältnisse.

ein Depolarisationswert von $\delta_{\text{Ray}} = 0.0142$ angenommen werden (siehe Mattis [2002]). Ein sinnvoller Höhenbereich für die Kalibrierung lässt sich anhand der Extinktions- und Rückstreuprofile finden. In diesen Bereichen nimmt das Depolarisationsverhältnis einen, bis auf Signalschwankungen, konstanten Wert an (siehe z.B. Abbildungen 52(a) und (b)).

Inwieweit sich eine Ungenauigkeit des Werts für δ_{Ray} auf das bestimmte Depolarisationsverhältnis auswirkt, lässt sich an Abbildung 53 erkennen. Hier ist das nach Gleichung (21) ($k=s$, $l=p$) berechnete Depolarisationsprofil für unterschiedliche Signalverhältnisse v_{sp} gegen den Wert von δ_{Ray} aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Abhängigkeit vom verwendeten Wert für δ_{Ray} bei zunehmenden Signalverhältnissen (d.h. zunehmende Depolarisation in der Atmosphäre) ansteigt. Wie exakt der Wert der Rayleighdepolarisation angegeben werden kann, sollte Gegenstand einer zusätzlichen Untersuchung sein. Bekannt ist jedoch, dass der tatsächliche Wert aufgrund unterschiedlicher Besetzung der Rotationsniveaus der Moleküle (abhängig von der spektralen Filterbreite) eine Temperaturabhängigkeit aufweist [Behrendt und Nakamura, 2002]. Nimmt man einen relativen Fehler von $\Delta\delta_{\text{Ray}}/\delta_{\text{Ray}}$ von 10% an, so ergibt sich bei einer Depolarisation von $\delta = 0.2$ ein relativer Fehler des Depolarisationsverhältnisses von etwa $\Delta\delta/\delta = 5\%$. Um diese Fehler zu vermeiden, wird gegenwärtig an einer neuen Methode zur Gewinnung der Kalibrierkonstanten gearbeitet, die ohne Annahmen über atmosphärische Parameter auskommt. Diese Methode ist jedoch nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

A.4 Berechnungsgleichungen der 3-Kanal-Depolarisationsmethode

Die Gleichungen (28) für $k = 1$ und $l = 2$ bzw. $k = 3$ und $l = 2$ ergeben sich aufgelöst nach den Unbekannten $\delta(z)$ und δ_0 zu:

$$\delta(z) = -\frac{-V_{32}(z)D_3V_{12}(z)+D_3V_{32}(z)+V_{12}(z)D_1V_{32}(z)-D_2V_{32}(z)+D_2V_{12}(z)-D_1V_{12}(z)}{D_1D_3V_{32}(z)+D_3D_2V_{12}(z)-D_1D_3V_{12}(z)-D_2V_{32}(z)D_3V_{12}(z)+D_2V_{32}(z)D_1V_{12}(z)-D_2D_1V_{32}(z)}, \quad (62)$$

$$\delta_0 = -\frac{-D_2V_{32}(z)+D_2V_{12}(z)-D_3V_{12}(z)-D_1+D_3+D_1V_{32}(z)}{-D_2D_1+D_2D_3-D_2D_3V_{32}(z)+D_1D_2V_{12}(z)+D_1D_3V_{32}(z)-D_1D_3V_{12}(z)}. \quad (63)$$

Der Fehler des Depolarisationsverhältnisses δ aufgrund statistischer Unsicherheiten ergibt sich aus:

$$\Delta\delta = \sqrt{\Delta\delta(V_{12})^2 + \Delta\delta(V_{32})^2}. \quad (64)$$

Dabei beschreiben die $\Delta\delta(V_{ij})$ die Anteile des Fehlers von δ , die sich aus den jeweiligen Fehlern ΔV_{ij} der Signalverhältnisse ergeben. Diese berechnen sich wie folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\delta(V_{12})}{\Delta V_{12}} &= -\frac{(D_2-D_3)}{-V_{32}D_2D_3+V_{12}D_1D_2+D_2D_3-D_2D_1+D_1V_{32}D_3-V_{12}D_1D_3} \\ &+ \frac{-V_{32}D_2+V_{12}D_2+D_1V_{32}-V_{12}D_3+D_3-D_1}{(-V_{32}D_2D_3+V_{12}D_1D_2+D_2D_3-D_2D_1+D_1V_{32}D_3-V_{12}D_1D_3)^2} \\ &\times (D_2D_1 - D_1D_3) \end{aligned} \quad (65)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\delta(V_{32})}{\Delta V_{32}} &= -\frac{-D_2-V_{12}D_3+V_{12}D_1+D_3}{-D_2D_1V_{32}+V_{12}D_1V_{32}D_2-V_{12}V_{32}D_2D_3+V_{12}D_2D_3-V_{12}D_1D_3+D_1V_{32}D_3} \\ &+ \frac{-V_{32}D_2-V_{12}V_{32}D_3+V_{12}D_1V_{32}+V_{32}D_3-V_{12}D_1+V_{12}D_2}{(-D_2D_1V_{32}+V_{12}D_1V_{32}D_2-V_{12}V_{32}D_2D_3+V_{12}D_2D_3-V_{12}D_1D_3+D_1V_{32}D_3)^2} \\ &\times (V_{12}D_1D_2 - V_{12}D_2D_3 - D_2D_1 + D_1D_3). \end{aligned} \quad (66)$$

A.5 Schwingungsrichtung der emittierten Laserstrahlung

Zur Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses müssen die Richtungen \hat{e}_{\parallel} und \hat{e}_{\perp} für parallel und senkrecht polarisiertes Licht auch im Laborsystem bekannt sein. Ist die Polarisationsrichtung des Lichts im ausgehenden Laserstrahl nach dem Durchlaufen der nichtlinearen optischen Kristalle bekannt, so kann die Schwingungsrichtung des ohne Veränderung der Polarisationsrichtung zurückgestreuten Lichts in der Strahlseparationseinheit durch die Betrachtung der Wirkung aller vorangegangenen Umlenkspiegel gewonnen werden. Dies ist schematisch in Abbildung 54 gezeigt. Hier ist die Schwingungsrichtung in der Zeichenebene durch einen Strich, die senkrecht zur Zeichenebene durch einen Punkt gekennzeichnet. Die Nummerierung entspricht der Reihenfolge der auftretenden Umlenkspiegel. Die Betrachtung zeigt, dass die Schwingungsrichtung für parallel polarisiertes Licht bei der Wellenlänge 355 nm parallel zur Horizontalebene (parallel zum optischen Tisch), für Licht bei der Wellenlänge 532 nm dagegen vertikal orientiert ist. Da die Ramansignale bei den Wellenlängen 387 nm und 407 nm auf inelastische Streuung von Licht bei der Wellenlänge 355 nm zurückzuführen sind, gilt dort dieselbe Orientierung wie für das Licht bei der Wellenlänge 355 nm. Entsprechend gilt für das Licht bei der Wellenlänge 607 nm dieselbe Orientierung wie für das Licht bei der Wellenlänge 532 nm.

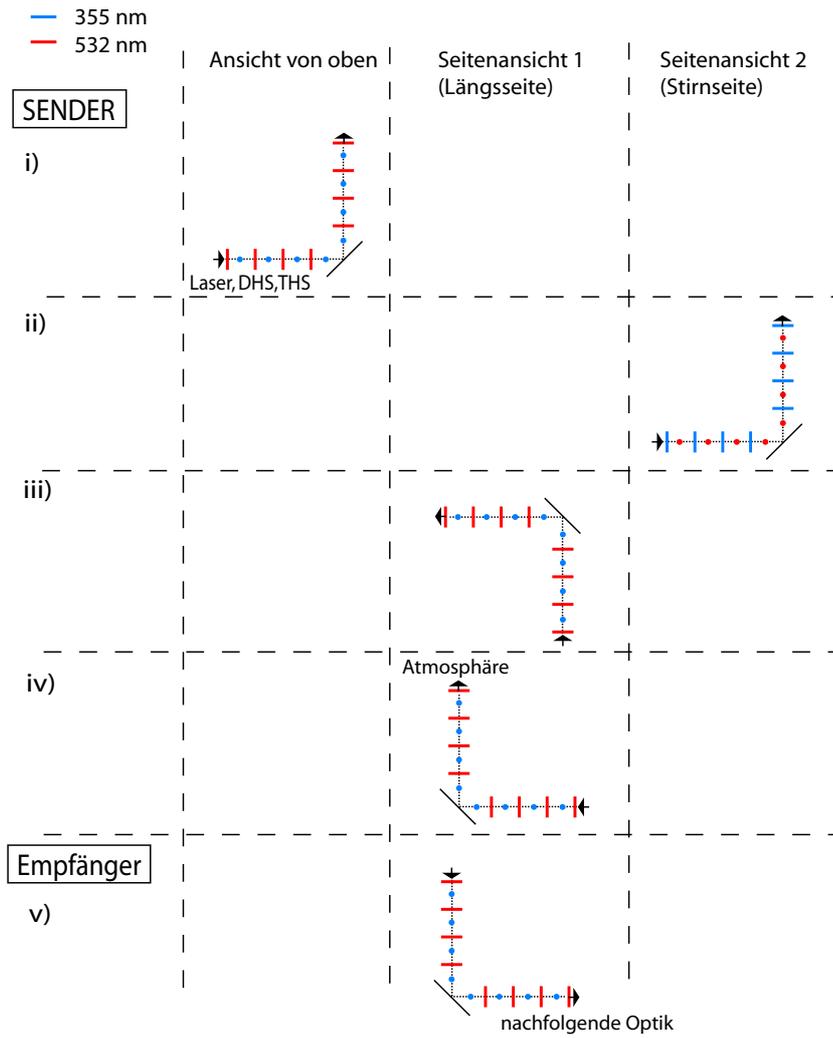


Abbildung 54: Schwingungsrichtung des linear polarisierten Laserlichtes in Sender und Empfänger.

A.6 Polarisationsabhängige Effizienz eines Detektionskanals

Für eine exakte Betrachtung der Wirkung der Empfängeroptik auf die Polarisations-eigenschaften des detektierten Lichtes ist es notwendig, das Licht mit allen für die Problemstellung nötigen Eigenschaften zu beschreiben. In diesem Abschnitt wird hierzu der Jonesvektor verwendet, der monochromatisches Licht eines beliebigen Polarisationszustandes beschreibt. Hierzu sind vier unabhängige Parameter nötig, welche in einem zweikomponentigen komplexen Vektor, dem Jonesvektor \vec{J} untergebracht sind:

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} J^{\parallel} \\ J^{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 + i \cdot b_1 \\ a_2 + i \cdot b_2 \end{pmatrix}. \quad (67)$$

Die Betragsquadrate der beiden Komponenten des Vektors sind proportional zur Lichtleistung in den beiden Polarisationskomponenten, d.h. $|J^{\parallel}|^2 \propto P^{\parallel}$ und $|J^{\perp}|^2 \propto P^{\perp}$. Der Winkel zwischen den beiden Ortsvektoren von J^{\parallel} und J^{\perp} in der komplexen Ebene gibt die Phasendifferenz der beiden linearen Schwingungen an. Parallel polarisiertes Licht

würde demnach durch $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ dargestellt, zirkular polarisiertes Licht z.B. durch $\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$. Der Einfluss des Empfängers auf das Licht kann dann durch die komplexe Müllermatrix \mathcal{M} (analog zur komplexen Streumatrix) ausgedrückt werden:

$$\vec{J}_i = \mathcal{M}_i \cdot \vec{J}_0 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \cdot \vec{J}_0. \quad (68)$$

Das am Teleskop eintreffende Licht, beschrieben durch \vec{J}_0 , wird im Empfängerkanal i , beschrieben durch die komplexe Müllermatrix \mathcal{M}_i , verändert, so dass am Detektor schließlich Licht mit einem Jonesvektor \vec{J}_i registriert wird. Die detektierte Intensität ist proportional zum Betragsquadrat des Jonesvektors $|\vec{J}_i|^2$. Bei den Betrachtungen in dieser Arbeit wurde davon ausgegangen, dass nur die Diagonalelemente der Müllermatrix besetzt sind, so dass sich für die detektierte Leistung ergibt:

$$P_i \propto |\vec{J}_i|^2 = m_{11}^2 |J_0^{\parallel}|^2 + m_{22}^2 |J_0^{\perp}|^2. \quad (69)$$

Dies entspricht Gleichung (16). Sind neben den Diagonalelementen jedoch auch Nicht-diagonalelemente besetzt, so beschreibt dies zusätzlich zur Größen- und Formveränderung eine Drehung der Polarisationsellipse im Empfänger. Das Auftreten derartiger Effekte lässt sich bei der Verwendung anisotroper Medien, wie verspannter Festkörper oder bestimmter organischer Substanzen, beobachten. Man spricht hier von optischer Aktivität. Da die hier verwendeten optischen Elemente jedoch in der Ebene senkrecht zur optischen Achse keine Vorzugsrichtung aufweisen, also isotrop sind, und von starken Verspannungen und Scherungen abgesehen werden kann, ist keine optische Aktivität zu erwarten.

Dass in den Empfangskanälen des IfT-Lidar tatsächlich kein relevanter Einfluss durch eine Drehung der Polarisationsrichtung zu berücksichtigen ist, zeigt die in Abschnitt 3.3.2.3 erfolgte Untersuchung. Hier wurde ein senkrecht zum Polarisator gestellter Analysator vor den Detektionskanal gebracht. Wäre innerhalb des Strahlengangs eine merkliche Drehung der Polarisation erfolgt, so wäre auch ein merkliches Signal bei der senkrechten Orientierung der beiden Polarisationsfilter zu messen gewesen. Dies war jedoch nicht der Fall. Somit ist keine Notwendigkeit der Berücksichtigung von Diagonalelementen in der Müllermatrix gegeben.

Literatur

- [Ansmann und Müller 2005] ANSMANN, A. ; MÜLLER, D.: Lidar and Atmospheric Aerosol Particles. In: WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar – Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, 2005, Kap. 4, S. 105–141
- [Ansmann u. a. 1990] ANSMANN, A. ; RIEBESELL, M. ; WEITKAMP, C.: Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar. In: *Optics Letters* 15 (1990), S. 746–748
- [Ansmann u. a. 1992] ANSMANN, A. ; WANDINGER, U. ; RIEBESELL, M. ; WEITKAMP, C. ; MICHAELIS, W.: Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar. In: *Applied Optics* 31 (1992), S. 7113–7131
- [Behrendt und Nakamura 2002] BEHRENDT, A. ; NAKAMURA, T.: Calculation of the calibration constant of polarization lidar and its dependency on atmospheric temperature. In: *Optics Express* 10 (2002), S. 805–817
- [Bissonnette 2005] BISSONNETTE, L.R.: Lidar and Multiple Scattering. In: WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar – Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, 2005, Kap. 3, S. 43–103
- [Deirmendjian 1969] DEIRMENDJIAN, D.: *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*. Elsevier, 1969
- [Deirmendjian 1975] DEIRMENDJIAN, D.: Far-infrared and submillimeter wave attenuation by clouds and rain. In: *Journal of Applied Meteorology* 14 (1975), S. 1584–1593
- [Hecht 1992] HECHT, E.: *Optik*. Addison-Wesley, 1992
- [Herzberg 1950] HERZBERG, G.: *Molecular Spectra and Molecular Structure, Bd.1*. Krieger Publishing Company, 1950
- [Houghton u. a. 2001] HOUGHTON, J.T. ; DING, Y. ; GRIGGS, D.J. ; NOGUER, M. ; LINDEN, P.J. van der ; DAI, X. ; MASKELL, K. ; JOHNSON, C.A.: Climate Change 2001: The Scientific Basis / IPCC. 2001. – Forschungsbericht
- [Katsev u. a. 1997] KATSEV, I. ; ZEGE, E. ; PRIKHACH, A. ; POLONSKY, I.: Efficient technique to determine backscattered light power for various atmospheric and oceanic sounding and imaging systems. In: *Journal of the Optical Society of America A* 14 (1997), S. 1338–1346
- [Kokhanovskii und Zege 1997] KOKHANOVSKII, A.A. ; ZEGE, E.P.: Parametrisation of local optical characteristics of cloudy media. In: *Izvestiya Akademii Nauk Fizika Atmosfery i Okeana* 33 (1997), S. 209–218
- [Long 2002] LONG, D.A.: *The Raman Effect*. John Wiley & Sons, 2002
- [Malacara und Malacara 1994] MALACARA, D. ; MALACARA, Z.: *Handbook of Lens Design*. Marcel Dekker, Inc., 1994

- [Malinka und Zege 2003a] MALINKA, A.V. ; ZEGER, E.P.: Analytic modeling of a Raman lidar return with multiple scattering taken into account: the spatial-angular structure of the return. In: *Izvetiya, Atmospheric and Oceanic Physics* 39 (2003), S. 548–557
- [Malinka und Zege 2003b] MALINKA, A.V. ; ZEGER, E.P.: Analytical modeling of Raman lidar return, including multiple scattering. In: *Applied Optics* 42 (2003), S. 1075–1081
- [Malinka und Zege 2003c] MALINKA, A.V. ; ZEGER, E.P.: Using multiple scattering in Raman lidar sounding of warm clouds. In: *Sixth International Symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies*. Leipzig, 14.–20. September 2003
- [Mattis u. a. 2002] MATTIS, I. ; ANSMANN, A. ; ALTHAUSEN, D. ; JAENISCH, V. ; WANDINGER, U. ; MÜLLER, D. ; ARSHINOV, Y.F. ; BOBROVNIKOV, S.M. ; SERIKOV, I.B.: Relative-humidity profiling in the troposphere with a Raman lidar. In: *Applied Optics* 41 (2002), S. 6451–6462
- [Mattis 2002] MATTIS, Ina: *Aufbau eines Feuchte-Temperatur-Aerosol-Ramanlidars und Methodenentwicklung zur kombinierten Analyse von Trajektorien und Aerosolprofilen*, Universität Leipzig, Dissertation, 2002
- [Müller u. a. 2000] MÜLLER, D. ; WAGNER, F. ; WANDINGER, U. ; ANSMANN, A. ; WENDISCH, M. ; ALTHAUSEN, D. ; HOYNINGEN-HUENE, W.: Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: experiment. In: *Applied Optics* 39 (2000), S. 1879–1892
- [Müller u. a. 1998] MÜLLER, D. ; WANDINGER, U. ; ALTHAUSEN, D. ; MATTIS, I. ; ANSMANN, A.: Retrieval of physical particle properties from lidar observations of extinction and backscatter at multiple wavelengths. In: *Applied Optics* 37 (1998), S. 2260–2263
- [Müller 1997] MÜLLER, Detlef: *Entwicklung eines Inversionsalgorithmus zur Bestimmung mikrophysikalischer Partikelparameter des atmosphärischen Aerosols*, Universität Leipzig, Dissertation, 1997
- [Pal und Carswell 1976] PAL, S.R. ; CARSWELL, A.I.: Multiple scattering in atmospheric clouds: lidar observations. In: *Applied Optics* 15 (1976), S. 1990–1995
- [Reichardt u. a. 2003] REICHARDT, J. ; BAUMGART, R. ; MCGEE, T. J.: Three-signal method for accurate measurements of depolarization ratio with lidar. In: *Applied Optics* 42 (2003), S. 4909–4913
- [Sassen 1991] SASSEN, K.: The polarization lidar technique for cloud research: A review and current assessment. In: *Bulletin of the American Meteorological Society* 72 (1991), S. 1848–1866
- [Sassen 2005] SASSEN, K.: Polarisation in Lidar. In: WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar – Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, 2005, Kap. 2, S. 19–42

- [Schotland u. a. 1971] SCHOTLAND, R.M. ; SASSEN, K. ; STONE, R.J.: Observations by lidar of linear depolarization ratios by hydrometeors. In: *Journal of Applied Meteorology* 10 (1971), S. 1011–1017
- [Wandinger 2005] WANDINGER, U.: Raman Lidar. In: WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar – Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, 2005, Kap. 9, S. 241–271
- [Wandinger 1994] WANDINGER, Ulla: *Theoretische und experimentelle Studien zur Messung stratosphärischen Aerosols sowie zum Einfluß der Mehrfachstreuung auf Wolkenmessungen mit einem Polarisations-Raman-Lidar*, Universität Hamburg, Dissertation, 1994

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle ganz herzlich bedanken bei:

- Dr. Ulla Wandinger und Dr. Ina Mattis, die mich bei meiner Arbeit betreut haben, für ihre Zeit und ihre Hilfe mich in der Forschung zurechtzufinden. Auch danke ich ihnen für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts und die konstruktiven Verbesserungsvorschläge.
- Allen Mitarbeitern der Lidar-Gruppe für die angenehme Atmosphäre und für ihre Ansprechbarkeit bei Fragen. Insbesondere danke ich hier auch Ronny Engelmann, der speziell bei Fragen experimenteller Art eine große Hilfe war.
- Dr. Alexej Malinka für die konstruktive Zusammenarbeit bei den Berechnungen zur Mehrfachstreuung.
- Prof. Dr. Jost Heitzenberg und PD Dr. habil. Albert Ansmann für die Begutachtung dieser Arbeit.
- Meiner Familie für die finanzielle und moralische Unterstützung und meiner Freundin für ihre Unterstützung aber auch für die gelegentliche Ablenkung von der Arbeit.
- Allen Personen, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.