
Aufbau eines
High-Spectral-Resolution-Kanals
und Vergleich mit dem Raman-Kanal
eines Aerosol-Lidars

MASTERARBEIT

VORGELEGT DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND GEOWISSENSCHAFTEN
DER UNIVERSITÄT LEIPZIG

ZUM ERLANGEN DES AKADEMISCHEN GRADES
MASTER OF SCIENCE

EINGEREICHT VON

Dipl.-VBW (FH) Peter Oelsner

BEGUTACHTET DURCH

Dr. Dietrich Althausen
Prof. Dr. Manfred Wendisch

Leipzig, im Mai 2012

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Streuung von Licht an Molekülen und Partikeln	5
2.1. Streuung an Molekülen	6
2.1.1. Rückstreuquerschnitt	6
2.1.2. Spektrale Verteilung	8
2.2. Streuung an atmosphärischen Partikeln	12
3. Lidar-Methoden	15
3.1. Allgemeiner Aufbau und Funktionsweise eines Aerosol -Lidars	15
3.1.1. Rayleigh-Mie-Lidar	16
3.1.2. Raman-Lidar	18
3.1.3. High-Spectral-Resolution-Lidar (HSRL)	22
4. Experimenteller Aufbau	35
4.1. Aufbau des Joddampffilters	35
4.1.1. Abschätzung der Filterlänge	35
4.1.2. Anforderung, Aufbau und Befüllung des Joddampffilters	35
4.1.3. Messung der Filterunterdrückung	39
4.2. Raman-Lidar BERTHA	42
4.3. Aufbau der Sende- und Empfangsseite	42
4.4. Frequenzstabilität und spektrale Reinheit des Lasers Powerlite 9030	43
5. Vergleichsmessung Raman-Lidar und HSRL am 01.12.2011	49
5.1. Wetterlage	49
5.2. Auswertung der Vergleichsmessung	55
5.2.1. Nachtmessung	56
5.2.2. Tagmessung	64
6. Zusammenfassung und Ausblick	67
Anhang:	
A. Berechnung der benötigten Jodmasse	I
B. Wettermeldungen zur Nacht- und Tagmessung mit dem HSRL	III
C. Nadirpositionen der verwendeten Radiosondenaufstiege	V
D. Transmissionsspektrum mit <i>IodineSpec5</i>	VII

Verzeichnis der Symbole	IX
Verzeichnis der Abkürzungen und Akronyme	XIII
Abbildungsverzeichnis	XV
Tabellenverzeichnis	XIX
Literatur	XXI

1. Einleitung

Die Partikel in der Atmosphäre mit ihren unterschiedlichen mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften sind sehr variabel bezüglich ihrer horizontalen und vertikalen Verteilung, haben vielfältige Wirkungen auf Wolkeneigenschaften und beeinflussen den globalen Strahlungshaushalt [51].

Beispielsweise bestimmen ihre vertikale Verteilung und ihre Streu- und Absorptionseigenschaften inwieweit Strahlung von der Sonne ins Weltall zurück gestreut wird oder Strahlung vom Erdboden in der Atmosphäre verbleibt. Zur Untersuchung von Strahlungswirkungen atmosphärischer Bestandteile werden Strahlungsübertragungsrechnungen durchgeführt. In diesen Modellen wird zur Erfassung der Strahlungswirkungen der Partikel häufig die Extinktion als Partikel-Parameter genutzt, da sie ein Maß für den Lichtanteil ist, der nach dem Durchdringen einer Partikelschicht noch zur Verfügung steht. Eine gute Kenntnis der Profile der Partikel-Extinktion ermöglicht die Verbesserung der atmosphärischen Strahlungsübertragungsrechnungen.

Für die Ableitung optischer und mikrophysikalischer Eigenschaften atmosphärischer Partikel werden Fernerkundungs- und In-Situ-Messungen durchgeführt. Das *Light Detection and Ranging*-Verfahren, kurz als Lidar [56] bezeichnet, ist ein oft dafür angewendetes aktives Fernerkundungsverfahren. Dabei werden Lichtpulse in die Atmosphäre abgegeben und das durch Luftmoleküle und atmosphärische Partikel rückgestreute Licht zeit- und damit höhenaufgelöst gemessen. Das am Leibniz-Institut für Troposphärenforschung e.V. (IfT) eingesetzte Aerosol-Raman- und Polarisations-Lidar BERTHA [2], *Backscatter Extinction Ratio Temperature Humidity profiling Apparatus*, ist ein spezielles für diese Anwendung eingesetztes Aerosol-Lidar. Dieses System ermöglicht die Bestimmung von Profilen der Partikel-Rückstreuung und Partikel-Extinktion, von deren Verhältnissen sowie von Lufttemperatur und Luftfeuchte.

Aus Messungen der Rückstreusignale von Luftmolekülen und atmosphärischen Partikeln werden Profile des Partikel-Rückstreu- und des Partikel-Extinktionskoeffizienten berechnet. Mit Hilfe des Verhältnisses aus beiden Profilen, dem Partikel-Lidarverhältnis, ist es möglich, atmosphärische Partikel zu typisieren. Ohne kritische Annahmen bei den Berechnungen ist eine eindeutige Bestimmung der Partikeltypen nur mit einem Aerosollidar möglich, das über zwei separate Kanäle verfügt: einen Empfangskanal für Partikel- und Molekül-Rückstreuung und einen zweiten Empfangskanal ausschließlich für Molekül-Rückstreuung. Ein Aerosollidar mit einem Raman-Kanal [5] oder mit einem *High-Spectral-Resolution* (HSR)-Kanal [50] für Molekül-Rückstreuung erfüllt diese Anforderungen.

Die Funktion des Raman-Lidars beruht auf der empfangenen Rückstreuung durch Moleküle (Rayleigh-Streuung) und Partikel (Mie-Streuung) in einem Gesamtkanal sowie auf inelastischer Rückstreuung durch Moleküle (Raman-Streuung) in einem Raman-Kanal. Die Streuquerschnitte der Raman Streuung sind gegenüber denen der Rayleigh-Streuung

wesentlich geringer, weshalb eine hohe Empfindlichkeit des Raman-Kanals notwendig ist. Die verwendeten Empfindlichkeiten führen bei Tagmessungen mit Himmelshintergrundlicht zu geringen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen (*Signal-to-Noise-Ratio* oder kurz SNR) des Raman-Signals bei gleichzeitig zunehmender Entfernung zum Lidar. Meist können nur Profile des Partikel-Rückstreu- und des Partikel-Extinktionskoeffizienten im Bereich der planetaren Grenzschicht abgeleitet werden. Dahingegen sind aus Nachtmessungen je nach Auslegung der Sendeleistung und Empfangsgeometrie des Lidars solche Profile bis in die Stratosphäre hinein ableitbar.

Wie das Raman-Lidar verwendet auch das **HSR-Lidar** (HSRL) einen Gesamtkanal für die Messung der Rückstreuung durch Moleküle und Partikel. Im HSR-Kanal wird im Unterschied zum Raman-Lidar aus Rayleigh- und Mie-Streuung das Molekül-Rückstreusignal durch ein schmalbandiges Moleküldampffilter (Joddampffilter) isoliert und anschließend gemessen. Weil diese Messmethode explizit nicht auf Raman-Streuung basiert, sind mit dem HSRL auch tagsüber bei Himmelshintergrundlicht Profile des Partikel-Rückstreu- und Partikel-Extinktionskoeffizienten ohne Höheneinschränkung ableitbar. Durch die Nutzung von starker Molekül-Rückstreuung übertrifft das HSRL sogar die Nachtmessungen eines Raman-Lidars in auswertbaren Profilhöhen. Dagegen sind die technischen Anforderungen eines HSR-Lidars im Vergleich zum Raman-Lidar größer.

Bisher ist kein System bekannt, das sowohl einen Raman-Kanal als auch einen HSR-Kanal gleichzeitig verwendet. Damit ist bisher auch kein direkter Vergleich der Messmethoden veröffentlicht, bei dem der Raman- und HSR-Kanal zeitlich und räumlich das identische atmosphärische Volumen detektieren. Zur Realisierung eines solchen Vergleichs wurde im Rahmen der vorliegenden Masterarbeit das System BERTHA zusätzlich mit einem HSR-Kanal ausgestattet. Für beide Messmethoden ist neben den Molekülkanälen ein gemeinsamer Gesamtkanal installiert. Diese Kombination schafft eine ideale Voraussetzung zur Vergleichbarkeit beider Lidar-Methoden.

Diese Arbeit schließt an Erkenntnissen der Dissertation von M. Esselborn (2008) zum HSRL [16] an und verbindet die darin vorgestellte Messmethode mit einem Raman-Lidar. Die Synthese dieser zwei Messmethoden in einem Lidaraufbau ermöglicht die einfache Prüfung und ggf. Anpassung des HSR-Kanals an den Raman-Kanal bei Nachtmessungen und eine hochreichende Profilbestimmung unter Anwendung des HSR-Kanals am Tag mit Himmelshintergrundlicht. Die Kanalanpassung erfolgte in dieser Arbeit durch die Auswertung von Profilen des Partikel-Rückstreukoeffizienten.

In Kapitel 2 wird ein Überblick über die verschiedenen Arten von Molekülstreuung gegeben und auf die Thematik stark unterschiedlicher Streuquerschnitte von Streuprozessen eingegangen. Ebenfalls wird die spektrale Verteilung und die Abhängigkeit der Brillouin-Streuung, einer Komponente der Rayleigh-Streuung, von Lufttemperatur und Luftdruck dargelegt und allgemein die Streuung an atmosphärischen Partikeln beschrieben.

Der allgemeine Aufbau und die Funktionsweise eines Aerosol-Lidars wird in Kapitel 3 anhand der einfachsten Lidarmethode thematisiert (Rayleigh-Mie-Lidar) und das Rückstreusignal eines Gesamtkanals durch die sog. Lidargleichung mathematisch beschrieben. Davon ausgehend werden die Methoden des Raman-Lidars und die des HSRLs vorgestellt und die Lidargleichungen für die Molekülkanäle entwickelt. Dabei wird auf die Besonder-

heiten des HSRLs genauer eingegangen. Dazu gehören insbesondere die Konsequenzen der nicht vollständigen Unterdrückung von Partikel-Rückstreuung durch das Joddampffilter (sog. *crossstalk*), das Absorptionsspektrum von Jodgas und die Verbreiterungsmechanismen von Absorptionslinien.

In Kapitel 4 wird zunächst die Dimensionierung, der Aufbau, die Befüllung und die Messung der Filterunterdrückung des hergestellten Joddampffilters unter Laborbedingungen beschrieben. Danach wird die Sende- und Empfangsseite des umgebauten Systems BERTHA als Raman-Lidar und HSRL vorgestellt. Abschließend wird in diesem Kapitel die Frequenzstabilität und die spektrale Reinheit des verwendeten Lasers durch die Analyse entsprechender Messungen gezeigt.

Die Raman- und HSRL-Methode werden in Kapitel 5 anhand der Auswertung einer Tag- und Nachtmessung des Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten und des Lidarverhältnisses vom 01.12.2011 verglichen. Dazu wird auch die meteorologische Situation an diesem Messtag vorgestellt. Ein Ergebnis des Vergleichs der Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten ist ein angepasster Wert der gemessenen Filterunterdrückung aus Kapitel 4. Bei der Auswertung bleibt die Auswirkung möglicher Mehrfachstreuung [57] unberücksichtigt.

Kapitel 6 fasst die Ergebnisse der vorliegenden Masterarbeit zusammen und gibt Vorschläge für Verbesserungen des vorgestellten Aerosollidars. Im Anhang werden einzelne Randthemen dieser Arbeit vertieft.

Dieser Masterarbeit liegt im hinteren Einband eine CD (*Compact Disk*) bei. Der Datenträger enthält neben dieser Arbeit auch die verwendeten Abbildungen als Einzeldateien und die Konstruktionsunterlagen mit Schaltbildern, Leiterplattenvorlagen und Bestellübersichten für das Joddampffilter und die Laserwellenlängenregelung. Für die selbst erstellten Abbildungen sind zusätzlich die zugrunde liegenden Datensätze beigelegt. Die Herkunft von Abbildungen und Daten ist jeweils vermerkt.

2. Streuung von Licht an Molekülen und Partikeln

Grundlage der auf Lidar-Verfahren basierenden Fernerkundungsmethoden ist die Streuung von Licht an Partikeln und Molekülen der Atmosphäre. Zur Ableitung der optischen Eigenschaften und letztendlich auch zur Identifikation der Streukörper sind detaillierte Kenntnisse über die Streuprozesse notwendig.

Welche Art von Streuprozess stattfindet, ist vom Verhältnis der Lichtwellenlänge λ zum Radius r des Streuers abhängig. Als Maßzahl wird der Größenparameter $\alpha_s = 2\pi r/\lambda$ genutzt. Ist die Dimension des Streuers kleiner oder im Bereich der Dimension der einfallenden Lichtwellenlängen ($\alpha_s < 10$), wie beispielsweise bei Lichtstreuung an Aerosolpartikeln, kann die Streuung durch die Lorenz-Mie-Theorie (Mie-Streuung) beschrieben werden. Sie wurden von den dänischen und deutschen Physikern Ludvig Lorenz und Gustav Mie entwickelt.

Für den Fall deutlich kleinerer Streuer als die Anregungswellenlänge ($\alpha_s \ll 1$), kann die Streuung durch die Rayleigh-Theorie beschrieben werden. Sie ist eine Approximation der Mie-Streuung und gilt für Moleküle bei Streuung von Licht. Ende des 19. Jahrhunderts wurde diese Streutheorie vom britischen Nobelpreisträger Lord Rayleigh entwickelt. Die Intensität des Streulichts ist hierbei proportional zu λ^{-4} .

Bei Streuern, die gegenüber der Wellenlänge deutlich größer sind $r \gg \lambda$, werden die Prozesse durch geeignete Methoden der Strahlenoptik beschrieben, die in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet werden.

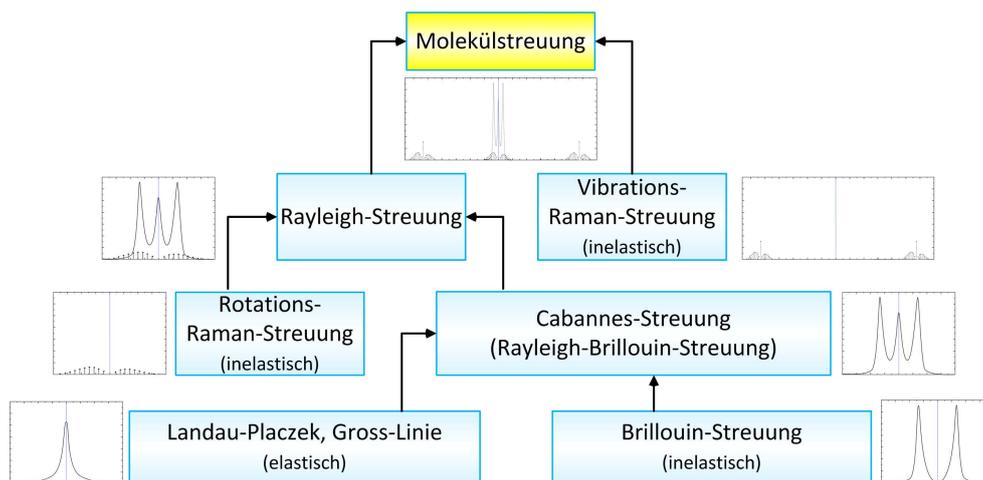


Abbildung 2.1.: Übersicht der Arten von Molekülstreuung. In den Diagrammen ist schematisch die jeweilige spektrale Verteilung dargestellt [16, 63].

Streuung von Licht mit einem für Lidaranwendungen typischen Wellenlängenbereich von etwa 355 bis 1064 nm [2] an kugelsymmetrischen Molekülen mit einem mittleren Radius von etwa 1 bis 2 Å [25] erfolgt unter der Voraussetzung von Rotations- und Vibrations-

freiheit der Moleküle rein elastisch. Die Wellenlänge des gestreuten Lichts ist mit der Wellenlänge des ungestreuten Lichts identisch (klassische Rayleigh-Streuung, [46]). Bei realen Molekülen mit abweichender Kugelsymmetrie führen Rotations- und Vibrationsbewegungen zu Frequenzverschiebungen und Polarisationsänderungen des Streulichts, deren Erklärung auf Arbeiten der Physiker Raman und Krishnan zurückgehen [45]. Streuvorgänge, bei der sich Rotationszustände von Moleküle ändern, werden als Rotation-Raman-Streuung bezeichnet und wegen der relativ geringen Frequenzänderung mit unter dem Begriff Rayleigh-Streuung geführt [48, 65]. Größere Frequenzänderungen treten bei zusätzlichen Vibrationszustandsänderungen der Moleküle auf (Vibration-Raman-Streuung, [45]). Neben den genannten Raman-Effekten kommt es in den Streuvolumen aber auch zu quasielastischen Streueffekten durch Temperaturfluktuationen bei konstantem Druck (Gross- oder Landau-Placzek-Linie) und zur Brillouin-Streuung durch Druckfluktuationen bei konstanter Temperatur [43]. Beide Effekte kommen in der Atmosphäre gleichzeitig vor und werden unter dem Begriff Cabannes-Streuung oder auch Rayleigh-Brillouin-Streuung geführt. Sie werden aufgrund der relativ geringen Frequenzänderungen zum Begriff Rayleigh-Streuung gezählt. Abb. 2.1 zeigt eine Übersicht über die Begriffe der verschiedenen Streuprozesse und ihre Einordnung.

In den folgenden Kapiteln 2.1 und 2.2 wird die Streuung von Licht an Molekülen und Partikeln hinsichtlich Intensität und für ein **High-Spectral-Resolution-Lidar** (HSRL) wichtigen spektralen Verteilung des Streulichts näher beschrieben.

2.1. Streuung an Molekülen

2.1.1. Rückstreuquerschnitt

Das elektrische Feld einer Lichtwelle mit der Intensität I_{inc} , das auf ein Molekül trifft, führt zu einer Ladungsverschiebung im Molekül und damit zur Ausbildung eines elektrischen Dipols. Die Oszillation des Dipols erfolgt kohärent mit der Frequenz der einfallenden Lichtwelle und führt zur Aussendung einer elektromagnetischen Welle in den Raum mit der Intensität I_{sca} (Streulicht). Wie stark die Streuung erfolgt, hängt vom Streuquerschnitt σ des Moleküls ab. Für Lidaranwendungen ist das Licht von Interesse, welches in das differentielle Raumwinkelement $d\Omega$ in Richtung des Empfängerteleskops gestreut wird (Rückstreuung, Streuwinkel $\vartheta = 180^\circ$). Für die Intensität I_{sca} gilt bei Rückstreuung [43]:

$$I_{sca}(\lambda) |_{180^\circ} = I_{inc} \frac{d\sigma_{sca}^{Ray}(\lambda)}{d\Omega}. \quad (2.1.1)$$

Hierbei ist $d\sigma_{sca}^{Ray}(\lambda)/d\Omega$ der differentielle Streuquerschnitt eines Moleküls für Rayleigh-Streuung (Index 'sca' für Streuung, Index 'Ray' für Rayleigh).

Das Dipolmoment, das durch eine Lichtwelle induziert wird, hängt von der Feldstärke der einfallenden Lichtwelle am Ort des Moleküls und von der Polarisierbarkeit a des Moleküls ab. Der Wert a ist ein Maß für die Verschiebung von Ladungen im Molekül (Polarisierbarkeit) und ist stoffspezifisch. Für ein kugelsymmetrisches Molekül ohne Rotations- und Vibrationsbewegungen ist die Polarisierbarkeit ein Skalar und das erzeugte Dipolmoment parallel zur Polarisierung der einfallenden Lichtwelle (polarisationserhaltend).

Unter realen atmosphärischen Bedingungen führen Rotation und Vibration und Abweichungen der realen Moleküle von der Kugelsymmetrie zu Frequenz- und Polarisations-

änderungen während eines Streuvorgangs. Bei den atmosphärisch häufig vorkommenden diatomaren Molekülen mit axialsymmetrischem Aufbau, wie zum Beispiel die der Gase Stickstoff und Sauerstoff, führen Rotationen und Vibrationen innerhalb der Moleküle und die Abweichung von der Kugelsymmetrie zu Frequenz- und Polarisationsänderungen während eines Streuvorgangs. Die Polarisierbarkeit a ergibt sich aufgrund der zufälligen Orientierungen der Moleküle aus der Mittelung aller Richtungen. Dieses Mittel ist unabhängig vom Betrachtungswinkel der Streuung (Streuwinkel) und wird durch die beiden Tensorelemente isotrope Polarisierbarkeit ι und anisotrope Polarisierbarkeit γ beschrieben. Unter der Berücksichtigung aller Polarisationsrichtungen ergibt für ein Ensemble statistisch orientierter Moleküle der differentielle Rayleigh-Rückstreuquerschnitt [55]

$$\frac{d\sigma_{sca}^{Ray}(\lambda)}{d\Omega} = \frac{k^2}{\lambda^4} \left(\iota^2 + \frac{7}{180}\gamma^2 \right), \quad (2.1.2)$$

der aus den molekülabhängigen Eigenschaften für Cabannes-Streuung ι^2 und der wesentlich schwächeren Rotations-Raman-Streuung $7\gamma^2/180$ besteht. Der Wert k ist gleich π/ϵ_0 und ϵ_0 ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Die differentielle Rückstreuquerschnitte für Cabannes-Streuung und für (Stokes-/anti-Stokes-) Rotations-Raman- und Vibrations-Raman-Streuung $d\sigma_{sca}^{Ra}(\lambda_{Ra})/d\Omega$ sind in [43, 48, 55] aufgeführt. Der Index 'Ra' steht für Raman. Die Integration von Gl. (2.1.2) über alle Raumwinkel (4π sr) führt zum gesamten Rayleigh-Streuquerschnitt $\sigma_{ext}^{Ray}(\lambda)$ [43], der als Rayleigh-Extinktion der Moleküle bezeichnet wird. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 532$ nm ist für trockene Luft $\sigma_{ext}^{Ray} = 5.1 \cdot 10^{-31} \text{ m}^2$ [48].

Das Messsignal eines Aerosollidars (Kap. 3.1.1) besteht neben technischen Systemparametern auch aus dem atmosphärischen Volumenrückstreu- und Volumen-Extinktionskoeffizienten für Moleküle (β_m und α_m). Zur Vereinfachung werden diese Bezeichnungen ohne Berücksichtigung des Volumeneinflusses in dieser Arbeit auf die Kurzfassung Rückstreu- und Extinktionskoeffizient reduziert und der Index 'm' für Moleküle bzw. der Index 'p' für Partikel eingeführt. Die Werte β_m und α_m ergeben sich aus dem Produkt von $d\sigma_{sca}^{Ray}(\lambda)/d\Omega$, $d\sigma_{sca}^{Ra}(\lambda_{Ra})/d\Omega$ bzw. $\sigma_{ext}^{Ray}(\lambda)$ für das Gas x mit der Anzahlkonzentration $N^x(R)$ der Moleküle des Gases in der entsprechenden Höhe der Atmosphäre R :

$$\beta_m(\lambda, R) = N^x(R) \frac{d\sigma_{sca}^{Ray}(\lambda)}{d\Omega} \Bigg|_{180^\circ}, \quad (2.1.3)$$

$$\beta_m(\lambda_{Ra}, R) = N^x(R) \frac{d\sigma_{sca}^{Ra}(\lambda_{Ra})}{d\Omega} \Bigg|_{180^\circ}, \quad (2.1.4)$$

$$\alpha_m(\lambda, R) = N^x(R) \sigma_{ext}^{Ray}(\lambda). \quad (2.1.5)$$

Für trockene Luft mit den Anteilen 78 % N₂, 21 % O₂ und 1 % Restgasen sind in Tab. 2.1 für $\lambda = 532$ nm differentielle Streuquerschnitte verglichen und zum differentiellen Streuquerschnitt der gesamten Rayleigh-Streuung $d\sigma_{sca}^{Ray}/d\Omega$ ins Verhältnis gesetzt. Der differentiellen Streuquerschnitt der gesamten Rayleigh-Streuung setzt sich zu 97.5 % aus Cabannes-Streuung und zu 2.5 % aus Rotation-Raman-Streuung zusammen. Die Intensität der gesamten Vibration-Rotation-Raman-Streuung (sog. Vibrational-Raman-Streuung) beträgt $0.85 \cdot 10^{-3}$ %. Die angegebenen Verhältnisse zeigen, dass ein durch diese Streuprozesse generiertes Lidarsignal deutlich schwächer ist als ein Signal, welches durch Cabannes-Streuung erzeugt wurde. Das Lidarverfahren, bei dem die Cabannes-Streuung ausgewertet

Tabelle 2.1.: Differentielle Streuquerschnitte $d\sigma_{sca}/d\Omega$ für $\lambda = 532$ nm und Verhältnisse zum differentielle Rayleigh-Streuquerschnitt $d\sigma_{sca}^{Ray}/d\Omega$, aus [48].

	Rayleigh	Cabannes	gesamt- Rotation- Raman	gesamt- Vibrational- Raman
$\frac{d\sigma_{sca}}{d\Omega}$ in $\frac{\text{m}^2}{\text{sr}}$	$6.11 \cdot 10^{-32}$	$5.96 \cdot 10^{-32}$	$1.52 \cdot 10^{-33}$	$5.22 \cdot 10^{-35}$
$\frac{d\sigma_{sca}}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{sca}^{Ray}}{d\Omega}$	1	0.975	0.025	0.00085

wird, bezeichnet man als HSR-Lidar oder HSRL. Aufgrund der stärkeren Signale ist es tageslichttauglich, was bei Raman-Lidars nur mit hohem technischen Aufwand realisiert werden kann. Im Kap. 2.1.2 werden Raman- und HSR-Lidars im Hinblick auf ihre Verwendungsmöglichkeiten verglichen.

2.1.2. Spektrale Verteilung

Das an Molekülen und Partikeln gestreute Licht hat je nach Streuprozess und Eigenschaft des Streuers eine bestimmte Frequenzbandbreite und es kann deren Mittenfrequenz gegenüber der des ungestreuten Lichts verschoben sein.

Raman-Streuung: Wird ein Molekül von einem Photon getroffen, ändert sich zunächst die Gesamtenergie des Moleküls. Innerhalb des Moleküls können sich dadurch die Elektronen verschieben und die Rotations- und Vibrationsbewegungen des Moleküls ändern. Bei Absorption von Photonenenergie während des Streuvorgangs besitzt das wieder emittierte Photon eine reduzierte Energie und damit eine geringere Frequenz als das einfallende Photon. Diese Änderung des Lichts beim Streuprozess hin zu längeren Wellenlängen wird als Stokes-Raman-Streuung bezeichnet. Verliert demgegenüber das Molekül während des Streuprozesses an Energie, besitzt das gestreute Photon mehr Energie als das einfallende Photon. Dieser Streuprozess mit Erhöhung der Frequenz des Photons wird als Anti-Stokes-Raman-Streuung bezeichnet.

Die möglichen Energieniveaus lassen sich durch das quantenmechanische Modell eines freischwingenden harmonischen Oszillators beschreiben. Aufgrund der energetischen Verhältnisse sind nur bestimmte Zustände möglich. Mit den quantenmechanischen Auswahlkriterien werden die wahrscheinlichen Energieniveaus und Frequenzänderungen bestimmt [48, 55]. In Abb. 2.2 sind dazu im oberen Teil einige Energieniveaus des Stickstoffmoleküls gezeigt, die durch die Vibrations- und Rotations-Quantenzahlen v und J charakterisiert werden. Das resultierende Spektrum ist darunter schematisch dargestellt. Die Vielzahl an wahrscheinlichen Energieübergängen ergibt eine große Anzahl möglicher Frequenzänderungen, wobei die Wahrscheinlichkeiten dafür nicht gleich verteilt sind [21, 48, 55]. Änderungen der Molekülrotationen führen zu Rotations-Raman-Streuung (kurz 'RR') mit Streulinien in nahen Seitenbändern unterhalb und oberhalb der Frequenz des einfallenden Lichts (Stokes-/Anti-Stokes-RR, S-Zweige). Dazu gehört aber auch der Frequenzbereich in Folge elastischer Streuung (Q-Zweig der RR). Kombinationen aus Vibrations- und Ro-

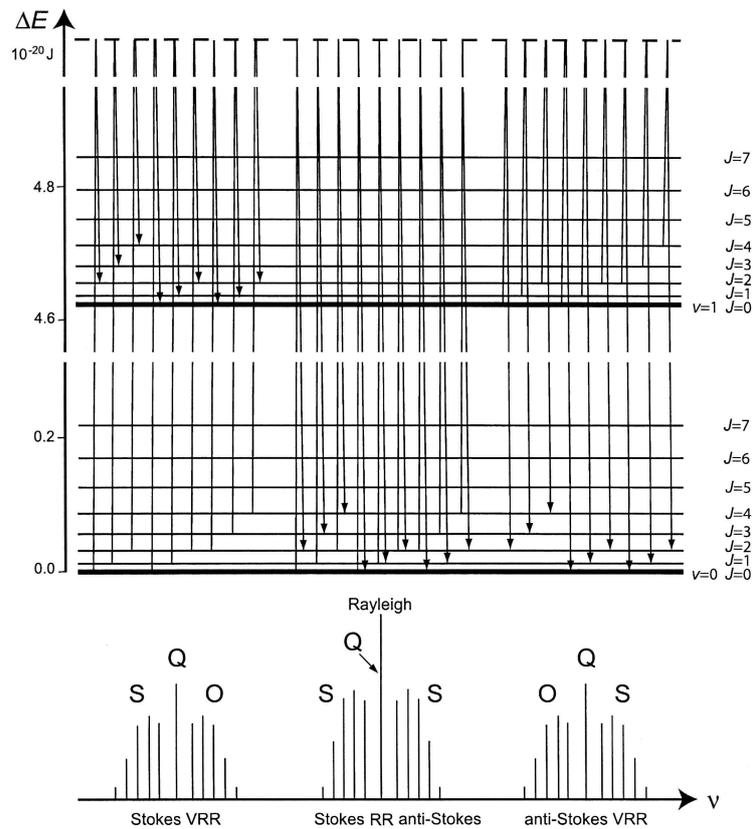


Abbildung 2.2.: Die obere Bildhälfte veranschaulicht die Energieübergänge zwischen Grundzustand, Rotations- und Vibrationszuständen eines Stickstoffmoleküls. Darunter das zugehörige Frequenzspektrum. Siehe Text. Aus [55].

tationsänderungen ergeben die Vibrations-Rotations-Raman-Streuung (kurz 'VRR') mit jeweils zwei Seitenbändern (O- und S-Zweige) und einer zentralen Streulinie (Q-Zweig der VRR).

Die Wahrscheinlichkeiten der Raman-Streuung und die dadurch resultierenden Streuquerschnitte sind wesentlich kleiner als die der elastischen Streuprozesse. Zum Vergleich sind in Tab. 2.1 differentielle Streuquerschnitte für elastische und inelastische Streuprozesse für trockener Luft aufgelistet.

Zur Reduktion des spektralen Empfindlichkeitsbereichs werden je nach genutzter Streuart geeignete Filter vor den spektral breitbandig empfindlichen Detektoren in den Empfangskanälen des Lidars eingesetzt. Raman-Lidars verfügen im Molekülkanal (siehe Kap. 3.1.2) meistens über Interferenzfilter mit Durchlassbereichen für die VRR-Streuung an molekularem Stickstoff [2]. Dagegen beruhen HSR-Lidars in ihrer Funktion prinzipiell auf Streuung im Cabannes-Spektrum und benötigen einen anderen Filtertyp.

Cabannes-Spektrum: Temperatur- oder Dichtefluktuationen im Medium Gas, die durch Interaktionen zwischen den einzelnen Gasmolekülen verursacht werden, beeinflussen die Streuprozesse und damit das Spektrum des Streulichts. Wenn keine Änderungen der inneren Energien der Moleküle stattfinden, werden keine frequenzverschobenen Streulinien durch Raman-Streuung erzeugt.

Die spektrale Verteilung der Cabannes-Streuung oder Rayleigh-Brillouin-Streuung (kurz: 'RBS') besteht aus Doppler-verbreitetem Streulicht durch thermische Molekülbewegungen (Landau-Placek / Gross-Linie) und aus Brillouin-Seitenbändern, die durch Dichtewellen erzeugt werden. Solche lokalen Dichtefluktuationen entstehen durch akustische Wellen, die sich im streuenden Medium ausbreiten. Werden Lichtwellen durch diese Wellen beeinflusst, bilden sich symmetrisch zur Wellenlänge des ungestreuten Lichts Brillouin-Seitenbänder aus [16, 43].

Zur Erfassung dieser Verhältnisse wurden der einheitenlose y -Parameter eingeführt, der sich mit folgender Gleichung von Miles et al. [43] berechnen lässt:

$$y = 2.33059 \cdot 10^{-4} \left[\frac{T + 111}{T^2} \frac{p \lambda}{\sin(\vartheta/2)} \right]. \quad (2.1.6)$$

Darin sind T die Lufttemperatur in Kelvin, p der Luftdruck in hPa und ϑ der Streuwinkel in Grad. Die Abhängigkeit des y -Parameters von Lufttemperatur und Luftdruck sind in Abb. 2.3 dargestellt. Für wahrscheinliche troposphärische Bedingungen ist $y = 0.05$ bis 0.9 .

Bei geringen Luftdrücken befindet sich das Medium im Knudsen-Regime und es gilt $y \ll 1$. Die freie Weglänge der Moleküle zwischen den einzelnen Kollisionen ist in diesem Fall relativ groß gegenüber der akustischen Wellenlänge im Medium. In diesem Fall werden die Brillouin-Bänder nur sehr schwach ausgebildet. Siehe dazu Abb. 2.4.

Für den in der Troposphäre theoretischen drucklosen Fall ($y = 0$) treten keine Seitenbänder auf und das Gas kann als ideal betrachtet werden. Das Cabannes-Spektrum wird nur dann durch ungeordnete thermische Bewegungen der Moleküle und durch die Relativgeschwindigkeiten zwischen den Molekülen und den Photonen geprägt. Die resultierenden Doppler-Geschwindigkeiten sind statistisch verteilt und lassen sich durch eine

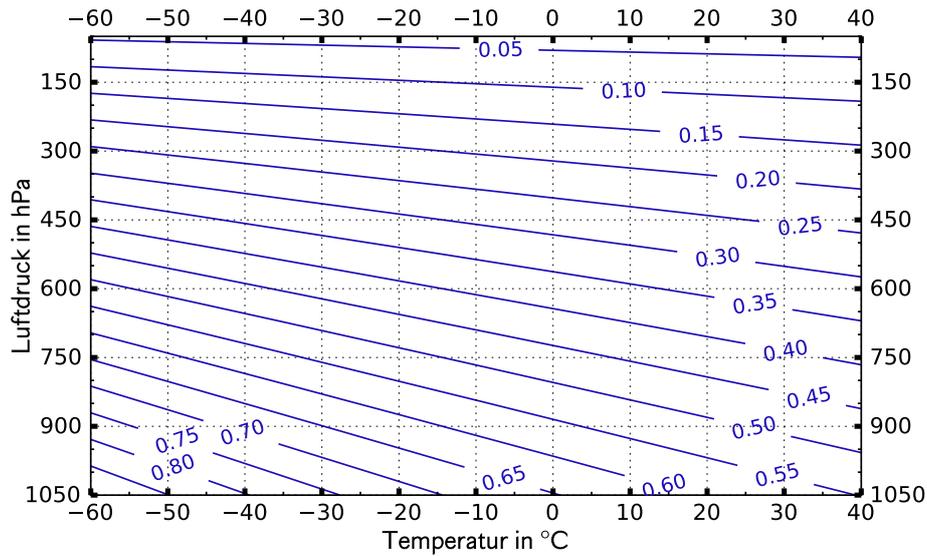


Abbildung 2.3.: Diagramm des y -Parameters für mögliche Kombinationen aus Luftdruck und Temperatur der Troposphäre. Die Berechnung erfolgte nach Gl. (2.1.6) mit einem Streuwinkel von 180° .

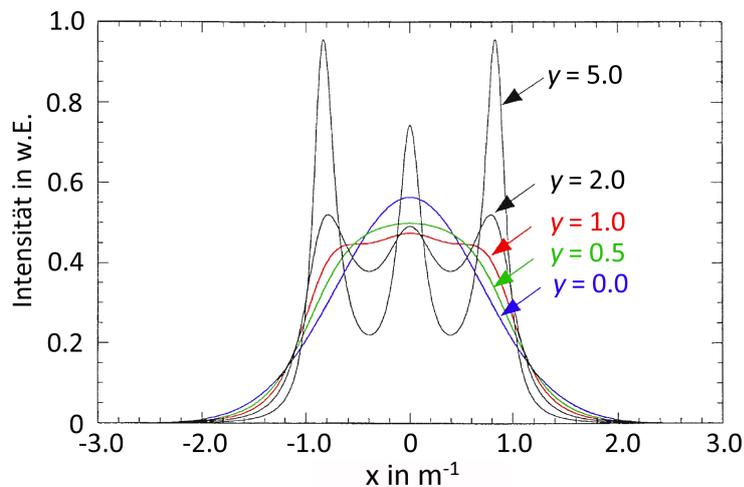


Abbildung 2.4.: Rayleigh-Brillouin-Kurvenprofil für verschiedene atmosphärische Zustände (T , p) bei 532 nm Wellenlänge und Rückstreuung. Frequenz-Offsets sind in $x = 2\pi\nu_{ac}/\sqrt{2}v_0$ dargestellt, wobei ν_{ac} die Frequenz der Schallwelle im Medium, $K = (4\pi/\bar{\lambda}) \sin(\vartheta/2)$ der Betrag des Wellenvektors (gestreute Lichtwelle), $\bar{\lambda}$ die mittleren Wellenlänge des Streulichts und $v_0 = \sqrt{k_B T/m}$ die thermische Molekülgeschwindigkeit im Medium dargestellt ist. k_B ist die Boltzmann-Konstante und m die Molekülmasse. Die Kurvenprofile sind mit dem Modell S6 von G. Tenti et al. berechnet [18, 52]. Das Modell wurde für Einkomponenten-Gase entwickelt, ist aber auch für trockene und feuchte Luft einsetzbar [64].

Gauß-Verteilung mit dem Profil $g(\nu, T, m)$ beschreiben [43]. Es gilt:

$$g(\nu, T, m) = \frac{2}{\Delta v_T(T, m)} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu}{\Delta v_T(T, m)} \right)^2 \right]. \quad (2.1.7)$$

Die volle Halbwertsbreite (**F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum oder FWHM) Δv_T [43] des Gauß-Profils für Rückstreuung ist

$$\Delta v_T(T, m) = \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}}. \quad (2.1.8)$$

Je geringer die Temperatur und je größer die Molekülmasse ist, desto geringer ist die volle Halbwertsbreite. Der Temperatureinfluss führt in trockener Luft mit $m = 4.81 \cdot 10^{-26}$ kg, $T = 273.15$ K und $\lambda = 532$ nm zu einer FWHM $\Delta v_T(T, m) = 2.48$ GHz.

In Laborversuchen der Absorptionsspektrometrie [58] kann je nach thermodynamischem Zustand der zu untersuchenden Probe der Parameter y auch groß gegenüber 1 sein (wird als hydrodynamisches Regime bezeichnet). Die Brillouin-Seitenbänder treten dann deutlich stärker in Erscheinung (siehe Abb. 2.4). Das spektrale Integral des Gesamtkurvenprofils bleibt bei der Variation von y konstant. Starke Seitenbänder führen zu einer reduzierten Intensität der zentralen Doppler-verbreiterten Rayleigh-Streuung (Doppler-Peak).

Das Rayleigh-Brillouin-Spektrum hat die Form eines Lorentz-Kurvenprofils und kann analytisch nicht dargestellt werden. Als eine gute Näherung der Kurvenprofile wird das S6-Modell von G. Tenti et al. eingeschätzt [43]. Neben Einkomponentengasen können mit geringen Fehlern auch Rechnungen für trockene und feuchte Luft durchgeführt werden [64]. In der vorliegenden Arbeit wurde eine analytischen Abbildung des S6-Modells von B. Witschas verwendet [64]. Die Brillouin-Seitenbänder und der zentrale Doppler-Peak werden durch Superposition dreier Gauß-Verteilungen so nachgebildet, dass das Rayleigh-Brillouin-Spektrum dem des S6-Modells entspricht. Die einzelnen Parameter der drei Gauß-Verteilungen wurden dazu aus einer großen Anzahl an Modellläufen mit verschiedenen y -Parametern empirisch gewonnen. Der relative Fehler ist bei $y \leq 0.5$ unter 0.18 % und bei $y = 1.027$ um ≈ 0.85 % der Amplitude eines entsprechenden S6-Modelllaufs. Für atmosphärische Bedingungen mit typisch $y < 0.9$ ist die Näherung von B. Witschas mit relativen Fehlern von der Amplitude < 1 % einsetzbar und wird in dieser Arbeit verwendet.

2.2. Streuung an atmosphärischen Partikeln

Atmosphärische Partikel besitzen Durchmesser zwischen 1 nm (*Fine-Mode*) und größer 1 μm (*Coarse-Mode*). Die oft verwendeten Wellenlängen von Aerosol-Lidars liegen zwischen 308 nm (ultraviolettes Licht) und 1.1 μm (nahes Infrarot). Sind Durchmesser und Wellenlängen etwa gleich und erfolgt der Streuprozess elastisch, können die Streuvorgänge an sphärischen Partikeln durch die Lorenz-Mie-Theorie beschrieben werden [40–42].

Die Lorenz-Mie-Theorie liefert eine analytische Lösung für die Streuung von Photonen an sphärisch und chemisch homogenen Streuern. Dafür werden die Beschreibungen des einfallenden Lichts, des Lichts im Streumedium und des gestreuten Lichts so transformiert, dass eine mathematisch stetige Lösung zwischen den einzelnen Abschnitten möglich ist [7]. Die gefundene Darstellung des Streuvorgangs ist abhängig vom Partikeldurchmesser,

dem komplexen Brechungsindex \tilde{n} und der Wellenlänge.

Für die Partikel-Streu- und Extinktionsquerschnitte σ_{sca}^{Mie} und σ_{ext}^{Mie} gilt:

$$\sigma_{sca}^{Mie} = \frac{2A}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad \text{und} \quad (2.2.1)$$

$$\sigma_{ext}^{Mie} = \frac{2A}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \Re \{a_n + b_n\}. \quad (2.2.2)$$

A ist der geometrische Flächeninhalt des Partikels. a_n und b_n sind Mie-Koeffizienten des n 'ten Rangs, die sich aus Bessel- und Hankel-Funktionen sowie durch deren ersten Ableitungen berechnen lassen [7].

Ja nach Polarisation der einfallenden Lichtwelle und des Größenparameters α_s ergeben sich signifikant unterschiedliche Verteilungen des Streulichts im Raum. Die Verteilung wird mit Hilfe der über die Einheitskugel normierten dimensionslosen Streuphasenfunktion \mathcal{P} :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \mathcal{P}(\vartheta) d\Omega = 4\pi. \quad (2.2.3)$$

Die Ausbreitungsrichtungen des einfallenden und des gestreuten Lichts spannen eine Streuebene auf. ϑ beschreibt den Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der einfallenden Welle und der gestreuten Welle (Streuwinkel). ϕ ist der Winkel zwischen Streuebene und den Richtungen orthogonal zur Richtung der gestreuten Welle. Unter den Voraussetzungen der Mie-Theorie ergibt eine bezüglich der Ausbreitungsrichtung der einfallenden Welle symmetrische Phasenfunktion. In Abb. 2.5 ist dafür die Intensitätsverteilung für verschiedene Größenparameter dargestellt.

Man erkennt, dass kleine Tropfen im Rayleigh-Bereich ($\alpha_s \ll 1$) gleichmäßig in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung streuen. Bei horizontaler Polarisation ergibt sich ein Intensitätsminimum bei $\vartheta=90^\circ$ bzw. 270° . Mit zunehmendem Größenparameter steigt die Streuung in Vorwärtsrichtung stark an. Gleichzeitig zeigt sich auch, dass die Phasenfunktion zahlreiche lokale Minima und Maxima in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ hat [8, 23].

Welcher Anteil des Streulichts in ein differentielles Raumwinkelelement hinein gestreut wird, ergibt sich aus der normierten dimensionslosen Streuphasenfunktion \mathcal{P} und dem Streuquerschnitt σ_{sca} :

$$\frac{d\sigma_{sca}^{Mie}}{d\Omega} = \frac{\mathcal{P}(\vartheta)\sigma_{sca}^{Mie}}{4\pi}. \quad (2.2.4)$$

Die thermischen Geschwindigkeiten der Partikel sind gegenüber denen der Moleküle vernachlässigbar. Die Geschwindigkeiten der Partikel werden maßgeblich von den Windgeschwindigkeiten bestimmt. In wolkenfreien Bereichen der Troposphäre konnten in der Nähe von Cumulonimben oder Jetstreams Vertikalgeschwindigkeiten von bis zu 60 ms^{-1} gemessen werden [37], was der Doppler-Verbreiterung des Streulichts von etwa 150 MHz bei einer Wellenlänge von 532 nm entspricht. Der in dieser Arbeit verwendete Laser für das HSRL besitzt eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von 90 MHz. Das resultierende Streulicht bei Streuung an Partikeln hat demzufolge mindestens auch eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von 90 MHz. Die Doppler-Verbreiterung ist im Vergleich zu der

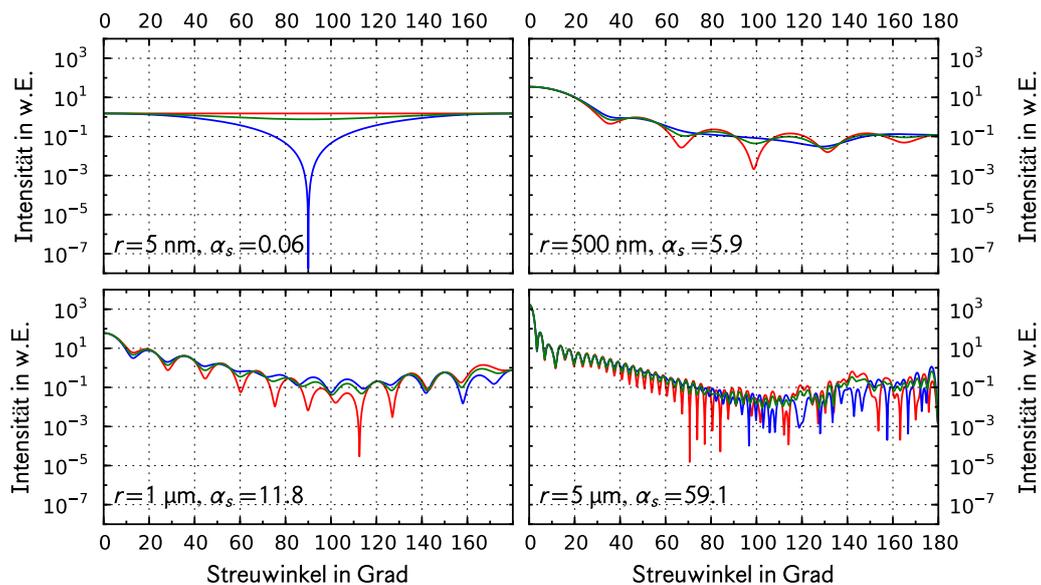


Abbildung 2.5.: Streuphasenfunktion von Wassertropfen für horizontales (in blau), vertikales (in rot) und unpolarisiertes Licht (in grün). Die Simulation wurde mit der Software Mieplot v4.107 [38] bei einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ und einem komplexen Brechungsindex für Wasser von $\tilde{n}_{\text{H}_2\text{O}} = 1.3363143 + 1.82 \cdot 10^{-9}i$ in Luft (Brechungsindex $\tilde{n}_{\text{air}} = 1.0 + 0i$) durchgeführt. Luft und Wasser hatten eine identische Temperatur von $25 \text{ }^\circ\text{C}$.

Doppler-Verbreiterung der Molekülrückstreuung vernachlässigbar.

Im Abschnitt 3.1.3 wird gezeigt, dass die Breite einer Absorptionslinie von gasförmigen Jod, das als Filter zur Unterdrückung der Signalanteile durch die Partikelstreuung in einem HSRL benutzt wird, nochmals wesentlich breiter ist.

3. Lidar-Methoden

3.1. Allgemeiner Aufbau und Funktionsweise eines Aerosol -Lidars

Ein Aerosol-Lidar besteht aus einer Sendeeinheit und einer Empfangseinheit (vgl. Abb. 3.1) [55]. Der leistungsstarke und gepulste Laser der Sendeeinheit emittiert Lichtimpulse über die Strahlauflerung in die Atmosphäre. In der Atmosphäre wird das Licht an Partikeln und Molekülen gestreut. Das unter 180° gestreute Licht (Rückstreuung) wird in der Empfangseinheit durch ein Teleskop gesammelt und über eine Feldblende und Optiken zur Separation des rückgestreuten Lichts entsprechend seiner Wellenlänge bzw. Polarisationsrichtungen verschiedenen Empfangskanälen zugeführt. Als Detektoren werden Photomultiplerröhren (*Photo-Multiplier-Tubes* oder PMTs), Photodioden oder Avalanche-Photodioden (APDs) eingesetzt. Diese wandeln die optischen Signale in elektrische Spannungen bzw. Ströme. Nachgeschaltete Datenerfassungs- und Rechneinheiten dienen der zeitaufgelösten Erfassung, Weiterverarbeitung und Speicherung der Messsignale. Das Aus-

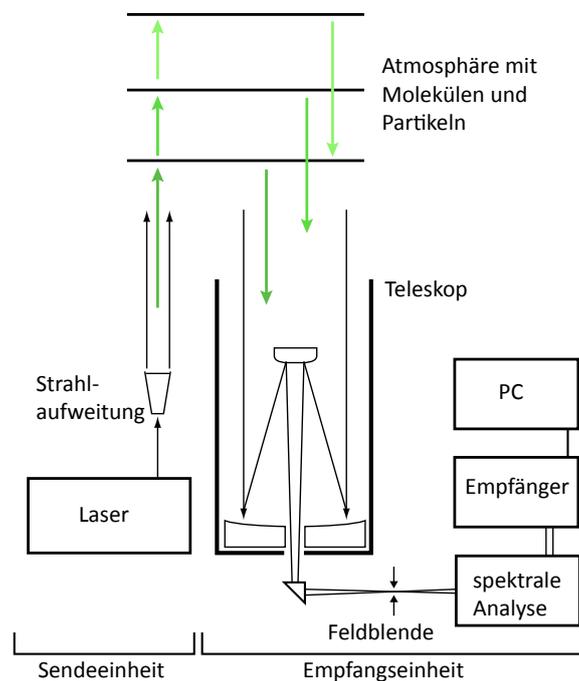


Abbildung 3.1.: Bestandteile und Funktionsprinzip eines Aerosol-Lidars (siehe Text); nach [16].

senden von Laserpulsen zu einem Zeitpunkt t_0 und die Messung des rückgestreuten Lichts aus der Entfernung R_1 zum Zeitpunkt t_1 ermöglichen eine entfernungs aufgelöste Messung. Die Pulsdauer τ bestimmt die vertikale Erstreckung des Streuvolumens V (siehe

Abb. 3.2). Das Streuvolumen beginnt in der Entfernung $R = c(t_1 - t_0)/2$ und erstreckt sich über $\Delta h = c\tau/2$. Der Faktor $1/2$ ergibt sich aus der Berücksichtigung von Hin- und Rückweg des Lichts. Die Konstante c ist die Lichtgeschwindigkeit in Luft. In den vergangenen Jahrzehnten wurden zahlreiche Lidar-Methoden entwickelt, um aus der spektralen Analyse des rückgestreuten Lichts auf atmosphärische Zustandsgrößen, Konzentration von Spurengasen und Aerosoleigenschaften schließen zu können. Dazu gehören beispielsweise das Raman-Lidar und das HSR-Lidar. Beide Lidar-Methoden werden in den folgenden Abschnitten beschrieben. Zuvor erfolgt aber die mathematische Beschreibung des Empfangssignals eines Aerosol-Lidars (Lidargleichung) anhand des einfachsten Typs, dem Rayleigh-Mie-Lidar.

3.1.1. Rayleigh-Mie-Lidar

Lidargleichung

Die Funktion des Rayleigh-Mie-Lidars basiert auf elastischer Rückstreuung an Molekülen und Partikeln (siehe Kap. 2). Es ist mit dieser Methode nicht möglich die Rückstreuung und die Extinktion der Partikel unabhängig voneinander zu bestimmen. Aufgrund des kombinierten Empfangssignals wird die gemessene Rückstreuintensität $P(\lambda, R)$ bei der Wellenlänge des Lasers λ und in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Lidar und Streuvolumen R durch die Lidargleichung für die elastische Rückstreuung beschrieben:

$$P(\lambda, R) = P_0(\lambda) \Delta R \eta O(\lambda, R) \frac{A_T}{R^2} [\beta_p(\lambda, R) + \beta_m(\lambda, R)] \times \exp \left\{ -2 \int_0^R [\alpha_p(\lambda, R') + \alpha_m(\lambda, R')] dR' \right\}. \quad (3.1.1)$$

Neben der Laserpulsenergie P_0 und der Effizienz des Lidarsystems η , ist $O(\lambda, R)$ die Überlappfunktion zwischen Abstrahlgeometrie des Laserpulses und dem Gesichtsfeld des Empfangsteleskops. Das an Molekülen und Partikeln gestreute Licht wird in einen Raumwinkel von 4π sr abgegeben. Durch die Öffnungsfläche A_T des Empfangsteleskops wird davon ein Bruchteil $A_T R^{-2}$ aus der Entfernung R empfangen. In Abb. 3.2 ist zur Verdeutlichung ein Schema der Sende- / Empfangsgeometrie eines Aerosol-Lidars und des Streuvolumens dargestellt.

Neben den bereits genannten Systemparametern sind die folgenden Variablen in der Lidargleichung von den optischen Eigenschaften der Atmosphäre abhängig. Die Rückstreckoeffizienten $\beta_p(\lambda, R)$ und $\beta_m(\lambda, R)$ beschreiben die Intensität der Rückstreuung durch Partikel und Moleküle in ein differentielles Raumwinkelelement hinein. $\beta_m(\lambda, R)$ wurde mit Gl. (2.1.3) bereits eingeführt. Die Erweiterung auf verschiedene Streuer (Index 'i') mit der Anzahldichte N_i ergibt:

$$\beta(\lambda, R) = \beta_p(\lambda, R) + \beta_m(\lambda, R) = \sum_i \left[\frac{d\sigma_{i,sca}(\lambda)}{d\Omega} N_i(R) \right]. \quad (3.1.2)$$

Zwischen dem Lidar und dem Streuvolumen in der Entfernung R wird die Intensität des Laserimpulses und des rückgestreuten Lichts durch Streuung und Absorption (Index

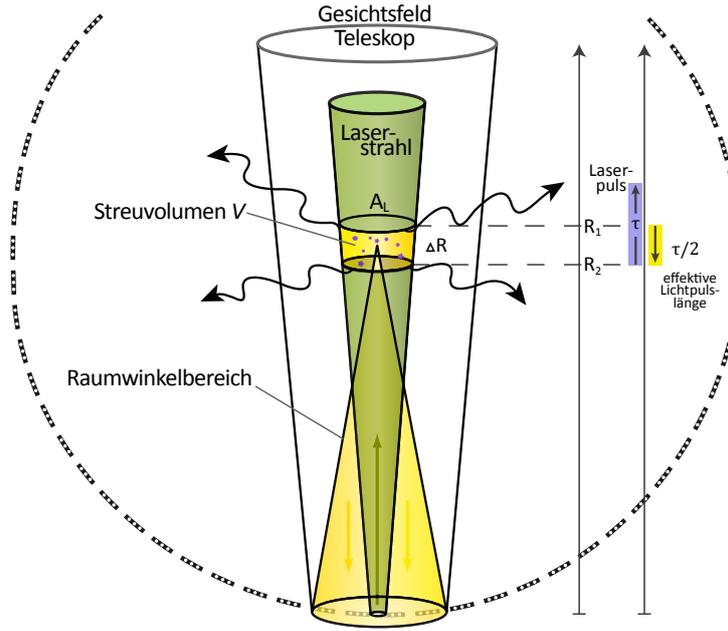


Abbildung 3.2.: Schema der Sende- / Empfangsgeometrie und des Streuvolumens eines Lidars; nach [55].

'abs') geschwächt. Beide Ursachen werden unter dem Begriff Extinktion (Index 'ext') zusammengefasst. Als Maß für diese Schwächung wurde bereits der Extinktionskoeffizient für Moleküle $\alpha(\lambda, R)$ mit Gl. (2.1.5) eingeführt. Die Erweiterung auf Extinktion durch Partikel $\alpha_p(\lambda, R)$ ergibt den gesamten Extinktionskoeffizienten für ein Luftvolumen $\alpha(\lambda, R)$. Er ergibt sich als Summe der Produkte des Extinktionsquerschnitts $\sigma_{i,ext}(\lambda_L)$ eines einzelnen Streuers i und der Anzahldichte dieses Streuers $N_i(R)$ über die Anzahl aller Streuer im betrachteten Volumen:

$$\alpha(\lambda, R) = \alpha_p(\lambda, R) + \alpha_m(\lambda, R) = \sum_i \sigma_{i,ext}(\lambda) N_i(R). \quad (3.1.3)$$

Der Extinktionsquerschnitt setzt sich aus dem Streuquerschnitt $\sigma_{i,sca}(\lambda)$ und dem Absorptionsquerschnitt $\sigma_{i,abs}(\lambda)$ des Streuers zusammen:

$$\sigma_{i,ext}(\lambda) = \sigma_{i,sca}(\lambda) + \sigma_{i,abs}(\lambda).$$

In der Lidargleichung Gl. (3.1.1) ist die atmosphärische Transmission als Exponentialfunktion der über den Weg zwischen dem Lidar und dem Streuvolumen und zurück integrierten Extinktion berücksichtigt.

Die Extinktion $\alpha_m(\lambda, R)$ und Rückstreuung $\beta_m(\lambda, R)$ an Molekülen sind aus den atmosphärischen Zustandsgrößen Luftdichte und Luftdruck [37] bestimmbar, deren vertikale Profile sich aus Standardatmosphären (z.B. [29]) oder unter Berücksichtigung der aktuellen Atmosphäre mit höherer Genauigkeit aus Radiosondenmessungen (T, p) bestimmen lassen.

Das Verhältnis beider Größen wird als molekulares Lidarverhältnis [4] bezeichnet:

$$L_m(\lambda) = \frac{\alpha_m(\lambda, R)}{\beta_m(\lambda, R)}. \quad (3.1.4)$$

Die beiden unbekanntes atmosphärischen Beiträge der Lidargleichung Gl. (3.1.1) $\alpha_p(\lambda, R)$ und $\beta_p(\lambda, R)$ lassen sich aus dem einen Messsignal eines Rayleigh-Mie-Lidars nicht voneinander unabhängig ableiten, sondern es muss bei der Bestimmung von β_p und α_p ein Wert für das Partikel-Lidarverhältnis

$$L_p(\lambda, R) = \frac{\alpha_p(\lambda, R)}{\beta_p(\lambda, R)} \quad (3.1.5)$$

angenommen werden. Nur das Verhältnis beider Werte kann als Partikel-Lidarverhältnis angegeben werden. Das Verhältnis ist von den physikalischen und chemischen Eigenschaften der verschiedenen atmosphärischen Partikel abhängig. In Tabelle 3.1 sind einige typische Partikel-Lidarverhältnisse verschiedener Partikeltypen exemplarisch zusammengestellt. Bei Eiskristallen ist das Partikel-Lidarverhältnisse je nach atmosphärischen Bedingungen stark unterschiedlich. Dazu wurde beispielsweise in [47] die Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchte im Bezug auf Eisoberflächen U_{ice} dokumentiert.

Tabelle 3.1.: Partikel-Lidarverhältnisse verschiedener Partikeltypen bei einer Wellenlänge von 532 nm.

Partikeltyp	L_p	Messkampagne/Ort, Bemerkung, Quelle
Ruß	79±17 sr	SAMUM-2a (Kap Verde), [53]
Sandstaub	54±10 sr	SAMUM-2b (Kap Verde), [53]
maritime Partikel	18 sr	SAMUM-1 (Marokko), [53]
Eiskristalle	40 bis 50 sr	Tsukuba (Japan), $U_{ice} < 50$ %, [47]
	10 bis 20 sr	Tsukuba (Japan), $U_{ice} \geq 50$ %, [47]
	29±12 sr	Chung-Li (Taiwan), [12]

Zur Lösung der Lidargleichung hinsichtlich der Profile von Rückstreu- oder Extinktionskoeffizienten werden die Gln. (3.1.4) und (3.1.5) in Gl. (3.1.1) eingesetzt und die sog. Klett-Methode angewendet [3, 35]. Zur Lösung sind das Partikel-Lidarverhältnis $L_p(R)$ und der Partikel-Rückstreuoeffizient $\beta_p(\lambda, R_0)$ notwendig, wobei R_0 eine partikelarme Referenzhöhe ist, in der $\beta_p(\lambda, R_0)$ gegenüber $\beta_m(\lambda, R_0)$ vernachlässigbar ist. Weil das Partikel-Lidarverhältnis eine Funktion des tatsächlichen Partikelvorkommens im betrachteten Streuvolumen ist und die Größenverteilung, der komplexe Brechungsindex und die Morphologie von Aerosolpartikeln zeitlich und räumlich sehr variabel sind, muss die vorgenommene Annahme von $L_p(R)$ nicht mit der Atmosphäre im zeitlichen Mittelungsintervall der Messung übereinstimmen. Die durchgeführte Ableitung kann deshalb stark fehlerbehaftet sein.

In den weiteren Abschnitten wird das Raman-Lidar und das HSRL vorgestellt, deren Signalauswertung eine sichere Bestimmung des Lidarverhältnisses erlauben.

3.1.2. Raman-Lidar

Bei einem Raman-Lidar wird zusätzlich zur elastischen Streuung an Molekülen und Partikeln auch die inelastische Raman-Streuung an Molekülen genutzt. Der Vorteil liegt dabei in der unabhängigen Bestimmung von $\alpha_p(\lambda, R)$ und $\beta_p(\lambda, R)$ ohne Annahme eines Lidarverhältnisses (vgl. Gl. (3.1.5)). Das Partikel-Lidarverhältnis ist ein Ergebnis dieser

Methode.

Im Unterschied zum Rayleigh-Mie-Lidar verfügt ein Raman-Lidar über mindestens einen weiteren Empfangskanal zur Erfassung von Raman-Streuung einer oder mehrerer Molekülstreuung (Raman-Kanal). Je nach Molekül ist die Wellenlänge des gestreuten Lichts bei der Raman-Streuung gegenüber der Wellenlänge des auf das Molekül einfallenden Lichts um einen bestimmten Betrag verändert. Dieser Umstand wurde bereits in Kapitel 2.1.2 dargestellt. Rückstreuung bei dieser Raman-Wellenlänge λ_{Ra} beruht ausschließlich auf Molekülstreuung. Mit Kenntnis von Raman-Rückstreuung durch Standardatmosphären oder Radiosondenmessungen ist aus dem Signal des Raman-Kanals der Wert $\alpha_p(\lambda_{Ra}, R)$ bestimmbar. Damit ist aus dem Gesamtkanal für elastische Rückstreuung und dem Raman-Kanal auch der Partikel-Rückstreukoeffizient berechenbar.

In den weiteren Ausführungen wird für die Laserwellenlänge die Bezeichnung λ_L genutzt. Praktisch relevante Wellenlängen der Vibration-Rotation-Raman-Streuung sind bei Wasserdampf $\lambda_{Ra} = 660 \text{ nm}$ ($\lambda_L = 532 \text{ nm}$) und bei Stickstoff $\lambda_{Ra} = 387 \text{ nm}$ ($\lambda_L = 355 \text{ nm}$) sowie $\lambda_{Ra} = 607 \text{ nm}$ ($\lambda_L = 532 \text{ nm}$) [2].

Das Empfangssignal des Raman-Kanals wird durch

$$P_{Ra}(\lambda_{Ra}, R) = P_0(\lambda_L) \Delta R \eta_{Ra} O(\lambda_L, R) \frac{A}{R^2} [\beta_m(\lambda_{Ra}, R)] \times \exp \left\{ - \int_0^R [\alpha(\lambda_L, R') + \alpha(\lambda_{Ra}, R')] dR' \right\} \quad (3.1.6)$$

beschrieben. Für die Lesbarkeit der Gleichungen sind hierbei und im Folgenden die Multiplikation, Addition und Subtraktion vor und nach Zeilenumbrüchen mit einem '×', '+' bzw. '-' gesetzt. Da keine Partikel des Streuvolumens bei der Raman-Wellenlänge streuen, ist bei den Rückstreutermen nur der Molekülterm $\beta_m(\lambda_{Ra}, R)$ zu berücksichtigen. Die Extinktionskoeffizienten der Luft zwischen Lidar und Streuvolumen, bei der Wellenlänge des Lasers λ_L und zwischen Streuvolumen und Lidar bei der Raman-Wellenlänge λ_{Ra} ergeben sich aus dem Molekülanteil und dem Partikelanteil (siehe Gl. (3.1.3)). Die anderen Variablen in Gl. (3.1.6) stimmen mit Gl. (3.1.1) überein und wurden bereits in Kapitel 3.1.1 betrachtet.

Im weiteren wird der Kanal zur Erfassung der elastischen Streuung $P_T(\lambda_R, R)$ als Gesamtkanal mit dem Index 'T' bezeichnet. Die mit diesem Kanal bestimmte Lichtintensität ergibt sich entsprechend der Betrachtung für das Rayleigh-Mie-Lidar (vgl. Gl. (3.1.1)).

Unter Berücksichtigung der Gln. (2.1.3), (2.1.4) und (2.1.5) werden die Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten der Moleküle in den Lidargleichungen aus Molekülanzahldichten und den Streuquerschnitten berechnet. Für die in dieser Arbeit genutzte Vibration-Rotation-Raman-Rückstreuung werden die Molekülanzahldichten von Stickstoff $N^{N_2}(R)$, und für Rayleigh-Streuung die Molekülanzahldichten von Luft $N^{air}(R)$ benötigt. In der Betrachtungsweise idealer Gase lassen sie sich in der Höhe z durch

$$N^x(z) = \frac{p(z)N_A}{T(z)MR_s} \quad (3.1.7)$$

bestimmen. Darin sind als Konstanten die Avogadro-Konstante N_A , die stoffbezogene molare Masse M und die spezifische Gaskonstante R_s enthalten. Der Druck $p(R)$ und die Temperatur $T(R)$ des betrachteten Gases x können ebenfalls aus Radiosonden-Messungen oder Standardatmosphären entnommen werden. Bei geringen Zenitwinkeln θ des Laserstrahls und bodennaher Position des Lidars ist $z = R \cos(\theta) \sim R$ praktisch austauschbar. Für die Berechnung von $\alpha_p(\lambda_L, R)$ wird Gl. (2.1.4) in die Lidargleichung (3.1.6) eingesetzt. Unter Einbeziehung der Wellenlängenabhängigkeit des Partikel-Extinktionskoeffizienten über den Ångström-Exponenten $\dot{a}(R)$,

$$\frac{\alpha_p(\lambda_L)}{\alpha_p(\lambda_{Ra})} = \left(\frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_L} \right)^{\dot{a}(R)} \quad (3.1.8)$$

erhält man [5]

$$\alpha_p(\lambda_L, R) = \frac{\frac{d}{dR} \ln \frac{N^x(R) O(\lambda_{Ra}, R)}{R^2 P_{Ra}(\lambda_{Ra}, R)} - \alpha_m(\lambda_L, R) - \alpha_m(\lambda_{Ra}, R)}{1 + \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_{Ra}} \right)^{\dot{a}(R)}}. \quad (3.1.9)$$

Bei einer Fehlabschätzung des Ångström-Exponenten von ± 0.5 liegt der relative Fehler von $\alpha_p(\lambda_L, R)$ im Bereich von 5% [4].

Zur Berechnung von $\beta_p(\lambda_L, R)$ müssen die Signale des elastischen- und des inelastischen Empfangskanals genutzt werden. Das Aerosol-Rückstreuverhältnis $\mathcal{R}(\lambda_L, R)$ [62] mit

$$\mathcal{R}(\lambda_L, R) = \frac{\beta_p(\lambda_L, R) + \beta_m(\lambda_L, R)}{\beta_m(\lambda_L, R)} = 1 + \frac{\beta_p(\lambda_L, R)}{\beta_m(\lambda_L, R)} \quad (3.1.10)$$

und

$$\mathcal{R}(\lambda_L, R) \sim \frac{P_T(R)}{P_{Ra}(R)} \quad (3.1.11)$$

entspricht bis auf einen Korrekturfaktor zum Ausgleich der wellenlängenabhängigen Transmissionsunterschiede bei λ_L und λ_{Ra} und Systemkonstanten dem Quotienten aus beiden Empfangskanälen. Mittels einer Normierung von Gl. (3.1.11) mit $\mathcal{R}(\lambda_L, R_0)$ in einer partikelarmen Höhe ($\mathcal{R}(\lambda_L, R_0) \sim 1$) wird

$$\mathcal{R}(\lambda_L, R) \sim \frac{P_T(R) P_{Ra}(R_0)}{P_{Ra}(R) P_T(R_0)}. \quad (3.1.12)$$

Durch Gleichsetzen der rechten Seite mit den entsprechenden Lidargleichungen und weiteren Umformungen lässt sich $\beta_p(\lambda_L, R)$ berechnen [4] zu

$$\beta_p(\lambda_L, R) = -\beta_m(\lambda_L, R) + [\beta_p(\lambda_L, R_0) + \beta_m(\lambda_L, R_0)] \frac{P_T(R) P_{Ra}(R_0)}{P_{Ra}(R) P_T(R_0)} \times \frac{N^x(R) \exp \left\{ - \int_{R_0}^R [\alpha_p(\lambda_{Ra}, R') + \alpha_m(\lambda_{Ra}, R')] dR' \right\}}{N^x(R_0) \exp \left\{ - \int_{R_0}^R [\alpha_p(\lambda_L, R') + \alpha_m(\lambda_L, R')] dR' \right\}}. \quad (3.1.13)$$

Aus den so bestimmten Partikel-Extinktions- und Partikel-Rückstreukoeffizienten lässt sich jetzt das Lidarverhältnis ohne kritische Annahmen analog Gl. (3.1.5) berechnen.

Wie in Kapitel 2.1 gezeigt, ist die Intensität der Vibration-Rotation-Raman-Streuung wesentlich schwächer als die der Rayleigh-Streuung (vgl. Tab. 2.1). Bei gegenwärtigem Stand der Technik (Laserpulsleistungen, Empfindlichkeit der Detektoren usw.) führt der Tageshintergrund durch breitbandige atmosphärische Streuung von Sonnenlicht zu einem stark verrauschten Empfangssignal im Raman-Kanal. Nur mit schmalbandigen Filtern und längeren Mittelungszeiten der Empfangssignale ist es möglich, auch bei Tage aus den verrauschten Signalen brauchbare Rückstreu- und Extinktionsprofile zumindest vom Bodenniveau bis in 2 bis 3 km Höhe abzuleiten.

Als Alternative zum Raman-Lidar wurde das HSRL entwickelt. Mit diesem im nächsten Kapitel beschriebenen Lidar können selbst bei Tage Profile von α_p , β_p und L_p ohne Höhereinschränkung durch den Tageshintergrund bestimmt werden.

3.1.3. High-Spectral-Resolution-Lidar (HSRL)

Mit einem spektral hochauflösenden Lidar wird die an Partikeln und Molekülen elastisch rückgestreute Lichtintensität gemessen. Ebenso wie beim Raman-Lidar können aus den Messsignalen Profile der Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten und des Partikel-Lidarverhältnisses ohne kritische Annahmen abgeleitet werden. In Abgrenzung zum Raman-Lidar ist beim spektral hochauflösenden Lidar die Auswertung von inelastisch rückgestreutem Licht nicht notwendig. Eine erste Veröffentlichung zu dieser Methode erschien 1983 von S. T. Shipley und E. W. Eloranta et al. in *Applied Optics* [50].

Funktionsprinzip und Lidargleichung

Beim HSRL werden geseedete (wellenlängenstabilisierte) Laser eingesetzt und Laserpulse von ca. 90 MHz Frequenzbreite (FWHM) emittiert. Durch die thermische Geschwindigkeit von Molekülen und Partikeln ist das rückgestreute Licht Doppler-verbreitet. Bei Molekülen mit mittleren Geschwindigkeiten von $\approx 300 \text{ ms}^{-1}$ ergibt sich eine Verbreiterung von $\approx \pm 1.5 \text{ GHz}$. Bei Partikeln mit mittleren Geschwindigkeiten von $\approx 10 \text{ ms}^{-1}$ ergibt sich dagegen mit $\approx \pm 30 \text{ MHz}$ eine wesentlich geringere Verbreiterung. Dieser signifikante Un-

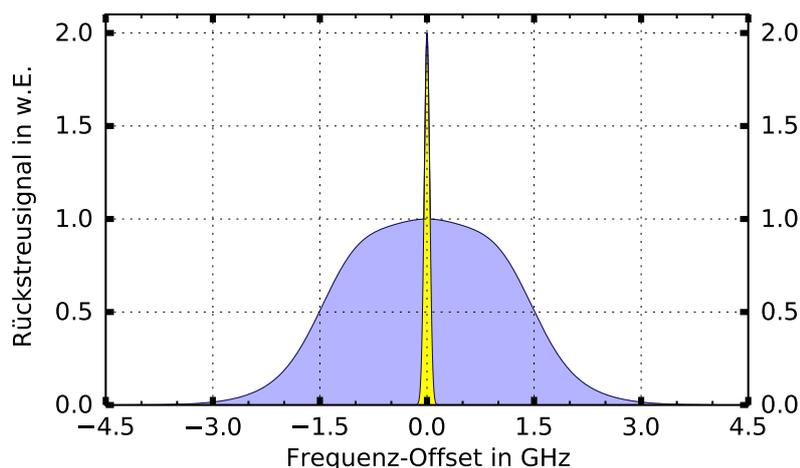


Abbildung 3.3.: Spektral hochaufgelöster Frequenzbereich überlagertes und Doppler-verbreiteter Partikel- (zentraler Peak in gelb) und Rayleigh-Brillouin-Rückstreuung (flächig blau) bei einer Temperatur des streuenden Mediums von 15°C und einem Luftdruck von 1000 hPa .

terschied zwischen den resultierenden Frequenzbandbreiten (Abb. 3.3) wird genutzt, um aus dem Messsignal durch optische Filter die Anteile der Partikel-Rückstreuung zu unterdrücken und so ein Molekülsignal zu separieren.

Das elastisch an Partikeln und Molekülen rückgestreute Licht wird in der Empfangseinheit des HSRL mit zwei Empfangskanälen detektiert. Im Molekülkanal, dem HSR-Kanal, durchstrahlt das empfangene Licht ein schmalbandiges optisches Filter, das die Partikel-Rückstreuanteile des Lichts unterdrückt. Dabei bleiben die Seitenbänder des Doppler-verbreiterten molekularen Rückstreuspektrums zu einem Großteil erhalten.

Geeignete optische Filter sind sehr schmalbandige Varianten von Fabry-Perot Interferometern [6] und Atom- oder Moleküldampffilter [24]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein

Jodmoleküldampffilter (kurz Joddampffilter oder J_2 -Filter) aufgebaut, charakterisiert und angewendet. In Abb. 3.4 ist das Funktionsprinzip eines HSRLs mit J_2 -Filter schematisch dargestellt.

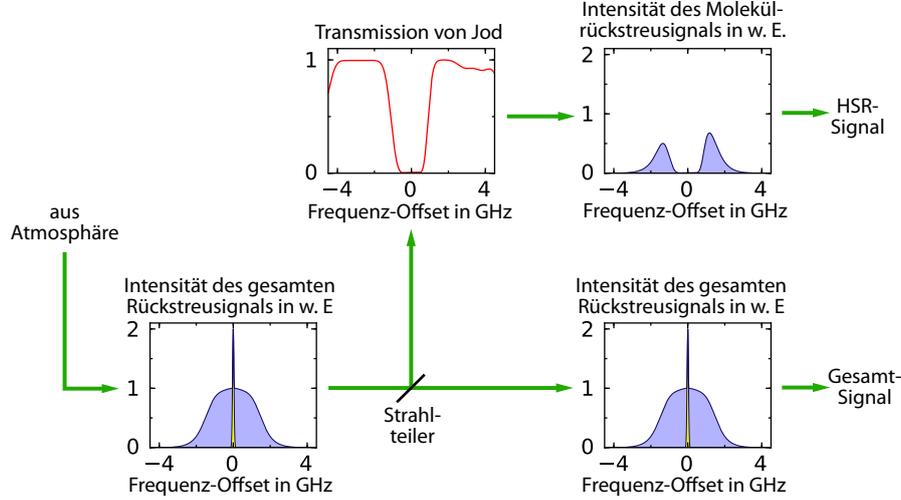


Abbildung 3.4.: Funktionsprinzip eines HSRLs. Ein Teil des atmosphärischen elastischen Rückstreusignals wird im Gesamtkanal für Partikel- und Molekül-Rückstreuung (Gesamt-Signal) detektiert. Aus einem zweiten Anteil werden die Partikel-Rückstreuteile durch ein schmalbandiges Filter unterdrückt und die verbleibenden Molekül-Rückstreuteile im HSR-Kanal detektiert (HSR-Signal).

Wie im Rayleigh-Mie- und Raman-Lidar wird im Gesamtkanal die Lichtintensität nach Partikel- und Molekülrückstreuung als zusammengesetztes Signal $P_T(\lambda, R)$ detektiert. Die Beschreibung erfolgt über die Lidargleichung für das Rayleigh-Mie-Lidar, die bereits mit Gl. (3.1.1) dargestellt wurde.

Das Signal $P_{HSR}(\lambda, R)$ des Molekülkanals (HSR-Kanal) wird durch die zweite Lidargleichung des HSRLs beschrieben [16]:

$$P_{HSR}(\lambda, R) = P_0(\lambda) \Delta R \eta_{HSR} O(\lambda, R) \frac{A_{AT}}{R^2} [\kappa_m(R) \beta_m(\lambda, R) + \kappa_p \beta_p(\lambda, R)] \times \exp \left\{ -2 \int_0^R [\alpha_m(\lambda, R') + \alpha_p(\lambda, R')] dR' \right\}. \quad (3.1.14)$$

Im Vergleich zu Gl. (3.1.6) für den Raman-Kanal besteht für die Terme in Gl. (3.1.14) keine Abhängigkeit von λ_{Ra} . Die Berücksichtigung der Charakteristik des schmalbandigen optischen Filters erfolgt durch die Dämpfungsfaktoren $\kappa_m(R)$ und κ_p . Diese Faktoren mussten eingeführt werden, da unterschiedliche Anteile der Spektren von Molekül- bzw. Partikel-Rückstreusignalen das Filter passieren. $\kappa_m(R)$ und κ_p sind für das Filter durch theoretische Verfahren oder durch Labor- und atmosphärische Versuche bestimmbar.

Bei der Filterung der Signalanteile aufgrund der Partikel-Rückstreuung wird eine spektral unabhängige Transmission des eingesetzten Filters angenommen, da die Bandbreite der

Partikel-Rückstreuung innerhalb des maximalen und annähernd konstanten Dämpfungsbereichs des Filters liegt (siehe Abb. 3.5). κ_p kann vereinfacht als Transmission des Filters

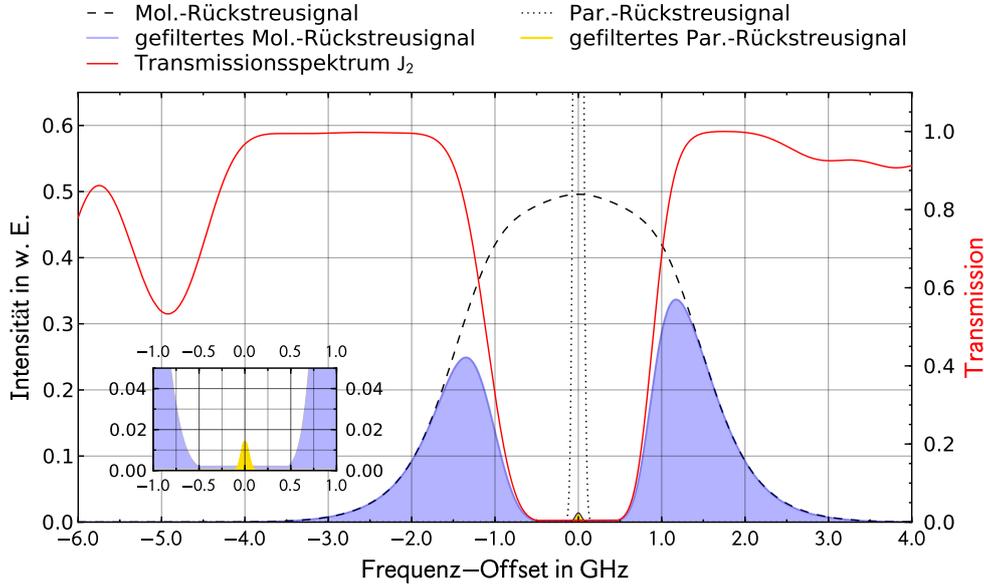


Abbildung 3.5.: Filterung von Molekül- und Partikel-Rückstreuung durch eine Absorptionslinie von molekularem Jod bei $T_{J_2} = 30 \text{ °C}$ und atmosphärischen Verhältnissen von $T = 0 \text{ °C}$ und $p = 1000 \text{ hPa}$. Die Anteile an Molekül- und Partikel-Rückstreuung, die das Filter passieren, entsprechen den Faktoren $\kappa_m(R)$ und κ_p Gl. (3.1.14). Im Beispiel ist $\kappa_p = 7 \cdot 10^{-3}$. Zu beachten ist, dass durch die gewählte Skalierung nur ein Teil der Partikel-Rückstreuung vor der Filterung dargestellt ist. Das eingebettete Diagramm zeigt vergrößert den Anteil an Partikel-Rückstreuung in gelb, der das Filter wegen $\kappa_p > 0$ passiert. Dieser Signalanteil wird als *crosstalk* bezeichnet.

bei einer Mittenfrequenz ν_0 der Filtercharakteristik τ_{J_2} definiert werden:

$$\kappa_p = \tau_{J_2}(\nu_0). \quad (3.1.15)$$

Weil ein Teil des durch die Moleküle rückgestreuten Signals unterdrückt wird (Abb. 3.5) und weil zwischen Rayleigh-Brillouin-Spektrum und Lufttemperatur beziehungsweise Luftdruck eine Abhängigkeit besteht, ist $\kappa_m(R)$ höhenabhängig und kann in der Form $\kappa_m(T, p)$ berechnet werden:

$$\kappa_m(T, p) = \frac{\int \tau_{J_2}(\nu) \int Y(\nu', T, p) l(\nu - \nu') d\nu' d\nu}{\iint Y(\nu', T, p) l(\nu - \nu') d\nu' d\nu}. \quad (3.1.16)$$

Darin sind $Y(\nu, T, p)$ das Rayleigh-Brillouin-Spektrum (siehe Kap. 2.1.2) und $l(\nu)$ das Laserspektrum. Der Ausdruck $Y(\nu', T, p) l(\nu - \nu') d\nu' d\nu$ führt zur Faltung beider Spektren. Die Ergebnisse von Beispielrechnungen sind in Abb. 3.6 gezeigt.

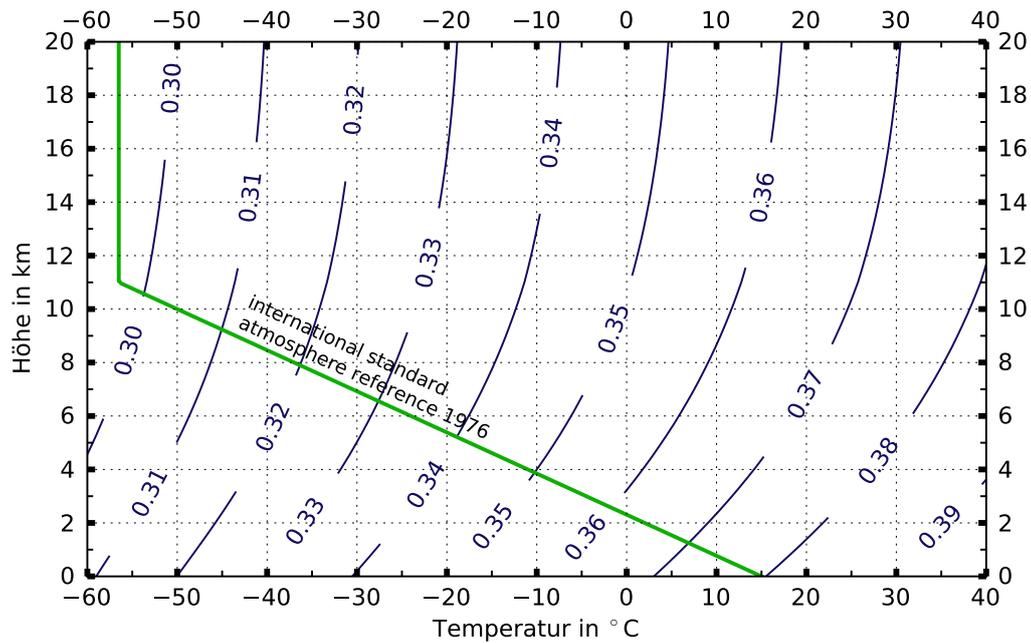


Abbildung 3.6.: Anteil ungefilterter atmosphärischer Molekül-Rückstreuung κ_m in Abhängigkeit der Höhe über dem Meeresspiegel und der Temperatur. Die Berechnung erfolgte mit Gl. (3.1.16). Eingangswerte waren Rayleigh-Brillouin-Spektren nach B. Witschas [64] (siehe Kap. 2.1.2), ein Spektrum im Bereich der Absorptionslinie 1109 von J_2 [36] bei $T_{J_2} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ (siehe auch Abb. 3.7) und ein normalverteiltes Laserspektrum mit einer vollen Halbwertsbreite von 90 MHz. Als grüne Linie sind dazu die Temperaturen der Standardatmosphäre *international standard atmosphere reference 1976* [11] ergänzt.

Schmalbandiges Joddampffilter

Bei Atom- und Moleküldampffiltern werden geringe Mengen eines geeigneten Stoffs, dessen Dampf in einem bestimmten spektralen Bereich schmalbandig Strahlung absorbiert, in eine Vakuumküvette eingebracht. Die Intensität der Absorption kann durch den eingesetzten Stoff, der Länge der Absorptionsstrecke s_{abs} (Innenlänge der Küvette) und durch den Dampfdruck des Stoffs gesteuert werden. Die Küvette muss temperiert werden, damit sich über dem eingebrachten Stoff ein bestimmter Gleichgewichtsdampfdruck und die erforderliche Anzahlkonzentration an Gasmolekülen des Stoffs einstellt. Der Extinktionskoeffizient des Stoffs σ_{ext} ergibt sich aus dem Produkt der Anzahlkonzentration der Atome bzw. Moleküle und des Extinktionsquerschnitts eines Atoms oder Moleküls des Stoffs. Das Gesetz von Lambert und Bouguer beschreibt die Änderung der Lichtintensität durch Absorption in der Küvette:

$$I(\lambda, s) = I_0(\lambda) \exp(-\sigma_{ext}s). \quad (3.1.17)$$

Darin sind $I_0(\lambda)$ die Lichtintensität vor der Küvette und $I(\lambda, s)$ die Lichtintensität nach der Küvette, d.h. die gefilterte spektrale Lichtintensität. Beim HSRL wird ein spezielles Moleküldampffilter eingesetzt, dessen Absorptionsspektrum den spektralen Bereich des Lichts nach der Partikel-Rückstreuung beinhaltet und dessen Breite der gewählten Absorptionslinie die spektrale Breite des Lichts der Partikel-Rückstreuung einschließt.

Jod bietet im Wellenlängenbereich von 532 nm des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laserlichts zahlreiche schmalbandige Absorptionslinien mit geringer Transmission, die zur Unterdrückung des Lichts nach Partikel-Rückstreuung genutzt werden können. Abbildung 3.7 zeigt dazu einen modellierten Ausschnitt des Jodspektrums.

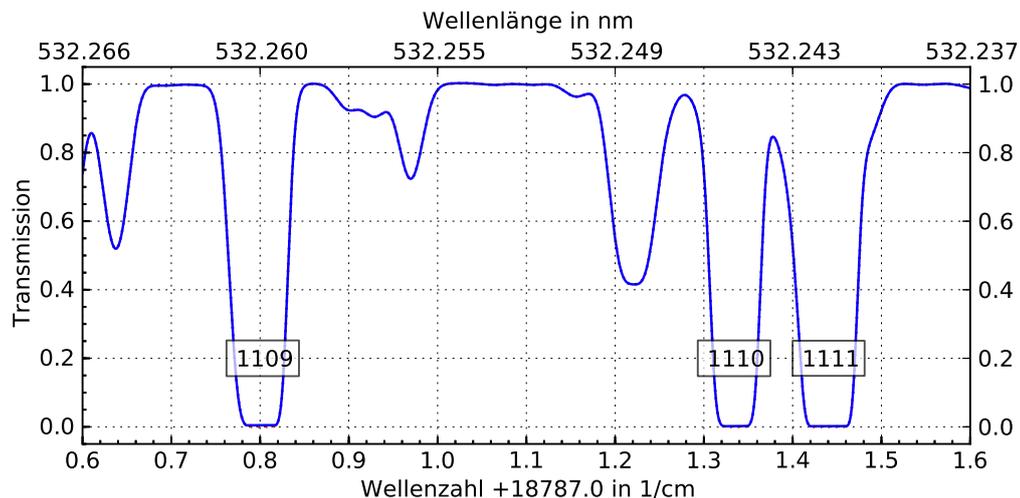


Abbildung 3.7.: Transmissionsspektrum von molekularem Jod zwischen 18787.6 cm^{-1} und 18788.6 cm^{-1} bei einer Temperatur von $30 \text{ }^\circ\text{C}$ und einem Gleichgewichtsdampfdruck von 62.6 Pa . Die Bezeichnung der Absorptionslinien folgt [22]. Der Datensatz wurde mit dem Jodmodell *IodineSpec5* [36] erzeugt.

Gegenüber Bariumdampf als Filtermaterial bei Temperaturen um $700 \text{ }^\circ\text{C}$ [49] zeigt Jod

bereits bei Zimmertemperatur einen beachtlichen Gleichgewichtsdampfdruck e_{J_2} . Die Abhängigkeit von der Temperatur T_{J_2} kann mit der empirisch aufgestellten Gleichung [19]

$$e_{J_2} = 1.3332 \cdot 10^2 \cdot 10^{-\frac{q_1}{T_{J_2}} + q_2 + q_3 \cdot \lg(T_{J_2})} \quad (3.1.18)$$

berechnet werden. Im Temperaturbereich von T_{J_2} zwischen 273.15 K und 286.85 K ist hierbei $q_1 = 3512.83$ K, $q_2 = 16.255$ und $q_3 = -2.013$. Der funktionale Zusammenhang ist in Abb. 3.8 dargestellt. Bei 30 °C beträgt der Gleichgewichtsdampfdruck von Jod 62.6 Pa.

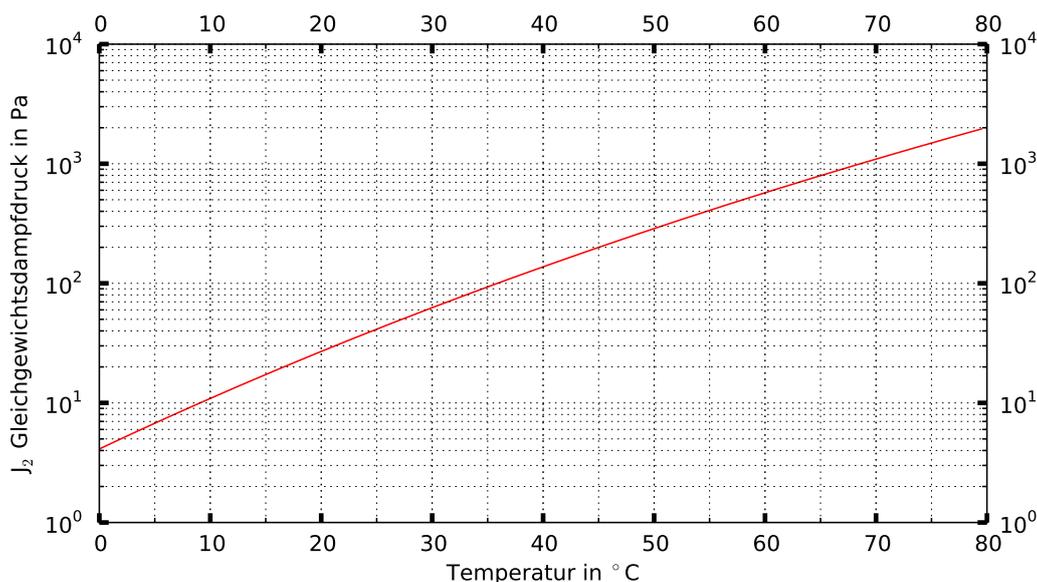


Abbildung 3.8.: Gleichgewichtsdampfdruck von molekularem Jod. Berechnung nach [19].

Verbreiterung von Absorptionslinien

Die Breite und Intensität einer Absorptionslinie bestimmen im HSR-Kanal die Unterdrückung des Lichts nach der Partikel-Rückstreuung, aber auch die Unterdrückung des Lichts der Molekül-Rückstreuung. Bei einer optimalen Auslegung des Filters ist die Absorption für das Partikel-Rückstreusignal maximal und für das Molekülsignal minimal. Oft wird ein HSRL bei der Jod-Absorptionslinie 1109 betrieben. Diese Linie hat eine spektrale Breite von ca. 1.76 GHz (vgl. Abb. 3.7). Die Rayleigh-Brillouin-Rückstreuung hat eine spektrale Breite in der Troposphäre von 2.5 bis 3 GHz (siehe Beispiel in Abb. 3.3). Die spektrale Breite des Partikel-Rückstreusignals beträgt dagegen meist wesentlich weniger als 150 MHz. Da der Laser aber eine spektrale Breite von ca. 90 MHz aufweist, ist als maximale Breite des Partikel-Rückstreusignals ca. 240 MHz anzusetzen.

Wenn die Spektren hinsichtlich ihrer Mittenfrequenz übereinstimmen, ist die Unterdrückung des Partikel-Rückstreusignals spektral unabhängig, denn die Filterwirkung der gewählten Linie 1109 ist in einem breiten Bereich um die Mittenfrequenz wellenlängenunabhängig. Für die Unterdrückung des Partikel-Rückstreusignals ist nur die maximale

Unterdrückung von Jod bei der Mittenfrequenz der Absorptionslinie von Bedeutung. Für das durch das Filter transmittierte Molekül-Rückstreusignal hat der spektrale Gang des Filters eine große Bedeutung. Entgegen den Frequenzbereichen um die Mittenfrequenzen herum werden die Flügel des Intensitätsspektrums rückgestreuten Lichts kaum unterdrückt.

Für eine möglichst geringe Unterdrückung des Molekülsignals sollte die Filterprofilkurve möglichst spektral schmal sein. Welche Limitierungen und Mechanismen der spektralen Filterbreite zugrunde liegen, soll im Folgenden diskutiert werden.

Bei Gasen erfolgt die Absorption und Emission stoffspezifisch bei definierten Wellenlängen (Absorptions- oder Spektrallinien), die sich aus möglichen quantenmechanischen Übergängen zwischen den Energiezuständen der Atome bzw. Moleküle ergeben. Unabhängig äußerer Einflüsse ist stets eine natürliche Linienbreite vorhanden, die mit einer Lorentz-Profilkurve beschrieben werden kann. Oberhalb des absoluten Nullpunktes der Temperatur des Gases ergeben sich die einzelnen Spektrallinien als eine Kombination von Gauß-Profilkurven (durch Doppler-Verbreiterung) und Lorentz-Profilkurven (durch Stoßverbreiterung) [58]. Die Faltung beider Profilarten ergibt die Profilkurve einer Absorptionslinie (Voigt-Profilkurve, Abb. 3.9).

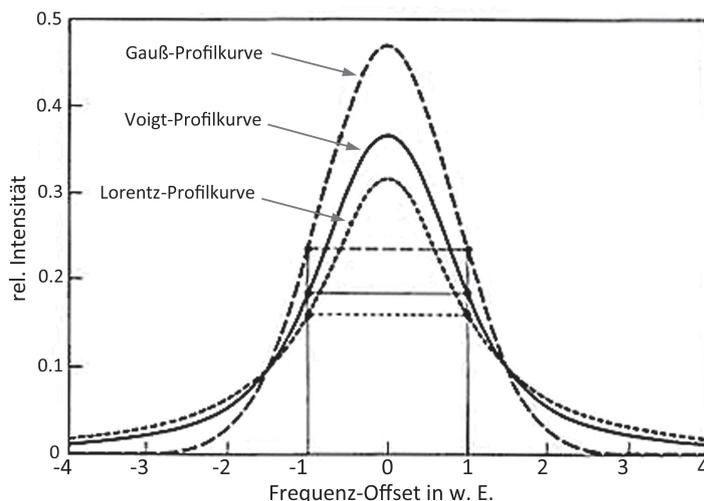


Abbildung 3.9.: Faltung von Lorentz- und Gauß-Profilkurven zur Voigt-Profilkurve, nach [58].

Doppler-Verbreiterung: Treten Photonen mit ruhenden Gasen in Wechselwirkung, deren Temperaturen oberhalb des absoluten Nullpunkts liegen, kommt es aufgrund von Relativgeschwindigkeiten zwischen den Photonen und den Atomen bzw. den Molekülen zu einer Frequenzverschiebung der Photonen (Doppler-Effekt). Weil sich die Bestandteile eines Gases ungeordnet und mit verschiedenen Geschwindigkeiten bewegen, ergibt sich dadurch eine spektrale Verteilung der einzelnen Frequenzverschiebungen. Die spektrale Breite dieser Verteilung ist mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung darstellbar. Die Form der Verteilung entspricht einem Gauß-Profil. Für die volle Halbwertsbreite der Ver-

teilung wird in [25] der Zusammenhang

$$\Delta\nu_H = \frac{2\nu_L}{c} \sqrt{\frac{2k_B T N_A \ln 2}{M}} \quad (3.1.19)$$

angegeben, wobei darin ν_L die Frequenz des Laserlichts und k_B die Boltzmann-Konstante sind. Die Linienbreite ist nach Gl. (3.1.19) im Wesentlichen von der molaren Masse M des betrachteten Gases abhängig. Je schwerer das Atom bzw. Molekül ist, desto spektral schmäler ist die Absorptionslinie. Einige Ergebnisse von berechneten Linienbreiten sind für Barium- und Joddampf in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Bei $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ist die volle Halbwertsbreite einer Jodabsorptionslinie mit 440.89 MHz 26 % geringer als die einer Bariumabsorptionslinie.

Tabelle 3.2.: Volle Halbwertsbreiten durch Doppler-Verbreiterung einer Absorptionslinie bei 532 nm Wellenlänge als Frequenz- und Wellenzahldifferenz $\Delta\nu$ und $\Delta\tilde{\nu}$ für Barium- und Joddampf nach Gl. (3.1.19) bei verschiedenen Temperaturen.

Gas	M in kg/mol	T in $^\circ\text{C}$	$\Delta\nu$ in GHz	$\Delta\tilde{\nu}$ in cm^{-1}
Bariumdampf	0.1373	-15	0.553	0.0184
		30	0.599	0.02
		700	1.074	0.0358
Joddampf	0.254	-15	0.407	0.0136
		30	0.441	0.0147
		60	0.462	0.0154

Natürliche Linienbreite: Die natürliche Linienbreite ist ein stoffabhängiger und immer vorhandener Verbreiterungsmechanismus. Die Frequenzen von Photonen entsprechen Energiedifferenzen zwischen zwei Energiezuständen von absorbierenden Atomen oder Molekülen. Diese Energiedifferenzen sind nach der Energie-Zeit-Unschärfe Heisenbergs mit einer durch Quantenfluktuationen verursachten Unsicherheit behaftet [27]. Als Maß für diese Unsicherheit kann die Relaxationszeit (Verweilzeit) eines Atoms oder Moleküls in einem höheren Energiezustand verwendet werden. In [27] sind dafür typische Verweilzeiten von 10^{-9} bis 10^{-8} s angegeben. Wird beispielsweise vom ungünstigsten Fall 10^{-8} s ausgegangen, ergibt sich für Streuung bei 532 nm eine natürliche Linienbreite von $\Delta\nu_H \approx 15.92$ MHz.

Stoßverbreiterung: Gasdruck entsteht im allgemeinen durch Stöße der Gasatome und Moleküle mit Begrenzungsflächen von thermodynamischen Systemen. Aber auch zwischen den einzelnen Gasbestandteilen kommt es zu Kollisionen. Geschieht dies während dessen sich ein Atom oder Molekül in einem angeregten Zustand befindet, sind Änderungen der Energiezustände oder auch spontane Photonenemissionen möglich. In beiden Fällen ist eine Frequenzänderung im Vergleich zur Frequenz des einfallenden Photons entsprechend der Photonenenergie vor dem Streuvorgang feststellbar.

Die Stoßverbreiterung ist temperatur- und druckabhängig und der dominierende Verbreiterungsmechanismus bei Gasdrücken oberhalb von etwa 1000 hPa. Da im HSRL Joddampf

bei deutlich geringeren Drücken eingesetzt wird, ist der Beitrag zur gesamten Linienverbreiterung nur gering. In der Literatur sind Verbreiterungen für Jod je nach Reinheitsgrad zwischen 75 bis 160 KHz/Pa genannt [9, 14, 34]. Beispielsweise ergibt sich für den Dampfdruck $e_{J_2} = 62.6$ Pa ($T_{J_2} = 30$ °C) bei einer Verbreiterung im Mittel von 100 KHz/Pa eine volle Halbwertsbreite von nur 6.26 MHz.

Gesamtkurvenprofil: Zur Berechnung der gesamten vollen Halbwertsbreite einer Absorptionslinie müssen die Profilkurven der aufgeführten Verbreiterungsmechanismen miteinander kombiniert werden. Da die Bestandteile der Lorentz-Profilkurve, also durch natürliche Verbreiterung und Stoßverbreiterung, Cauchy-Verteilungen sind, die sich bei Faltung invariant verhalten, können die einzelnen Halbwertsbreiten einfach addiert werden [17]. Das Ergebnis kann anschließend mit der Gauß-Profilkurve durch die Doppler-Verbreiterung gefaltet werden. Die Verwendung einer Approximation von Olivero and Longbothum [33] ist dafür gut geeignet. Die absolute Genauigkeit dafür ist mit 0.02 % angegeben. In Tabelle 3.3 sind für eine Absorptionslinie von reinem J_2 -Dampf bei $T_{J_2} = 30$ °C die einzelnen Beiträge und die berechnete Gesamtverbreiterung zusammengefasst.

Tabelle 3.3.: Beiträge zur Gesamtverbreiterung und gesamte Breite einer Absorptionslinie von reinem J_2 -Dampf mit $e_{J_2} = 62.59$ Pa bei $T_{J_2} = 30$ °C im Wellenlängenbereich um 532.26 nm.

Art der Linienverbreiterung	volle Halbwertsbreite (FWHM)
Stoßverbreiterung	6.26 MHz
natürliche Verbreiterung	15.92 MHz
Doppler-Verbreiterung	440.89 MHz
Gesamtverbreiterung	452.86 MHz

Feinstruktur und Hyperfeinstruktur: Die Absorptionslinie eines ruhenden Atoms besteht bei hochspektraler Betrachtung aus mehreren einzelnen Absorptionslinien. Diese Struktur entsteht durch nahe zusammenliegende Energieniveaus der Atome. Weitere dicht zusammen liegende Energieniveaus können auch durch Wechselwirkung von Hüllenelektronen mit Kernmomenten und durch Isentopenbildung entstehen, die die Hyperfeinstruktur der Absorptionslinien [25] bilden.

Die Halbwertsbreite der Absorptionslinie 1109 von molekularem Jod, wie sie in Abb. 3.7 dargestellt ist, beträgt 1.76 GHz. Sie ist damit vierfach so breit, wie die mit 452.86 MHz bei 30 °C für Tab. 3.3 berechnete Halbwertsbreite. Dies kann damit erklärt werden, dass die errechnete Breite nur für eine einzelne Linie gilt. Die Absorptionslinie 1109 besteht aber aus einer Fein- und Hyperfeinstruktur mit mehreren einzelnen Absorptionslinien, für die jeweils die Gesamtverbreiterung berücksichtigt werden muss. Zur Veranschaulichung des Problems wurde mit einem Jodmodell [36] die Fein- und Hyperfeinstruktur der Linien simuliert und in Abb. 3.10 dargestellt.

Um nur wenig Molekül-Rückstreuung durch das Filter zu unterdrücken, ist es unter Berücksichtigung der Beiträge zur Gesamtverbreiterung sinnvoll, mit einer möglichst niedrigen Gastemperatur zu arbeiten. Für die praktische Planung eines HSRLs muss ein Kompromiss aus Gastemperatur bzw. Dampfdruck und Länge des Filters für eine notwendige Absorption gefunden werden.

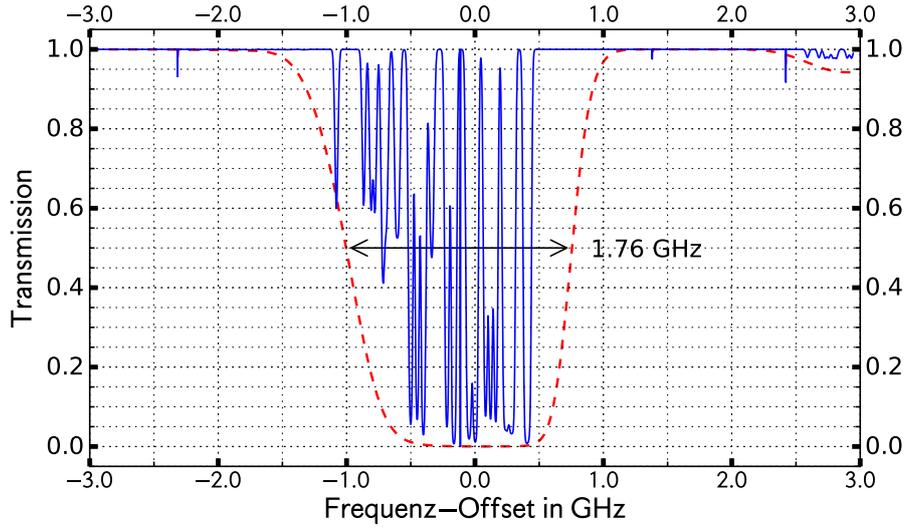


Abbildung 3.10.: Fein- und Hyperfeinstruktur der Absorptionslinie 1109 von molekularem Jod bei 30 °C als blaue Kurve (natürliche- und Stoßverbreiterung). In rot ist die Linie 1109 als Summe mit Berücksichtigung der Gesamtverbreiterung für jede feine- und hyperfeine Absorptionslinie dargestellt. Die Halbwertsbreite der Linie 1109 beträgt 1.76 GHz. Die Daten wurden mit dem Jodmodell *IodineSpec5* [36] erzeugt.

Bestimmbare optische Eigenschaften

Aus dem Gesamt- und dem Molekülsignal eines HSR-Lidars P_T und P_{HSR} ist der Partikel-Rückstreuoeffizient β_p , und aus dem Molekülsignal unter Einbeziehung von β_p der Partikel-Extinktionskoeffizient α_p bestimmbar. Das Verhältnis beider Koeffizienten ergibt nach Gl. (3.1.5) das Partikel-Lidarverhältnis L_p .

Die Berechnung von β_p und α_p entspricht der des Raman-Lidars unter Berücksichtigung der Transmissionsfaktoren des Filters im HSR-Kanal, κ_m und κ_p . Hierbei wird mit κ_m und κ_p der spektrale durch das Filter transmittierte Anteil des Molekül- bzw. Partikel-Rückstreusignals bezeichnet. Gegenüber der Raman-Lösung muss bei den Transmissions-termen nur die Emissionswellenlänge des Lasers berücksichtigt werden.

Zur Bestimmung von β_p wird das Aerosol-Rückstreuverhältnis $\mathcal{R}(\lambda_L, R)$ (vgl. Gl. (3.1.11)) mit den Signalen aus einer partikelfreien Entfernung R_0 normiert ($\mathcal{R}(\lambda_L, R_0) = 1$) und in die entsprechenden Lidargleichungen eingesetzt. Es ergibt sich:

$$\frac{P_T(\lambda_L, R)P_{HSR}(\lambda_L, R_0)}{P_T(\lambda_L, R_0)P_{HSR}(\lambda_L, R)} = \frac{P_0(\lambda)\Delta R \eta O(\lambda, R) \frac{A_T}{R^2} [\beta_p(\lambda, R) + \beta_m(\lambda, R)]}{P_0(\lambda)\Delta R \eta O(\lambda, R_0) \frac{A_T}{R^2} [\beta_p(\lambda, R_0) + \beta_m(\lambda, R_0)]} \times$$

$$\times \frac{\exp \left\{ -2 \int_0^R [\alpha_p(\lambda, R') + \alpha_m(\lambda, R')] dR' \right\}}{\exp \left\{ -2 \int_0^{R_0} [\alpha_p(\lambda, R'_0) + \alpha_m(\lambda, R'_0)] dR'_0 \right\}} \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \frac{P_0(\lambda)\Delta R \eta_{\text{HSR}} O(\lambda, R_0) \frac{A_{\text{T}}}{R^2} [\kappa_m(R_0)\beta_m(\lambda, R_0) + \kappa_p\beta_p(\lambda, R_0)]}{P_0(\lambda)\Delta R \eta_{\text{HSR}} O(\lambda, R) \frac{A_{\text{T}}}{R^2} [\kappa_m(R)\beta_m(\lambda, R) + \kappa_p\beta_p(\lambda, R)]} \times \\
 & \times \frac{\exp\left\{-2 \int_0^{R_0} [\alpha_m(\lambda, R'_0) + \alpha_p(\lambda, R'_0)] dR'_0\right\}}{\exp\left\{-2 \int_0^R [\alpha_m(\lambda, R') + \alpha_p(\lambda, R')] dR'\right\}}. \tag{3.1.20}
 \end{aligned}$$

Die Transmissionsterme und die gerätespezifischen Parameter bzw. Funktionen kürzen sich aus Gl. (3.1.20) heraus. Zur Vereinfachung werden die Substitutionen

$$P_T(\lambda_L, R)P_{\text{HSR}}(\lambda_L, R_0) = \psi(\lambda_L, R) \tag{3.1.21}$$

$$P_T(\lambda_L, R_0)P_{\text{HSR}}(\lambda_L, R) = \xi(\lambda_L, R) \tag{3.1.22}$$

eingeführt. Wird nun die Gl. (3.1.20) ausmultipliziert und anschließend $\beta_p(\lambda_L, R)$ separiert, erhält man

$$\begin{aligned}
 & \beta_p(\lambda_L, R) [\psi\beta_m(\lambda_L, R_0)\kappa_p + \psi\beta_p(\lambda_L, R_0)\kappa_p - \\
 & \quad - \xi\beta_m(\lambda_L, R_0)\kappa_m(R_0) - \xi\beta_p(\lambda_L, R_0)\kappa_p] = \\
 & \quad \xi\kappa_m\beta_m(\lambda_L, R_0)\beta_m(\lambda_L, R) + \xi\kappa_p\beta_p(\lambda_L, R_0)\beta_m(\lambda_L, R) - \\
 & \quad - \psi\beta_m(\lambda_L, R_0)\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R) - \psi\beta_p(\lambda_L, R_0)\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R). \tag{3.1.23}
 \end{aligned}$$

Für die Gleichung des Partikel-Rückstreuoeffizienten ergibt sich

$$\beta_p(\lambda_L, R) = \frac{\xi\beta_m(\lambda_L, R) [\kappa_m(R_0)\beta_m(\lambda_L, R_0) + \kappa_p\beta_p(\lambda_L, R_0)] - \psi\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R) [\beta_m(\lambda_L, R_0) + \beta_p(\lambda_L, R_0)]}{\psi\kappa_p [\beta_m(\lambda_L, R_0) + \beta_p(\lambda_L, R_0)] - \xi [\kappa_m(R_0)\beta_m(\lambda_L, R_0) + \kappa_p\beta_p(\lambda_L, R_0)]}. \tag{3.1.24}$$

Bei der Ableitung des Partikel-Extinktionskoeffizienten wird zunächst die Gleichung für die Berechnung des entfernungskorrigierten Molekülsignals

$$\begin{aligned}
 P_{\text{HSR}}(\lambda_L, R)R^2 &= P_0(\lambda_L)\Delta R \eta_{\text{HSR}} O(\lambda_L, R)A_{\text{AT}} \times \\
 & \times [\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R) + \kappa_p\beta_p(\lambda_L, R)] \times \\
 & \times \exp\left\{-2 \int_0^R [\alpha_m(\lambda_L, R') + \alpha_p(\lambda_L, R')] dR'\right\}. \tag{3.1.25}
 \end{aligned}$$

unter Anwendung der Substitution

$$\chi = P_0(\lambda_L)\Delta R \eta_{\text{HSR}} A_{\text{AT}} \tag{3.1.26}$$

umgestellt und logarithmiert:

$$\begin{aligned}
 & \int_0^R [\alpha_m(\lambda_L, R') + \alpha_p(\lambda_L, R')] dR' = \\
 & \quad \frac{1}{2} \ln \frac{O(\lambda_L, R)\chi [\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R) + \kappa_p\beta_p(\lambda_L, R)]}{P_{\text{HSR}}(\lambda_L, R)R^2}. \tag{3.1.27}
 \end{aligned}$$

Ein Teil der rechten Seite von Gl. (3.1.27) kann mit der Rechenregel

$$\ln(a + b) = \ln a + \ln \left(1 + \frac{b}{a} \right)$$

umgeschrieben werden in

$$\begin{aligned} \ln \frac{\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R) + \kappa_p\beta_p(\lambda_L, R)}{P_{HSR}(\lambda_L, R)R^2} = \\ \ln \frac{\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R)}{P_{HSR}(\lambda_L, R)R^2} + \ln \left(1 + \frac{\kappa_p\beta_p(\lambda_L, R)}{\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R)} \right). \end{aligned} \quad (3.1.28)$$

Nach Ableitung von Gl. (3.1.27) nach R und Berücksichtigung von Gl. (3.1.28) wird nach $\alpha_p(\lambda_L, R)$ umgestellt. Es entfällt dabei der Term χ mit den von R unabhängigen Variablen. Weil $\frac{d}{dR} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = 0$ ist, vereinfacht sich der Molekül-Rückstreuterm zu $\beta_m(\lambda_L, R) = N(R)$. Das Ergebnis für den Partikel-Rückstreukoeffizienten ist dann

$$\begin{aligned} \alpha_p(\lambda_L, R) = \frac{d}{dR} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{\kappa_m(R)N(R)O(\lambda, R)}{P_{HSR}(\lambda_L, R)R^2} \right] - \alpha_m(\lambda_L, R) + \\ + \frac{d}{dR} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{\kappa_p\beta_p(\lambda_L, R)}{\kappa_m(R)\beta_m(\lambda_L, R)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.1.29)$$

4. Experimenteller Aufbau

Neben den theoretischen Betrachtungen zum HSRL war es Aufgabe dieser Arbeit die speziellen dafür notwendigen Komponenten zu dimensionieren, aufzubauen und in ein bestehendes Lidarsystem zu integrieren. Im Kap. 4 wird auf die für das HSRL entwickelten Komponenten und ihre Integration in das bestehende Lidarsystem BERTHA eingegangen. Hierbei wird besonders der Aufbau und die Charakterisierung des Joddampffilters zur Unterdrückung des Partikel-Rückstreusignals mittels Labor- und Atmosphärenmessungen in den Mittelpunkt gestellt.

4.1. Aufbau des Joddampffilters

4.1.1. Abschätzung der Filterlänge

Entsprechend dem HSRL-Prinzip muss mit dem Filter der Anteil der Partikel-Rückstreuung am Signal des Molekülkanals ausreichend unterdrückt werden. Hierbei ist insbesondere die Unterdrückung der Partikel-Rückstreuung von Eiskristallen kritisch, wie sie beispielsweise als Wolkenelemente in Altokumulie und Zirren vorkommen. Das Rückstreuverhältnis Gl. (3.1.10) liegt für Eiskristalle typischerweise zwischen 1000:1 bis 10000:1 [16]. Um den Anteil der Rückstreuung durch Eiskristalle zu unterdrücken, muss deshalb die Transmission des Filters für diese Signalanteile entsprechend in der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-3} liegen. Falls diese Anforderung nicht erreicht wird, muss die reale Unterdrückung der Partikel-Rückstreuteile mit dem Faktor $\kappa_p > 0$ in den Gleichungen des HSRL's beachtet werden (Kap. 3.1.3).

Die Länge des Joddampffilters stellt einen Kompromiss zwischen erforderlicher Transmission und möglichst kurzer Konstruktionslänge der Zelle dar. Hohe Absorptionen können zwar für kurze Absorptionsstrecken von wenigen Zentimetern mit hohem Gleichgewichtsdampfdruck bei entsprechend hoher Temperatur erreicht werden, führen aber zu markanter Druck- und Temperaturverbreiterung der Absorptionslinie (siehe Kap. 3.1.3). In [16] wurden verschiedene Kombinationen aus Zellenlänge und Temperatur für die Absorptionslinien 1109 und 1113 von molekularem Jod berechnet (siehe Abb. 4.1). Mit Hilfe dieser Rechnung wurde eine erforderliche und ausreichende Jodtemperatur von 30 °C und eine Absorptionsstrecke von 39 cm für die Absorptionslinie 1109 bestimmt. Die Parameter lassen theoretisch eine Transmission von circa 10^{-6} erwarten.

4.1.2. Anforderung, Aufbau und Befüllung des Joddampffilters

Die chemischen Eigenschaften des Halogenids Jod gestalten die Auswahl an Materialien zum Bau des Filters schwierig. Es dürfen nur Stoffe angewendet werden, die das Jod durch chemische Reaktionen nicht verunreinigen und damit zu einer Änderung der spektralen Eigenschaften führen könnten. Um Verunreinigungen mit Luftbestandteilen auszuschließen, muss das Jod unter Vakuumbedingungen in die Zelle eingefüllt werden. Darüber

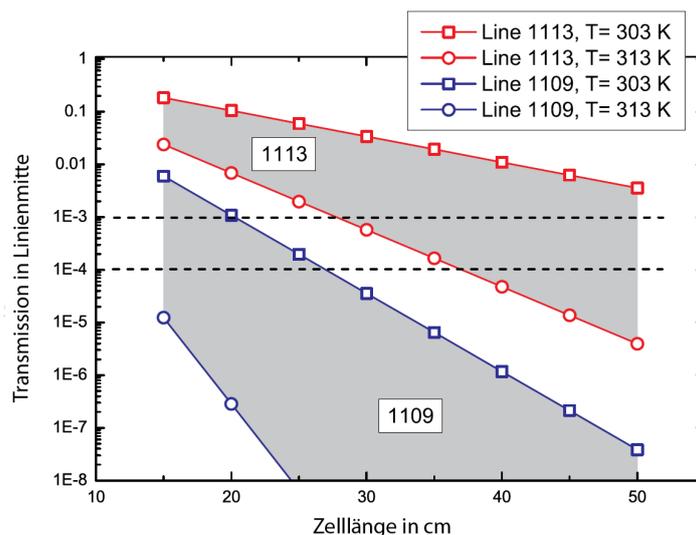


Abbildung 4.1.: Berechnete Transmission der Absorptionslinien 1109 und 1113 von molekularem Jod als Funktion von Jodtemperatur und Absorptionsstrecke. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien weist die erforderliche Transmission von 10^{-4} bis 10^{-3} aus [16].

hinaus darf sich das Jodangebot in der abgeschlossenen Zelle auch langfristig nicht reduzieren, was zu einem Ansteigen der Transmission in den Absorptionslinien führen würde. Geeignete jodbeständige Stoffe sind unter anderem nur Glas, Quarz, spezielle Kunststoffe und Aluminiumlegierungen, wie »AlMg4,5Mn«.

Für die Konstruktion wurde ein Rohr und optische Fenster aus Quarzglas mit einer Wandstärke von jeweils 5 mm und identischen Temperatureausdehnungskoeffizienten gewählt. Quarzglas hat aber den Nachteil, dass zum Verschmelzen sehr hohe Temperaturen erreicht werden müssen. Weil die Fenster auf den Stirnseiten des Rohrs durch Anschmelzen verbunden wurden, konnten deshalb nur Fenster ohne antireflexbeschichtung genutzt werden. Das Rohr und die Fenster wurden zueinander mit einem oberflächenvergrößernden Schliff unter einem Winkel von 4° angepasst und dann verbunden. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Kenndaten der Konstruktion und zum Material zusammengefasst. Abbildung 4.3b zeigt eine der befüllten Quarzglasküvetten. Um Streulicht in der Rohrwandung zu reduzieren, wurde die Außenwandung zur Erhöhung der Absorption geschwärzt.

Tabelle 4.1.: Kenndaten und Materialien der Filterkonstruktion.

innere Länge der Glasküvette: 393 mm
Außendurchmesser der Glasküvette: 50 mm
Materialstärke Rohr und optische Fenster: 5 mm
Winkel optische Fenster / optischen Achse: 4°
Material des Rohrs: Quarzglas, unbeschichtet
Material optische Fenster: Quarzglas, unbeschichtet
Schliff optische Fenster / Rohr: Keilschliff
Filtermaterial: Jodkristalle, 99.8 % Reinheit

Der Aufbau zur Befüllung der Quarzglasküvette mit Joddampf ist in Abb. 4.2 schematisch dargestellt. Ein Rohrsystem aus Glas verbindet die Küvette in einem auf 40 °C beheiztem Wasserbad über Glasventile mit einem Jod-Reservoir und einer Vakuumpumpe. Das Jod-Reservoir beinhaltet ca. 5 g Jod und wird über ein weiteres Wasserbad auf 1 °C gekühlt. Der Gleichgewichtsdampfdruck beträgt bei dieser Temperatur nur 4.55 Pa, was größere Verluste an Jod bei der Evakuierung des Systems verhindert. Berechnungen ergaben, dass die Küvette für eine später Betriebstemperatur von 30 °C mit etwa 3 mg Jod befüllt werden muss (siehe Anhang A). Rohrstücke zwischen der Küvette und dem Reservoir, die nicht durch ein Wasserbad temperiert sind, werden durch eine Heizwendel und Warmluftzufuhr auf etwa 40 °C beheizt. Die Vakuumpumpe mit einer Messeinrichtung des Unterdrucks ist über ein stickstoffgekühltes Rohrsegment (Jodfalle) mit dem System verbunden. Dieser Bereich hält Jodmoleküle von der jodempfindlichen Vakuumpumpe fern.

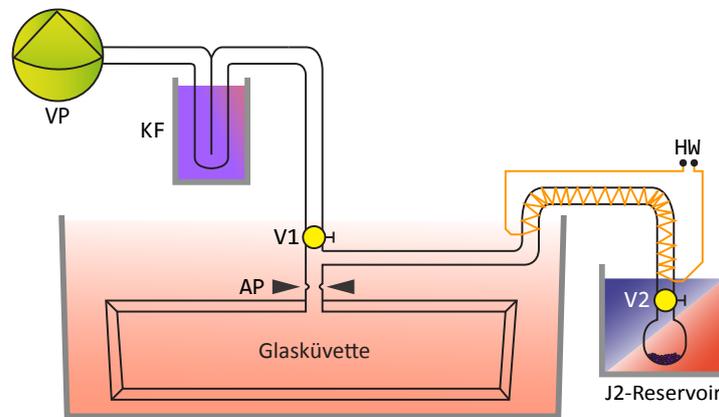


Abbildung 4.2.: Laboraufbau zur Befüllung der Glasküvette mit Jodgas. Mit **VP** die Vakuumpumpe, **KF** die Kühlfalle gefüllt mit flüssigem Stickstoff und **V1** und **V2** die Ventile aus Glas mit **HW** die Heizwendel und mit **AP** der Abschmelzpunkt bezeichnet. Die Glasküvette ist mit Rohrleitungen aus Glas und über Ventile mit der Vakuumpumpe und mit dem Jodreservoir verbunden. Eine weitere Beschreibung erfolgt im Text.

Während des ersten Arbeitsschrittes bei der Beschickung der Küvette mit Jod wird das Rohrsystem über mehrere Stunden evakuiert, wobei zunächst Ventil 1 offen und Ventil 2 geschlossen ist. Mit der verwendeten Pumpe konnte der Luftdruck im Rohrsystem auf 2.8 Pa reduziert werden.

Im zweiten Arbeitsschritt wird das Jod-Reservoir durch Öffnen von Ventil 2 mit dem Rohrsystem verbunden. Es wird solange weiter evakuiert, bis sich der Wert des Drucks wieder stabilisiert.

Danach wird das Jod-Reservoir durch Schließen von Ventil 2 wieder vom Rohrsystem abgetrennt, das Wasserbad um das Reservoir auf die gewünschte Jodtemperatur erhitzt und circa eine Stunde gewartet.

Im vierten Arbeitsschritt wird das Ventil 1 geschlossen und das Evakuieren eingestellt. Mit dem anschließenden Öffnen von Ventil 2 füllt das verdampfende Jod den zur Verfügung stehenden Raum einschließlich der Glasküvette aus. Nach Öffnen des Ventils vergehen nur



(a) Befüllte Glasküvette mit geschwärztem Rohr und Kupfermantel.



(b) Zwei befüllte Glasküvetten. Links mit Kupfermantel und Widerstandsheizung. Rechts mit Schwärzung des Rohrs.

Abbildung 4.3.: Aufnahmen der Glasküvette in unterschiedlichen Phasen der Weiterverarbeitung.

wenige Sekunden bis das Innere der Küvette sich durch Joddampf leicht violett einfärbt. Mit der vollständigen Temperierung der Rohrabschnitte und der Glasküvette auf Temperaturen größer der Reservoirtemperatur im Zeitraum der Befüllung wird verhindert, dass sich Jodkristalle an kühleren Stellen des Rohrsystems ablagern. Wären solche Jodsinken zwischen Reservoir und dem Inneren der Glasküvette vorhanden, würde sich in der Glasküvette ein geringerer Gasdruck als im Reservoir einstellen.

Im letzten Arbeitsschritt wird zunächst Ventil 2 geschlossen und das Wasserbad der gefüllten Glasküvette entfernt. Dann wird das Joddampffilter zügig abgeschmolzen. Ventil 2 wird anschließend wieder geöffnet und das Reservoir auf 1 °C abgekühlt.

Im Anschluss an die Befüllung wurde das Filter abgesehen von optisch genutzten Bereichen schwarz mattiert und mit einer Manschette aus dünnem Kupferblech ummantelt. Eine Lage aus Widerstandsdraht erzeugt bei Stromfluss Wärme, die durch den Kupfermantel gleichmäßig auf das Quarzglas des Filters verteilt wird. Weil die Stirnflächen der Küvette nicht direkt beheizt werden können und dort Wärme verloren geht, wird die Heizung im Betrieb auf eine Temperatur von 5 bis 6 °C oberhalb der Befüllungstemperatur (30 °C) eingestellt. Damit ist sichergestellt, dass auch die optischen Fenster mindestens die Befüllungstemperatur erreichen. An einem nicht direkt beheizten Bereich des Quarzrohrs ist für die aktive Temperaturregelung ein Temperatursensor angebracht. Weil sich im Filter nur die Menge an Jodmaterial entsprechend der Befüllungstemperatur und der Filtergröße befindet, führt die zu hohe Temperierung einiger Partien des Quarzrohrs zu keiner Überschreitung des erwarteten Gasdrucks im Filter. Die höhere Temperatur führt aber zu einer etwas größeren vollen Halbwertsbreite der Absorptionslinien, was vernachlässigt werden kann (siehe Doppler-Verbreiterung in Kap. 3.1.3).

Das hergestellte Joddampffilter wurde in ein massives Aluminiumgehäuse eingebaut, welches sich durch die Filterheizung ebenfalls erwärmt. Die Maßnahme führt dazu, dass sich das System thermisch sehr träge verhält und sich durch eine einfache Regelung auf einer konstanten Temperatur halten lässt. An den Stirnseiten des Aluminiumgehäuses sind für den optischen Ein- und Ausgang große Bohrungen mit Innengewinde vorhanden. In

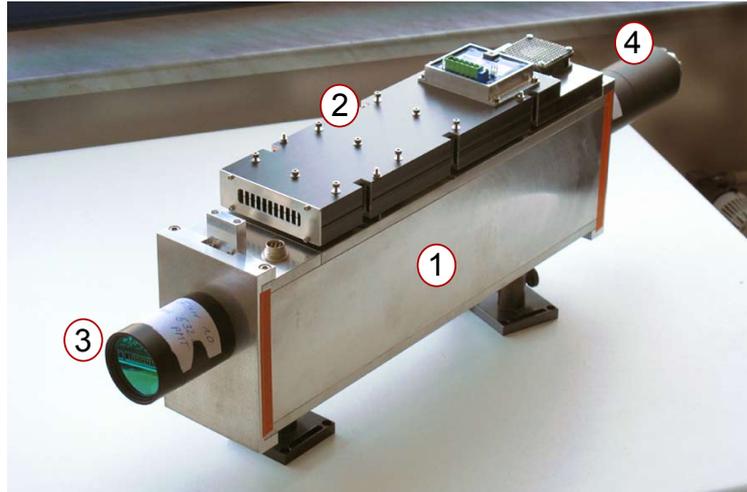


Abbildung 4.4.: Gesamtaufbau des Joddampffilters im Aluminiumgehäuse (1). 2: Kühlkörper mit unterliegenden Peltier-Elementen und teilweise montiertem Steuergerät, 3: optischer Eingang mit aufgeschraubten Tubus und Filter für 532 nm, 4: optischer Ausgang mit installierter Linse und Photodiode im Tubus.

das Gewinde werden die Röhren mit den Interferenzfiltern, PMTs beziehungsweise optischen Elementen verschraubt (siehe Abb. 4.4). Die Stoßflächen des Aluminiumgehäuses wurden durch Klebeband lichtdicht versiegelt. Für spätere Versuche mit relativ geringen Befüllungs- und Betriebstemperaturen und für den Betrieb bei sehr hohen Umgebungstemperaturen ist auf die Oberseite des Gehäuses eine Kühlung durch Peltier-Elemente installiert. Der dafür notwendige Kühlkörper ist gleichzeitig der Träger der Ansteuerungselektronik für die Heizung und Kühlung.

4.1.3. Messung der Filterunterdrückung

Zur Bestimmung der realisierten Transmission der Joddampfzelle bei der Wellenlänge der Jodabsorptionslinie 1109 wurde der in Abb. 4.5 schematisch dargestellte Aufbau genutzt. Der geseedete und frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser Powerlite 9030 gab Lichtpulse mit einer Wiederholrate von 30 Hz ab. Die Wellenlänge des Lichts entsprach der Mittenfrequenz der Absorptionslinie 1109 (Wellenzahl nach *IodineSpec5* [36] $\tilde{\nu}_0 = 18787.8025 \text{ cm}^{-1}$). Die Wellenlängenregelung erfolgte über eine Abstimmspannung am entsprechenden Eingang des Seeders. Zur Messung der eingestellten Wellenlänge wurde das Wellenlängenmessgerät für Licht »Wavemeter WSU/30« der Firma Highfinesse/Ångström eingesetzt. Durch den Strahlteiler 9 wurde das Laserlicht in zwei Messarme geteilt und am Ende jedes Messarms die Intensität durch jeweils eine Photodiode bestimmt. In dem einen Messarm wurde eine Lochblende, ein Interferenzfilter, das Joddampffilter und eine Linse installiert. Entsprechende Graufilter in beiden Kanälen garantierten, dass die Photodioden innerhalb ihres zulässigen Dynamikbereichs arbeiteten. Die Messung und Darstellung der Spannungen erfolgte mit einem digitalen Speicheroszilloskop. Das normierte Verhältnis der zeitlich gemittelten Spannungsspitzen (Laserpulse) ist gleich der Transmission der Laserlichts durch das Joddampffilter.

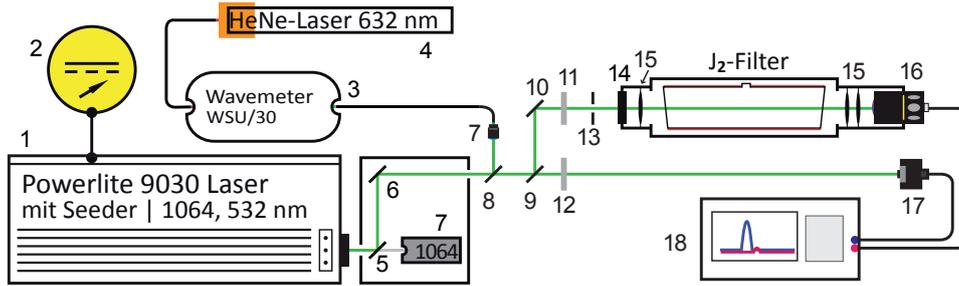


Abbildung 4.5.: Laboraufbau zur Bestimmung der spektralen Charakteristik des beheizten J_2 -Filters. **1:** Continuum Powerlite 9030 Laser (Nd:YAG, 1064 und 532 nm) mit Seeder (1064 nm); **2:** Generator Abstimmspannung für Seeder, Wirkungsbereich ± 10 GHz; **3:** Highfinesse/Ångström Wavemeter mit Fasern, Messung Lichtwellenlänge; **4:** Referenzlaser, HeNe, 632.9914 nm ± 0.0003 nm; **5:** dichroitischer Strahlteiler, HT1064/HR532; **6, 10:** Spiegel 532 nm; **7:** Kollimator; **8, 9:** depolarisationserhaltender Strahlteiler 50/50; **11, 12:** Neutraleichtefilter; **13:** Lochblende; **14:** Interferenzfilter 532.075 nm; **15:** Linse; **16, 17:** Photodioden; **18:** Oszilloskop. Das Verhältnis der zeitlich gemittelten Spitzenwerte der Photodiodespannungen gibt Auskunft über die Unterdrückung des Laserlichts durch das J_2 -Filter bei der gewählten Lichtfrequenz.

Die durchgeführten Messungen ergaben im Mittel eine Transmission des Joddampffilters im Maximum der Absorptionslinie 1109 von $\kappa_p^1 = 6.3 \cdot 10^{-3}$ bzw. $1/159$ gegenüber der Transmission von 1 bei Abstimmung des Lasers auf einen absorptionsfreien Bereich des Jods. Das Ergebnis ist damit drei Größenordnungen schlechter als der Erwartungswert (10^{-6}). Die Spannungsspitzen des Kanals mit Joddampffilter fluktuieren zeitlich sehr stark. Deshalb ist die angegebene Transmission mit einer relativ großen Unsicherheit von $\pm 25\%$ behaftet.

Ein Grund dafür, warum die erwartete Transmission nicht erreicht wurde, ist die nicht vermeidbare Streuung an den optischen Fenstern des Filters. Dabei werden Photonen aus der optischen Achse durch das Filter in die Rohrwandung der Glasküvette und in das Filtergehäuse gestreut. Ein Teil der am Filtervolumen vorbei transmittierten Photonen gelangen über das gegenüberliegende optische Fenster oder durch Reflexionen am Filtergehäuse in das Messfeld der Photodiode. Durch vergütete optische Fenster und durch Rohrmaterial aus dotiertem Quarzglas könnte die Streuung an den optischen Fenstern und die Transmission durch die Filterwandung reduziert werden. Solches Quarzglas absorbiert durch die gewählte Dotierung bestimmte Wellenlängenbereiche von Licht. Ein Beispiel dafür ist »ilmasil®PN 630« für nahezu vollständige Absorption zwischen 300 und 580 nm.

Ein weiterer wahrscheinlicher Grund für die Fluktuation der Transmission wird darin gesehen, dass nicht alle Laserpulse spektral im Zentrum der Absorptionslinie abgegeben wurden. Laserpulse, die spektral in den Flanken des Linienprofils bzw. in einem absorptionsfreien Spektralbereich von Jod abgegeben werden, führen zu einer erhöhten scheinbaren Transmission. Ein weitere Betrachtung des Problems erfolgt in Kapitel 4.4.

Mit den gegebenen Messunsicherheiten war die Aufnahme einer spektralen Filtercharak-

teristik über 10 Größenordnungen nicht möglich. Aus diesem Grund wurde ein mit der Software *IodineSpec5* [36] erzeugtes und angepasstes Jodspektrum (siehe Anhang D) verwendet und innerhalb der Absorptionslinie 1109 auf den Messwert $6.3 \cdot 10^{-3}$ begrenzt. Das Ergebnis wird in linearer Skalierung der Transmission in Abb. 3.7 und in logarithmischer Skalierung in Abb. 4.6 gezeigt.

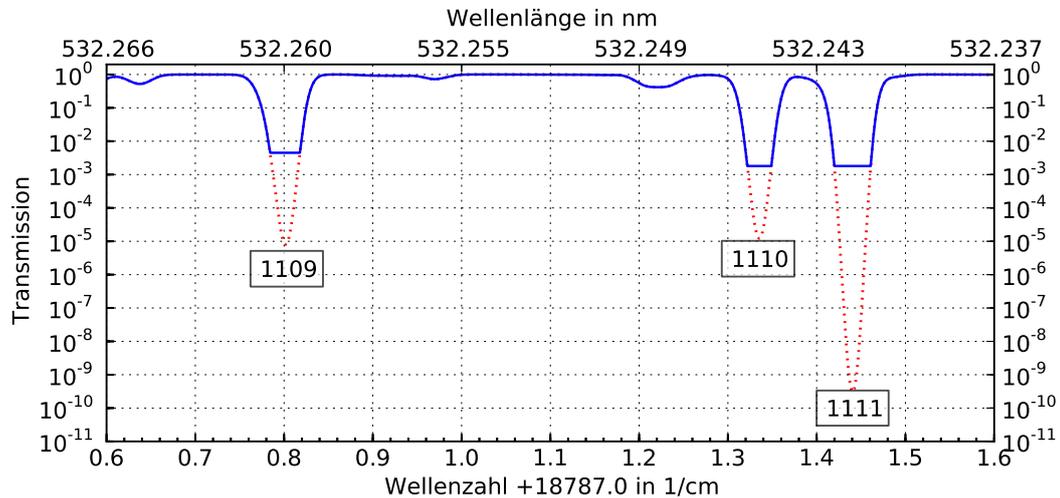


Abbildung 4.6.: Transmissionsspektrum zwischen 18787.6 cm^{-1} und 18788.6 cm^{-1} einer 40 cm langen Joddampfzelle mit einer Jodtemperatur von $30 \text{ }^\circ\text{C}$. In rot die Werte erwarteter Transmission. In blau die auf $6.3 \cdot 10^{-3}$ in Absorptionslinie 1109 begrenzte Transmission. Für die Begrenzung der Transmissionen in den Linien 1110 und 1111 wurden bei Tests ebenfalls entsprechende Messungen mit dem Aufbau nach Kap. 4.1.3 durchgeführt und ausgewertet.

4.2. Raman-Lidar BERTHA

Für die vorliegende Arbeit wurden Teile des bestehenden Systems BERTHA genutzt, wobei insbesondere der wellenlängenstabilisierte Nd:YAG-Laser, ein Empfangsteleskop und ein Teil des Racksystems im Container Verwendung fanden. Die Vorrichtung der BERTHA zum Schwenken des Laserstrahls zwischen -90° und $+90^\circ$ Zenitwinkel wurde fest auf $+5^\circ$ eingestellt. Abb. 4.7 zeigt den Container des Aerosol-Lidars.



Abbildung 4.7.: Raman-Lidar BERTHA des IfT Leipzig. Im Vordergrund auf der geöffneten Luke des Containers die Spiegel zur Aussendung des Laserstrahls in die Atmosphäre und zur Umlenkung des rückgestreuten Lichts in den Empfänger. Bild von D. Althausen (IfT).

4.3. Aufbau der Sende- und Empfangsseite

Eine schematische Übersicht des Aufbaus von Empfangs- und Sendeseite ist in Abb. 3.1.18 gezeigt. Der verwendete Laser Powerlite 9030 erzeugt Lichtpulse mit 1064 nm Wellenlänge, die durch einen Verdopplungskristall zum Teil in Lichtpulse mit der Wellenlänge 532 nm gewandelt werden. Im Powerlite 9030 ist zur Verringerung der spektralen Bandbreite des emittierten Lichts auf 0.003 cm^{-1} (90 MHz) ein Seedlaser eingebaut. Die Wellenlänge des Seederlichts kann mit einer Abstimmspannung in einem Bereich von $\pm 10 \text{ GHz}$ variiert werden. In einer Strahlseparationseinheit werden die Lichtimpulse mit 532 nm Wellenlänge von denen mit der Wellenlänge von 1064 nm getrennt und die Lichtpulse mit 1064 nm Wellenlänge in eine Strahlfalle hinein gelenkt. Hinter einem dieser Spiegel ist der Kollimator zur Einkopplung des Lichts in eine Multimodenfaser angeordnet. Dieser Teil des Lichts gelangt in das Wavemeter WSU/30. Dieses Messgerät zur Bestimmung von Lichtwellenlängen wird periodisch mit einem HeNe-Laser (*continuous wave* (CW), Wellenlänge 632.9914 nm und 632.99106 nm in Luft und Vakuum) automatisch kalibriert. Mit Hilfe dieser Messung und der Abstimmspannung am Seeder kann der Laser damit auf die zentrale Wellenlänge der Absorptionslinie 1109 von Jod eingestellt und bei Bedarf korrigiert

werden. Das erzeugte Laserlicht gelangt nach der Strahlseparationseinheit über ein Aufweitungsteleskop und Spiegel in die Atmosphäre.

Das rückgestreute Licht wird mit einem Cassegrain-Teleskop (3 m effektive Brennweite) gesammelt und der Einheit zur spektralen Analyse zugeführt. Die verwendete Feldblende mit 2.4 mm Durchmesser beschränkt das Gesichtsfeld (*Field of View*, kurz FOV) des Empfangssystems auf 0.8 mrad. Spiegel und Strahlteiler leiten das empfangene Licht drei Kanälen mit PMTs und einem Kanal mit einer Kamera zur Kontrolle der Strahlage im FOV zu. Die Kanalkonfiguration ist der Tabelle 4.2 zu entnehmen. Zur Unterdrückung von

Tabelle 4.2.: Konfiguration der spektralen Analysekanäle des Lidars. Für die Bestandteile von Rayleigh-Streuung siehe Abb. 2.1.

Kanal, Bezeichnung	detektierte Streuprozesse	zentrale Wellenlänge in Luft	Halbwerts- breite der Interferenzfilter
1, Raman-Kanal	Anti-Stokes-Vibration- Rotation-Raman der Stickstoffmoleküle	607.3 nm	3.0 nm
2, totaler Kanal oder Gesamtkanal	Rayleigh (Luft), Mie (Partikel)	532.075 nm	1.0 nm
3, HSR-Kanal	Rayleigh (Luft), Mie (Partikel durch Jod- dampffilter unterdrückt)	532.075 nm	1.0 nm

Partikel-Rückstreuung findet im HSR-Kanal die bereits beschriebene Joddampfzelle Verwendung. Als Datenerfassungsanlage wird eine Eigenentwicklung des Max-Planck-Institut Hamburg und des IFT eingesetzt (Bezeichnung »CNT80«).

4.4. Frequenzstabilität und spektrale Reinheit des Lasers Powerlite 9030

Zur Funktion des HSRL muss der verwendete Laser spezielle Anforderungen an Wellenlängenstabilität und spektraler Reinheit erfüllen. Regelkreise sind notwendig, um die Laserwellenlänge dauerhaft im Bereich der gewählten Absorptionslinie des Jods zu stabilisieren. In Tabelle 4.3 sind für die notwendige Transmission zur Unterdrückung der Rückstreusignale durch Zirrus in mittleren Breiten von 10^{-4} bis 10^{-3} und für die gemessene Transmission $\kappa_p^1 = 6.3 \cdot 10^{-3}$ (siehe Kap. 4.1.3) die spektrale Bandbreite innerhalb der Absorptionslinie 1109 aufgeführt. Liegt die Laserwellenlänge nicht im Zentrum der Absorptionslinie ändert sich die Transmission für die Signalanteile aufgrund der Rayleigh-Brillouin-Rückstreuung durch das Filter und eine Neuberechnung von κ_m mit Gl. (3.1.16) wäre notwendig. Die Ergebnisse von Beispielsrechnungen dazu sind in Abb. 4.11 gezeigt. Der Laser genügt den Anforderungen an hinreichender spektraler Reinheit, wenn alle Frequenzanteile des erzeugten Laserlichts innerhalb der genannten Bandbreite abgegeben

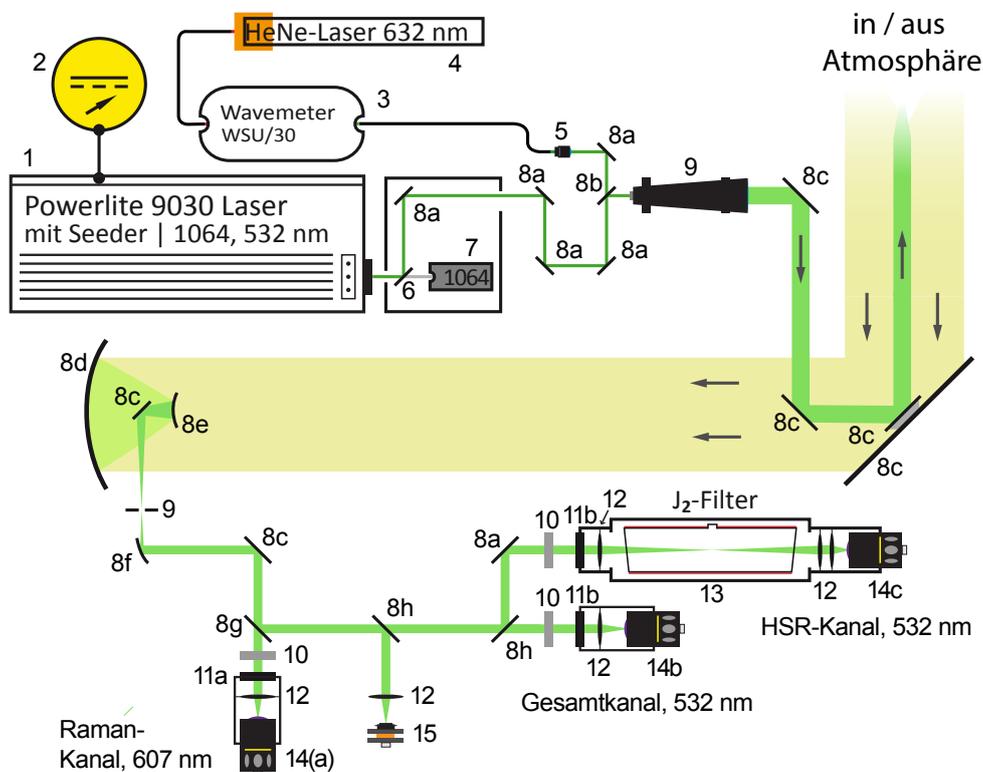


Abbildung 4.8.: Aufbau der Sende- und Empfangsseite des HSRL. **1:** Continuum Powerlite 9030 Laser (Nd:YAG, 1064 und 532 nm) mit Seeder (1064 nm); **2:** Generator Abstimmspannung für Seeder, Wirkungsbereich ± 10 GHz; **3:** Highfinesse/Ångström Wavemeter mit Fasern, Messung Lichtwellenlänge; **4:** Referenzlaser, HeNe, 632.9914 nm in Luft ± 0.0003 nm; **5:** Kollimator; **6:** dichroitischer Strahlteiler, HT1064/HR532; **7:** Strahlfalle für 1064 nm; **8a:** Spiegel 532 nm; **8b:** Spiegel 532nm, polierte Rückseite, Transmission $< 1\%$; **8c:** Spiegel 532 nm, Metallbeschichtung; **8d:** Spiegel 532 nm, parabolisch, **8e:** Spiegel 532 nm, hyperbolisch; **8f:** Spiegel 532 nm, parabolisch, off-axis; **8g:** dichroitischer Strahlteiler, HT607/HR532; **8h:** depolarisationserhaltender Strahlteiler 50/50; **9:** Feldblende 2.4 mm; **10:** Neutraldichtefilter; **11a:** Interferenzfilter 607.3 nm; **11b:** Interferenzfilter 532.075 nm; **12:** Linsen; **13:** Gehäuse mit beheiztem Joddampffilter; **14:** PMTs, Hamamatsu, H5783P-01; **14a:** Raman-Kanal; **14b:** totaler Kanal; **14c:** HSR-Kanal; **15:** Videokamera.

Tabelle 4.3.: Angabe der spektralen Bandbreiten innerhalb der Absorptionslinie 1109 von Jod, in der die Transmission kleiner gleich eines vorgegebenen Schwellwerts sind. Der zugrundeliegende Datensatz ist in Abb. 4.6 dargestellt.

Transmission	spektrale Bandbreite in	
	MHz	cm^{-1}
$6.3 \cdot 10^{-3}$	1044.0	0.0348
10^{-3}	821.9	0.0274
10^{-4}	545.9	0.0182

werden. Im Datenblatt zum Powerlite 9030 ist als Halbwertsbreite des Lichts 90 MHz bzw. 0.003 cm^{-1} angegeben. Dieser Wert wurde durch eigene Messungen nicht überprüft. Die Summe der Laserbandbreite und der spektralen Breite der Partikel-Rückstreuung von 150 MHz (siehe Kap. 2.2) ist deutlich kleiner als die zur Verfügung stehende spektrale Breite der Linie 1109 (vgl. Tab. 4.3).

Zur Messung der Frequenz und Frequenzstabilität wurde wieder das Wavemeter vom Typ WSU/30 der Firma Highfinesse/Ångström eingesetzt [28]. Dieses vor jeder Messung durch einen Referenzlaser kalibrierte Solid-State Fizeau-Interferometer bietet eine absolute Genauigkeit von 30 MHz und eine Messauflösung von 5 MHz.

Zunächst wurde aber die Wellenlängendrift des Referenzlasers selbst bestimmt. In Abb. 4.9 sind dafür Messwerte dargestellt. Über 42 Minuten liegt die Abweichung bei ± 10 MHz mit einem Trend von $+5$ MHz pro 30 Minuten. Weil das genutzte WSU/30 während der Messung des Referenzlaserlichts nicht kalibriert wurde, der Referenzlaser hätte dazu an einen speziellen Fasereingang angeschlossen sein müssen, kann der Trend auch vom Wavemeter selbst verursacht sein. In einem 3 min Fenster liegt die Abweichung des Referenzlasers vom Mittelwert bei nur ± 1.5 MHz. Anschließend wurde die Frequenzdrift des

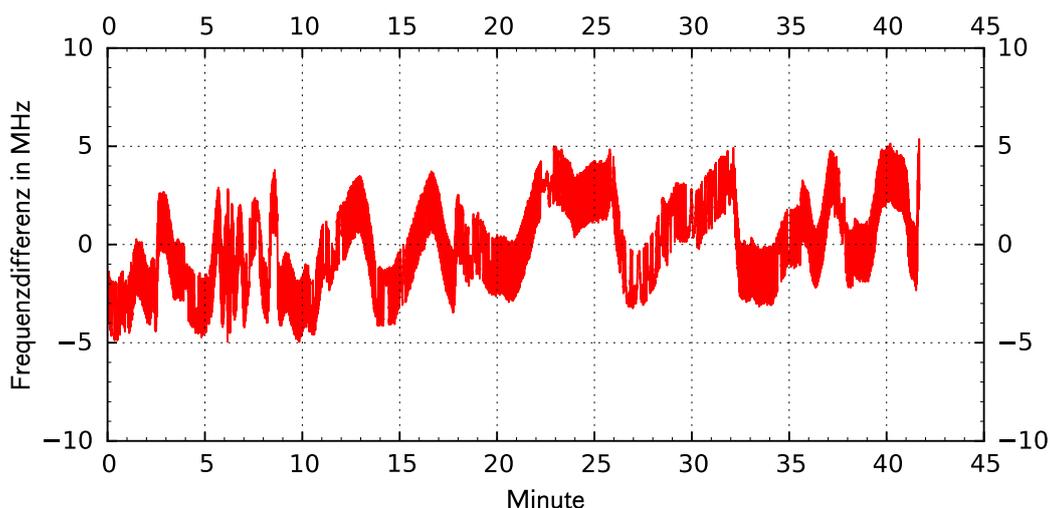


Abbildung 4.9.: Messung der Wellenlänge des Referenzlasers mit der Vakuumwellenlänge 632.991060 nm. Darstellung als Abweichung vom Wellenlängenmittel.

Hauptlasers bestimmt, wobei in Intervallen von 1 Minute automatisch eine Rekalibrierung mit dem Referenzlaser erfolgte. Die Messwerte sind an Abb. 4.10 gezeigt. Über 30 min

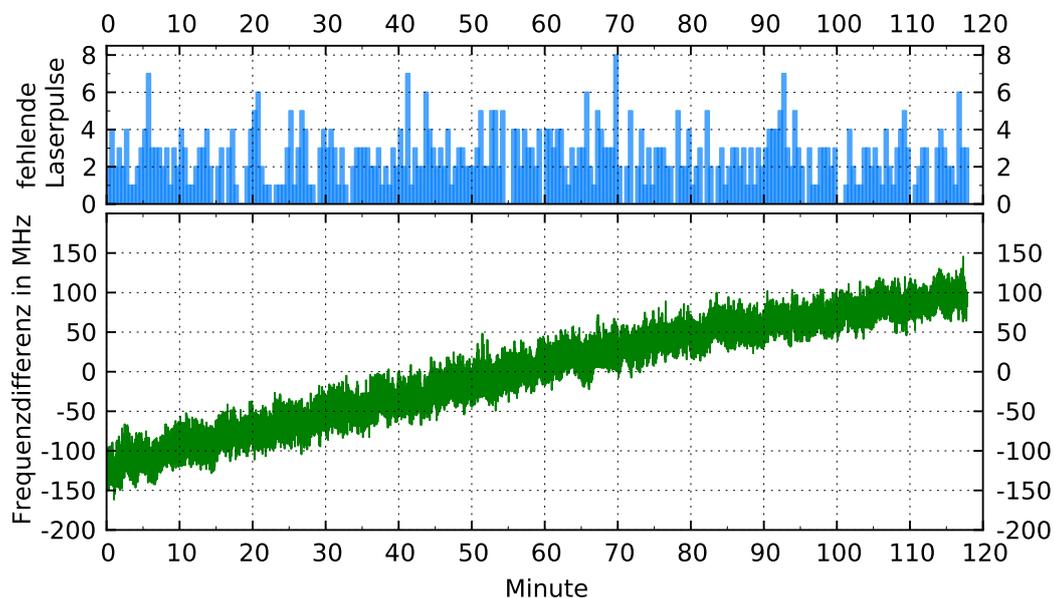


Abbildung 4.10.: Unten: Messung der Wellenlänge des frequenzverdoppelten Laserlichts bei 532 nm Wellenlänge. Darstellung als Abweichung vom Frequenzmittel. Oben: Anzahl der Laserpulse je 30 s, für die keine Frequenz bestimmt werden konnte (siehe Text).

liegt die Frequenzdifferenz des Hauptlasers vom Frequenzmittel bei circa ± 35 MHz. Die Drift beträgt dabei 125 MHz/h. Nach 90 Minuten Warmlaufzeit des Lasers reduzierte sich die Drift auf 50 MHz/h. Damit kann festgestellt werden, dass im Hinblick auf die exemplarisch berechneten spektralen Bandbreiten der Absorptionslinie 1109 von Jod (siehe Tabelle 4.3) durch einfaches manuelles Nachregeln die Laserfrequenz innerhalb der Absorptionslinie gehalten werden kann. Bei einer angestrebten Transmission von $\leq 6.3 \cdot 10^{-3}$ und bei Abstimmung der Laserwellenlänge auf das Zentrum der Absorptionslinie wird für eine Dauer von circa 7 Stunden ohne Frequenzregelung die geforderte Transmission erreicht bzw. unterschritten. Bei einer Transmission von $\leq 10^{-4}$ reduziert sich die Zeitspanne auf 4.5 Stunden. Die Zahlenwerte ergeben sich aus dem Quotienten der halben spektralen Bandbreite je Transmission abzüglich der halben spektralen Bandbreite des Lasers (45 MHz) und des bestimmten Drifts (50 MHz/h).

In Abb. 4.11 sind höhenaufgelöst die sich ergebenden $\kappa_m(R)$ -Werte für den Rayleigh-Brillouin-Rückstrebereich dargestellt, die bei Frequenzdifferenzen zwischen zentraler Frequenz der Absorptionslinie 1109 und der Frequenz des Laserlichts beachtet werden müssen. Weil diese Absorptionslinie eine Schiefe aufweist und sich damit das Transmissionsminimum nicht in der Mitte der vollen Halbwertsbreite befindet, sind die berechneten Transmissionen nicht symmetrisch zur Frequenzdifferenz von 0 MHz (Nulllinie). Aus der Darstellung ergibt sich auch, dass es für eine möglichst geringe Dämpfung des Molekülsignals günstig ist, die Laserfrequenz etwas außerhalb der Linienmitte zu wählen. Wird beispielsweise eine Transmission von $\leq 10^{-3}$ in der Absorptionslinie 1109 gefordert oder

kann durch die Konstruktion des Filters keine geringere Transmission erreicht werden, sollte unter Berücksichtigung der Breite des Laserprofils die Laserwellenlänge um circa 350 MHz verringert werden (dann $\tilde{\nu}_0 = 18787.79083 \text{ cm}^{-1}$). Dabei erhöht sich die Transmission von Rayleigh-Brillouin-Rückstreuung durch das Filter um 5 % bei gleichzeitig konstanter Unterdrückung von Partikel-Rückstreuung.

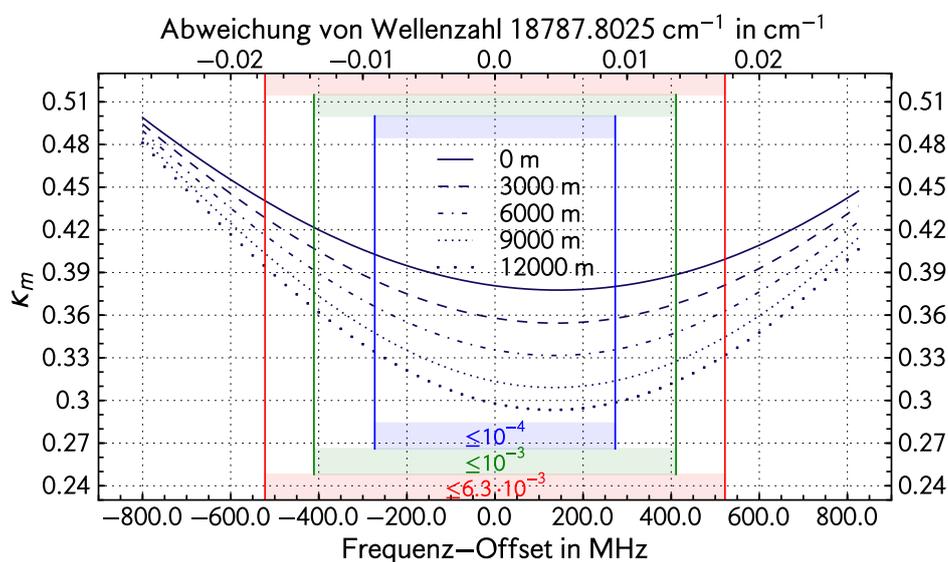


Abbildung 4.11.: Anteil des transmittierten Signals aufgrund der Rayleigh-Brillouin-Rückstreuung durch das Joddampffilter $\kappa_m(R)$ in Abhängigkeit von Laserfrequenz, Höhe und Frequenz-Offsets von der Zentralfrequenz der Joddampf-Absorptionslinie 1109 für verschiedene Filtertransmissionen von $\leq 6,3 \cdot 10^{-3}$, $\leq 10^{-3}$ und $\leq 10^{-4}$. Innerhalb der in rot, grün und blau gekennzeichneten spektralen Bandbreiten ist die Filtertransmission $\leq 6,3 \cdot 10^{-3}$, $\leq 10^{-3}$ und $\leq 10^{-4}$. Die Höhenangaben beruhen auf den Vorgaben der Internationalen Standardatmosphäre von 1976 [11].

In der weiteren Analyse des aufgenommenen Datensatzes zum Hauptlaser fiel auf, dass einige Laserpulse vom Wavemeter nicht gemessen wurden. In den Daten zu Abb. 4.10 konnte von 603 der 212400 Laserpulse keine Frequenz bestimmt werden. Das betrifft im Mittel 2,5 Laserpulse je 30 Sekunden und 0,08 Laserpulse pro Sekunde. Aus der Analyse der Häufigkeitsverteilung fehlender Laserpulse über Zeitintervalle von 30 Sekunden war keine regelmäßige Wiederkehr solcher Ereignisse zu erkennen (siehe Abb. 4.10 oben). In Abb. 4.12 sind zur weiteren Verdeutlichung von zwei aufeinander folgenden Sekundenintervallen die Messung einzelner Laserpulse gezeigt. Darin wurden jeweils ein Laserpuls nicht gemessen.

Diese Problematik von Pulsen mit unbekannter Frequenz kann den festgestellten Unterschied zwischen erwarteter minimaler Transmission der Absorptionslinie 1109 (10^{-6}) und gemessenem Wert ($6,3 \cdot 10^{-3}$) des hergestellten Joddampffilters begründen. Weil das WSU/30 ausschließlich Lichtfrequenzen innerhalb eines geringen Dynamikbereichs der Laserenergie bestimmen kann, führen Schwankungen der Laserleistung über den Dynamikbereich hinaus zu nicht messbaren Laserpulsen. Beispielsweise kann eine mangelhafte

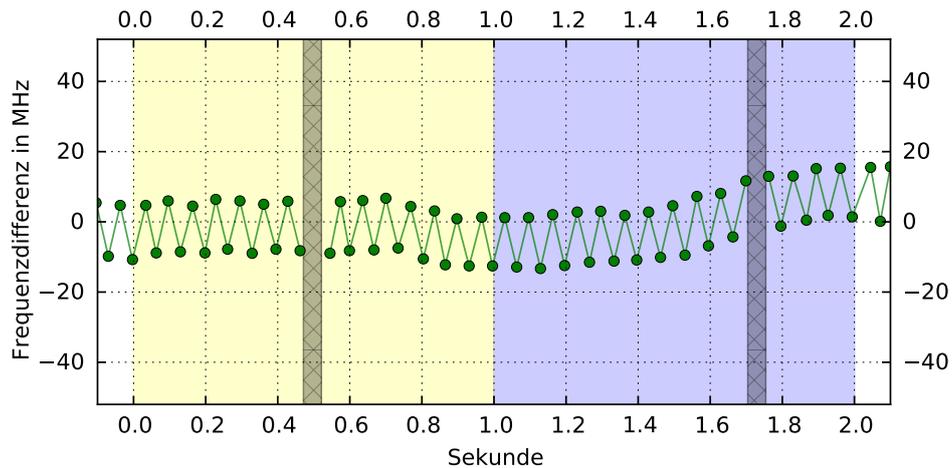


Abbildung 4.12.: Analyse der einzelnen Lichtpulse des Hauptlasers in zwei Abschnitten über eine Sekunde (gelbe und blaue Fläche). Die Zahl am Messpunkt ist die Nummer des Lichtpulses im jeweiligen Zeitabschnitt. Graue Säulen zeigen die vom Wavemeter nicht gemessenen Lichtpulse an. Die Frequenzdifferenzen beziehen sich auf den Mittelwert des gezeigten Datensatzes.

Seederregelung kurzzeitige Wellenlängenänderungen des Laser verursachen, die wiederum Schwankungen der Laserleistung zur Folge haben können. Auch außerhalb des Filterbereichs abgegebenes Laserlicht, das noch innerhalb der Bandbreite des Interferenzfilters vor dem HSR-Kanal liegt (1.0 nm), führt zu einer scheinbaren Verschlechterung der erwarteten Transmission der Absorptionslinie. Inwiefern diese Hypothese die gemessene Transmission von $6.3 \cdot 10^{-3}$ begründet, müssen weitere Betrachtungen des Laserlichts durch ein Interferometer und einer zeitlich hochauflösenden Kamera zeigen.

5. Vergleichsmessung Raman-Lidar und HSRL am 01.12.2011

Für die Vergleichsmessung wurde ein Tag mit günstigen meteorologischen Bedingungen ausgewählt. Zum Vergleich der hierbei im Container bestimmten Filterunterdrückung mit einer Messung von Wolkenschichten mit möglichst starkem Partikel-Rückstreusignal sind Wetterlagen mit Aufzugsbewölkung von Warmfronten gut geeignet. Durch das Aufgleiten von wärmeren auf kühlere Luftmassen kommt es zu einer Zunahme der Schichtungsstabilität und durch den Aufgleitprozess (Hebung) zur Bildung von stratiformer Bewölkung im Grenzbereich der Luftmassen. Je nach Temperaturbereich und Vorkommen von Keimarten zur Wolkenbildung sind einige Hundertkilometer vor der Bodenwarmfront oft opaker Zirrostratus (kurz 'Cs op'), Altokumulus (kurz 'Ac') und Altostratus (kurz 'As') vorhanden [31]. Die Mächtigkeit dieser Bewölkung und ihre Rückstreueigenschaften ändern sich meist über Stunden nur langsam. Während dieser homogenen Messbedingungen können am Lidar Änderungen vorgenommen werden und die Messungen bei meist gleich gebliebener Bewölkung wiederholt werden.

Zirrostratus besteht nahezu vollständig aus Eiskristallen und kommt je nach Luftmasse und Jahreszeit in mittleren Breiten in Höhen zwischen 6 km und Tropopausenhöhe vor. Altostratus ist dagegen eine Mischwolke, die aus unterkühltem flüssigem Wasser sowie aus Eiskristallen besteht und in der Niederschlagsbildung abläuft (Bergeron-Findeisen-Prozess [37]). Der Niederschlag fällt dabei oft in die der Warmfront vorgelagerten trockenen Luftmasse hinein und verdunstet anfangs (Virga). Mischwolken kommen mit Ausnahme von Nimbostratus je nach Luftmasse und Jahreszeit in mittleren Breiten in Höhen zwischen 2 und 7 km vor. Altokumulus wird zu Wasserwolken gezählt und besteht meist nur im Bildungsstadium oder bei sehr tiefen Temperaturen neben unterkühltem Wassertröpfchen auch aus Eiskristallen [61, 66]. Diese können durch Sublimationswachstum anwachsen und in Form von Virga ausfallen.

Die Überprüfung des Joddampffilters durch die Messung einer Wolkenschicht erfolgte am 01.12.2011 zwischen 05.30 und 09.30 UTC. Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Wetterlage an diesem Tag betrachtet. Danach erfolgt die Darstellung und Auswertung der aufgenommenen Messwerte. In den gezeigten Wetterkarten ist der Standort des IfT Leipzig mit einem Dreieck markiert.

5.1. Wetterlage

Am Morgen und Vormittag des ersten Dezembers 2011 befand sich Leipzig noch im Einflussbereich eines schwachen Keils, der sich von Österreich bis nach Skandinavien erstreckte (siehe Abb. 5.1). Der Keil stabilisierte die frische Meeresluft, die rückseitig eines Kaltfrontdurchgangs am Vortag von Nordwesten her nach Deutschland gelangte (siehe Bodenanalyse Abb. 5.2). Von Westen her folgte dem Zwischenhocheinfluss rasch ein weiteres Frontensystem nach, das vorderseitig eines Langwellentrops über dem Ostatlantik

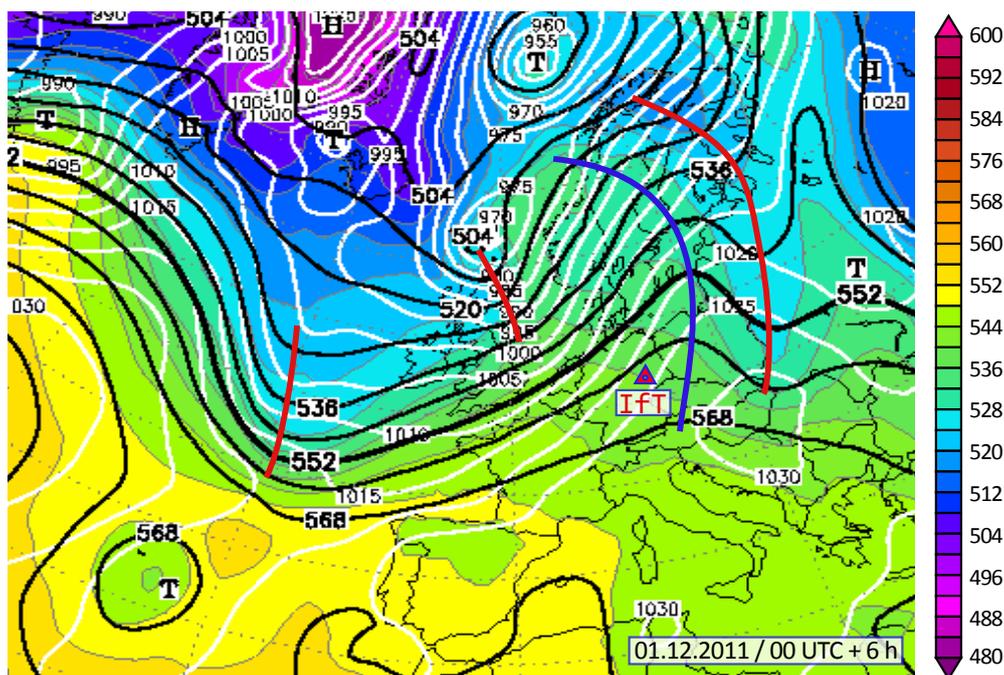


Abbildung 5.1.: Reanalyse (Modell GFS, *Global Forecast System*) des Geopotentials von 500 hPa in gpdm (Isohypsen als schwarze Linien), des Luftdrucks reduziert auf NN (Isobaren als weiße Linien) und der relativen Topographie 500 über 1000 hPa in gpdm (flächige Einfärbung) [59]. Gekennzeichnet sind relevante Höhenträge mit roten Linien und Höhenkeile mit blauen Linien.

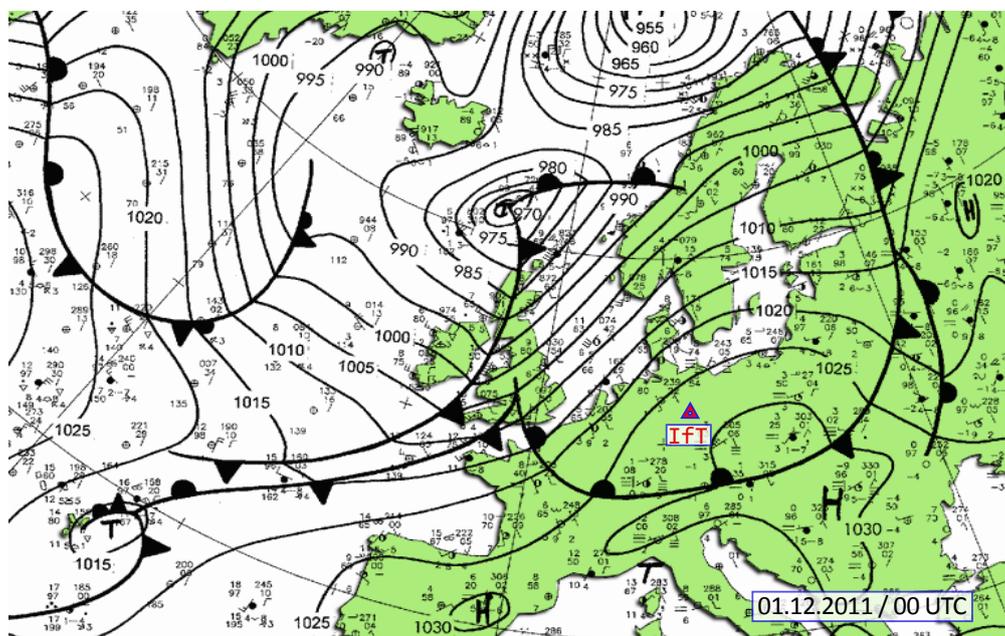


Abbildung 5.2.: Bodenanalyse des Luftdrucks reduziert auf NN mit Stationseintragungen. Gekennzeichnet sind Hoch- und Tiefdruckgebiete und Luftmassengrenzen [60].

eingebettet war. Das zugehörige Sturmtief über dem europäischen Nordmeer (Kerndruck <965 hPa) führte mit seinem Starkwindfeld zu einer kräftigen Warmluftadvektion vom Golf von Biskaya nach Mitteleuropa und zur Ausbildung einer Warmfront über dem Alpenraum und Frankreich (siehe Abb. 5.3). Mit Verlagerung des Tiefs in Richtung Skan-

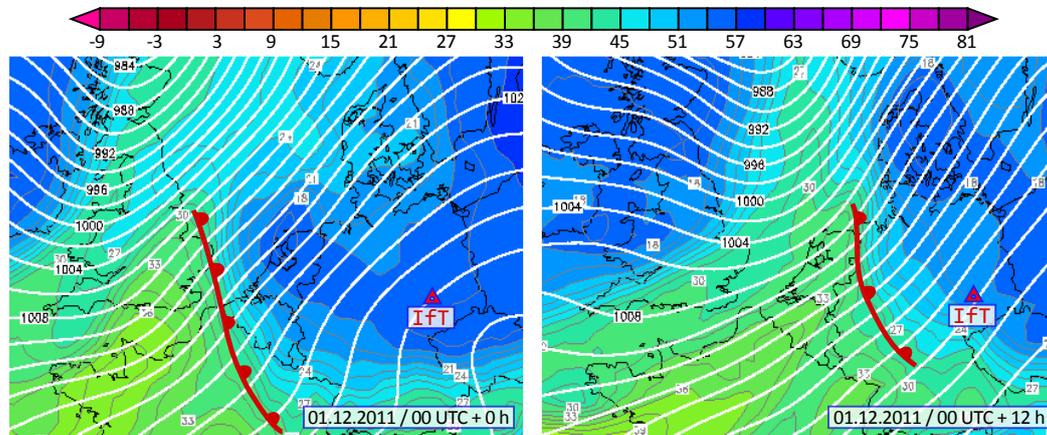


Abbildung 5.3.: Modellvorhersage der pseudopotentiellen Temperatur in 850 hPa (flächige Einfärbung, in °C) und des Luftdrucks reduziert auf NN (Isobaren als weiße Linien). Dargestellt ist der Modellauf 00 UTC des GFS +0 Stunden linkes Bild und +12 Stunden rechtes Bild [59]. Im gezeigten Zeitraum verlagert sich die Luftmassengrenze über Belgien / Westfrankreich (00 UTC) mit der Südwestströmung nach Westdeutschland (12 UTC). Auf der Seite der Pseudoisotropendrängung mit höheren Temperaturen lässt sich die Schnittlinie der Warmfrontfläche mit der Druckfläche 850 hPa analysieren. Bei der dargestellten Analyse eines Teils der betrachteten Warmfront wurde für die Anschaulichkeit die Symbolik einer Bodenwarmfront verwendet. Die Krümmung entgegen der Anströmrichtung weist auf eine zunehmende Verzögerung der Warmfront hin.

dinavien kam die Warmfront im Laufe des ersten Dezembers nach Nordosten voran und erstreckte sich um 12 UTC auf der Druckfläche 850 hPa (Abb. 5.3) von der Nordsee über das Rhein-Main-Gebiet bis nach Franken.

Die im präfrontalen Bereich der Warmfront tatsächlich vorhandenen Bewölkungsverhältnisse zeigen die Daten von Radiosondenaufstiegen (kurz 'Temps') des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg in Abb. 5.4 für die Haupttermine 00, 06 und 12 UTC. Der Aufstieg der Sonde beginnt jeweils 1.5 Stunden vor den Terminen. Lindenberg liegt ca. 60 km südöstlich von Berlin-Mitte und ca. 150 km nordöstlich von Leipzig. Durch die am Morgen und Vormittag herrschende Südwestströmung mit 15 bis 25 ms⁻¹ auf Druckfläche ≥ 500 hPa um 06 UTC und Druckflächen ≥ 420 hPa um 12 UTC (siehe Abb. 5.1 und 5.4) sind die Daten von Lindenberg mit einer Zeitdifferenz von ca. 2 Stunden später repräsentativ für die mittlere Troposphäre während der Nacht- und Tagmessung über Leipzig.

Oberhalb der indifferenten Schichtung einer Bodeninversion (siehe Abb. 5.4), die sich 00 UTC bis ca. 150 m AGL erstreckte, war die Troposphäre über Lindenberg zunächst relativ trocken. Dabei wurde in der Höhe von 605 hPa eine Temperatur von -13.1 °C und eine Temperatur-Taupunkt-Differenz (Spread) von 40 K gemessen.

Zwischen 900 und 450 hPa ist die Warmluftadvektion des präfrontalen Warmfrontbereichs

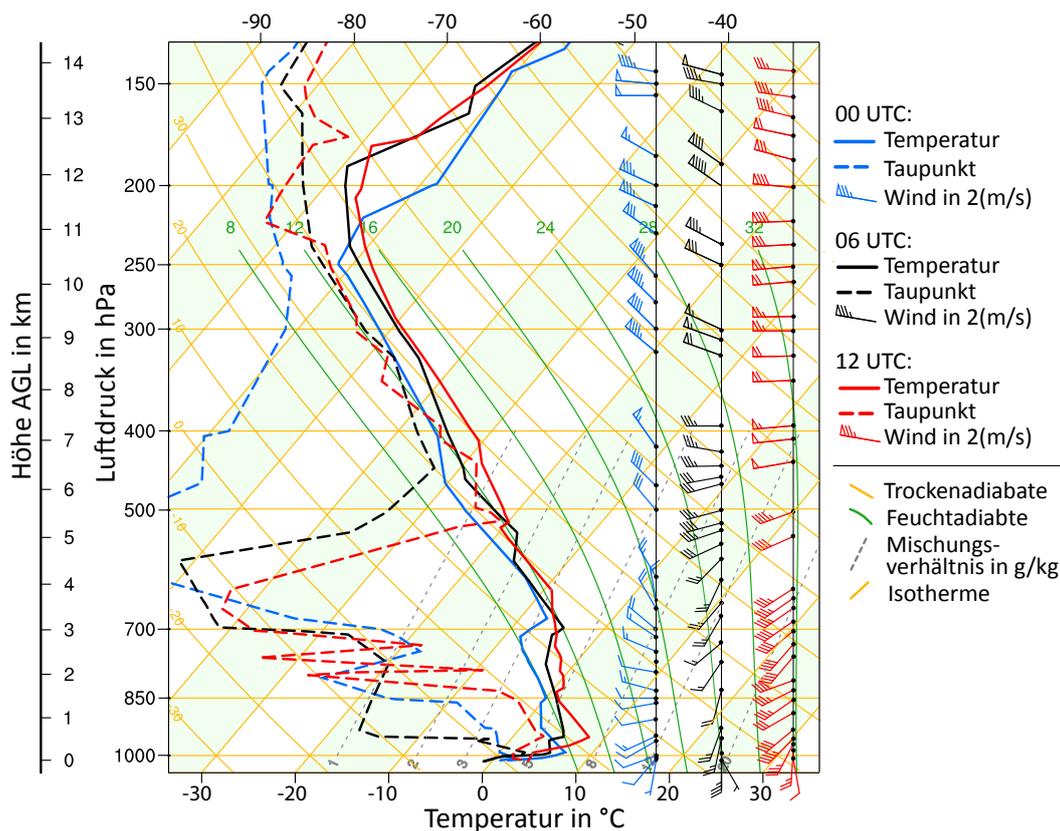


Abbildung 5.4.: Radiosondendaten des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg vom 01.12.2011 dargestellt in einem $T \log p$ -Diagramm [20, 37, 54]. Warmluftadvektion und aufgleitende Luftmassen im Vorfeld einer sich von Südwesten her nähernden Warmfront führten zu leicht steigenden Temperaturen und zu ansteigenden Taupunkten zwischen 650 hPa und Tropopause. Die Tropopause befindet sich zwischen den Druckflächen 250 und 170 hPa. Die Position der Warmfront ist im Aufstieg 12 UTC durch eine Aufgleitinversion im Höhenbereich um 520 hPa gekennzeichnet.

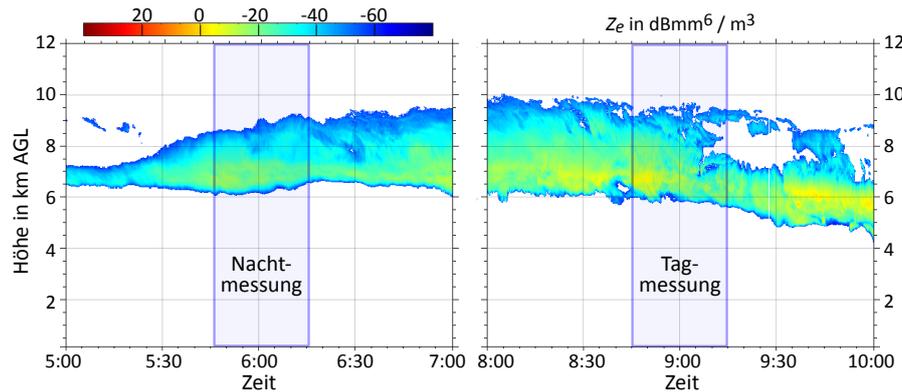


Abbildung 5.5.: Äquivalenter Radarreflektivitätsfaktor Z_e für Hydrometeore im Zeitraum der Nacht- und Tagmessung mit dem HSRL. Die Daten wurden mit einem Wolkenradar (MIRA36 von Meteorologische Messtechnik GmbH) am IfT gemessen. Die Messung zeigt im Zeitraum der Nachtmessung eine von 6 km leicht ansteigende und zur Tagmessung von 5.9 km leicht absinkende Wolkenbasis um jeweils ca. 300 m. Die über 2.5 km während der Nachtmessung zunächst noch durchgängige Bewölkung schichtet in einer Höhe von ca. 8 km zwischen 6.45 UTC und 9.10 UTC durch fallende Hydrometeore aus (siehe streifige Struktur um 8 km). Dadurch wird Z_e im unteren Bereich der Bewölkung verstärkt. Aus der faserigen Wolkenbasis ab 08 UTC lässt sich schließen, dass fallende Hydrometeore in der trockenen Luftmasse unterhalb der Bewölkung (siehe Temp Abb. 5.4) nach kurzer Fallstrecke rasch verdunsteten bzw. sublimierten.

mit einer Rechtsdrehung der Windrichtungen mit der Höhe verbunden. Die Nullgradgrenze stieg bis 12 UTC von 860 auf 790 hPa an. Oberhalb von 450 hPa setzte Warmluftadvektion erst im Laufe der zweiten Nachthälfte ein, als der abziehende Höhenkeil weiter nach Osten vorankam und auch die Strömung in höheren Luftschichten auf West bis Südwest drehte.

Zwischen 00 UTC und 06 bzw. 12 UTC ist in den Radiosondendaten eine deutliche Feuchteanreicherung durch Advektionsvorgänge oberhalb der Grenzfläche der Warmfront zu erkennen, deren Lage sich in den Daten von 12 UTC durch eine Aufgleitinversion in 520 hPa mit einer Temperatur von -20.1 °C und einem Spreadminimum von 0.6 K zeigt. Zum Zeitpunkt der Messung in der Höhe von 520 hPa befand sich die Radiosonde nach 15 Minuten Aufstiegszeit ca. 20 km nordöstlich von Lindenberg in einer Höhe von 5410 m AGL (siehe Abb. C.1 im Anhang). Ein zweites Spreadminimum von 0.6 K zeigt sich in 420 hPa bei einer Temperatur von -28.3 °C. Die Wetterwarte Lindenberg meldete zu diesem Zeitpunkt (11 UTC) entsprechend zwei Wolkenschichten: 3 Achtel stratiformer Altokumulus in 4800 m AGL und 8 Achtel transparenter Zirrostratus in 7500 m AGL. Unter Berücksichtigung der Zeitdifferenz von -2 Stunden meldete die Wetterwarte Leipzig Holzhausen (4 km südlich des IfTs) um 09 UTC zur Zeit der Tagmessung mit dem HSRL: 7 Achtel opaker und stratiformer Altokumulus mit Untergrenze in 5700 m AGL (zu Wettermeldungen siehe Tab. B.1). Die angegebene Höhe wird durch die Messung mit einem Wolkenradar am IfT bestätigt (Abb. 5.5). Geringe Differenzen in den Angaben sind durch die angewendeten Messmethoden und der Betrachtung verschiedener Luftvolumen mit unterschiedlicher Ausdehnung erklärbar. Die Angaben in den Wettermeldungen zu Wolken beruhen auf

Augenbeobachtungen des gesamten Himmels über eine Dauer von ca. 10 Minuten und Lidarmessungen der Wolkenuntergrenzen über der Wetterwarte. Aus den Temperaturen des Radiosondenaufstiegs zwischen 5.7 km (-25 °C) und 10 km (-57 °C) lässt sich trotz der Wettermeldung (Altokumulus) auf eine nahezu reine Eisbewölkung schließen, denn das Vorkommen unterkühlten Flüssigwassers in Höhenbereichen mit solch niedrigen Temperaturen ist an Warmfronten durch geringe Vertikalgeschwindigkeiten gegenüber konvektiv durchsetzten Luftmassengrenzen gering. Dazu zeigen die Profile einer Parallelmessung des Volumendepolarisationsverhältnisses mit einem zweiten Aerosollidar (siehe Abb. 5.6) in den unteren Höhenbereichen der Bewölkung mit etwas 0.5 typische Werte für hohe Volumenanteile an Eiskristallen.

Zur Nachtmessung um 06 UTC lag die Wolkenuntergrenze, wie durch Abb. 5.5 gezeigt, anfangs bei 6 km und stieg innerhalb der halben Stunde Messzeit auf 6.3 km Höhe an. Gleichzeitig erhöhte sich die vertikale Mächtigkeit von 2 km um 250 m. Gegenüber der Tagmessung lag die Warmfront noch in größerer Entfernung zum Messort, was sich im Hinblick auf präfrontaler Warmluftadvektion in geringeren Temperaturen der Bewölkung äußert. Wie zur Tagmessung zeigen die Daten aus der Parallelmessung des Volumendepolarisationsverhältnisses mit dem zweiten Aerosollidar (siehe Abb. 5.6) im unteren Bewölkungsbereich Werte von etwas 0.5. Deshalb ist davon auszugehen, dass wieder Eisbewölkung gemessen wurde.

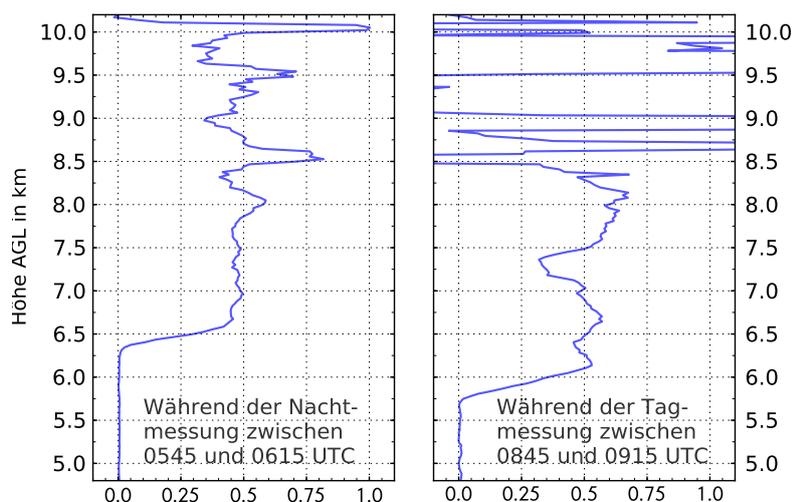


Abbildung 5.6.: Mittleres Volumendepolarisationsverhältnis während der Nacht- und Tagmessung am 01.12.2011. Der Datensatz wurde aus den Ergebnissen der Parallelmessung eines weiteren Aerosollidars (PollyXT, [1]) am IfT Leipzig entnommen.

5.2. Auswertung der Vergleichsmessung

Der am ersten Dezember mit dem HSRL erstellte Datensatz umfasst die Signalprofile des Gesamt-, HSR- und des Raman-Kanals, die zur Übersicht und für eine erste Bewertung in Abb. 5.7 dargestellt sind.

In den Signalen des Gesamtkanals ist zwischen 6 und 8.5 km eine erhöhte Partikel-

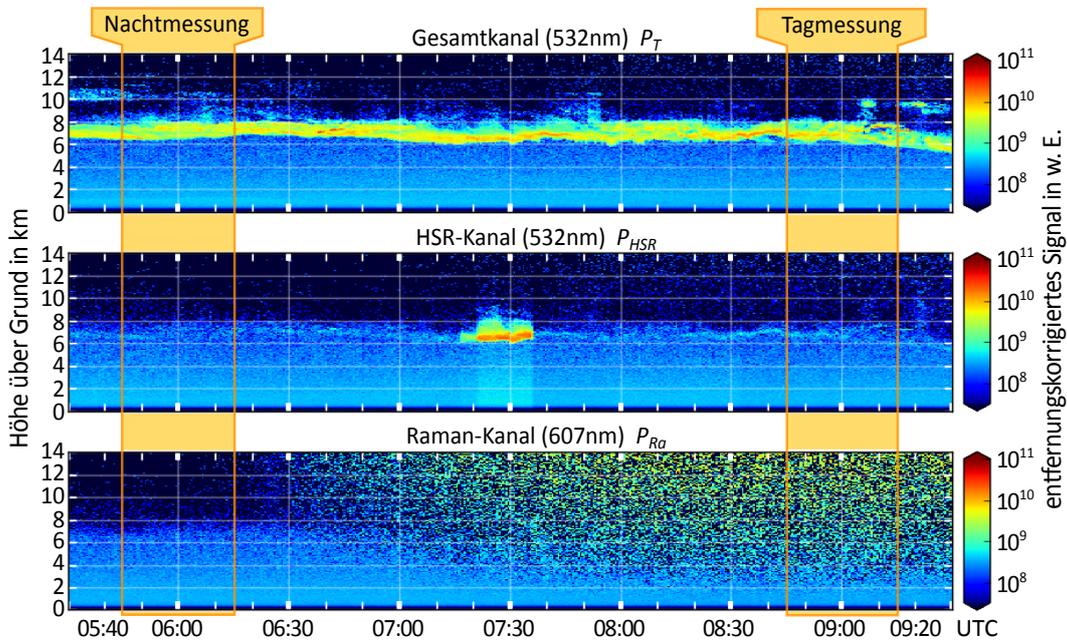


Abbildung 5.7.: Zeit-Höhenschnitt des aufgenommenen Datensatzes am 01.12.2011 zwischen 05.30 und 09.30 UTC. Die zeitliche und räumliche Auflösung betragen 30 s und 7.5 m. Weitere Erläuterungen erfolgen im Text.

Rückstreuung durch Wolkenelemente zu erkennen, die im vorherigen Unterkapitel Wetterlage 5.1 bereits als Eiskristalle identifiziert wurden. Durch die hohe optische Dicke der Wolkenschicht nimmt das SNR (siehe Kap. 5.2.1) mit der Höhe der Wolkenschicht ab. Dies zeigt sich auch in den anderen Kanälen.

Die Joddampfzelle unterdrückte die Partikel-Rückstreusignale soweit, dass sich nur noch dichte Bewölkungsabschnitte, wie beispielsweise zwischen 06.40 und 06.50 UTC sowie 08.30 und 08.40 UTC, im HSR-Kanal mit der gewählten Einfärbung schwach, aber dennoch sichtbar abbildeten. Im Zeitraum zwischen 07.15 Uhr und 07.40 Uhr wurde die Wellenlänge des Lasers exemplarisch auf einen Wellenlängenbereich außerhalb der Absorptionslinie 1109 geändert. Das Signal durch die Partikel-Rückstreuung wurde durch das Joddampfzelle nicht mehr unterdrückt, was sich als ein starkes Signal in den Daten des HSR-Kanals zeigt.

Das Signal des Raman-Kanals ist ab 06.15 Uhr oberhalb von 6 km durch den nahenden Sonnenaufgang (06.25 Uhr) bereits während der Morgendämmerung durch Himmelshintergrund zunehmend verrauscht. Ab 7 Uhr nimmt das Signalrauschen auch oberhalb von 2 km deutlich zu. Dagegen ist eine Verschlechterung des Messsignals wegen Himmelshintergrund im Signal des HSR-Kanals nicht feststellbar.

5.2.1. Nachtmessung

Die zwischen 05.45 und 06.15 UTC während der Nachtmessung aufgezeichneten Signalprofile wurden um das mittlere Hintergrundsignal P_{bg} reduziert und aufsummiert. In Abb. 5.8 sind die sich ergebenden Profile P_{sig} , der durch Rauschen verursachte statistische Signalfehler $1/\sqrt{P_{sig}}$ (Poisson-Statistik, [55]) und das SNR [26], ausgedrückt durch

$$\text{SNR} = \frac{P_{sig}}{\sqrt{P_{sig} + 2P_{bg}}}, \quad (5.2.1)$$

für die jeweiligen Kanäle dargestellt. Zur Beurteilung des verbliebenen Signalanteils durch die Partikel-Rückstreuung im HSR-Kanal ist zusätzlich das Verhältnis P_{HSR}/P_{Ra} gezeigt. Signalverhältnisse, die sich vom Wert 1 unterscheiden (z.B. zwischen 6.2 und 8.1 km Höhe), weisen auf Differenzen der Photonenzahlen zwischen HSR- und Raman-Kanal hin.

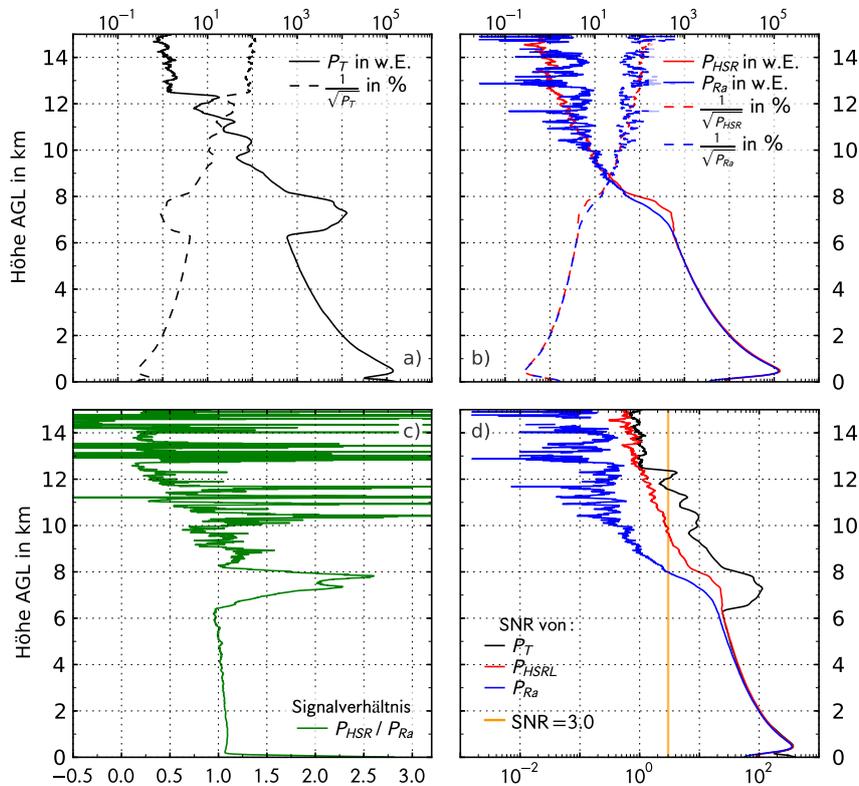


Abbildung 5.8.: Bild a) und b) zeigen Höhenprofile der Signalsummen der jeweiligen Kanäle während der Nachtmessung und die statistischen Signalfehler (Poisson-Statistik, [55]). Im Bild d) dazu das SNR. Zur Einschätzung von Partikel-Rückstreuung im HSR-Kanal ist mit Bild c) das Verhältnis P_{HSR}/P_{Ra} ergänzt.

Die Rückstreusignale des Gesamt-, HSR- und Raman-Kanals P_T (Gesamtsignal), P_{HSR} (HSR-Signal) und P_{Ra} (Raman-Signal) in Abb. 5.8 a) und b) nehmen oberhalb von 0.5 km Höhe entsprechend abnehmender Luftdichte und dabei zurückgehender Molekül-Rückstreuung kontinuierlich ab. Gleichzeitig steigt der statistische Fehler durch geringer werdende Photonenzählraten an. Zwischen 6.2 und 8.1 km führt die bereits betrachtete

Bewölkungsschicht bei P_T durch Partikel-Rückstreuung zu zwei Signalpeaks bei 7.3 und 7.8 km und zu einem reduzierten statistischen Signalfehler. Das SNR des Gesamtkanals sinkt von 400 in 0.5 km Höhe auf 25 bis unterhalb der Bewölkungsschicht ab und erreicht im ersten Peak in 7.3 km Höhe den Wert 110.

Die Bewölkungsschicht wirkt sich auf das Raman-Signal durch eine mit der Höhe verstärkte Abschwächung aus. Der statistische Fehler nimmt entsprechend verstärkt zu.

Das Rückstreusignal im HSR-Kanal ist in bodennahen Schichten nur wenig größer als im Raman-Kanal. Das Verhältnis beider Signale (Abb. 5.8 c) liegt in der Höhe etwa bei 1.2 und verringert sich bis 6 km Höhe auf den Wert 1. Die Unterschiede in niedrigen Höhen und die Annäherung beider Signale mit zunehmender Höhe wird durch atmosphärische Transmissionsunterschiede elastischer Rückstreuung bei 532 nm (HSR-Kanal) und inelastischer Rückstreuung bei 607 nm (Raman-Kanal) verursacht. Der Wellenlängengang der molekularen Extinktion ist damit auch Teil des Quotienten P_{HSR}/P_{Ra} .

Im Höhenbereich der Bewölkung ist das HSR-Signal gegenüber dem Gesamtsignal stark unterdrückt. Das SNR sinkt zunächst langsam zwischen 6.2 und 7.3 km (Höhe des ersten Wolkenpeaks) von 25 auf 22 und darüber dann stark auf den Wert 10 in einer Höhe von 8.1 km. Wie der Vergleich mit dem Raman-Signal zeigt, führt ein Rest von Partikel-Rückstreuung, der das Joddampffilter durch $\kappa_p^1 = 6.3 \cdot 10^{-3}$ (siehe Gl. (3.1.14) und Kap. 4.1.3) passiert, zu einem leichten Anstieg des HSR-Signals (*crossstalk*). Das SNR des Raman-Kanals sinkt zwischen 6.2 und 8.1 km vom Wert 20 auf 2.6 und damit etwas stärker als das SNR des HSR-Kanals.

Zwischen 8.5 und 12.5 km Höhe sind in P_T drei weitere, aber schwächere Bereiche erhöhter Rückstreusignale zu erkennen. Die darunter liegende Wolkenschicht reduziert die Photonenfrequenzen aus diesen Höhen, was zu einer zunehmenden Unsicherheit des Signals führt. Dies äußert sich durch statistische Fehler von $\geq 10\%$ und durch SNR-Werte zwischen 10 und 1. Die Rückstreusignale P_{HSR} und P_{Ra} haben oberhalb von 8.5 km Höhe einen zunehmend hohen Rauschanteil und die statistischen Fehler steigen von 30 auf 100 % an. Das Rauschen des Raman-Rückstreusignals ist dabei immer stärker als das Rauschen des HSR-Kanals. Ein SNR von 3 wird im Raman-Kanal bereits oberhalb von 7.9 km, im HSR-Kanal erst oberhalb von 9.7 km und im Gesamtkanal erst oberhalb von 11.5 km Höhe unterschritten. Weil für eine hohe Genauigkeit der mathematischen Ableitungen zur Bestimmung des Partikel-Extinktionskoeffizienten (siehe Gln. (3.1.9) und (3.1.29)) möglichst geringes Signalrauschen und geringe Fehler notwendig sind, kann das HSR-Rückstreusignal gegenüber dem Raman-Rückstreusignal bis in größere Höhen verwendet werden.

Die Signale der Kanäle besonders unterhalb von 0.5 km sind von Überlappeneffekten und durch Lichtreflexe im Lidar selbst beeinflusst.

Für den weiteren Vergleich der Ergebnisse der HSR-Methode mit denen der Raman-Methode wurden jeweils aus den gezeigten Rückstreusignalen Profile des Partikel-Rückstreu- ($\beta_p(\lambda_L, R)$, Gln. (3.1.24), (3.1.13)) und Partikel-Extinktionskoeffizienten ($\alpha_p(\lambda_L, R)$, Gln. (3.1.29), (3.1.9)) und des Partikel-Lidarverhältnisses ($L_p(\lambda_L, R)$, Gl. (3.1.5)) berechnet. Die Bewölkungsschicht zwischen 6.2 und 8.1 km Höhe steht dabei im Fokus des weiteren Vergleichs. Bei beiden Methoden wurde $\beta_p(\lambda_L, R_0) = 1 \cdot 10^{-5} \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ in R_0 zwischen 5.2 und 5.8 km Höhe angenommen. Bei der Bestimmung der notwendigen Profile des Molekül-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten (siehe Kap. 2.1, 3.1.1 und [10,

15]) wurden Temperatur- und Druckprofile entsprechend der Internationalen Standardatmosphäre von 1976 [11] bestimmt. Als Bodenwerte für Temperatur und Luftdruck fanden die Messwerte (0 °C und 1005 hPa) der nächstgelegenen Wetterwarte Verwendung. Die für die Berechnungen verwendeten Mittelungslängen (gleitende Mittelwerte) können aus Tab. 5.1 entnommen werden. Nach Berechnung von α_p , β_p und L_p wurden die Profile über 31 Zeitfenster mit jeweils 7.5 m zur Darstellung gleitend gemittelt. In Abb. 5.9 sind die Ergebnisse gezeigt.

Die Bewölkung führt in den Partikel-Rückstreuprofilen zu erhöhten Werten mit Peaks

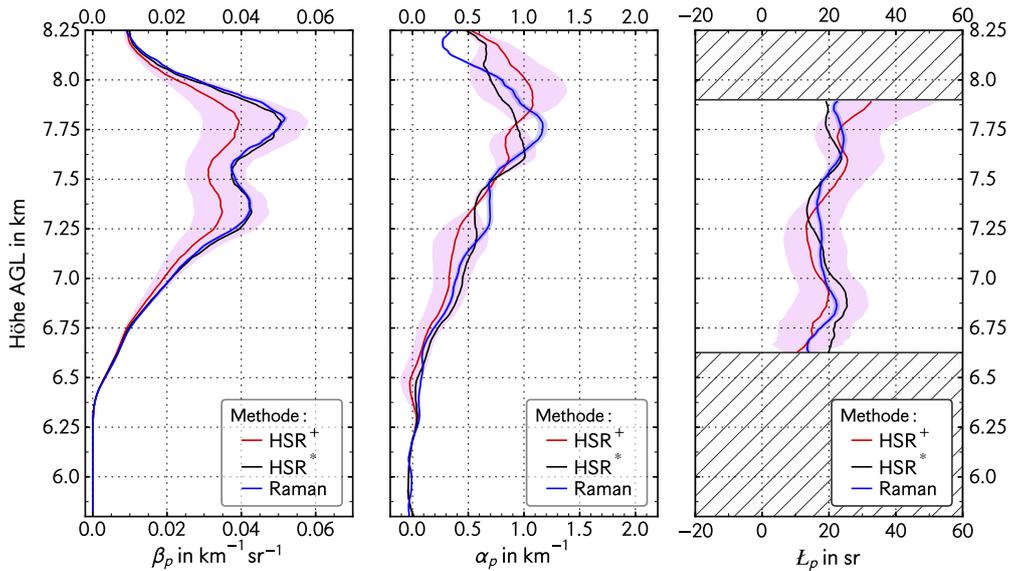


Abbildung 5.9.: Gemitteltetes Profil des Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten und des Partikel-Lidarverhältnisses der Nachtmessung. Für die HSR-Methode wurden jeweils zwei Rechnungen mit verschiedenen Werten der Transmission von Partikel-Rückstreuung durch das Joddampffilter durchgeführt. Bei HSR⁺ wurde der in Kap. 4.1.3 bestimmte Wert $\kappa_p = 6.3 \cdot 10^{-3}$ und bei HSR* der Wert $\kappa_p = 7.4 \cdot 10^{-3}$ verwendet. Siehe auch Text.

in 7.3 und 7.8 km Höhe. Unter Verwendung des in Kap. 4.1.3 bestimmten κ_p -Werts $\kappa_p^1 = 6.3 \cdot 10^{-3}$ (siehe Abb. 5.9, HSR⁺-Methode) sind die Peak-Werte von β_p mit 0.034 und 0.039 $\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$ kleiner als die mit der Raman-Methode bestimmten Werte von 0.043 und 0.051 $\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Im Gegensatz zu den Absolutwerten stimmen die Höhenänderungen der Profile bis auf eine geringe unterschiedliche Welligkeit des Kurvenverlaufs gut überein. In den Maxima sind zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Lösungsmethoden ein Höhenversatz von ca. 20 bis 40 m festzustellen. Wie Abb. 5.10 zeigt, kommen die angewandten Glättungen der Rückstreuprofile als Ursache in Betracht. Für die Abbildung wurden die Signalverhältnisse P_T/P_{Ra} und P_T/P_{HSR} berechnet und nach Glättung (gleitende Mittelung) mit verschiedenen Mittelungslängen miteinander verglichen. Je nach statistischer Verteilung der Messwerte ist durch die Glättung eine Höhenänderung der Wolkenpeaks zu erkennen. Das mit bis zu 31×7.5 m geglättete Verhältnis P_T/P_{Ra} ist gegenüber dem mit bis zu 31×7.5 m geglätteten Verhältnis P_T/P_{HSR} um +7.5 bis +45 m

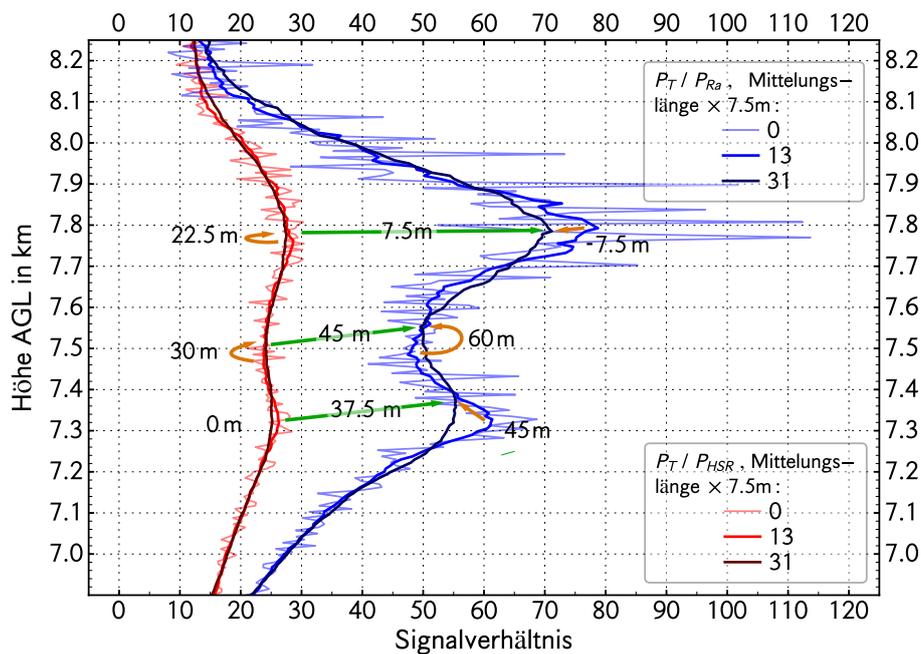


Abbildung 5.10.: Dargestellt sind geglättete Signalverhältnisse P_T/P_{Ra} und P_T/P_{HSR} mit Mittelungslängen von 0 m, 13×7.5 m und 31×7.5 m. Die angegebenen Längen links von P_T/P_{HSR} und rechts von P_T/P_{Ra} bezeichnen die Höhendifferenzen zwischen den mit 13×7.5 m und 31×7.5 m gemittelten Profilen (orangefarbene Pfeile). Die angegebenen Werte zwischen den Kurvenscharen bezeichnen die Höhendifferenzen zwischen den mit 31×7.5 m gemittelten Profilen von P_T/P_{HSR} und P_T/P_{Ra} (Andeutung durch grünfarbene Pfeile).

in der Höhe verschoben. Beim Vergleich der mit 13×7.5 m geglätteten und damit nur wenig verschobenen Verhältnisse fällt auf, dass die Höhe des unteren Wolkenpeaks bei der Verhältnisse in 7.3 km Höhe gut übereinstimmt. Die Höhe des oberen Wolkenpeaks (Höhenbereich von 7.8 km) von P_T/P_{Ra} aber ca. 40 m höher liegt als die von P_T/P_{HSR} . Ob diese durch Mehrfachstreuungseffekte [57] der Eiskristalle oder durch die Zunahme des Rauschens mit der Höhe verursacht wurde, müssen zukünftige Untersuchungen zeigen.

Für die HSR⁺- und die Raman-Lösungen sind in Abb. 5.9 die Fehlerbereiche als eingefärbte Fläche mit erhöhter Transparenz dargestellt. Der größte Fehler bei der Bestimmung des Partikel-Rückstreukoeffizienten (HSR-Methode) ergibt sich aus der Bestimmung von κ_p . Bei der Messung der Filterunterdrückung (Kap. 4.1.3) wurde κ_p^1 mit einer Unsicherheit von 25 % ermittelt. Für die Bestimmung des Fehlers (HSR⁺) wurde κ_p^1 im Bereich der Unsicherheit variiert. Es zeigt sich durch die Unsicherheit der Fehlerlösung, dass bei einer Vergrößerung der Fehler größer ist als bei einer Verkleinerung um den gleichen Betrag. Je größer die Unterdrückung der Joddampfzellen ist, desto kleiner ist der Fehler von β_p durch die fehlerbehaftete Bestimmung der Unterdrückung der Joddampffzelle.

Das Ergebnis der Raman-Methode liegt bei einer Variation von κ_p^1 um 25 % innerhalb des Fehlerbereichs des mit der HSR⁺-Methode bestimmten Ergebnisses. Bei der HSR*-Methode wurde der κ_p -Wert $\kappa_p^2 = 7.4 \cdot 10^{-3}$ verwendet, der zu einer guten Übereinstimmung der HSR-Lösung mit der Raman-Lösung bei β_p führte. Durch diese atmosphärische Messung ist festzustellen, dass die wirkliche Unterdrückung des Joddampffilters in der Absorptionslinie 1109 gegenüber dem Versuch aus Kap. 4.1.3 um 17 % geringer ist.

Bei der Raman-Lösung wurde ein Fehlerbereich von 1 % dargestellt, der durch die Annahme des Ångström-Exponenten bei der Berechnung der Transmissionsterme in Gl. (3.1.13) vorhanden ist [3, 53]. Aus dieser Annahme ergibt sich für β_p beispielsweise ein Fehler von $5.17 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}\text{sr}^{-1}$ in 7.81 km Höhe.

Die Ergebnisse des berechneten Partikel-Extinktionskoeffizienten, die mit der HSR- und der Raman-Methode bestimmt wurden, sind in Abb. 5.9 (Mitte) dargestellt. Bei der HSR-Methode wurde mit κ_p^1 (siehe Abb. 5.9, HSR⁺-Methode) und mit κ_p^2 (HSR*-Methode) gerechnet.

Tabelle 5.1.: Verwendete Mittelungslängen (gleitendes Mittel) von Profilen, die bei der Berechnung von β_p und α_p notwendig sind. Durch Verwendung linearer Regressionen bei der Ableitung nach R wird ebenfalls eine gleitende Mittelwertbildung erreicht.

Methode	Parameter	Mittelungslänge $\times 7.5$ m
HSR	β_p	$P_T, P_{HSR} : 3$
	α_p	$P_{HSR} : 31$ (bei Ableitung)
		$\beta_p : 31$
Raman	β_p	$P_T, P_{Ra} : 3$
	α_p	$\alpha_p : 3$ (bei Ableitung)
		$P_{Ra} : 31$ (bei Ableitung)

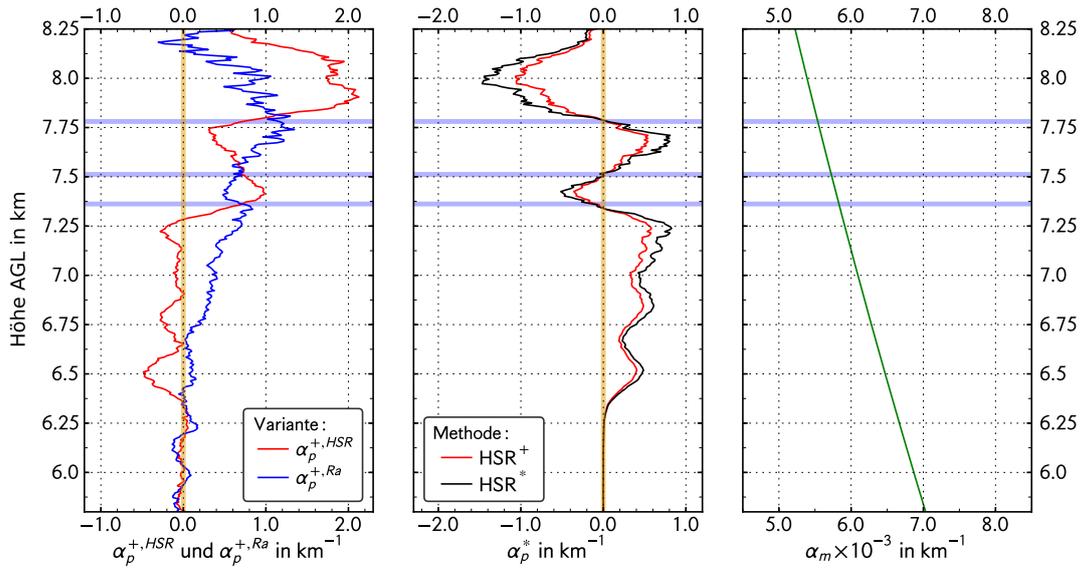


Abbildung 5.11.: Beiträge zu α_p in Gl. (3.1.29). Zur Erklärung, siehe die Gln. (5.2.3), (5.2.4) und (5.2.2). Die orangefarbenen Linien markieren den Wert 0 km^{-1} und die blaufarbenen Linien die Höhen, in der die Kurve α_p^* die Nulllinie schneidet.

Aus welchen Beiträgen sich α_p bei der HSR-Methode zusammensetzt, zeigt die Analyse von Gl. (3.1.29) in Abb. 5.11. Darin sind die Terme aus Gl. (3.1.29),

$$\frac{d}{dR} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{\kappa_p \beta_p(\lambda_L, R)}{\kappa_m(R) \beta_m(\lambda_L, R)} \right) \right] = \alpha_p^*(\lambda_L, R) \text{ und} \quad (5.2.2)$$

$$\frac{d}{dR} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{\kappa_m(R) N(R) O(\lambda, R)}{P_{HSR}(\lambda_L, R) R^2} \right] = \alpha_p^{+,HSR}(\lambda_L, R), \quad (5.2.3)$$

und in einer Variation von Gl. (5.2.3), in der P_{HSR} durch P_{Ra} ersetzt wurde,

$$\frac{d}{dR} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{\kappa_m(R) N(R) O(\lambda, R)}{P_{Ra}(\lambda_L, R) R^2} \right] = \alpha_p^{+,Ra}(\lambda_L, R) \quad (5.2.4)$$

einzelnen für die beschriebene Messung dargestellt. Unterhalb der Bewölkung bis 6.3 km Höhe sind die gezeigten Partikel-Extinktionskoeffizienten α_p bei der HSR-Methode mit Werten zwischen -0.02 und 0.04 km^{-1} im Rahmen des Fehlers identisch. In diesem Höhenbereich führt die sehr geringe Partikelkonzentration zu einem Partikel-Rückstreukoeffizient von ca. $0 \text{ km}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (siehe Abb. 5.9 links) und dadurch zu einem Beitrag zu α_p von $\alpha_p^* \approx 0 \text{ km}^{-1}$. Der Anteil an α_p durch $\alpha_p^{+,HSR} - \alpha_m$ (siehe Gln. (5.2.3) und (3.1.29)) ist ebenfalls ca. 0 km^{-1} .

Der berechnete Partikel-Extinktionskoeffizient nach der Raman-Methode schwankt unterhalb der Bewölkung bis 6.3 km Höhe mit $\alpha_p \pm 0.02 \text{ km}^{-1}$ nur leicht um die Ergebnisse der HSR-Lösung (siehe Abb. 5.9 (Mitte)).

Im unteren Bereich der Wolkenschicht steigt der Partikel-Extinktionskoeffizient bis 7.25 km Höhe auf 0.4 km^{-1} (HSR⁺-Methode), 0.55 km^{-1} (HSR^{*}-Methode) und 0.65 km^{-1} (Raman-Methode) an. Bei den Ergebnissen mit der HSR-Methode wird der Beitrag negativer

$\alpha_p^{+,HSR}$ Werte, der durch eine nicht vollständige Unterdrückung der Signalanteile durch die Partikel-Rückstreuung verursacht wird, durch positive α_p^* Werte ausgeglichen oder überkompensiert (siehe Abb. 5.11). Der mit der Höhe positive Anstieg des Partikel-Rückstreukoeffizienten (Abb. 5.9 (links)) führt zu positiven Werten von α_p^* . Darin führen größere κ_p Werte zu größeren Beiträgen durch α_p^* .

Dieses Verhalten kehrt sich durch negative Anstiege des Partikel-Rückstreukoeffizienten zwischen 7.3 und 7.5 km Höhe und zwischen 7.8 und 8.25 km Höhe um. Hierbei führt die HSR*-Methode mit größerem κ_p Wert zu kleineren Partikel-Extinktionskoeffizienten. In den Übergangsbereichen, in denen der Partikel-Rückstreukoeffizient höhenunabhängig ist, schneiden sich die Kurven des mit der HSR-Methode berechneten Partikel-Extinktionskoeffizienten. α_p^* ist in den Höhen der Schnittpunkte von $\alpha_p^{+,HSR}$ und $\alpha_p^{+,Ra}$ gleich 0 km^{-1} und der mit der HSR-Methode bestimmte Partikel-Extinktionskoeffizient α_p unabhängig vom Partikel-Rückstreukoeffizienten und vom Wert κ_p . Der Wert α_p wird dann nur durch den Beitrag von $\alpha_p^{+,HSR}$ und den relativ kleinen Beitrag α_m gebildet.

Welchen Einfluss das geringfügig mit Partikel-Rückstreuung behaftete Rückstreusignal P_{HSR} (siehe Abb. 5.8 (b)) auf den Partikel-Extinktionskoeffizienten in den Höhen $\alpha_p^* = 0 \text{ km}^{-1}$ hat, zeigt der Vergleich von $\alpha_p^{+,HSR}$ mit $\alpha_p^{+,Ra}$ in Abb. 5.11 (links). $\alpha_p^{+,Ra}$ ist dabei mit dem reinen Molekül-Rückstreusignal P_{Ra} berechnet (siehe Gl. (5.2.4)). Wegen $\alpha_p^{+,HSR} = \alpha_p^{+,Ra}$ ist in den Höhen 7.3 und 7.5 km eindeutig erkennbar, dass der *crossstalk* keinen Einfluss auf α_p hat. In der Höhe 7.8 km ist dagegen mit $\alpha_p^{+,Ra} = 1.1 \text{ km}^{-1}$ größer als $\alpha_p^{+,HSR} = 0.6 \text{ km}^{-1}$. Das kann durch *crossstalk*, aber auch durch Mehrfachstreuung [57] und den bereits beschriebenen Effekten der Höhenverschiebung von Rückstreusignalen bei Glättung verursacht worden sein. Die scheinbare Verschiebung der Signale durch den Glättungseffekt kann sich durch die Bildung der Ableitung nach R stark auswirken.

Die größten Werte von α_p in der betrachteten Wolkenschicht (vgl. Abb. 5.9, Mitte) werden in 7.87 km Höhe mit 1.09 km^{-1} (HSR⁺-Methode), in 7.62 km Höhe mit 1.01 km^{-1} (HSR*-Methode) und in 7.75 km Höhe mit 1.16 km^{-1} (Raman-Methode) erreicht. Die Änderung von $\kappa_p = 6.3 \cdot 10^{-3}$ (HSR⁺-Methode) zu $\kappa_p = 7.4 \cdot 10^{-3}$ (HSR*-Methode) führt zu einer leichten Abschwächung von α_p um 0.08 km^{-1} und zum Absinken der Höhe des Partikel-Extinktionsmaximums um 250 m. Die Unsicherheit bei der ursprünglichen Bestimmung von κ_p^1 wurde, wie bei der Bestimmung des Partikel-Rückstreukoeffizienten, als Fehlerbereich für die (HSR⁺-Methode) in Abb. 5.9 (Mitte) ergänzt. In den Höhen 7.3 und 7.5 km, in denen $\alpha_p^* = 0 \text{ km}^{-1}$ ist (siehe Abb. 5.11) und sich α_p durch die fehlerhafte Annahme von κ_p nicht ändert, ist auch diese betrachtete Unsicherheit gleich 0 km^{-1} . Bei der Raman-Methode wurde eine höhenkonstante Unsicherheit von 3 % für Eiskristalle dargestellt, die durch die Annahme des Ångström-Exponenten für die Wellenlängenabhängigkeit der Partikel im Nenner von Gl. (3.1.9) vorhanden ist [3, 53]. Aus der Annahme ergibt sich für α_p im Höhenbereich des größten Partikel-Extinktionskoeffizienten (7.8 km) die Unsicherheit von 0.05 km^{-1} . Es ist also festzustellen, dass die berechneten Profile des Partikel-Extinktionskoeffizienten nicht immer im Rahmen des Fehlers übereinstimmen (siehe Abb. 5.9, Mitte). Mögliche Ursachen dafür wurden bereits oben diskutiert.

Das berechnete Partikel-Lidarverhältnis L_p (siehe Gl. 3.1.5) aus den Ergebnissen von β_p und α_p der HSR- und Raman-Methode ist in Abb. 5.9 (rechts) gezeigt. Unterhalb von 6.62 km und oberhalb von 7.78 km Höhe erfolgt keine Wertedarstellung. Für die Ergebnisse der HSR⁺- und Raman-Methode wurde jeweils die Standardabweichung ΔL_p

berechnet, die sich aus den einzelnen Unsicherheiten $\Delta\beta_p$ und $\Delta\alpha_p$ mit dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz [44] ergibt:

$$\Delta L_p = L_p \sqrt{\left(\frac{\Delta\alpha_p}{\alpha_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\beta_p}{\beta_p}\right)^2}. \quad (5.2.5)$$

Weil durch die Variation von κ_p^1 um $\pm 25\%$ bei der Bestimmung von $\Delta\beta_p$ und $\Delta\alpha_p$ (HSR⁺-Methode) eine Unsymmetrie zeigte, d.h. größere Unsicherheiten bei $\kappa_p^1 + 0.25\kappa_p^1$ gegenüber kleineren Unsicherheiten bei $\kappa_p^1 - 0.25\kappa_p^1$, wurde auch Gl. 5.2.5 für beide Varianten berechnet. Die Standardabweichungen für L_p der HSR⁺- und Raman-Methode sind als Fläche mit gleicher Profifarbe und erhöhter Transparenz in Abb. 5.9 (rechts) ergänzt.

Das Partikel-Lidarverhältnis liegt bei der HSR⁺-Methode im Mittel bei 19 sr und schwankt im gewählten Höhenbereich zwischen 10 und 33 sr. Bei Anwendung des von κ_p^2 (HSR*-Methode) liegt das Mittel bei 20 sr und die Schwankungsbreite reduziert sich auf 12 sr (12 bis 24 sr). Diese Lösung liegt bei der Betrachtung des gesamten Höhenbereichs etwas näher an der Raman-Lösung, die im Mittel ebenfalls ein Partikel-Lidarverhältnis von 20 sr lieferte. Die Schwankungsbreite liegt bei 10 sr (13 bis 23 sr).

Das Ergebnis des bestimmten Fehlers ΔL_p ist bei der Raman-Methode kleiner 2 sr. Bei der HSR⁺-Methode führt die Variation von $\kappa_p^1 - 0.25\kappa_p^1$ zwischen 6.62 und 7.8 km Höhe zu einem Fehler von 6 bis 12 sr und bei $\kappa_p^1 + 0.25\kappa_p^1$ zu 9 bis 13 sr. Oberhalb von 7.8 km Höhe, also oberhalb des höher gelegenen Wolkenpeaks, steigt der Fehler bei größeren Werten von κ_p in Folge des markant zurück gehenden SNRs (siehe Abb. 5.8) stark an. An der Oberkante des gezeigten Höhenbereichs liegt die positive Abweichung bei 19 sr.

Im Vergleich mit der getroffenen Auswahl an Partikel-Lidarverhältnissen in Tab. 3.1 und im Hinblick auf die Temperaturverhältnisse (ca. -20 bis -45 °C, siehe Abb. 5.4, Temp 06 UTC) können die Partikel-Lidarverhältnisse der gemessenen Wolkenelemente von 20 sr als Eiskristalle charakterisiert werden.

5.2.2. Tagmessung

Die Messwerte zwischen 08.45 und 09.15 UTC, also nach Sonnenaufgang, wurden in Analogie der vorangegangenen Nachtmessung (siehe Kap. 5.2.1) verarbeitet. In Abb. 5.12 sind die prozessierten Rückstreusignale, die statistischen Signalfehler und das SNR der jeweiligen Kanäle dargestellt. Im Folgenden wird nur auf signifikante Unterschiede im

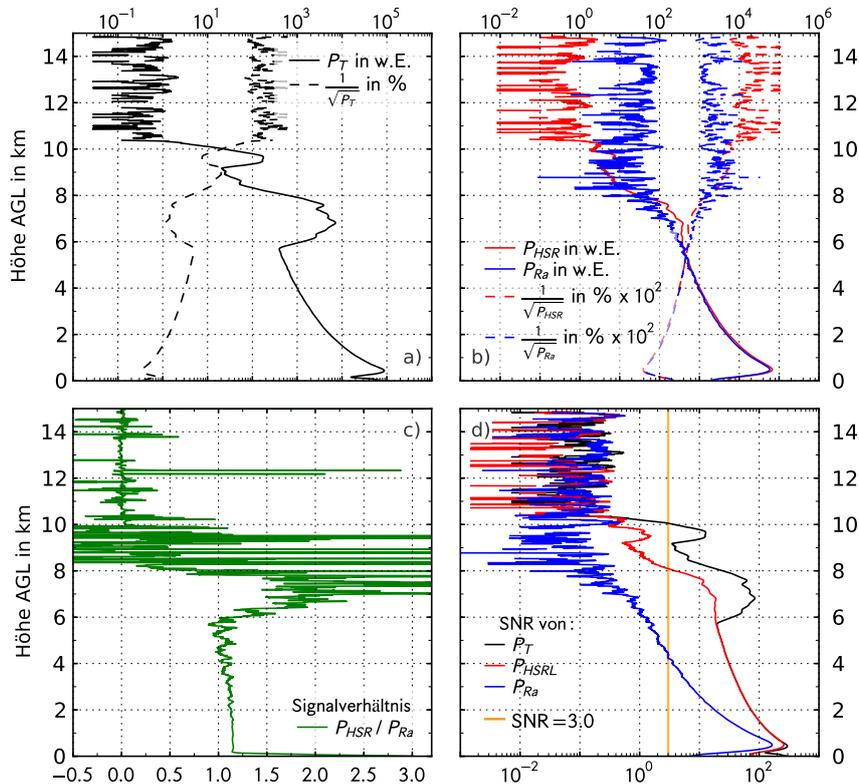


Abbildung 5.12.: Bild a) und b) zeigen Höhenprofile der Signale der jeweiligen Kanäle während der Tagmessung und die statistischen Signalfehler durch Poisson-Rauschen (vgl. Abb. 5.8). Im Bild d) ist dazu das SNR für jedes Profil ergänzt. Zur Einschätzung von Partikel-Rückstreuung im HSR-Kanal ist mit Bild c) das Verhältnis P_{HSR}/P_{Ra} der Abbildung hinzugefügt.

Vergleich zur Nachtmessung (kurz 'NM') eingegangen, deren Ergebnisse bereits in den Abb. 5.8 und 5.9 dargestellt sind.

Der statistische Fehler des Signals des Gesamtkanals steigt bereits zwischen 10 und 10.3 km Höhe von 30 auf 100 % an. Die geringeren Photonenzählraten sind durch eine mächtigere Wolkenschicht zwischen 5.8 und 8.1 km und durch eine zweite Wolkenschicht zwischen 9.1 und 10 km verursacht, die gegenüber den Nachtmessung im Mittel 1 km tiefer liegt und mit etwa $2 \cdot 10^2$ Photonen eine höhere Photonenzählrate zeigt.

Der statistische Fehler des HSR-Kanals verbleibt bis in 9.8 km Höhe unter 50 % (vgl. 10.5 km zur NM). Durch die etwas mächtigere untere Wolkenschicht unterschreitet das zugehörige SNR den Wert 3 bereits in 8.1 km (vgl. 9.7 km zur NM). Zwischen 5.9 und 7.8 km bildet sich in P_{HSR} die Profilstruktur des Gesamtkanals P_T durch *crosstalk* leicht ab.

Im Mittel ist das Signalprofil des Raman-Kanals P_{Ra} dem Signalprofil des HSR-Kanals P_{HSR} unterhalb von ca. 8 km Höhe sehr ähnlich. Dies zeigt ein Kurvenvergleich in Teilabbildung b) und das Signalverhältnis P_{HSR}/P_{Ra} in Teilabbildung c) von Abb. 5.12. Der Hauptunterschied beider Signale ist der hohe Rauschanteil des Raman-Signals durch Himmelshintergrund, was sich oberhalb von 2 km Höhe deutlich zeigt. Im partikelarmen Höhenbereich zwischen 2 und 5.8 km Höhe sinkt das SNR von P_{Ra} mit der Höhe von 18 auf 1.6 ab. Das SNR von 3 wird in 4.3 km Höhe unterschritten. Unter ähnlichen atmosphärischen Bedingungen wurde in den Daten der Nachtmessung zwischen 2 und 5.8 km Höhe ein SNR zwischen 100 und 30 festgestellt (vgl. Abb. 5.8), wobei das SNR von 3 in 8 km Höhe oberhalb der ersten Wolkenschicht unterschritten wurde. Das SNR des Signals des HSR-Kanals P_{HSR} liegt in 2 bis 5.8 km Höhe zwischen 65 und 20 und damit deutlich über dem SNR von P_{Ra} .

Mit dem SNR des Raman-Signals war es nicht sinnvoll, für die bereits mit den Daten der Nachtmessung betrachtete Wolkenschicht eine Raman-Lösung der Profile des Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten abzuleiten. Im Höhenbereich zwischen 5.8 und 8.1 km Höhe liegt das SNR von P_{Ra} zwischen den Werten von 1.6 und 0.1. Aus diesem Grund erfolgt in der folgenden Darstellung der Datenauswertung (Abb. 5.13) kein Ergeb-

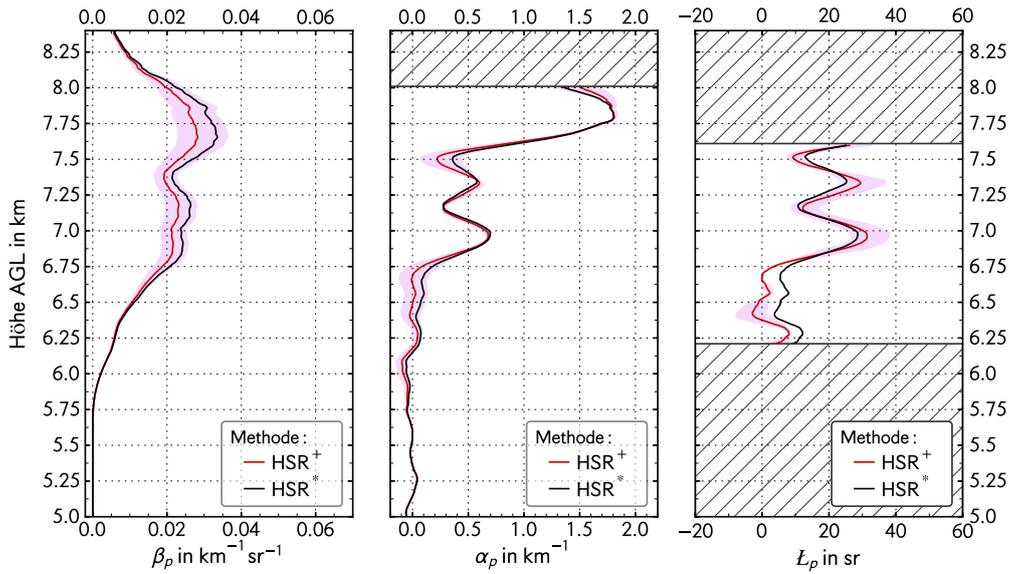


Abbildung 5.13.: Gemitteltetes Profil des Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten und des Partikel-Lidarverhältnisses der Tagmessung. Die Rechnungen zur HSR^+ -Methode wurden mit $\kappa_p^1 = 6.3 \cdot 10^{-3}$ durchgeführt und bei der HSR^* -Methode der Wert $\kappa_p = 7.4 \cdot 10^{-3}$ verwendet. Der angegebenen Fehlerbereiche in hellroter Einfärbung beziehen sich auf die HSR^+ -Methode und wurden analog zur Nachtmessung berechnet.

nisvergleich von HSR und Raman-Methode. Als weitere Konsequenz wird neben dem im Labor festgestellten Faktor der Unterdrückung von Partikel-Rückstreuung durch das Joddampf-Filter $\kappa_p^1 = 6.3 \cdot 10^{-3}$ der mit den Ergebnissen der Nachtmessung festgestellte Faktor von $\kappa_p^2 = 7.4 \cdot 10^{-3}$ verwendet und nicht mit den Ergebnissen der Raman-Methode zur Tagmessung geprüft. Die Bestimmung der Profile des Partikel-Rückstreu- und Partikel-

Extinktionskoeffizienten und des Partikel-Lidarverhältnisses inklusive der Fehler erfolgte analog zur Auswertung der Nachtmessung. Der Wert $\beta_p(\lambda_L, R_0) = 1 \cdot 10^{-5} \text{ km}^{-1}\text{sr}^{-1}$ in R_0 wurde zwischen 5.0 und 5.5 km Höhe angenommen.

In Abb. 5.13 sind die Profile β_p (links), α_p (Mitte) und L_p (rechts) gezeigt, wobei die HSR-Lösung wieder mit κ_p^1 als HSR⁺-Methode und die mit κ_p^2 als HSR*-Methode bezeichnet ist. In der betrachteten Wolkenschicht sind die Partikel-Rückstreuoeffizienten zwischen 32 und 41 % geringer gegenüber den Ergebnissen der Nachtmessung. Dies hatte sich bereits durch geringere Signale im Gesamtkanal angedeutet.

Der Partikel-Extinktionskoeffizient schwankt im unteren Bereich der Wolkenschicht (6.75 und 7.5 km Höhe) zwischen 0.2 und 0.7 km^{-1} . Darüber steigt α_p unabhängig von der HSR-Methode auf 1.75 km^{-1} an. Im gezeigten Höhenbereich fällt die synchrone Änderung der HSR*- und HSR⁺-Ergebnisse der Extinktion mit der Höhe auf, die in den HSR-Ergebnissen der Nachtmessung oberhalb von 7.2 km Höhe nicht vorhanden ist.

Die HSR*-Ergebnisse des Partikel-Lidarverhältnis im unteren Bereich der Wolkenschicht (6.2 bis 6.8 km Höhe) liegen zwischen 2.5 und 11.5 sr. In den Höhen darüber, 6.8 bis 7.65 km, schwankt L_p etwas stärker zwischen 11.5 und 28.5 sr. Durch den Vergleich mit Tab. 3.1 und im Hinblick auf die niedrigen Temperaturen in diesem Höhenbereich kann wieder auf Eiskristalle geschlossen werden.

Die Ergebnisse der Tagmessung weisen darauf hin, dass Mehrfachstreuung die Messergebnisse beeinflusst hat. So ist im unteren Bereich des Zirrus die Extinktion kleiner und im oberen Bereich größer als bei der Nachtmessung. Dieser Mehrfachstreueinfluss kann durch zusätzliche Modellierung bestimmt werden.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Masterarbeit wurden die theoretischen Grundlagen eines HSRLs und die praktische Erweiterung des Raman-Lidars BERTHA um einen HSR-Kanal beschrieben. Damit wurde erstmals in ein Raman-Lidar ein HSR-Kanal verbaut und ein direkter Vergleich der Messmethoden durchgeführt. Die Besonderheit des Aufbaus ermöglicht die Detektion zeitlich und räumlich identischer atmosphärischer Luftvolumen. Mit Vergleichsmessungen an Aufzugsbewölkung bei Tag und Nacht zeigte sich hinsichtlich auswertbarer Profilhöhen die Tageslichttauglichkeit des HSR-Lidars und die dagegen begrenzte Tageslichttauglichkeit des Raman-Lidars. Grund dafür sind die wesentlich verschiedenen differentiellen Streuquerschnitte von Molekülen bei Rayleigh- und Raman-Streuprozessen. Deshalb wurde dargelegt, dass der differentielle Streuquerschnitt von Vibrations-Rotations-Raman-Streuung, wie er im Raman-Kanal des Aerosollidars BERTHA verwendet wird, nur anteilig 0.85 % des differentiellen Streuquerschnitts von Rayleigh-Streuung im HSR-Kanal von BERTHA einnimmt.

Die Bezeichnung »High-Spectral-Resolution-Lidar« deutet bereits an, dass die Funktion eines HSRLs auf hochspektraler Betrachtung von Streuspektren basiert. Lufttemperatur und Luftdruck haben einen wesentlichen Einfluss auf das Spektrum von Rayleigh-Streuung und bestimmen die Funktionsweise des HSR-Kanals. Beide Parameter wurden deswegen mittels des einheitenlosen y -Parameters [43] erfasst. Der Rayleigh-Streuprozess ist dabei elastisch für $y = 0$, also bezeichnend für ideale Gase. Unter realen troposphärischen Verhältnissen ist dagegen $[0.05 \leq y \leq 0.9]$ und es bilden sich im Spektrum der Molekül-Rückstreuung mit ansteigendem y -Wert zunehmend starke symmetrische Brillouin-Seitenbänder aus. Dieser Umstand muss bei der Beschreibung des HSR-Kanals berücksichtigt werden. Hohe Temperaturen bei tiefem Luftdruck führen zu geringen y -Werten und tiefe Lufttemperaturen bei hohem Luftdruck zu hohen y -Werten. Für das Rayleigh-Brillouin-Spektrum wurde in dieser Arbeit die Parametrisierung von Witschas (2010) [64] verwendet.

Nach allgemeinen Betrachtungen zur Lichtstreuung an Molekülen und Partikeln wurden die Methoden des Rayleigh-Mie-Lidars, des Raman-Lidars und des HSRLs ausgeführt, deren Funktionsprinzip erläutert und dazu die wichtigen Gleichungen entwickelt. Mit diesen Inhalten konnte gezeigt werden, dass mit einem Empfangskanal für Molekül-Rückstreuung Werte des Partikel-Rückstreu- und Partikel-Extinktionskoeffizienten β_p und α_p unabhängig voneinander bestimmbar sind.

Der HSR-Kanal des Systems BERTHA verwendet ein schmalbandiges Joddampffilter, das Partikel-Rückstreusignale in hohem Maß unterdrückt und das Molekül-Rückstreusignal weitestgehend transmittiert, wobei der Spektralbereich um die Absorptionslinie 1109 [22] von Jod-Molekülen genutzt wird. Die mittlere Wellenzahl der Linie ist 532.26 nm oder $\tilde{\nu}_0 = 18787.8025 \text{ cm}^{-1}$. Nach Betrachtungen zur Doppler- und Stoßverbreiterung der Ab-

sorptionslinie wurde veranschaulicht, dass die volle Halbwertsbreite der unsymmetrischen Linie bei 30 °C ca. 1.76 GHz beträgt.

Der verbliebene Anteil transmittierter Partikel-Rückstreuung hinter dem eingesetzten Filter (*crosstalk*) wird durch den Faktor κ_p beschrieben. Weil sich die volle Halbwertsbreite des Partikel-Rückstreusignals innerhalb des maximalen und annähernd konstanten Absorptionsbereichs der Linie 1109 befindet, ist der Wert κ_p praktisch wellenlängenunabhängig. Dagegen ist der Anteil transmittierter Molekül-Rückstreuung κ_m , mit vollen Halbwertsbreiten des Rayleigh-Brillouin-Spektrums in der Troposphäre zwischen 2.5 und 3 GHz, abhängig von der Filtercharakteristik. Unter troposphärischen Verhältnissen ist $[0.3 \leq \kappa_m \leq 0.4]$. Die beide Faktoren, κ_p und κ_m , müssen bei der Beschreibung des Molekülsignals des HSR-Kanals einbezogen werden.

Bei der Ableitung des Partikel-Rückstreukoeffizienten β_p und des Partikel-Extinktionskoeffizienten α_p aus den Signalen des HSRLs ist die Gleichung zur Beschreibung des Molekülsignals anders als beim Raman-Lidar. Sowohl die Rückstreuung als auch die atmosphärische Transmission gehen nur bei der Laserwellenlänge in die Gleichungen ein. Durch den *crosstalk* muss beim HSR-Signal zusätzlich die Partikel- und die Molekül-Rückstreuung bei der Laserwellenlänge berücksichtigt werden, was durch die Filtercharakteristik und damit den Faktoren κ_p und κ_m in den Gleichungen umgesetzt wird. Im Gegensatz zur Raman-Lösung muss bei der HSRL-Lösung also keine Wellenlängenverschiebung durch Raman-Streuung beachtet werden. Damit entfällt auch die Annahme des Ängström-Exponenten. Bei der Ableitung von Profilen der optischen Eigenschaften β_p und α_p wurde zunächst β_p bestimmt und dessen Ergebnis bei der Berechnung von α_p verwendet.

Im Rahmen des praktischen Arbeitsteils konnte der Empfänger und der Sender des Systems BERTHA erfolgreich umgebaut werden. Sendeseitig wird aufbereitetes Laserlicht mit einer Wellenlänge von ca. 532 nm und einer Halbwertsbreite von 90 MHz (Herstellerrangabe) abgegeben. Zur ordnungsgemäßen Funktion der HSRL-Methode musste die Emissionswellenlänge auf die Wellenlänge der Absorptionslinie 1109 abgestimmt werden. Die dafür notwendigen Steuereinheiten für den Laser wurden aufgebaut und die Emissionswellenlänge durch ein Wavemeter bei Messungen kontinuierlich überprüft und ggf. manuell kompensiert.

Im Empfänger des Systems BERTHA wurden der Gesamtkanal und der Raman-Kanal für die durchgeführte Installation des HSR-Kanals ebenfalls angepasst. Zum Umbau gehörte auch die Herstellung des notwendigen Joddampffilters. Die Küvette aus Quarzglas mit schräg eingebauten unvergüteten optischen Fenstern wurde in der Glasbläserei des IfT mit Joddampf bei der Temperatur für den Gleichgewichtsdampfdruck von 30 °C mit Hilfe eines geeigneten Verfahrens befüllt und eingeschmolzen. Durch eine temporäre Modifikation des Aerosollidars (Laborbedingungen) konnte der Wert κ_p für die Absorptionslinie 1109 des Joddampffilters zu $\kappa_p^1 = 6.3 \cdot 10^{-3}$ mit einer Unsicherheit von $\pm 25\%$ bestimmt.

Untersuchungen zur Frequenzstabilität und der spektralen Reinheit des verwendeten Lasers vom Typ Powerlite 9030 ergaben eine Frequenzdrift der Emissionswellenlänge von +125 MHz/h. Nach 90 min Warmlaufzeit reduzierte sich diese Drift auf +50 MHz/h.

Wird die Laserwellenlänge nahe der oberen Wellenlänge der Flanke der Absorptionslinie 1109 abgestimmt, kann etwa 7 h ohne Wellenlängenkorrektur und mit $\kappa_p \leq 6.3 \cdot 10^{-3}$ gemessen werden. Weiter ergab eine Analyse der Asymmetrie der Absorptionslinie und der Lage des Absorptionsmaximums außerhalb der mittleren Linienwellenlänge, dass für möglichst starke Transmissionen von Molekül-Rückstreusignalen (κ_m) in Abhängigkeit des geforderten Wertes κ_p die Laserwellenlänge in Richtung höherer Werte zu verschieben ist.

Bei den Wellenlängenmessungen des Lasers fielen Laserpulse auf, die mit dem Wavemeter nicht messbar waren. Zu 603 von 212400 Laserpulsen (das sind bei BERTHA im Mittel 0.08 Laserpulse pro Sekunde) war keine Angabe zur Laserfrequenz möglich. Es wird davon ausgegangen, dass eine mangelhafte Seederregelung des Lasers kurzzeitig für die Wellenlängenänderungen des Laser verantwortlich ist. Die damit im Zusammenhang stehende Änderung der Leistung des Laserlichts außerhalb des möglichen Dynamikbereichs des Wavemeters könnte die Fehlmessungen verursacht haben. Außerhalb der Absorptionslinie abgegebenes Laserlicht erhöht die Transmission des Partikel-Rückstreusignals durch das Joddampffilter und folglich auch drastisch den *crosstalk*.

Eine direkte Vergleichsmessungen der beiden in einem einzigen Messsystem vereinten Lidar-Methoden wurde am 01.12.2011 durchgeführt. An diesem Messtag befand sich Leipzig in einer Südwestströmung vorderseitig einer sich nähernden Warmfront. Das Bild der Aufzugsbewölkung wurde von umliegenden Wetterstationen und durch Radiosondenmessungen mit geschichtetem Altokumulus, Altostratus und Zirrostratus mit Untergrenzen in 5.8 bis 6 km Höhe und Obergrenzen bis 10 km Höhe beschrieben. Zur Zeit der Messung war es niederschlagsfrei. Unterstützende Messungen erfolgten durch ein weiteres Aerosollidar (PollyXT, [1]) und durch ein Wolkenradar (MIRA36) am IfT.

Die Messung zwischen 05.45 und 06.15 UTC, also eine Nachtmessung vor Sonnenaufgang, konnte als direkter Vergleich zwischen den Messmethoden im System BERTHA verwendet werden. Die dafür nötigen Signalprofile, Profile des statistischen Signalfehlers, des SNRs und des Verhältnisses von HSR-Signal zum Raman-Signal wurden dargestellt und diskutiert. Markant sind bei diesem Vergleich die Ergebnisse zum SNR und zum Signalverhältnis von HSR- zum Raman-Kanal.

Das SNR ist direkt unterhalb der Wolkenschicht in den drei Kanälen mit Werten zwischen 20 und 25 sehr ähnlich. Oberhalb der Wolkenschicht in 8.1 km hat das SNR des Raman-Kanals dagegen den Wert 2.6 und das SNR des HSR-Kanals den Wert 10. Aus den vergleichsweise schwachen Raman-Signalen lässt sich schließen, dass oberhalb dieser Wolkenschicht der Rauschanteil gegenüber dem HSR-Signal wesentlich stärker ausgeprägt ist. Der Vergleich zeigt prinzipiell auch, dass mit einem HSRL sinnvolle Profilauswertungen bis in größere Höhen vornehmbar sind.

Das untersuchte Signalverhältnis des HSR-Signals zum Raman-Signal ergibt unterhalb und oberhalb der Bewölkungsschicht den Wert 1 und steigt in der Schicht mit Wolkenelementen auf Werte zwischen 2 und 2.6 an. Das Ergebnis weist klar auf die Transmission von Partikel-Rückstreusignalen durch das Joddampffilter hin (*crosstalk*). Die Profilstruktur des Signals im Gesamtkanal kann sich deshalb leicht im Signal des HSR-Kanals abbilden. Diese Eigenschaft muss bei der Interpretation von Signalprofilen beachtet werden.

In den abgeleiteten Profilen des Partikel-Extinktionskoeffizienten β_p zeigt sich die Bewöl-

kungsschicht durch Peaks in 7.3 und 7.8 km Höhe. Unter Verwendung von κ_p^1 sind die Peak-Werte von β_p mit der HSR-Lösung 0.034 und 0.039 $\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$ kleiner als die mit der Raman-Lösung bestimmten Werte 0.043 und 0.051 $\text{km}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Weil die Abweichung der HSR-Lösung von der Raman-Lösung durch die Joddampfzelle und dem verwendeten κ_p -Wert verursacht wird, musste der unter Laborbedingungen bestimmte Wert κ_p^1 so angepasst werden, dass sich eine gute Übereinstimmung der beiden β_p -Lösungen einstellte. Dieser geänderte Wert ist $\kappa_p^2 = 7.4 \cdot 10^{-3}$. Das methodische Vorgehen, der Bestimmung des Wertes durch einen Vergleich von Profilen des Partikel-Rückstreukoeffizienten, ermöglicht eine genauere Bestimmung der tatsächlichen Filterunterdrückung κ_p als unter Laborbedingungen des IFTs möglich ist.

Zwischen den abgeleiteten Profilen des Partikel-Extinktionskoeffizienten aus der HSR-Lösung und der Raman-Lösung sind je nach verwendetem κ_p nur geringe Unterschiede festzustellen. Der höchste Partikel-Extinktionskoeffizient in der Wolkenschicht wurde mit 1.09 km^{-1} in 7.87 km Höhe (HSR-Lösung, κ_p^1), mit 1.01 km^{-1} in 7.62 km Höhe (HSR-Lösung, κ_p^2) und mit 1.16 km^{-1} in 7.75 km Höhe (Raman-Lösung) bestimmt. Durch den Vergleich der einzelnen Terme des Partikel-Extinktionskoeffizienten α_p (HSR-Lösung) konnte nachgewiesen werden, dass in Profilbereichen mit höhenunabhängigen β_p -Wert der α_p -Wert unabhängig vom Partikel-Rückstreukoeffizient β_p und unabhängig von κ_p ist. Der Anstieg von α_p mit der Höhe weist auf einen möglichen Einfluss von Mehrfachstreuung hin.

Auch in den abgeleiteten Profilen des Partikel-Lidarverhältnisses L_p , sind je nach verwendetem κ_p -Wert nur geringe Abweichungen feststellbar. Der mittlere L_p -Wert ist 19 bis 20 sr mit einem Minimum- bis Maximumwert von 10 bis 33 sr (HSR-Lösung, κ_p^1), 12 bis 24 sr (HSR-Lösung, κ_p^2) und 13 bis 23 sr (Raman-Lösung).

Der größte Anteil am Fehler der HSR-Lösung β_p ergibt sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des Werts κ_p^1 ($\pm 25\%$). Der Fehler von β_p zeigt sich als unsymmetrische Fehlerlösung. Dabei kommt es im Allgemeinen zu kleineren Fehlern bei stärkerer Unterdrückung von Partikel-Rückstreusignalen durch die Joddampfzelle. Bei der Bestimmung der Raman-Lösung kamen Fehler in Betracht, die sich aus der Wellenlängenabhängigkeit der Lösung und der Annahme des Ångström-Exponenten ergeben. Bei κ_p^1 ($\pm 25\%$) liegt die Raman-Lösung innerhalb der HSR-Lösung mit κ_p^1 .

Von einem zweiten Zeitabschnitt des Messtages, zwischen 08.45 und 09.15 UTC, wurden in Analogie zur Nachtmessung ebenfalls die Signalprofile inklusive der Fehler ausgewertet. Wegen des zu stark verrauschten Raman-Rückstreusignals war es nur sinnvoll, optische Partikel-Eigenschaften aus den Signalprofilen der HSR-Methode abzuleiten. Dazu wurden Lösungen für beide κ_p -Werte berechnet. Wegen des verrauschten Raman-Signals konnte der Wert κ_p^2 nur ungeprüft aus der Nachtmessung übernommen werden.

Unterhalb der etwas abgesunkenen Wolkenuntergrenze auf 5.9 km Höhe hat sich das SNR des Gesamtkanals und des HSR-Kanals nicht signifikant verändert. Das SNR des Raman-Kanals ist dagegen in allen Höhen wesentlich geringer. Ein SNR-Wert von 3 wird im Raman-Kanal bereits in 4.3 km, im HSR-Kanal in 8.1 km und im Gesamtkanal in 10 km Höhe unterschritten. Oberhalb von 2 km Höhe tritt Rauschen im Raman-Kanal deutlich in Erscheinung. Trotz des Rausches ist jedoch erneut *crosstalk* durch eine Vergrößerung des Signalverhältnisses von HSR- zum Raman-Signal im Bereich der Bewölkung sichtbar. Wegen geringerer Rückstreusignale sind die Partikel-Rückstreukoeffizienten mit 32 bis

41 % geringer als die der Nachtmessung. Die Partikel-Extinktionskoeffizienten variieren dabei zwischen 6.75 und 7.5 km Höhe im unteren Bereich der Bewölkung zwischen 0.2 und 0.7 km⁻¹. Oberhalb steigen diese unabhängig vom verwendeten κ_p -Wert auf 1.75 km⁻¹ an. Das Partikel-Lidarverhältnis beträgt im unteren Bewölkungsbereich 2.5 bis 11.5 sr. Darüber beträgt es in der Bewölkung zwischen 11.5 und 28.5 sr. Der Werteanstieg weist auf den etwas größeren Einfluss von Mehrfachstreuung als bei der Nachtmessung hin. Im unteren Bereich der Bewölkung ist die Extinktion kleiner und im oberen Bereich größer als bei der Nachtmessung. Die Erwartungen an das hohe Rauschmaß des Raman-Kanals und des günstigen Rauschverhaltens des HSR-Kanals bei Tagmessungen mit Hintergrundlicht wurden mit der Tagmessung also erfüllt.

Im Abschluss dieser Masterarbeit hat das Aerosollidar BERTHA den beabsichtigten Ausbaustand erreicht, der es ermöglicht, erfolgreich atmosphärische Extinktionsmessungen durchzuführen. Um das System aber auch im Rahmen von Messkampagnen und Langzeitmessungen zuverlässig einsetzen zu können und um den wissenschaftlichen Nutzen zu steigern, sollten noch Verbesserungen vorgenommen werden:

Sendeseitig könnte eine Wellenlängenkontrolle jedes einzelnen Laserpulses dazu genutzt werden, die spektrale Reinheit des erzeugten Partikel-Rückstreusignals für den HSR-Kanals sicherzustellen und mögliche Auswirkung auf den *crosstalk* auszuschließen. Die verwendete Datenerfassungsanlage »CNT80« besitzt dafür bereits einen Fasereingang für Lichtpulse, die die Triggerung der Datenerfassung unterdrückt und damit Rückstreusignale fehlerhafter Laserpulse von der Messung ausschließt.

Für eine prinzipiell mögliche Automation bzw. Fernkontrolle der Messeinrichtung ist die automatisierte Kontrolle und Änderung der Laserwellenlänge ein Erfordernis. In [16] ist beispielsweise eine dafür gut geeignete, robuste und platzsparende technische Umsetzung beschrieben. Mittels eines opto-akustischen Modulators werden aus dem Laserlicht zwei Lichtstrahlen mit jeweils einem frequenzverschobenen Seitenband erzeugt. Die Frequenzabweichung wird so gewählt, dass sich jedes Seitenband in einer anderen Flanke der verwendeten Absorptionslinie befindet. Nach der Transmission der Strahlen durch eine Joddampfzelle werden die Intensitäten der Strahlen gemessen und verglichen. Das Ergebnis des Vergleichs und dessen Änderung sind ein Maß für die Abweichung der Laserwellenlänge vom Sollwert und seiner Tendenz. Beide Informationen können zur aktiven Wellenlängenregelung verwendet werden.

Weiterhin ist im Empfängerbereich die Effizienz des HSR-Kanals dadurch steigerbar, indem Verluste durch Lichtstreuung an den optischen Fenstern der verwendeten Joddampfzelle minimiert werden. Versuche zeigten aber, dass die Vergütung optischer Fenster beim Anschmelzen an das Quarzrohr durch Hitzeeinwirkung verdampft. Entsprechende Schutzmaßnahmen der Vergütung, wie beispielsweise Schutzgläser usw., sollten untersucht werden. Auch alternative Techniken, wie jodresistente und vakuumfeste Klebeverbindungen als Ersatz zum Anschmelzen, sollten eingehend geprüft werden.

Die ursprüngliche Version des Aerosollidars BERTHA umfasste weitere Empfangskanäle, die zunächst ausgebaut wurden, aber zur Analyse der Wellenlängeneigenschaften von atmosphärischen Partikeln wieder in das Messsystem integriert werden könnten. Durch das Ermöglichen von Polarisationsmessungen des atmosphärisch rückgestreuten Lichts und durch die Verwendung eines Nahfeldteleskops mit einer optimierten Überlappfunktion für den unteren Bereich der Troposphäre könnte der Informationsgewinn über Partikel noch

gesteigert und der Messbereich damit erweitert werden.

Die durchgeführte Verarbeitung der Messsignale und die Profilauswertung erfolgte mit bisher wenig kommentierten Python-Programmskripten [32]. Im Rahmen von EARLINET [13], *European Aerosol Research Lidar Network*, wird ein Software-Paket entwickelt, das die Auswertung der Messung von verschiedenen Lidar-Methoden vorsieht und die mit geringem Aufwand um einen gut dokumentierten Code für die HSR-Auswertung ergänzt werden könnte.

A. Berechnung der benötigten Jodmasse

Für die Befüllung der Glasküvette wird eine bestimmte Masse an Jodkristallen benötigt. Unter der Annahme von Joddampf als ideales Gas wird diese Jodmasse m_{I_2} für einen erwarteten Gleichgewichtsdampfdrucks e_{J_2} bei der Temperatur T_{I_2} (vgl. Abb. 3.8 und Gl. (3.1.18)) mit der allgemeinen Gasgleichung [37] bestimmt. Dies ergibt:

$$e_{J_2} V_F = m_{J_2} \frac{R}{M_{J_2}} T_{J_2}. \quad (\text{A.0.1})$$

Darin sind die universelle Gaskonstante $R = 8.314472 \text{ J mol}^{-1}\text{K}^{-1}$ und die molare Masse eines Jodmoleküls $M_{J_2} = 0.253809 \text{ kg mol}^{-1}$. Aus dem Innendurchmesser d_{Zi} und der Innenlänge l_{Zi} der zylindrischen Glasküvette wird das Volumen

$$V_F = \frac{1}{4} \pi d_{Zi}^2 l_{Zi} \quad (\text{A.0.2})$$

bestimmt und Gl. (A.0.2) in Gl. (A.0.1) eingesetzt. Die Jodmasse m_{I_2} ergibt sich nach Umstellung von Gl. (A.0.1) zu:

$$m_{I_2} = \frac{e_{J_2} \pi d_{Zi}^2 l_{Zi} M_{I_2}}{4RT_{I_2}}. \quad (\text{A.0.3})$$

Das für die Messung verwendete Joddampffilter wurde bei der Herstellung mit Joddampf des Gleichgewichtsdampfdrucks $e_{J_2} = 62.59 \text{ Pa}$ ($T_{I_2} = 30 \text{ ° C}$) befüllt. Die Innenmaße der Glasküvette betragen $d_{Zi} = 4 \text{ cm}$ und $l_{Zi} = 39 \text{ cm}$. In Anwendung von Gl. (A.0.3) berechnet sich die benötigte Masse reinen Jods zur Bereitstellung des Joddampfs für das Volumen der Glasküvette zu 3.06 mg.

Bei der praktischen Durchführung (siehe Kap. 4.1.2) füllte der Joddampf vor dem Abschmelzen nicht nur die Zelle, sondern auch das Rohrsystem zwischen Zelle und Jodreservoir aus. Die effektive benötigte Jodmasse war deshalb deutlich größer. Auch bei der Evakuierung des Jodreservoirs war ein Verlust an Joddampf durch die Ablagerung von Jodkristallen in der Jodfalle zu berücksichtigen. Aus diesen Gründen wurde in das Jodreservoir wesentlich mehr Jodmasse eingebracht (ca. 5 g).

B. Wettermeldungen zur Nacht- und Tagmessung mit dem HSRL

Tabelle B.1.: Gegenüberstellung der gemeldeten Bewölkungsverhältnisse in SYNOP-Meldungen der Wetterwarten Leipzig-Holzhausen und Lindenberg [30]. Um die Bewölkung der gleichen Luftmasse vergleichen zu können, sind die Meldungstermine von Lindenberg gegenüber Leipzig um +2 Stunden zeitversetzt dargestellt. Die genutzten Abkürzungen [66] entsprechen der Festlegungen der *World Meteorological Organization* (WMO).

Zeit in UTC	Wettermeldung der Form: {Bedeckungsgrad, Bewölkung [31], Höhe der Wolkenbasis in Meter AGL}					
	Leipzig-Holzhausen			Lindenberg (Zeit +2h)		
06	5/8	Ac str tr	6300	7/8	Cs op	6600
	6/8	Ci fb	9000			
07	3/8	Ac str tr	6300	7/8	Cs op	6000
	5/8	Ci spi	9000			
08	5/8	Ac str tr	6000	7/8	Cs op	6600
	6/8	Ci spi	9000			
09	7/8	Ac str op	5700	4/8	Ac len op	5100
				7/8	Cs op	6000
10	5/8	Ac str op	5100	3/8	Ac str op	4800
	6/8	Ci spi	8700	7/8	Cs op	7500

C. Nadirpositionen der verwendeten Radiosondenaufstiege

Zu den in Kap. 5.1 verwendeten Radiosondendaten des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg der synoptischen Hauptterminen 00, 06, und 12 UTC am 01.12.2011 sind in Abb. C.1 die Nadirpositionen der Radiosonden während der Aufstiege gezeigt.

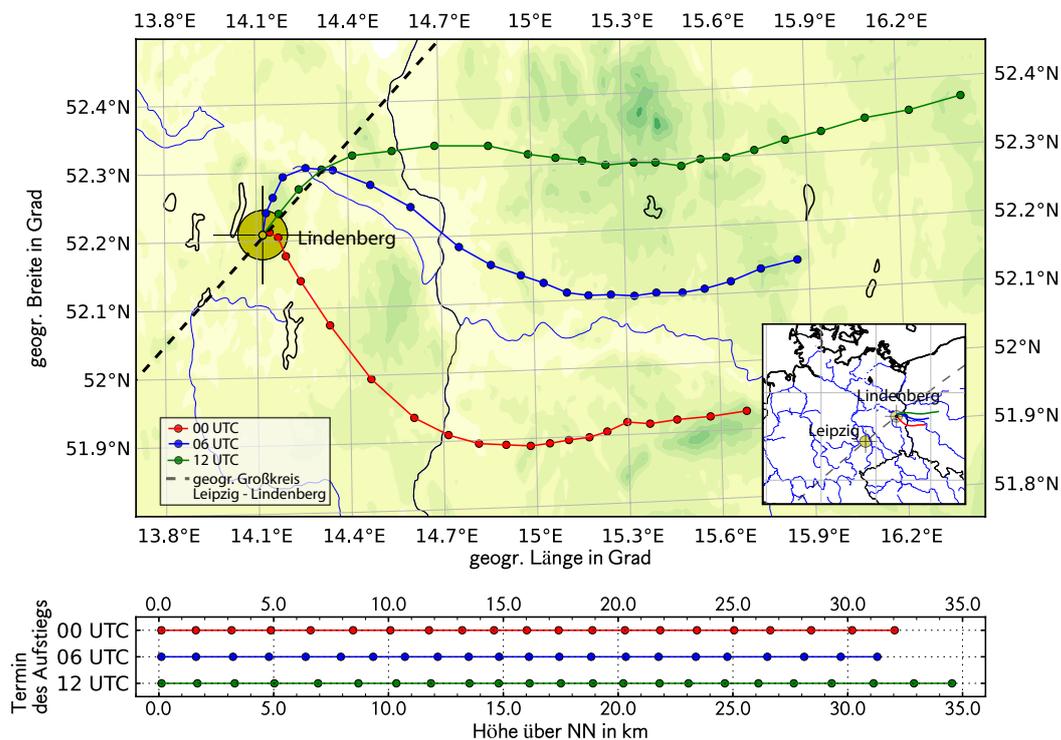


Abbildung C.1.: Nadirpositionen der Radiosonden während der Aufstiege am 01.12.2011 (00, 06, und 12 UTC). Startpunkt war das meteorologische Observatorium Lindenberg. Weitere Erklärungen erfolgen im Text.

Der obere Bildabschnitt zeigt die Positionen in einem Detailbild und in einer verkleinerten Übersichtskarte. Die Position zum Zeitpunkt des Starts und dann in zeitlichen Abständen von 5 min sind als markante Punkte hervorgehoben. Zusätzlich ist der geografische Großkreis mit einer unterbrochenen grauen Linie gekennzeichnet, auf dem sich die Orte Leipzig und Lindenberg befinden.

Der untere Bildabschnitt verdeutlicht die erreichten Höhen über NN, die nach einer bestimmten Zeit erreicht wurden. Auch hierbei ist die Startposition (Höhe von Lindenberg, 110 m NN) und die Positionen in zeitlichen Abständen von 5 min wieder als markante Punkte hervorgehoben. Beispielsweise erreicht die Radiosonde des Aufstiegs von 12 UTC nach 15 min eine Höhe von ca. 5 km über NN.

D. Transmissionsspektrum mit *IodineSpec5*

Das Jodmodell *IodineSpec5* [36] erzeugt im Wellenlängenbereich von 532 nm Transmissionspektren mit einer Genauigkeit von ± 30 MHz (± 0.001 cm $^{-1}$). Im Modelloutput sind Transmissionswerte in willkürlichen Einheiten angegeben (siehe Abb. D.1), die zur Verwendung bei der Berechnung von $\kappa_m(T, p)$ (siehe Gl. (3.1.16)) skaliert werden müssen. Dazu wurde eine empirische Lösung entwickelt, die hier gezeigt wird.

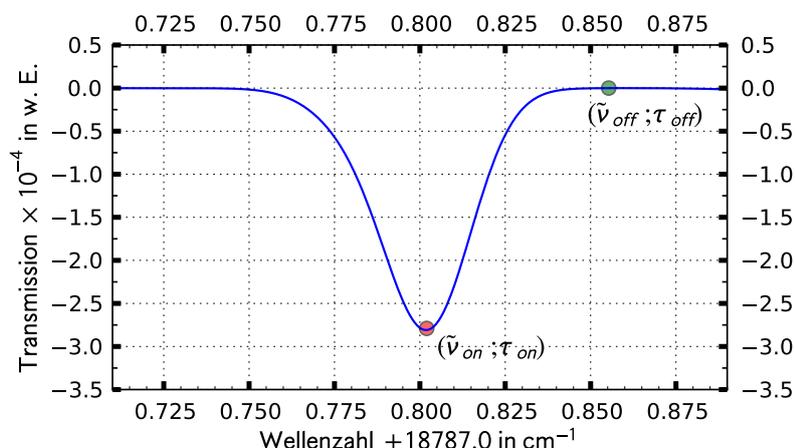


Abbildung D.1.: Unbearbeiteter Datensatz eines mit der Software *IodineSpec5* [36] erzeugten Transmissionsspektrums im Bereich der Absorptionslinie 1109 von molekularen Jod. $(\tilde{\nu}_{on}, \tau_{on})$ und $(\tilde{\nu}_{off}, \tau_{off})$ sind die Koordinaten für minimale und maximale Transmission im spektralen Bereich der Absorptionslinie.

Bei der Transformation wird das modellierte Jodspektrum τ_n entlogarithmiert, auf die Koordinate für maximale Transmission τ_{off} bei der Wellenzahl $\tilde{\nu}_{off}$ normiert und danach durch die Exponentialfunktion Gl. (D.0.1) umgerechnet. Diese Funktion ist so ausgelegt, dass bei τ_{off} der Transmissionswert 1, und durch einen Skalierungsfaktor ζ (siehe Gl. (D.0.2)) bei der Koordinate für minimale Transmission τ_{on} und Wellenzahl $\tilde{\nu}_{on}$ ein Transmissionsreferenzwert τ_{ref} erreicht wird. Als Referenzwert wurde $\tau_{ref} = 1.3 \cdot 10^{-5}$ aus Abb. 3.17 in [16] verwendet.

Die Transformation des Jodspektrums aus *IodineSpec5* zum Datensatz τ_{J_2} , der in dieser Arbeit verwendet wurde, erfolgt mittels

$$\tau_{J_2} = \exp \left[\tau_n - \tau_{off} + \zeta \left[\exp(\tau_n - \tau_{off}) - 1 \right] \right]. \quad (\text{D.0.1})$$

Darin ist der Skalierungsfaktor

$$\zeta = \frac{1}{\exp(\tau_{on} - \tau_{off}) - 1} \ln \frac{\tau_{ref}}{\exp(\tau_{on} - \tau_{off})}. \quad (\text{D.0.2})$$

In den Abbildungen 3.7 und 4.6 sind transformierte Spektren in linearer und logarithmischer Darstellung der Transmission gezeigt.

Zur Überprüfung der Lösung wurde $\kappa_m(T, p)$ mit dem transformierten Jodspektrum berechnet und mit Ergebnissen von Liu et al. [39] verglichen, die ein gemessenes Jodspektrum verwendeten. In Tab. D.1 werden die Ergebnisse gegenübergestellt. Im betrachteten Be-

Tabelle D.1.: Vergleich von berechneten Molekül-Dämpfungsfaktoren $\kappa_m(T, p)$ aus [39] mit Ergebnissen eigener Rechnungen, die transformierte Jodtransmissionsspektren aus [36] verwendeten.

T	p	$\kappa_m(T, p)$		$\kappa_m^a - \kappa_m^b$
		[39], κ_m^a	vorliegende Arbeit, κ_m^b	
273.15 K	1000.0 hPa	0.395	0.387	-0.008
223.15 K	250.0 hPa	0.332	0.319	-0.013

reich von Lufttemperatur und -Druck wird κ_m bei Verwendung des vorgestellten Ansatzes um ≤ 1.3 % unterschätzt.

Verzeichnis der Symbole

Symbol	Bezeichnung	ggf. Wert und Einheit
a	Polarisierbarkeit	$\text{A}^2\text{s}^4\text{kg}^{-1}$
a_n	Mie-Koeffizient des n'ten Rangs	
A	geometrischer Flächeninhalt des Streuers	m^2
A_{AT}	Öffungsfläche des Teleskops	m^2
α_s	Größenparameter	
α	Volumenextinktionskoeffizient	m^{-1}
α_m	Molekül-Volumenextinktionskoeffizient	m^{-1}
α_p	Partikel-Volumenextinktionskoeffizient	m^{-1}
b_n	Mie-Koeffizient des n'ten Rangs	
β	Volumenrückstreukoeffizient	$\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$
β_m	Molekül-Volumenrückstreukoeffizient	$\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$
β_p	Partikel-Volumenrückstreukoeffizient	$\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$
γ	anisotrope Polarisierbarkeit	
c	Lichtgeschwindigkeit in Luft	ms^{-1}
χ	Hilfsvariable	
e_{J_2}	Gleichgewichtsdampfdruck von molekularem Jod	Pa
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums	$8.85418 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$
η	Effizienzfaktor eines Lidarempfangskanals	
η_{Ra}	Effizienzfaktor des Raman-Kanals	
η_{HSR}	Effizienzfaktor des HSR-Kanals	
ϑ	Streuwinkel	Grad, $^\circ$
d_{Zi}	Innenlänge der Glasküvette	m
h_0	Höhe des Lidars über Grund	m
Δh	radiale Erstreckung des Streuvolumens	m
i	Kennzeichnung eines Streuertyps	
I_{inc}	Intensität einfallenden Lichts, Radianz	$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$
I_{sca}	Intensität gestreuten Lichts, Radianz	$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$
J	Rotationquantenzahl	
ι	isotrope Polarisierbarkeit	
K	Betrag eines Wellenvektors	m^{-1}
κ_m	Dämpfungsfaktor für gefilterte Molekülrückstreuung	
κ_p	Dämpfungsfaktor für gefilterte Partikelrückstreuung	

κ_p^1	bestimmter κ_p -Wert unter Laborbedingungen	$6.3 \cdot 10^{-3}$
κ_p^2	angepasster κ_p^1 -Wert durch eine atmosphärische Messung	$7.4 \cdot 10^{-3}$
k_B	Boltzmann-Konstante	$1.3806504 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
l_{Zi}	Innendurchmesser der Glasküvette	m
L_m	Molekül-Lidarverhältnis	sr
L_p	Partikel-Lidarverhältnis	sr
λ, λ_L	Wellenlänge des Lasers	m
$\bar{\lambda}$	mittlere Wellenlänge einer Lichtwelle	m
λ_{Ra}	Wellenlänge der Raman-Streuung	m
m	Molekülmasse	kg
m_{J_2}	Molekülmasse von Jod	$2 \cdot 126.90447 \text{ u}$
M	molare Masse	kg mol^{-1}
M_{J_2}	molare Masse eines Jodmoleküls	$0.253809 \text{ kg mol}^{-1}$
\tilde{n}	komplexer Brechungsindex	
$\tilde{n}_{\text{H}_2\text{O}}$	komplexer Brechungsindex Wasser	
\tilde{n}_{air}	komplexer Brechungsindex Luft	
ν_{ac}	Frequenz einer Schallwelle	ms^{-1}
ν	Frequenz einer elektro-magnetischen Welle	s^{-1}
ν_L	Frequenz von Laserlicht	s^{-1}
ν_0	Mittelfrequenz eines Spektralbereichs	s^{-1}
$\Delta\nu$	Frequenzdifferenz von elektro-magnetischen Wellen	s^{-1}
$\Delta\tilde{\nu}$	Wellenzahldifferenz von elektro-magnetischen Wellen	m^{-1}
N	Anzahldichte	m^{-3}
N^x	Anzahldichte eines Gases x	m^{-3}
N_A	Avogadro-Konstante	$6.02214179 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
O	Überlappfunktion des Lidars	
p	Luftdruck oder Gasdruck	Pa
\mathcal{P}	normierte Streuphasenfunktion	
ψ	Hilfsvariable	
π	Kreiskonstante, gerundet	3.1415927
P_T	empfangene Laserenergie pro Laserpuls im Gesamtkanal für Molekül- und Partikel-Rückstreuung	J
P_{Ra}	empfangene Laserenergie pro Laserpuls im Kanal für Vibration-Rotation-Raman-Rückstreuung (Raman-Kanal)	J

P_{HSR}	empfangene Laserenergie pro Laserpuls im Kanal für Rayleigh und Rotation-Raman-Rückstreuung (HSR-Kanal)	J
P_0	Laserenergie pro Laserpuls (Laserpulsenergie)	J
q_1, q_2, q_3	Koeffizienten für e_{J_2}	
r	Radius des Streuers	m
R	universelle Gaskonstante	8.314472 J mol ⁻¹ K ⁻¹
R, R_1	Entfernungen zwischen Lidar und Streuvolumen	m
R_0	Referenzhöhe ohne Partikelbelastung	m
R_S	spezifische Gaskonstante	Jkg ⁻¹ K ⁻¹
σ, σ_{sca}	Streuquerschnitt	m ²
σ_{sca}^{Mie}	Streuquerschnitt bei Mie-Streuung	m ²
$d\sigma_{sca}/d\Omega$	differentieller Streuquerschnitt	m ² sr ⁻¹
$d\sigma_{sca}^{Ray}/d\Omega$	differentieller Streuquerschnitt bei Rayleigh-Streuung	m ² sr ⁻¹
σ_{ext}	Extinktionsquerschnitt	m ²
σ_{ext}^{Ray}	Extinktionsquerschnitt bei Rayleigh-Streuung	m ²
σ_{ext}^{Mie}	Extinktionsquerschnitt bei Mie-Streuung	m ²
σ_{abs}	Absorptionsquerschnitt	m ²
t_0	Zeit bei Start des Laserimpulses	s
t_1	eine Zeit nach Start des Laserimpulses	s
θ	Zenitwinkel	Grad, °
τ	Dauer des Laserimpulses	s
τ_{J_2}	Profil eines Joddampffilters	
T	Temperatur	K
T_{J_2}	Gleichgewichtstemperatur von molekularem Jod	K
u	atomare Masseneinheit	1.66053892173 · 10 ⁻²⁷ kg
U_{ice}	relative Luftfeuchte im Bezug auf eine Eisoberfläche	%
v	Vibrationquantenzahl	
v_0	thermische Molekülgeschwindigkeit	ms ⁻¹
V_F	Innenvolumen der zylindrischen Glasküvette	m ³
x	ein Gas vom Stoff x	
ξ	Hilfsvariable	
y	y -Parameter	
Y	Profil eines Rayleigh-Brillouin-Spektrums	
$d\Omega$	differentielles Raumwinkelelement	sr
z	geometrische Höhe über Grund (andere Bezugshöhen sind jeweils angegeben)	m

Verzeichnis der Abkürzungen und Akronyme

APD	Avalanche-Photodiode (<i>Avalanche Photodiode</i>)
CD	<i>Compact Disk</i> , Datenträger
DWD	Deutscher W etterdienst
GFS	<i>Global Forecast System</i> (Wettermodell)
FWHM	volle Halbwertsbreite (<i>Full Width at Half Maximum</i>)
HSRL	H igh- S pectral- R esolution- L idar
HSR-Kanal	Molekükanal eines HSRLs
J ₂	molekulares J od
PMT	Photomultiplier (<i>Photomultiplier Tube</i>)
Nd:YAG-Laser	Neodym-dotierter Y ttrium-Aluminium-Granat-Laser
sca	Streuung (<i>scattering</i>)
abs	Absorption (<i>absorption</i>)
ext	Extinktion (<i>extinction</i>)
FOV	Gesichtsfeld des Empfangsteleokops (<i>Field of View</i>)
NN	Normalnull, Bezugsniveau Meeresspiegel
gpdm	geopotentielle D ekameter
NM	N acht m essung
Ray	R ayleigh, nach dem 3. Baron Rayleigh (John William Strutt), *12. November 1842, †30. Juni 1919
SAMUM	<i>Saharan mineral dust experiment</i>
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis (<i>Signal-to-Noise-Ratio</i>)
UTC	koordinierte Weltzeit (<i>Universal Time Coordinated</i>)
WMO	Weltorganisation der Meteorologie (W orld M eteorological Organization)

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Übersicht der Arten von Molekülstreuung.	5
2.2.	Energieübergänge zwischen Grundzustand, Rotations- und Vibrationszuständen eines Stickstoffmoleküls. Dazu das zugehörige Frequenzspektrum.	9
2.3.	Diagramm des y -Parameters für mögliche Kombinationen aus Luftdruck und Temperatur der Troposphäre. Berücksichtigt ist ein Streuwinkel von 180°	11
2.4.	Rayleigh-Brillouin-Kurvenprofil für verschiedene atmosphärische Zustände (T, p) bei 532 nm Wellenlänge und Rückstreuung.	11
2.5.	Streuphasenfunktion von Wassertropfen für horizontales, vertikales und unpolarisiertes Licht.	14
3.1.	Bestandteile und Funktionsprinzip eines Aerosol-Lidars; nach [16].	15
3.2.	Schema der Sende- / Empfangsgeometrie und des Streuvolumens eines Lidars; nach [55].	17
3.3.	Spektral hochaufgelöster Frequenzbereich überlagerter und Dopplerverbreiteter Partikel- und Rayleigh-Brillouin-Rückstreuung bei einer Temperatur des streuenden Mediums von 15°C und einem Luftdruck von 1000 hPa.	22
3.4.	Funktionsprinzip eines HSRLs.	23
3.5.	Filterung von Molekül- und Partikel-Rückstreuung durch eine Absorptionslinie von molekularem Jod.	24
3.6.	Anteil ungefilterter atmosphärischer Molekül-Rückstreuung κ_m in Abhängigkeit der Höhe über dem Meeresspiegel und der Temperatur.	25
3.7.	Transmissionsspektrum von molekularem Jod zwischen 18787.6 cm^{-1} und 18788.6 cm^{-1} bei einer Temperatur von $30\text{ }^\circ\text{C}$ und einem Gleichgewichtsdampfdruck von 62.6 Pa.	26
3.8.	Gleichgewichtsdampfdruck von molekularem Jod. Berechnung nach [19].	27
3.9.	Faltung von Lorentz- und Gauß-Profilkurven zur Voigt-Profilkurve, nach [58].	28
3.10.	Fein- und Hyperfeinstruktur der Absorptionslinie 1109 von molekularem Jod bei $30\text{ }^\circ\text{C}$	31
4.1.	Berechnete Transmission der Absorptionslinien 1109 und 1113 von molekularem Jod als Funktion von Jodtemperatur und Absorptionsstrecke.	36
4.2.	Labora Aufbau zur Befüllung der Glasküvette mit Jodgas.	37
4.3.	Aufnahmen der Glasküvette in unterschiedlichen Phasen der Weiterverarbeitung.	38
4.4.	Gesamtaufbau des Joddampffilters im Aluminiumgehäuse.	39
4.5.	Labora Aufbau zur Bestimmung der spektralen Charakteristik des beheizten J_2 -Filters.	40

4.6.	Transmissionsspektrum zwischen 18787.6 cm^{-1} und 18788.6 cm^{-1} einer 40 cm langen Joddampfzelle mit einer Jodtemperatur von $30\text{ }^\circ\text{C}$	41
4.7.	Raman-Lidar BERTHA des IFT Leipzig.	42
4.8.	Aufbau der Sende- und Empfangsseite des HSRL.	44
4.9.	Messung der Wellenlänge des Referenzlasers und Darstellung als Abweichungen vom Wellenlängenmittel in MHz.	45
4.10.	Messung der Wellenlänge des frequenzverdoppelten Laserlichts bei 532 nm Wellenlänge und Darstellung als Abweichung vom Frequenzmittel. Dazu die Anzahl nicht messbarer Laserpulse pro 30 s.	46
4.11.	Anteil des transmittierten Signals aufgrund der Rayleigh-Brillouin-Rückstreuung durch das Joddampffilter $\kappa_m(R)$ in Abhängigkeit von Laserfrequenz, Höhe und Frequenz-Offsets von der Zentralfrequenz der Joddampf-Absorptionslinie 1109 für verschiedene Filtertransmissionen.	47
4.12.	Analyse der einzelnen Lichtpulse des Hauptlasers Powerlite 9030.	48
5.1.	Reanalyse (Modell GFS, <i>Global Forecast System</i>) des Geopotentials von 500 hP, des Luftdrucks reduziert auf NN und der relativen Topographie 500 über 1000 hPa.	50
5.2.	Bodenanalyse des Luftdrucks reduziert auf NN mit Stationseintragungen.	50
5.3.	Modellvorhersage der pseudopotentiellen Temperatur in 850 hPa und des Luftdrucks reduziert auf NN für zwei Termine.	51
5.4.	Radiosondendaten des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg vom 01.12.2011.	52
5.5.	Äquivalenter Radarreflektivitätsfaktor Z_e für Hydrometeore im Zeitraum der Nacht- und Tagmessung mit dem HSRL.	53
5.6.	Mittleres Volumendepolarisationsverhältniss während der Nacht- und Tagmessung am 01.12.2011.	54
5.7.	Zeit-Höhenschnitt des aufgenommenen Datensatzes am 01.12.2011 zwischen 05.30 und 09.30 UTC.	55
5.8.	Gezeigt sind Höhenprofile der Signalsummen der jeweiligen Kanäle während der Nachtmessung, die statistischen Signalfehler und das Verhältnis P_{HSR}/P_{Ra}	56
5.9.	Gemittelte Profile des Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten und des Partikel-Lidarverhältnisses der Nachtmessung.	58
5.10.	Dargestellt sind unterschiedlich geglättete Signalverhältnisse P_T/P_{Ra} und P_T/P_{HSR} mit Mittelungslängen von 0 m, 13×7.5 m und 31×7.5 m.	59
5.11.	Beiträge zu α_p in Gl. (3.1.29).	61
5.12.	Gezeigt sind Höhenprofile der Signale der jeweiligen Kanäle während der Tagmessung, die statistischen Signalfehler und das Verhältnis P_{HSR}/P_{Ra}	64
5.13.	Gemittelte Profile des Partikel-Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten und des Partikel-Lidarverhältnisses der Tagmessung.	65
C.1.	Nadirpositionen der Radiosonden während der Aufstiege am 01.12.2011 (00, 06, und 12 UTC). Startort war das meteorologische Observatorium Lindenberg.	V

D.1. Unbearbeiteter Datensatz eines mit der Software *IodineSpec5* [36] erzeugten Transmissionsspektrums. VII

Tabellenverzeichnis

2.1.	Differentielle Streuquerschnitte $d\sigma_{sca}/d\Omega$ für $\lambda = 532$ nm und Verhältnisse zum differentielle Rayleigh-Streuquerschnitt $d\sigma_{sca}^{Ray}/d\Omega$, aus [48].	8
3.1.	Partikel-Lidarverhältnisse verschiedener Partikeltypen bei einer Wellenlänge von 532 nm.	18
3.2.	Volle Halbwertsbreiten durch Doppler-Verbreiterung einer Absorptionslinie bei 532 nm Wellenlänge als Frequenz- und Wellenzahldifferenz $\Delta\nu$ und $\Delta\tilde{\nu}$ für Barium- und Joddampf nach Gl. (3.1.19) bei verschiedenen Temperaturen.	29
3.3.	Beiträge zur Gesamtverbreiterung und gesamte Breite einer Absorptionslinie von reinem J ₂ -Dampf mit $e_{J_2} = 62.59$ Pa bei $T_{J_2} = 30$ °C im Wellenlängenbereich um 532.26 nm.	30
4.1.	Kenndaten und Materialien der Filterkonstruktion.	36
4.2.	Konfiguration der spektralen Analysekanäle des aufgebauten Aerosollidars.	43
4.3.	Angabe der spektralen Bandbreiten innerhalb der Absorptionslinie 1109 von Jod, in der die Transmission kleiner gleich eines vorgegebenen Schwellwerts sind. Der zugrundeliegende Datensatz ist in Abb. 4.6 dargestellt.	45
5.1.	Verwendete Mittelungslängen (gleitendes Mittel) von Profilen, die bei der Berechnung von β_p und α_p notwendig sind.	60
B.1.	Gemeldete Bewölkungsverhältnisse in SYNOP-Meldungen der Wetterwarten Leipzig-Holzhausen und Lindenberg [30].	III
D.1.	Vergleich von berechneten Molekül-Dämpfungsfaktoren $\kappa_m(T, p)$ aus [39] mit Ergebnissen eigener Rechnungen, die transformierte Jodtransmissionsspektren aus [36] verwendeten.	VIII

Literatur

- [1] Dietrich Althausen u. a. „Portable Raman Lidar PollyXT for Automated Profiling of Aerosol Backscatter, Extinction, and Depolarization“. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 26 (2009). DOI: 10.1175/2009JTECHA1304.1.
- [2] Dietrich Althausen u. a. „Scanning 6-Wavelength 11-Channel Aerosol Lidar“. In: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 17 (2000).
- [3] Albert Ansmann. „Aerosol-Raman-Lidar“. Diss. Universität Leipzig, Fakultät für Physik und Geowissenschaften, 1999.
- [4] Albert Ansmann und Detlef Müller. „Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere“. In: Hrsg. von Claus Weitkamp. *Optical Sciences*, 2004. Kap. 4, S. 109–112.
- [5] Albert Ansmann, Maren Riebesell und Claus Weitkamp. „Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar“. In: *Opt. Lett.* 15.13 (Juli 1990), S. 746–748. DOI: 10.1364/OL.15.000746.
- [6] Albert Ansmann u. a. „Particle backscatter and extinction profiling with the spaceborne high-spectral-resolution Doppler lidar ALADIN: methodology and simulations“. In: *Appl. Opt.* 46.26 (Sep. 2007), S. 6606–6622. DOI: 10.1364/AO.46.006606.
- [7] C. Bohren und D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Hrsg. von C. Bohren und D. R. Huffman. Wiley Science Paperback Series, 1998.
- [8] C.F. Bohren. *Clouds in a glass of beer. Simple Experiments in Atmospheric Physics*. John Wiley & Sons, 1987.
- [9] C. Braxmaier. „Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG-Lasers auf Hyperfeinstrukturübergänge von molekularem Jod“. Magisterarb. Universität Konstanz, 1997.
- [10] Anthony Bucholtz. „Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere“. In: *Appl. Opt.* 34.15 (Mai 1995), S. 2765–2773. DOI: 10.1364/AO.34.002765.
- [11] COESA Working Group. *U.S. Standard Atmosphere 1976*. U.S. Government Printing Office, Washington D.C. 1976.
- [12] Wei-Nai Chen, Chih-Wei Chiang und Jan-Bai Nee. „Lidar Ratio and Depolarization Ratio for Cirrus Clouds“. In: *Appl. Opt.* 41.30 (Okt. 2002), S. 6470–6476. DOI: 10.1364/AO.41.006470.
- [13] EARLINET. *A European Aerosol Research Lidar Network to Establish an Aerosol Climatology*. Website. Mai 2012. URL: <http://www.earlinet.org/>.

- [14] M. L. Eickhoff und J. L. Hall. „Optical frequency standard at 532 nm“. In: *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on* 44/2 (1995), S. 155–158. DOI: 10.1109/19.377797.
- [15] L. Elterman. *UV, visible, and IR attenuation for altitudes to 50 km, 1968*. Air Force Cambridge Research Laboratories. United States Air Force, Office of Aerospace Research, Air Force Cambridge Research Laboratories, Optical Physics Laboratory, 1968.
- [16] Michael Esselborn. „Lidar-Messung der Extinktion des atmosphärischen Aerosols am Beispiel der Feldstudie SAMUM-1“. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008.
- [17] Feller, William. *An Introduction to Probability Theory and Its Applications*. Wiley, 1968.
- [18] J. N. Forkey, W. R. Lempert und R. B. Miles. „Accuracy limits for planar measurements of flow field velocity, temperature and pressure using Filtered Rayleigh Scattering“. In: *Experiments in Fluids* 24 (1998), S. 151–162. DOI: 10.1007/s003480050162.
- [19] Bernd Friese. „Sublimation von Iod - 'ne olle Kamelle?“ In: *Naturwissenschaft im Unterricht / Chemie* 36 (1996), S. 9–13.
- [20] GRUAN - **GCOS Reference Upper Air Network**, GCOS - **Global Climate Observing System**. Zugang zu Datenprodukten der Radiosondenstationen von GRUAN. Jan. 2012. URL: <ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/gruan/processing/level2/RS92-GDP>.
- [21] R. Gaufres und S. Sportouch. „The Placzek-Teller coefficients $b_{J',K'}^{J,K}$ for negative ΔJ “. In: *Journal of Molecular Spectroscopy* 39 (1971), S. 527–530. DOI: 10.1016/0022-2852(71)90225-6.
- [22] S. Gerstenkorn und P. Luc. *Atlas DU spectre d'absorption de la molécule d'iode 14800-20000 cm⁻¹*. Hrsg. von Gerstenkorn, S. & Luc, P. Co, 1978.
- [23] R Greenler. *Rainbows, Halos, and Glories*. Peanut Butter Publishing, 1999.
- [24] John W. Hair u. a. „High-Spectral-Resolution Lidar with Iodine-Vapor Filters: Measurement of Atmospheric-State and Aerosol Profiles“. In: *Appl. Opt.* 40.30 (Okt. 2001), S. 5280–5294. DOI: 10.1364/AO.40.005280.
- [25] Hermann Haken und Hans Christoph Wolf. *Molekülphysik und Quantenchemie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. DOI: 10.1007/3-540-30315-4.
- [26] B. Heese u. a. „Ceilometer-lidar inter-comparison: backscatter coefficient retrieval and signal-to-noise ratio determination“. In: *Atmospheric Measurement Techniques Discussions* 3.4 (2010), S. 3907–3924. DOI: 10.5194/amtd-3-3907-2010.
- [27] Ingolf V. Hertel und Claus Peter Schulz. „Atome, Moleküle und optische Physik 1, Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie“. In: Springer, 2008. Kap. 5, S. 158.
- [28] HighFinesse GmbH. *Hersteller des Wavemeter WSU/30*. Jan. 2012. URL: http://www.highfinesse.com/Brochure/WebsiteLowRes/Wavemeter_Product_Sheet_2011.pdf.

-
- [29] ICAO - International Civil Aviation Organization. *Manual of the ICAO standard atmosphere: extended to 80 kilometres (262 500 feet)*. Doc (International Civil Aviation Organization). International Civil Aviation Organization, 1993.
- [30] ILM - Informationslogistik Messnetze. *Portal des Deutschen Wetterdienstes (DWD) für die Abfrage synoptischer Wettermeldungen. Zugang über das Intranet des DWDs*. Feb. 2012.
- [31] International cloud atlas. *World Meteorological Organization*. 1. World Meteorological Organization, 1956.
- [32] *Internetportal zur Programmiersprache Python*. Mai 2012. URL: <http://www.python.org>.
- [33] Olivero J. J. und Longbothum R. L. „Empirical Fits to the Voigt Line Width: A Brief Review“. In: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 17.233 (1977), S. 12–98.
- [34] Michele Kirchner. „Langzeit-Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG-Lasersystems für GEO 600“. Magisterarb. Universität Hannover, 1999.
- [35] James D. Klett. „Stable analytical inversion solution for processing lidar returns“. In: *Appl. Opt.* 20.2 (Jan. 1981), S. 211–220. DOI: 10.1364/AO.20.000211.
- [36] H. Knöckel und E. Tiemann. *Basics and usage of the program IodineSpec5*. 5. Aufl. Institut für Quantenoptik der Universität Hannover. Welfengarten 1, D 30167 Hannover, Aug. 2010.
- [37] H. Kraus. *Die Atmosphäre der Erde: Eine Einführung in die Meteorologie*. Hrsg. von H. Kraus. Springer, Berlin, 2004, S. 25.
- [38] Philip Laven. *Software zur Berechnung von Lichtstreuung*. Aug. 2011. URL: <http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>.
- [39] Bing-Yi Liu u. a. „Influence of molecular scattering models on aerosol optical properties measured by high spectral resolution lidar“. In: *Applied Optics* 48.27 (Sep. 2009), S. 5143–5154. DOI: 10.1364/AO.48.005143.
- [40] Ludvig Lorenz. „Lysbevegelser i og uden for en af plane Lysbolger belyst Kugle.“ In: *Det kongelig danske Videnskabernes Selskabs Skrifter, Naturvidenskabelig og Mathematisk Afdeling VI* (1890), S. 2–62.
- [41] A. E. H. Love. „The Scattering of Electric Waves by a Dielectric Sphere“. In: *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-30 (1898), S. 308–321. DOI: 10.1112/plms/s1-30.1.308.
- [42] G. Mie. „Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen“. In: *Annalen der Physik* 330 (1908), S. 377–445. DOI: 10.1002/andp.19083300302.
- [43] Richard B Miles, Walter R Lempert und Joseph N Forkey. „Laser Rayleigh scattering“. In: *Measurement Science and Technology* 12 (2001). DOI: 10.1088/0957-0233/12/5/201.
- [44] Lothar Papula. *Mathematik für Ingenieure und Naturwissenschaftler Vektoranalysis, Wahrscheinlichkeitsrechnung, Mathematische Statistik, Fehler- und Ausgleichsrechnung*. 6., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden, 2011. DOI: 10.1007/978-3-8348-8133-5.
-

- [45] Raman C. und Krishnan K. „A new type of secondary radiation“. In: *Nature* 121 (1928), S. 501.
- [46] L. Rayleigh. „On the scattering of light by small particles.“ In: *Philos. Mag.* 12 (1871), S. 81–101.
- [47] Tetsu Sakai u. a. „Ice Clouds and Asian Dust Studied with Lidar Measurements of Particle Extinction-to-Backscatter Ratio, Particle Depolarization, and Water-Vapor Mixing Ratio over Tsukuba“. In: *Appl. Opt.* 42.36 (Dez. 2003), S. 7103–7116. DOI: 10.1364/AO.42.007103.
- [48] C.-Y. She. „Spectral Structure of Laser Light Scattering Revisited: Bandwidths of Nonresonant Scattering Lidars“. In: *Applied Optics* 40 (2001), S. 4875–4884. DOI: 10.1364/AO.40.004875.
- [49] H. Shimizu, S. A. Lee und C. Y. She. „High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters“. In: *Appl. Opt.* 22.9 (Mai 1983), S. 1373–1381. DOI: 10.1364/AO.22.001373.
- [50] S. T. Shipley u. a. „High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: Theory and instrumentation“. In: *Appl. Opt.* 22.23 (Dez. 1983), S. 3716–3724. DOI: 10.1364/AO.22.003716.
- [51] S. Solomon u. a. *IPCC, 2007: The Physical Science Basis : Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Climate Change 2007. Cambridge University Press, Cambridge, UK und NewYork, USA, 2007. ISBN: 9780521705967.
- [52] G. Tenti, C. D. Boley und R. C. Desai. „On the kinetic model description of Rayleigh-Brillouin scattering from molecular gases“. In: *Canadian Journal of Physics* 52 (1974).
- [53] Matthias Tesche. „Vertical profiling of aerosol optical properties with multiwavelength aerosol lidar during the Saharan Mineral Dust Experiments“. Diss. Universität Leipzig, Fakultät für Physik und Geowissenschaften, 2011.
- [54] UCAR, **U**niversity **C**orporation for **A**tmospheric **R**esearch und NCAR, **N**ational **C**enter for **A**tmospheric **R**esearch. PyNGL ist ein Python-Modul zur qualitativ hochwertigen Darstellung wissenschaftlicher Daten. Jan. 2012. URL: <http://www.pyngl.ucar.edu/>.
- [55] Ulla Wandinger. „Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere“. In: Hrsg. von Claus Weitcamp. Bd. 1. Optical Sciences, 2004. Kap. 9, S. 241–271.
- [56] Ulla Wandinger. „Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere“. In: Hrsg. von Claus Weitcamp. Bd. 1. Optical Sciences, 2004. Kap. 1, S. 1–18.
- [57] Ulla Wandinger. „Multiple-Scattering Influence on Extinction-and Backscatter-Coefficient Measurements with Raman and High-Spectral-Resolution Lidars“. In: *Appl. Opt.* 37.3 (Jan. 1998), S. 417–427. DOI: 10.1364/AO.37.000417.
- [58] Bernhard Welz und Michael Sperling. *Atomabsorptionsspektrometrie*. Bd. 4. WILEY-VCH, 1997. Kap. 2.3, S. 79.

- [59] Wetter3. Internetportal der Vorhersagedaten des Wettermodells GFS (*Global Forecast System*). Dez. 2011. URL: <http://www.wetter3.de>.
- [60] Deutscher Wetterdienst. Internetportal des Deutschen Wetterdienstes zur Veröffentlichung von Wetterdaten, Wettersvorhersagen und Warnungen für die Luftfahrt. Der Dienst ist kostenpflichtig. Dez. 2011. URL: <http://www.flugwetter.de>.
- [61] Deutscher Wetterdienst. Das Wetterlexikon des Deutschen Wetterdienstes erläutert die wichtigsten meteorologischen Begriffe. Apr. 2012. URL: <http://www.deutscher-wetterdienst.de/lexikon/>.
- [62] D. N. Whiteman, S. H. Melfi und R. A. Ferrare. „Raman lidar system for the measurement of water vapor and aerosols in the Earth’s atmosphere“. In: *Appl. Opt.* 31.16 (Jan. 1992), S. 3068–3082. DOI: 10.1364/AO.31.003068.
- [63] Benjamin Witschas. „Experiments on spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering in air“. Diss. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2011.
- [64] Benjamin Witschas u. a. „Spontaneous Rayleigh–Brillouin scattering of ultraviolet light in nitrogen, dry air, and moist air“. In: *Applied Optics* 49 (2010), S. 4217–4227. DOI: 10.1364/AO.49.004217.
- [65] A. T. Young. „Rayleigh Scattering“. In: *Applied Optics* 20 (1981), S. 533–535.
- [66] Deutscher Wetterdienst (DWD). *Internationaler Wolkenatlas*. Bd. 2. 12. Offenbach am Main: Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach, 1990.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich denen danken, die mich bei der Vorbereitung und Anfertigung dieser Arbeit unterstützten.

Mein Dank gilt insbesondere Dr. Dietrich Althausen (IfT) für die exzellente fachliche Anleitung und Hilfestellung bei der Bearbeitung des Themas. Ihm und auch Prof. Dr. Manfred Wendisch (Leiter des Leipziger Instituts für Meteorologie) möchte ich gleichermaßen für die Begutachtung der Arbeit danken.

Außerdem bedanke ich mich für Hinweise und Ideen bei den Wissenschaftlern des IfT Dr. Holger Baars, Dr. habil. Albert Ansmann, Dr. Birgit Heese und Dr. Ronny Engelmann. Dem Glasbläser Axel Rohmer und der Mechanikerin Cornelia Kurze danke ich für die professionelle Herstellung der Aufbauten.

Bei meinen Arbeitskollegen der Luftfahrtberatungszentrale des Deutschen Wetterdienstes in Leipzig, besonders dem Leiter AR Thomas Hain, sei für die zeitliche Machbarkeit dieser Arbeit neben meiner beruflichen Tätigkeit gedankt.

Abschließend einen lieben Dank meiner Familie, die mir bei den Korrekturen zur Seite stand und für vielseitige Abwechslung sorgte.