

**Aufbau eines
Feuchte-Temperatur-Aerosol-Ramanlidars
und Methodenentwicklung zur
kombinierten Analyse von Trajektorien
und Aerosolprofilen**

Der Fakultät für Physik und Geowissenschaften
der Universität Leipzig

eingereichte

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

vorgelegt

von Ina Mattis

geboren am 28.07.1971 in Leipzig

Leipzig, den 18. März 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Ramanlidartechnik	11
2.1	Lidarprinzip	11
2.2	Ramanstreuung in der Atmosphäre	12
2.2.1	Ramanstreuung an Luftmolekülen	12
2.2.2	Lage der Raman-Linien	14
2.2.3	Intensität der Raman-Linien	15
2.3	Aufbau des Aerosol-Ramanlidars	18
2.3.1	Prinzipieller Aufbau	18
2.3.2	Strahlseparationseinheit	22
2.3.3	Doppelgitter-Monochromator	24
3	Bestimmung atmosphärischer Parameter	29
3.1	Lidargleichung	29
3.2	Bestimmung optischer Partikeleigenschaften	32
3.2.1	Berechnung des Partikel-Extinktionskoeffizienten	32
3.2.2	Berechnung des Partikel-Rückstreuoeffizienten mit der Raman-Methode	33
3.2.3	Berechnung des Partikel-Lidarverhältnisses	34
3.2.4	Berechnung des Partikel-Rückstreuoeffizienten nach der Klett-Methode	34
3.3	Depolarisationseigenschaften des Aerosols	35
3.3.1	Depolarisationsverhältnis aus $^{\perp}P_{\lambda}$ und $^{\parallel}P_{\lambda}$	37
3.3.2	Depolarisationsverhältnis aus $^{\perp}P_{\lambda}$ und P_{λ}	38
3.3.3	Partikel-Depolarisationsverhältnis aus δ_{λ} und $\beta_{\lambda}^{\text{par}}$	38
3.4	Berechnung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses	39
3.5	Berechnung der Temperatur	40
3.6	Berechnung der relativen Feuchte	42
4	Gerätespezifische Kalibrierkonstanten, Korrekturfunktionen und Fehlerquellen	45
4.1	Temperaturmessung	45
4.1.1	Nahfeld-Korrekturfunktion für Temperaturprofile	46
4.1.2	Bestimmung der Kalibrierkonstanten A_T und B_T	49

4.1.3	Bestimmung der Fehler von A_T und B_T	52
4.1.4	Gesamtfehler	54
4.2	Bestimmung des Wasserdampf-Kalibrierfaktors	56
4.3	Fehlerabschätzung für die relative Feuchte	58
4.4	Einfluß einer depolarisationsabhängigen Transmission auf die berechneten optischen Daten	63
5	Analyse von einzelnen Lidarmessungen	69
5.1	Berechnung der Trajektorien	69
5.2	Saharastaub-Messung	70
5.2.1	Zeitverlaufsdarstellungen	71
5.2.2	Herkunft der Aerosolschichten	73
5.2.3	Profile optischer Partikeleigenschaften	76
5.2.4	Profile meteorologischer Größen	79
5.2.5	Zukünftige Erweiterungen des Ergebnisspektrums	79
5.3	Langzeitmessung	80
5.4	Relative Feuchte und optische Aerosoleigenschaften	85
6	Statistische Analyse von Lidardaten und Rückwärtstrajektorien	89
6.1	Algorithmus zur Clusteranalyse von Rückwärtstrajektorien	92
6.2	Ergebnisse der Clusteranalyse	95
6.3	Klassifizierung von Extinktionsprofilen	97
7	Zusammenfassung und Ausblick	107
A	Tabellen und Abbildungen	111
	Literaturverzeichnis	121

1 Einleitung

Atmosphärische Aerosole spielen eine große Rolle im Strahlungs- und Energiehaushalt der Erdatmosphäre [Charlson und Heintzenberg, 1995] und nehmen Einfluß auf atmosphärenchemische Prozesse [Brasseur und Granier, 1992]. In hohen Konzentrationen können Aerosolpartikel gesundheitsschädigend sein [Lazaridis *et al.*, 2001] oder durch Trübung der Atmosphäre die Sicherheit des Flugverkehrs beeinträchtigen.

Die Wechselwirkung der Aerosolpartikel mit dem Strahlungsfeld der Erdatmosphäre erfolgt zum einen, indem sie die ankommende Sonnenstrahlung sowie die terrestrische Strahlung streuen oder absorbieren. Neben diesem sogenannten „direkten Klimaantrieb“ haben sie jedoch auch einen indirekten Einfluß auf das Erdklima, indem sie die Eigenschaften der Hydrometeore in Wolken verändern und auf diese Weise auf die Wolkenalbedo [Twomey, 1974, 1991; Sassen *et al.*, 1995] und die Niederschlagsbildung [Rosenfeld, 2000] einwirken. Aufgrund der kurzen Lebenszeit der Aerosolpartikel von einigen Tagen und der ungleichmäßigen Verteilung der Aerosolquellen sowie der Vielzahl von Prozessen, die die Aerosoleigenschaften kontrollieren, ist die globale Aerosolverteilung sehr inhomogen und zeitlich variabel. Der in Klimamodellen verwendete Aerosol-Eingangssatzenzatz ist mit großen Unsicherheiten behaftet, da es an experimentellen Daten zur Beschreibung der mesoskaligen und großskaligen Aerosolverteilung sowie der zeitlichen Änderung der Aerosolfelder fehlt. Aus diesem Grund werden seit geraumer Zeit Aerosolmessungen mit Hilfe von Meßnetzen gefordert. Insbesondere das Grenzschichtaerosol in großräumigen Industrieregionen und die Partikel in der freien Troposphäre sind unzureichend charakterisiert [BMBF, 1996].

Für Langzeitbeobachtungen der atmosphärischen Aerosolcharakteristik mit hoher vertikaler und zeitlicher Auflösung eignet sich das Lidar¹ in besonderem Maße. Mit diesem Fernmeßverfahren können die optischen Eigenschaften der Partikel unverfälscht, d.h. unter den Umgebungsbedingungen von Temperatur, Luftdruck und Luftfeuchte charakterisiert werden. Mit einfachen Rückstreulidaren mißt man Partikel-Rückstreuoeffizienten; die Ramanlidartechnik erlaubt außerdem die Bestimmung von Extinktions-, Temperatur- sowie Feuchteprofilen [Ansmann *et al.*, 1990, 1992a; Arshinov *et al.*, 1983; Turner *et al.*, 2001]. Besonders der aus Streu- und Absorptionskoeffizient zusammengesetzte Extinktionskoeffizient ist eine für den direkten Klimaantrieb entscheidende Partikeleigenschaft. Mit einigen hochentwickelten Mehrwellenlängenlidaren (z.B.

¹Lidar steht als Akronym für engl. Light detection and ranging und ist mittlerweile als eigenständiger Begriff ähnlich wie Radar oder Laser in den wissenschaftlichen Sprachgebrauch eingegangen.

[Althausen *et al.*, 2000]) können aus den Profilen optischer Partikeleigenschaften auch mikrophysikalische Größen wie die Massen-, Volumen- und Anzahlkonzentrationen sowie der komplexe Brechungsindex und die Einfachstreu-Albedo abgeleitet werden [Müller *et al.*, 1998, 1999a,b, 2000, 2001].

Natürlich ist auch mit dem Einsatz vieler Lidargeräte ein komplexes globales Monitoring von Aerosolprofilen nicht möglich. Lidargeräte sind jedoch sehr gut für Stützmessungen geeignet, aus denen mit Hilfe von Aerosolkreislaufmodellen bzw. zusammen mit Satellitendaten die Aerosolcharakteristik als Eingabegröße für jeden Gitterpunkt der globalen Klimamodelle abgeleitet werden kann. So wurde im Rahmen des Förderschwerpunkts „Aerosolforschung“ (AFS) des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) zwischen September 1997 und September 2000 ein Lidarmeßnetz aufgebaut, dessen Ziel die Erstellung eines umfassenden, statistisch signifikanten, klimatologischen Datensatzes der vertikalen Aerosolverteilung über Deutschland war [Bösenberg *et al.*, 1998, 2001a]. Damit wurde weltweit erstmals ein Aerosol-Lidarnetz über einen längeren Zeitraum betrieben, wodurch dem Projekt eine Art Pilot-Funktion für zukünftige Aktivitäten zufiel. Es wurden geeignete Strategien zur Durchführung der Messungen entwickelt sowie Werkzeuge zur integrierten Auswertung der gewonnenen Netzwerk-Daten geschaffen. Die in dieser Arbeit vorgestellte Trajektorien-Clusteranalyse zur objektiven und systematischen Auswertung von Aerosolprofilen ist eines dieser Werkzeuge. An den fünf Lidarstandorten in Kühlungsborn, Hamburg, Leipzig, München und Garmisch-Partenkirchen wurden regelmäßig, mindestens dreimal pro Woche, Lidarmessungen zu vorher festgelegten Zeiten durchgeführt.

Der mit diesem Projekt gewonnene Datensatz ist jedoch aufgrund der geringen Ausdehnung des Netzes hinsichtlich mesoskaliger und großskaliger Aerosoleffekte und -wirkungen nur begrenzt aussagekräftig. Daher wurde im Februar 2000 das von der Europäischen Union geförderte Lidarnetz-Projekt EARLINET² gestartet [Bösenberg *et al.*, 2001b]. An diesem Lidarnetz sind 20 Stationen in Schweden, Großbritannien, Frankreich, Deutschland, Polen, Weißrußland, in der Schweiz, in Portugal, Spanien, Italien sowie in Griechenland beteiligt. Damit wurde erstmals ein Lidarmeßnetz auf einer kontinentalen Skala realisiert. In beiden Netzwerkprojekten wurde großer Wert auf die Qualitätssicherung der verwendeten Daten gelegt [Matthias *et al.*, 2001; Böckmann *et al.*, 2001; Bösenberg *et al.*, 2001a, Kapitel 4]. Erhebliche Anstrengungen wurden auch unternommen, um möglichst viele der beteiligten Lidargeräte mit der Raman-technik auszustatten. Die Interpretation der Messungen an den einzelnen Stationen und im Verbund erfolgt mit Hilfe von täglich zur Verfügung stehenden Rückwärtstrajektorien, die für alle Stationen zentral vom Deutschen Wetterdienst (DWD) berechnet werden. Auch hier ist die Trajektorien-Clusteranalyse ein wesentlicher Bestandteil der Datenanalyse.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß es zwei weitere Aerosol-Lidarnetze gibt. Im Mittelpunkt des Netzes in Ostasien stehen die in dieser Region jährlich im Frühjahr auftretenden Wüstenstaub-Ausbrüche [Murayama *et al.*, 2001a]. An diesem Netz sind sieben Stationen in China, Südkorea und Japan beteiligt, die z.T. auch über die Ramantechnik verfügen. Weiterhin

²EARLINET: Acronym für engl. European Aerosol Research Lidar NETwork

wird zur Zeit ein globales Netzwerk aus kommerziellen, einfachen Rückstreu-Lidaren aufgebaut, die jedoch nicht die Bestimmung von Extinktionsprofilen erlauben. Dieses Netz besteht bisher aus sechs Stationen in Nordamerika, Ozeanien und in der Antarktis [MPL-Net, 2000].

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Temperatur-Feuchte-Aerosol-Ramanlidar (im weiteren kurz als Aerosol-Ramanlidar bezeichnet) des Instituts für Troposphärenforschung (IfT) in Leipzig ist das leistungsfähigste EARLINET-Meßgerät. Es erlaubt eine umfassende Charakterisierung von optischen Partikeleigenschaften und meteorologischen Parametern. Mit dem Gerät ist es möglich, gleichzeitig Profile des Partikel-Rückstreuoeffizienten bei drei Wellenlängen, des Partikel-Extinktionskoeffizienten bei zwei Wellenlängen, des Partikel-Depolarisationsverhältnisses sowie der Temperatur und des Wasserdampf-mischungsverhältnisses zu bestimmen. Der optische Aufbau zur Messung der Rotations-Ramansignale, aus denen das Temperaturprofil bestimmt werden kann, wurde vom Institut für Atmosphärische Optik des Sibirischen Zweigs der Russischen Akademie der Wissenschaften in Tomsk, Rußland, konzipiert und im Rahmen einer mehrjährigen Zusammenarbeit in das IfT-Aerosol-Ramanlidar implementiert. Der Umfang und die Vielfalt dieses Lidardatensatzes ist weltweit einzigartig. Die gleichzeitige Bestimmung von Temperatur und Wasserdampf-mischungsverhältnis ermöglichte zum ersten Mal auch die Ableitung von Profilen der relativen Feuchte ausschließlich auf der Basis von Lidarsignalen, d.h. ohne die Hinzunahme von Temperaturprofilen aus Radiosondenmessungen [Mattis *et al.*, 2002a]. Die relative Feuchte ist nicht nur ein Basisparameter des meteorologischen Zustands, sondern beeinflusst auch empfindlich die optischen Eigenschaften von Aerosolpartikeln [Pueschel *et al.*, 1969; Hänel, 1972, 1984; Tang, 1996; Gathman, 1983; Sakai *et al.*, 2000].

Da es sich bei dem hier aufgebauten Aerosol-Ramanlidar um einen Prototyp handelt, war es im Rahmen dieser Arbeit notwendig, Methoden zur Auswertung der gemessenen Signale, vor allem zur Ableitung von Temperaturprofilen und zur Ermittlung der relativen Feuchte, zu entwickeln und eine umfangreiche Fehleranalyse durchzuführen. Weiterhin wurde eine in der Fachwelt bisher unbeachtete Fehlerquelle bei der Ermittlung von Rückstreuprofilen, die auf eine depolarisationsabhängige Transmission des Lidar-Empfängers zurückzuführen ist, analysiert, und es wurden Korrekturmöglichkeiten gefunden, die sich nun auch auf andere Lidargeräte anwenden lassen.

Neben dem Aufbau des Aerosol-Ramanlidars bildet die Entwicklung einer geeigneten Methodik zur objektiven Datenanalyse der gemessenen Aerosolprofile einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit. Das Verfahren stützt sich auf eine Clusteranalyse aller täglich zur Verfügung stehenden DWD-Trajektorien. Die kombinierte, höhenaufgelöste, systematische Analyse von Trajektorien und Aerosolparametern wurde in dieser Arbeit erstmals durchgeführt [Mattis *et al.*, 2001]. Bisher sind Verfahren bekannt, welche mit Hilfe atmosphärischer Trajektorien die Anströmrichtung zum jeweiligen Meßort in willkürlich festgelegte Sektoren einteilen, um z.B. die chemische Zusammensetzung von Niederschlagsproben [Henderson und Weingartner, 1982], die Extinktion von Aerosolpartikeln auf Filterproben [Pirich und Horvath, 1983; Herrmann und Hänel, 1997] oder mit einem Ramanlidar gemessene Extinktionsprofile [Matthias und Bösenberg, 2001] zu klassifizieren. Hänel [1998] unterteilt mit Flugzeugmessungen ermittelte Profile

von Partikelstreuoeffizienten in Sommer- und Winterprofile und nach der Luftmasse (maritim oder kontinental). Die objektiveren, auf der Clusteranalyse von Trajektorien beruhenden Gruppierungsverfahren wurden in der Vergangenheit zur Klassifizierung der chemischen Zusammensetzung von Niederschlagsproben [Dorling *et al.*, 1992a,b] und von Gasphasenproben (Ozon) [Sirois und Bottenheim, 1995] bzw. zur Unterteilung von Wetterlagen [Stohl und Scheifinger, 1994] verwendet. Im Gegensatz zu der in der vorliegenden Arbeit angewendeten Methode nutzen alle genannten Verfahren jedoch nur die den jeweiligen Meßzeiten direkt zugeordneten Trajektorien, wodurch die Anzahl der analysierten Trajektorien-Datensätze teilweise erheblich reduziert und somit die statistische Sicherheit der erzielten Ergebnisse gemindert wird. Wie bereits erwähnt, werden hier alle vom DWD berechneten Trajektorien verwendet (etwa 700 pro Höhe und Jahr). Die weniger zahlreichen Lidarmessungen (etwa 70–90 pro Jahr) werden anschließend den ermittelten Trajektorien-Clustern zugeordnet. Der hier vorgestellten Methode kommt insofern eine große Bedeutung zu, da nur ein derartiges Verfahren dazu geeignet ist, die große Anzahl von Trajektorien und Aerosolprofilen, wie sie im Rahmen von EARLINET anfallen, einer weitgehend automatisierten Analyse zu unterziehen.

Die Arbeit gliedert sich in sieben Kapitel. Nach diesen einleitenden Bemerkungen werden in Kapitel 2 zunächst die Grundlagen der Ramanlidartechnik vorgestellt. Dabei wird das Lidarprinzip erklärt und eine kurze Einführung zur Ramanstreuung in der Atmosphäre, insbesondere zur Lage und Intensität der zur Temperaturmessung verwendeten Rotations-Ramanlinien, gegeben. Anschließend wird der technische Aufbau des für diese Studie verwendeten Lidars dargestellt.

In Kapitel 3 werden die Gleichungen bereitgestellt, mit denen die in dieser Arbeit gezeigten Profile optischer Partikeleigenschaften und meteorologischer Parameter aus den Lidarsignalen abgeleitet wurden. In Kapitel 4 wird ausführlich diskutiert, wie gerätespezifische Kalibrierkonstanten und Korrekturfunktionen ermittelt wurden. Außerdem wird in Abschnitt 4.1 ein neues Verfahren zur Bestimmung der Unsicherheiten der Temperatur-Kalibrierkonstanten vorgestellt, und es wird ausgeführt, wie sich diese Unsicherheiten bei der Berechnung von Profilen der Temperatur oder der relativen Feuchte fortpflanzen. In Abschnitt 4.4 wird gezeigt, wie sich die bisher unbeachtete Fehlerquelle einer depolarisationsabhängigen Transmission des Lidar-Empfängers auf die berechneten Rückstreuoeffizienten auswirkt und wie dieser Effekt korrigiert werden kann.

In Kapitel 5 werden Meßbeispiele gezeigt, die das Potential des Aerosol-Ramanlidars unterstreichen und dabei auch aufzeigen, daß eine Lidardatenauswertung, inklusive der Interpretation der Ergebnisse, ohne Trajektorienanalyse nicht möglich ist. Dabei ist anzumerken, daß erst im Laufe der Lidarnetzaktivitäten aufgrund erster Ergebnisse dieser Arbeit Trajektorienanalysen als unverzichtbares Instrument der Datenauswertung anerkannt und entsprechende Maßnahmen ergriffen wurden, um einen lückenlosen Datensatz von DWD-Trajektorien sicherzustellen. Kapitel 5 stellt darüberhinaus bisher einzigartige Lidarmessungen von Saharastaub-Schichten vor. So konnten erstmals neben den üblichen Parametern Depolarisationsverhältnis und Rückstreuoeffizient mit dem Aerosol-Ramanlidar auch Profile der Temperatur und der relativen Feuchte und vor allem Extinktionsprofile und Lidarverhältnis-Profile bei zwei Wellenlängen gleichzeitig

bestimmt werden. Gerade die mit der Ramanlidartechnik bestimmten Lidarverhältnisprofile sind von großer Bedeutung, da sie als Eingangsparameter zur Bestimmung der klimarelevanten Extinktionskoeffizienten mit den weit verbreiteten einfachen Rückstreulidaren oder mit dem derzeit vorbereiteten, satellitengestützten Lidar CALIPSO³ unerlässlich sind.

In Kapitel 6 wird das Konzept der kombinierten Analyse von Trajektorien und Aerosoldaten vorgestellt und das Verfahren zur Clusteranalyse von Trajektorien beschrieben. Die Anwendbarkeit der Methode wird anhand von Lidarmessungen in der oberen Grenzschicht (ab 1 km Höhe) und den zugehörigen 850-hPa-Trajektorien demonstriert. Die Analysen konzentrieren sich insbesondere auf die in Leipzig in den Sommern 1998 und 1999 gemessenen Extinktionsprofile. Anschließend werden jedoch auch einige vorläufige Ergebnisse für alle fünf deutschen Lidarnetzstationen gezeigt. Dabei wird auf die Probleme der Homogenisierung von Langzeitmessungen innerhalb von Meßnetzen eingegangen.

In Kapitel 7 werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt, und es wird ein Ausblick auf mögliche Weiterentwicklungen des Aerosol-Ramanlidars bzw. auf geplante weitere Schritte bei der Auswertung des bereits vorhandenen Datensatzes gegeben.

³CALIPSO: Acronym für engl. Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations

2 Ramanlidartechnik

In diesem Kapitel wird zunächst allgemein das Lidarprinzip erklärt. In den Abschnitten 2.2.1 bis 2.2.3 wird dann eine kurze Einführung zur Ramanstreuung gegeben, auf deren Anwendung die Methoden zur Extinktions-, Feuchte- und Temperaturbestimmung mit einem Ramanlidar beruhen. Dabei wird besonders auf die Lage und Intensität der zur Temperaturmessung verwendeten Rotations-Ramanlinien eingegangen. Anschließend wird der technische Aufbau des Aerosol-Ramanlidars beschrieben.

2.1 Lidarprinzip

Ein Lidar ist ein aktives optisches Fernmeßgerät, mit dem es möglich ist, Vertikalprofile verschiedener atmosphärischer Parameter zu bestimmen. Als Lichtquelle werden meist leistungsstarke gepulste Laser verwendet, die nahezu monochromatisches Licht bei einer oder mehreren Wellenlängen emittieren. Dieses ausgesendete Licht tritt mit den Bestandteilen der Atmosphäre in Wechselwirkung. Es kann an den Luftmolekülen und Aerosolpartikeln teilweise absorbiert sowie elastisch oder inelastisch gestreut werden. Ein Teil des Lichts wird unter 180° zurückgestreut und gelangt so an den Ausgangsort zurück, wo es empfangen und analysiert werden kann. In Übereinstimmung mit der Bedeutung der Akronyme Lidar und Laser¹ wird in dieser Arbeit der Begriff „Licht“ nicht auf den für das menschliche Auge sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums beschränkt. Vielmehr wird er auf jegliche vom Laser ausgesendete Strahlung und ihre gestreuten Anteile angewendet, auch wenn die jeweiligen Wellenlängen im ultravioletten oder infraroten Spektralbereich liegen. Durch die Bestimmung der Laufzeit t zwischen Aussenden und Empfang eines Lichtpulses kann man den Abstand z zwischen Lidar und dem Ort der Wechselwirkung des Laserpulses mit der Atmosphäre über die Beziehung $z = \frac{1}{2} c t$ ermitteln, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Aus der spektralen Verteilung, der Polarisation und der Intensität des empfangenen Streulichts lassen sich Rückschlüsse auf Art und Konzentration der streuenden Objekte ziehen.

¹von engl. Light amplification by stimulated emission of radiation

2.2 Ramanstreuung in der Atmosphäre

Mit einem Ramanlidar wird nicht nur das an Partikeln und Molekülen elastisch zurückgestreute Licht empfangen und analysiert, sondern darüberhinaus werden gegenüber der Anregungswellenlänge verschobene Ramansignale gemessen, welche erst die Bestimmung von Extinktions-, Feuchte- und Temperaturprofilen mit dem Lidar erlauben. In den folgenden Abschnitten werden deshalb kurz die dabei ausgenutzten, verschiedenen Ramanstreuungsprozesse an den Luftmolekülen der Atmosphäre vorgestellt. Auf die Ramanstreuung an den Molekülen innerhalb der Aerosolpartikel wird dabei nicht eingegangen. Detaillierte Darstellungen des Ramanstreuungseffekts finden sich in [Herzberg, 1989; Haken und Wolf, 1991; Barrow, 1988].

2.2.1 Ramanstreuung an Luftmolekülen

Die Ramanstreuung ist ein inelastischer Streuprozess, bei dem die Wellenlänge der einfallenden und der ausgehenden Strahlung verschieden voneinander sind. Dabei induziert ein das Molekül treffendes Photon der Wellenzahl ν_0 einen Übergang des streuenden Moleküls in ein virtuelles Zwischenniveau, aus dem es in einen Vibrations-Rotations-Zustand übergeht, der vom Ausgangszustand verschieden ist. Das gestreute Photon hat die Wellenzahl ν_1 , die durch die Energiedifferenz ΔE zwischen End- und Anfangszustand bestimmt wird. Für die Wellenzahlverschiebung $\Delta\nu$ gilt:

$$\Delta\nu = \nu_1 - \nu_0 = -\frac{\Delta E}{hc}, \quad (1)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Die Wellenzahlverschiebung hängt also nur von den spezifischen Rotations- bzw. Vibrationszuständen der streuenden Moleküle, nicht jedoch von der Wellenzahl des einfallenden Lichts ab.

Abbildung 1 zeigt eine schematische Darstellung des Ramaneffekts mit möglichen Energieübergängen eines Moleküls. Dargestellt sind die beiden niedrigsten Vibrationsniveaus mit den Vibrationsquantenzahlen $v = 0$ und $v = 1$. Zu jedem Vibrationsniveau gehören etliche Rotationsniveaus, wobei hier nur diejenigen mit den Rotationsquantenzahlen $J = 0$ bis $J = 3$ eingezeichnet sind. Nach den Gesetzen der Quantenmechanik sind nur Übergänge zwischen bestimmten Rotations- bzw. Vibrationszuständen erlaubt. Für lineare Moleküle wie Stickstoff und Sauerstoff gibt es Übergänge mit Änderungen der Vibrationsquantenzahl um $\Delta v = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ und Änderungen der Rotationsquantenzahl um $\Delta J = 0, \pm 2$.

Die Intensität der einzelnen Linien hängt von der Besetzungswahrscheinlichkeit der Ausgangsniveaus sowie von der Wahrscheinlichkeit für die entsprechenden Übergänge in ein anderes Niveau ab. Allgemein werden Übergänge in ein höheres Energieniveau als Stokes-Übergänge und die zugehörigen Linien als Stokes-Linien bezeichnet. In diesem Fall ist die Wellenzahl des emittierten Photons kleiner als die des einfallenden. Bei einem Übergang in ein niedrigeres Energieniveau (Anti-Stokes-Übergang) wird die Wellenzahl des gestreuten Lichts größer.

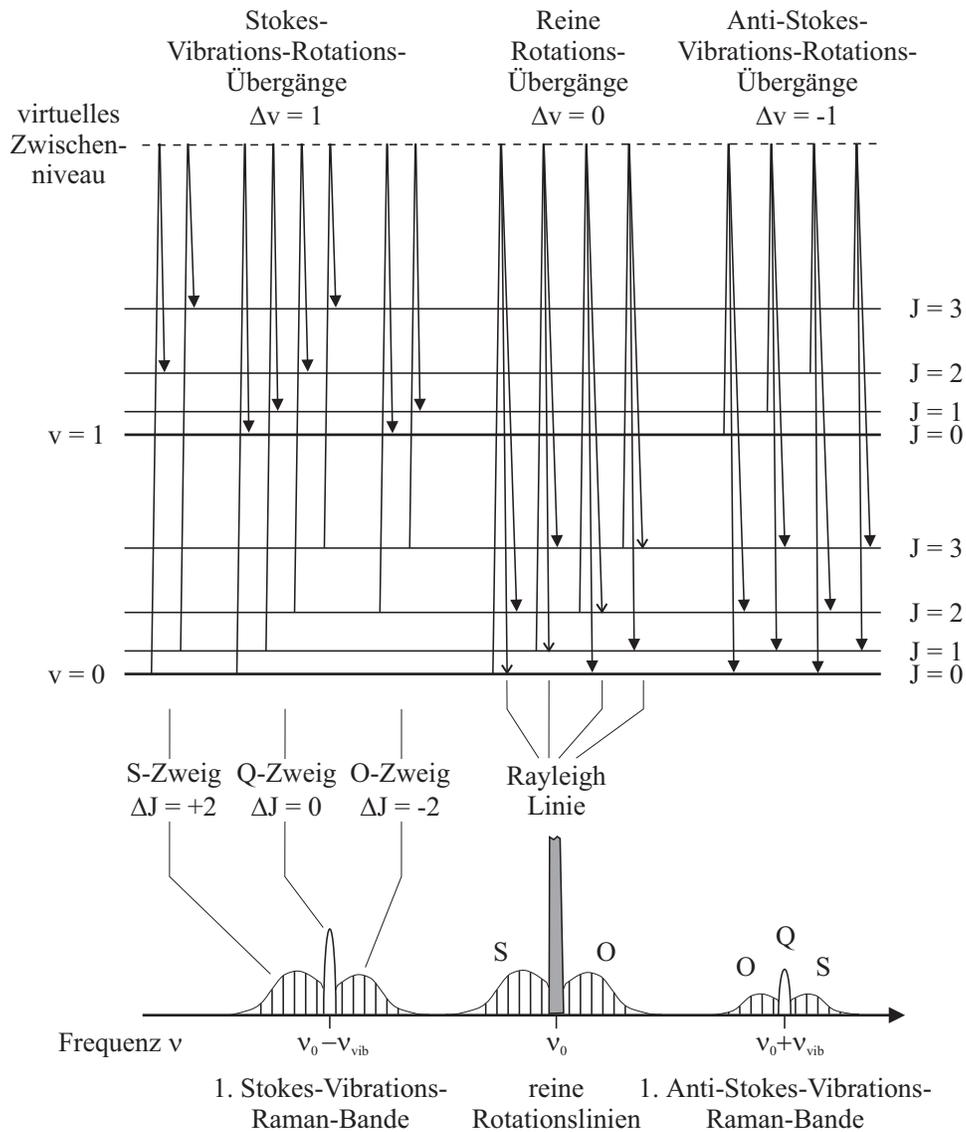


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Ramaneffekts im oberen Teil und des zugehörigen Ramanspektrums im unteren Teil. Raman-Übergänge sind durch geschlossene Pfeile, Rayleigh-Übergänge durch offene Pfeile gekennzeichnet. ν und J sind die Vibrations- bzw. Rotationsquantenzahlen.

Ändert sich bei einem Übergang sowohl der Vibrations- als auch der Rotationszustand, erhält man die Stokes- (bzw. Anti-Stokes-) Vibrations-Rotations-Linien, die sich je nach Stärke der Rotationsänderung in drei Zweige unterteilen:

- S-Zweig: $\Delta J = +2$,
- Q-Zweig: $\Delta J = 0$,
- O-Zweig: $\Delta J = -2$.

Im folgenden werden diese drei Zweige eines Vibrationsübergangs als Stokes- (bzw. Anti-Stokes-) Vibrations-Raman-Banden bezeichnet, da die Linien aller drei Zweige zur Intensität

der Vibrations-Raman-Signale beitragen. Man unterscheidet weiterhin, ob es sich um die erste (für $\Delta v = \pm 1$), zweite (für $\Delta v = \pm 2$) usw. Bande handelt. Wird bei einem Übergang nur der Rotationszustand geändert ($\Delta v = 0$), entstehen die Linien des reinen Rotations-Raman-Spektrums. In diesem Fall gibt es keinen Q-Zweig. Die Übergänge mit $\Delta v = 0$ und $\Delta J = 0$ entsprechen der elastischen Rayleigh-Streuung an Molekülen und erzeugen die unverschobene Linie bei der Anregungswellenzahl ν_0 .

Unter atmosphärischen Bedingungen befinden sich die meisten Moleküle im Vibrationsgrundzustand. Die wahrscheinlichsten Übergänge sind daher die in den ersten angeregten Vibrationszustand und in verschiedene Rotationszustände. Deswegen sind die reinen Rotationslinien und die der ersten Stokes-Vibrations-Raman-Bande die intensivsten Linien des Ramanspektrums und werden für Lidaranwendungen genutzt. Dabei sind z.B. für Stickstoff die stärksten der reinen Rotationslinien um etwa $5 \cdot 10^{-4}$ und die Linien des Q-Zweigs der ersten Stokes-Vibrations-Raman-Bande um etwa $7 \cdot 10^{-5}$ schwächer als die elastische Rayleigh-Linie für trockene Luft [Voß, 1992]. Die elastische Streuung an Aerosolpartikeln kann nochmals um zwei bis vier Größenordnungen intensiver sein als die Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen.

In den folgenden beiden Abschnitten wird gezeigt, wie sich die Lage und die Intensität der Linien im Ramanspektrum für zweiatomige Moleküle wie Stickstoff und Sauerstoff berechnen lassen. Auf diese Darlegungen wird später bei der Erläuterung der Temperaturmeßmethode mit der Rotations-Ramantechnik zurückgegriffen (siehe Abschnitte 2.3.3 und 3.5).

2.2.2 Lage der Raman-Linien

Die Vibrationsenergie E_{vib} eines N_2 - oder O_2 -Moleküls in einem bestimmten Vibrationszustand v und damit die Wellenzahländerung des Lichts $\Delta\nu_{\text{vib}}$ bei einem Übergang zwischen zwei Zuständen können mit

$$\begin{aligned} E_{\text{vib}} &= hc \nu_{\text{vib}} = hc \tilde{\nu}_0 \left(v + \frac{1}{2} \right), \\ \Delta\nu_{\text{vib}} &= -\frac{\Delta E_{\text{vib}}}{hc} = -\tilde{\nu}_0 \Delta v, \quad v = 0, 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

beschrieben werden, wobei $\tilde{\nu}_0$ die Grundvibrationswellenzahl des Moleküls ist. Δv ist hier als die Differenz zwischen der Vibrationsquantenzahl nach dem Übergang und vor dem Übergang zu betrachten.

Für die Rotationsenergie E_{rot} eines zweiatomigen Moleküls und die entsprechende Wellenzahländerung des Lichts gilt in guter Näherung:

$$\begin{aligned} E_{\text{rot}} &= hc \nu_{\text{rot}} = hc B J (J + 1), \\ \Delta\nu_{\text{rot}} &= \frac{-\Delta E_{\text{rot}}}{hc} = \pm 4 B \left(J + \frac{3}{2} \right), \quad J = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Hierbei ist J immer die kleinere Rotationsquantenzahl der beiden am Übergang beteiligten Rotationszustände, und B ist die Rotationskonstante des Moleküls, welche von seinem Trägheits-

moment bestimmt wird. Das Minuszeichen beschreibt die Stokes-Linien und das Pluszeichen die Anti-Stokes-Linien. Ein Korrekturterm, der eine Verlängerung der Molekülachse durch die Zentrifugalkraft in Abhängigkeit von der Rotationsgeschwindigkeit des Moleküls berücksichtigt, wird hier vernachlässigt [Herzberg, 1989].

Treten Vibrations- und Rotationsübergänge gleichzeitig auf, kann man Gl. (2) und Gl. (3) addieren und erhält:

$$\begin{aligned}
 E &= E_{\text{vib}} + E_{\text{rot}} = hc \tilde{\nu}_0 \left(v + \frac{1}{2} \right) + hc B_v J (J + 1), \\
 \Delta\nu &= \Delta\nu_{\text{vib}} + \Delta\nu_{\text{rot}} = -\tilde{\nu}_0 \Delta v \pm 4 B_v \left(J + \frac{3}{2} \right), \\
 v &= 0, 1, 2, \dots, \quad J = 0, 1, 2, \dots
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Es muß jetzt für jedes Vibrationsniveau eine eigene Rotationskonstante B_v eingesetzt werden, da sich durch die Vibration der Abstand zwischen den beiden Atomen des Moleküls und damit auch sein Trägheitsmoment ändert. B_v ist kleiner als die Rotationskonstante für den Gleichgewichtsabstand B_e und kann über

$$B_v = B_e - a_e \left(v + \frac{1}{2} \right) + \dots \tag{5}$$

berechnet werden. Die Werte für $\tilde{\nu}_0$, B_e und a_e für Stickstoff und Sauerstoff sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Molekülspezifische Konstanten zur Berechnung von Vibrations- und Rotations-Linien im Ramanspektrum. Alle Werte sind in cm^{-1} angegeben und wurden aus [Herzberg, 1989] entnommen.

Gas	$\tilde{\nu}_0$	B_e	a_e
N ₂	2330,7	2,010	0,0187
O ₂	1554,7	1,44566	0,01579

2.2.3 Intensität der Raman-Linien

Die Intensität I_{vib} der Ramanlinien bei Vibrationsübergängen hängt von der Besetzungswahrscheinlichkeit des Ausgangszustands mit der Vibrationsquantenzahl v ab. Diese Molekülzahl N_v kann mit Hilfe der Boltzmann-Verteilung für ein thermisches Gleichgewicht berechnet werden:

$$I_{\text{vib}} \propto N_v = \frac{N}{Z_v} \exp \left(-\frac{E_{\text{vib}}(v)}{kT} \right), \tag{6}$$

wobei k die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und N die Gesamtzahl der Moleküle sind. Die Zustandssumme

$$Z_v = \sum_v \exp\left(-\frac{E_{\text{vib}}(v)}{kT}\right) \quad (7)$$

ist die Summe der Boltzmann-Faktoren über alle Vibrationszustände.

Die Intensität der Rotationslinien ist nicht so einfach zu beschreiben. Abbildung 2 zeigt als Beispiel die reinen Rotations-Spektren für Stickstoff und Sauerstoff. Zunächst hängt die Intensität der Rotationslinien I_{rot} ebenso wie die der Linien für Vibrationsübergänge von der Anzahl der Moleküle im Ausgangszustand N_J ab. Zur Bestimmung von N_J reicht hier jedoch die Boltzmann-Verteilung nicht aus, sondern man muß außerdem berücksichtigen, daß ein Molekül im Rotationszustand J eine $(2J+1)$ -fache Entartung aufweist. Als Konsequenz geht somit in die Boltzmann-Verteilung das $(2J+1)$ -fache statistische Gewicht des Rotationszustands J ein:

$$I_{\text{rot}} \propto N_J = \frac{N}{Z_J} (2J+1) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot}}(J)}{kT}\right). \quad (8)$$

Die Zustandssumme Z_J ist hier

$$Z_J = \sum_J (2J+1) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot}}(J)}{kT}\right) \quad (9)$$

und kann durch Integration über alle J zu

$$Z_J = \frac{kT}{hcB} \quad (10)$$

bestimmt werden [Herzberg, 1989]. Der Einfluß des statistischen Gewichts der Entartung verursacht zunächst einen Anstieg der Intensität mit wachsendem J , bis der Einfluß des Boltzmann-Faktors stärker wird und die Intensität der Linien wieder abnimmt.

Weiterhin ist die Intensität der einzelnen Rotationslinien proportional zur Linienstärke S ($I_{\text{rot}} \propto S(J)$). S beschreibt die Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Übergänge und ist wiederum eine Funktion von J und der Spurstreukonstanten a_0 :

$$\text{S - Zweig : } S(J) = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+3)}, \quad (11)$$

$$\text{O - Zweig : } S(J) = \frac{3(J-1)J}{2(2J-1)}, \quad (12)$$

$$\text{Q - Zweig : } S(J) = a_0(2J+1) + \frac{J(J+1)(2J+1)}{(2J-1)(2J+3)}. \quad (13)$$

Schließlich zeigt sich in Abbildung 2, daß die Intensität der Stickstoff-Linien alterniert und für Sauerstoff die Linien zu den geraden J ganz fehlen. Diese Effekte werden durch das unterschiedliche statistische Gewicht g_i des Kernspins der Stickstoff- bzw. Sauerstoffatome verursacht. Betrachtet man Moleküle mit zwei identischen Atomen wie $^{16}\text{O}_2$ oder $^{14}\text{N}_2$, würde

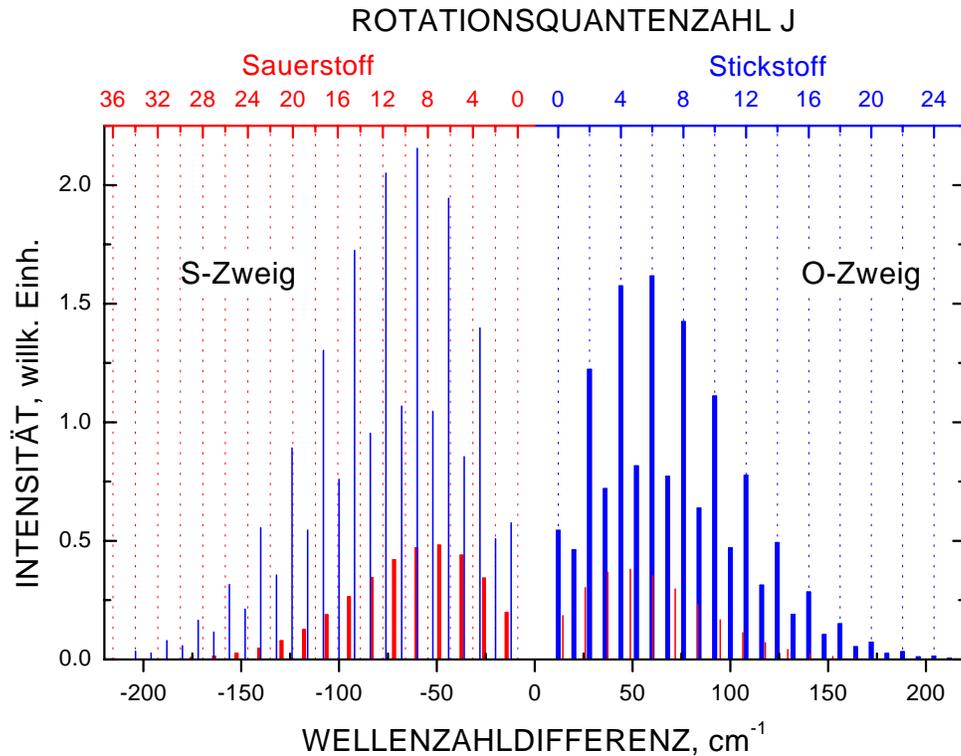


Abbildung 2: Rotations-Ramanlinien für Stickstoff (blau) und Sauerstoff (rot). Das Rotationspektrum wurde für eine Temperatur von 300 K berechnet. Die obere Achse gibt die Quantenzahlen des jeweils niedrigeren Niveaus beim Rotationsübergang von Stickstoff (blau) und Sauerstoff (rot) an. Das dargestellte Intensitätsverhältnis von Stickstoff- und Sauerstoff-Linien ergibt sich aus dem Verhältnis der Gaskonzentrationen in trockener Luft.

die Wellenfunktion des Gesamt-Molekülsystems beim Austausch der Atomkerne gleich bleiben (symmetrische Zustände) oder nur ihr Vorzeichen ändern (antisymmetrische Zustände), da die Kerne ja ununterscheidbar sind. Die Rotationsniveaus für aufeinanderfolgende J sind abwechselnd symmetrisch und antisymmetrisch. In Abhängigkeit vom Kernspin der Atome ergeben sich folgende Auswahlregeln [Herzberg, 1989]:

- Ist der Kernspin der Atome gleich Null, wie z.B. bei Sauerstoff $^{16}\text{O}_2$, sind Übergänge zwischen symmetrischen und antisymmetrischen Zuständen verboten. Dies führt dazu, daß die Linien mit geraden J im Sauerstoffspektrum fehlen.
- Ist der Kernspin der Atome ungleich Null, sind auch Übergänge zwischen Zuständen verschiedener Symmetrie erlaubt, haben jedoch unterschiedliche statistische Gewichte, die wiederum vom Gesamtspin des Moleküls abhängen. Das führt zu dem Intensitätsverhältnis von 2 : 1 zwischen Rotationszuständen mit geradem und ungeradem J , wie es in Abbildung 2 für die Stickstoff-Linien zu sehen ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Intensität von Rotations-Ramanlinien durch

$$I_{\text{rot}}(J) \propto \frac{N}{Z_J} (2J + 1) S(J) g_i \exp\left(-\frac{E_{\text{rot}}(J)}{kT}\right) \quad (14)$$

beschrieben werden kann.

2.3 Aufbau des Aerosol-Ramanlidars

Das Aerosol-Ramanlidar des IfT ist fest in einem Labor unter dem Dach des Institutsgebäudes installiert. Es ist mit seinem starken Laser, dem großen Empfangsteleskop und der Vielfalt an Empfangskanälen im Vergleich zu anderen Ramanlidar-Systemen sehr leistungsfähig. Damit bietet es gute Voraussetzungen für Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet der Ramanlidartechnik. Die Grundlagen zur optischen Temperatur-Fernmessung mit der Rotations-Raman-Methode, die in Abschnitt 3.5 beschrieben sind, wurden seit 1997 in Kooperation mit Wissenschaftlern vom Institut für Atmosphärische Optik des Sibirischen Zweigs der Russischen Akademie der Wissenschaften in Tomsk, Rußland, erarbeitet. Erstmals können mit einem Ramanlidar Temperaturmessungen auch am Tag bis zur Tropopausenhöhe durchgeführt werden.

2.3.1 Prinzipieller Aufbau

Abbildung 3 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Aerosol-Ramanlidars. Als Lichtquelle wird ein leistungsstarker Nd:YAG-Laser verwendet. Er emittiert mit einer Wiederholungsrate von 30 Hz

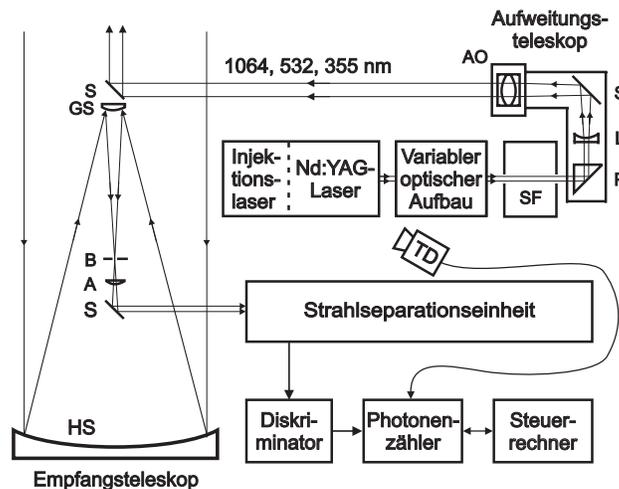


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Gesamtaufbaus des Aerosol-Ramanlidars. S steht für Spiegel, HS für Hauptspiegel, GS für Gegenspigel, B für Blende, A für Achromat, SF für Strahlfalle, L für Linse, P für Prisma, TD für Triggerdiode und AO für Aufweitungsobjektiv.

Laserpulse von ca. 8–9 ns Dauer bei der Fundamentalwellenlänge 1064 nm, wobei die Energie pro Puls ca. 1,6 J beträgt. Der ausgesendete Strahl hat einen Durchmesser von ca. 10 mm und eine Divergenz von ≤ 0.5 mrad. Es wird angenommen, daß die Energieverteilung im Laserstrahl ab einer gewissen Entfernung vom Laser gaußförmig ist, was jedoch nicht immer zutrifft. Die Energieverteilung im Strahlprofil sowie die spektrale Reinheit bzw. die Linienbreite des emittierten Lichts wurden durch den Einbau eines Injektionslasers, der dem Nd:YAG-Laser vorgeschaltet ist, erheblich verbessert. Ein gleichmäßiges Strahlprofil ist wichtig, um Beschädigungen der optischen Elemente nach dem Laser zu vermeiden. Eine geringe Linienbreite des ausgesendeten Lichts ist besonders für die Temperaturmessung notwendig, weil hierzu das rückgestreute Licht spektral hoch aufgelöst vermessen werden muß.

Am Ausgang des Lasers werden zwei Kristalle mit nichtlinearen optischen Eigenschaften dazu verwendet, gleichzeitig durch Frequenzverdopplung bzw. -verdreifung Licht der Wellenlängen 532 bzw. 355 nm zu erzeugen. Die Energie und die Polarisationsrichtung bei diesen Wellenlängen können durch die Wahl und die Einstellung der Kristalle und die Wahl der Polarisationsrichtung des 1064-nm-Lichts variiert werden. Für die meisten Anwendungen des Aerosol-Ramanlidars ist es günstig, die Energie zwischen den drei Wellenlängen gleichmäßig aufzuteilen, so daß bei jeder Wellenlänge etwa 450 mJ pro Laserpuls emittiert werden. Die Art und die Orientierung der Kristalle wurde so gewählt, daß das ausgesendete Licht bei 1064 nm elliptisch, bei 355 und 532 nm jedoch linear polarisiert ist und zwar in vertikaler bzw. horizontaler Richtung². Wichtige technische Daten des Lasers selbst, des Injektionslasers und des emittierten Lichts sind in Tabelle A1 im Anhang zusammengefaßt.

Das vom Laser ausgesendete Licht aller drei Wellenlängen wird als ein einzelner Strahl durch einen variablen Aufbau optischer Elemente zum Aufweitungsteleskop gelenkt. Die prinzipielle Anordnung dieser optischen Bauteile ist in Abbildung 4 dargestellt. Es ist möglich, mit dichroitischen Strahlteilern einzelne Wellenlängen vollständig oder nur teilweise aus dem Sendestrahl auszukoppeln. Da das Reflexionsvermögen eines Strahlteilers stark vom Einfallswinkel des Laserstrahls abhängt, läßt sich durch eine Variation dieses Winkels der Anteil des ausgekoppelten Lichts recht gut dosieren. Auf diese Weise kann einer Beschädigung oder Zerstörung der nachfolgenden optischen Elemente vorgebeugt werden. Diese Möglichkeit zur Optimierung der ausgesendeten Laserenergie war neben der Suche nach besonders widerstandsfähigen optischen Bauteilen eine der Hauptaufgaben bei der Entwicklungsarbeit am Aerosol-Ramanlidar. In Abbildung 4 ist exemplarisch die Auskopplung des Laserlichts bei 355 nm dargestellt, da diese Strahlung oft die Ursache von Beschädigungen ist.

Eine Überwachung der Laserenergie während der Messungen wird durch die Auskopplung ei-

² Die Begriffe „vertikal“ bzw. „horizontal“ werden hier im Sinne von „senkrecht“ bzw. „parallel zur Ebene des optischen Tisches“ verwendet. Diese Ebene ist für alle optischen Bauteile des Lidars die gleiche und nicht veränderlich. Die Bezeichnungen wurden eingeführt, um eine Verwechslung mit den Begriffen „senkrecht“ bzw. „parallel zur Polarisationsrichtung des vom Lidar in die Atmosphäre gesendeten Lichts“ zu vermeiden, die in Kap. 3.1 und 3.3 eingeführt und verwendet werden. Im Gegensatz zur Ebene des optischen Tisches ist diese Bezugsebene variabel; sie wird durch die Anzahl der 90°-Umlenkungen des Laserstrahls vor dem Aussenden in die Atmosphäre beeinflusst.

nes bekannten geringen Anteils des Laserlichts mit einer Quarzplatte realisiert. Der reflektierte Strahl wird mit dichroitischen Strahlteilern in die drei Wellenlängen aufgespalten, deren Energie dann jeweils einzeln mit Energiemeßköpfen bestimmt werden kann. Auf diese Weise läßt sich die ausgesendete Laserenergie in ihrer zeitlichen Entwicklung überwachen. Im Routinebetrieb des Lidars erfolgt die Überwachung bei den Wellenlängen 355 und 532 nm (vgl. Abbildung 4). Ein schnell schwenkbares Umlenkprisma regelt, ob der Laserstrahl in die Atmosphäre gesendet oder mit einer Strahlfalle abgeblockt wird. Diese Vorrichtung wird z.B. genutzt, um den Strahl während des Warmlaufs des Lasers abzufangen. Während dieser Phase kann die Energieverteilung innerhalb des Laserstrahls stark von der theoretisch angenommenen Gaußförmigkeit abweichen und stark inhomogen sein. Fokussierungseffekte können dabei zur sofortigen Zerstörung der optischen Elemente im Aufweitungsteleskop führen.

Im Aufweitungsteleskop wird der Laserstrahl zunächst durch eine Meniskuslinse aufgeweitet und anschließend durch ein achromatisch wirkendes Linsensystem, das im folgenden als Aufweitungsobjektiv bezeichnet wird, wieder zu einem nahezu parallelen Strahl von weniger als 0.1 mrad Divergenz und ca. 80 mm Durchmesser kollimiert. Die Divergenz des aufgeweiteten Strahls kann mit einem Theodoliten, der fest am Gehäuse des Empfangsteleskops angebracht ist bestimmt und während der Messungen überwacht werden. Die Divergenz des Laserstrahls muß kleiner als der Gesichtsfeldwinkel des Empfangsteleskops sein, der Strahl darf aber nicht in der Atmosphäre fokussieren. Durch eine Änderung des Abstands zwischen der Meniskuslinse und dem Aufweitungsobjektiv kann die Strahlparallelität optimiert werden. Die Spezifikationen der Strahlaufweitungseinheit sind detailliert in Tabelle A2 dargestellt.

Über einen elliptischen Umlenkspiegel (Höhe 150 mm, Breite 100 mm) wird der Strahl schließlich durch eine Dachluke senkrecht in die Atmosphäre gesendet. Mit Hilfe zweier Getriebeschritt-

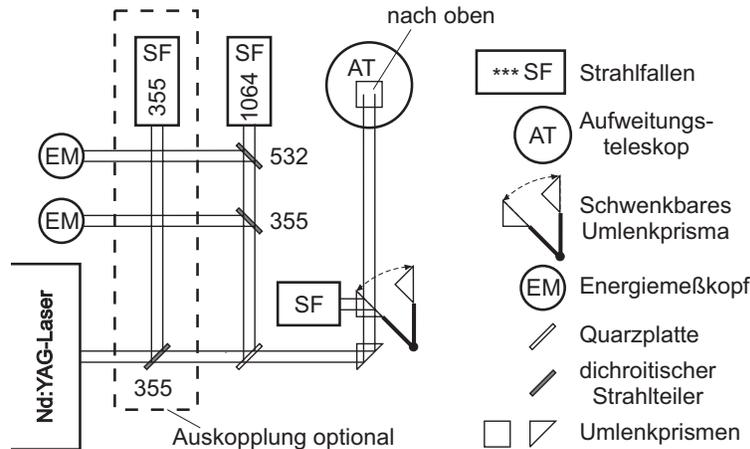


Abbildung 4: Schematische Darstellung des variablen optischen Aufbaus auf der Sendeseite des Aerosol-Ramanlidars (Blick von oben). Die Zahlen an den Strahlteilern und Strahlfallen stehen für die jeweils reflektierten bzw. abgeblockten Laserwellenlängen.

motoren, die von einem Computer aus gesteuert werden, kann dieser Sendespiegel in Schritten von 10–20 μrad bewegt und so die Ausrichtung des Laserstrahls gegenüber dem Gesichtsfeld des Empfangsteleskops sehr genau eingestellt werden. Diese genaue Ausrichtung ist besonders wegen des kleinen Gesichtsfelds von nur 0.15 mrad der Temperaturkanäle wichtig.

Direkt unter dem elliptischen Umlenkspiegel befindet sich ein fokales Cassegrain-Teleskop (Spezifikationen in Tabelle A3), mit dem das rückgestreute Licht gesammelt wird. Der Durchmesser des Hauptspiegels beträgt 1 m, die effektive Brennweite 10 m. Durch den hyperbolischen Gegenspiegel wird die tatsächliche Brennweite jedoch auf ca. 3.2 m verringert. Mit einer Blende im Brennpunkt kann der Gesichtsfeldwinkel des Teleskops im Bereich von 0.1 bis 1.8 mrad eingestellt werden. Hinter der Blende wird das Licht durch ein achromatisches Linsensystem zu einem Strahl von 30 mm Durchmesser kollimiert und über einen Spiegel in die Strahlseparationseinheit gelenkt. Die Divergenz dieses Strahls beträgt je nach Blendeneinstellung 3.3 bis 60 mrad. Um zu gewährleisten, daß der Strahl trotzdem durch alle Strahlteiler paßt, wird er durch eine plankonvexe Linse mit einer Brennweite von 1 m leicht fokussiert. Es stellte sich jedoch heraus, daß es mit dieser optischen Konfiguration nicht möglich war, die Teleskop-Blende scharf auf die Detektoren abzubilden. Aus diesem Grund wurde die 1-m-Linse während des Umbaus der Strahlseparationseinheit im März 2001 entsprechend Abbildung A1 durch zwei plankonvexe Linsen von jeweils 450 mm Brennweite ersetzt.

Die Abbildungseigenschaften des Empfangsteleskops können durch eine Veränderung des Spiegelabstands sowie der Blendenposition verändert werden. Es stellte sich heraus, daß das Teleskop nach seiner Lieferung entgegen den Herstellerangaben nicht auf die optimale Abbildung von unendlich weit entfernten Objekten eingestellt war, sondern eine scharfe Abbildung für etwa 700 m Entfernung lieferte. Dies ist auf die ungenaue Kenntnis der Hauptspiegelbrennweite zurückzuführen, die experimentell zu 2494 ± 5 mm statt der vom Hersteller angegebenen 2500 mm bestimmt wurde. Die mangelhafte Einstellung des Teleskops führte zu einer Verfälschung der gemessenen Signale, die zwar im nachhinein korrigiert werden konnte, jedoch zu zusätzlichen Unsicherheiten in den abgeleiteten Parametern führte. Im November 1999 wurden die Abstände zwischen Haupt- und Gegenspiegel sowie zwischen Gegenspiegel und Blende so geändert, daß der Punkt der scharfen Abbildung oberhalb von 2.5 km liegt.

In der Strahlseparationseinheit wird das empfangene Licht nach Wellenlänge und Polarisationszustand aufgespalten und in verschiedenen Kanälen mit Photomultipliern im Photonenzählmodus nachgewiesen (siehe Abschnitt 2.3.2). Die von den Photomultipliern gelieferten Spannungspulse werden in einem Diskriminator in Normpulse gewandelt und an ein 300-MHz-Zählsystem weitergeleitet, wo sie zeitaufgelöst registriert werden. Die Registrierung beginnt, sobald von einer schnellen Photodiode ein Laserschuß detektiert und als Triggerpuls an das Zählsystem übergeben wird. Die Zeitdifferenz zwischen dem Laserschuß und dem Beginn der Registrierung beträgt etwa 20 ns. Im Zählsystem werden die registrierten Pulse in 1024 Zeitfenstern über eine vorgegebene Laserschußzahl akkumuliert und dann von einem Rechner abgespeichert. Das kleinste einstellbare Zeitfenster beträgt 100 ns, was einer räumlichen Auflösung der Messung von 15 m entspricht. Die genauen technischen Daten der Photomultiplier, des Diskriminators

und des Zählers sind in Tabelle A4 und Tabelle A5 aufgelistet.

2.3.2 Strahlseparationseinheit

Das vom Empfangsteleskop gesammelte Licht wird in der Strahlseparationseinheit mit dichroitischen Strahlteilern, Quarzplatten sowie Polarisations-Strahlteilern nach Wellenlänge und Polarisationszustand in neun verschiedene Kanäle aufgespalten. Gemessen werden mit dem Aerosol-Ramanlidar die elastisch zurückgestreuten Signale der drei ausgesendeten Laserwellenlängen, bei 532 nm aufgespalten in zwei Polarisationsrichtungen, sowie die Vibrations-Rotations-Ramansignale von Stickstoff bei 387 und 607 nm und von Wasserdampf bei 407 nm sowie zwei reine Rotations-Ramansignale von Stickstoff bei der Anregungswellenlänge 532 nm.

Abbildung 5 zeigt den optischen Aufbau der Strahlseparationseinheit. Er besteht aus drei Zweigen, die den Sendewellenlängen zugeordnet sind. Bei der Konzeption wurde darauf geachtet, die schwachen Ramansignale möglichst so zu den jeweiligen Detektoren zu reflektieren, daß Intensitätsverluste gering sind. In Clauder [1996] ist diese Optimierungsaufgabe detailliert beschrieben. Weiterhin wurden diejenigen Detektoren möglichst mit dem gleichen Abstand zur Teleskopblende angeordnet, deren Signale als Verhältnis in die Datenauswertung eingehen. Auf diese Weise wird gewährleistet, daß die Einflüsse der geometrischen Abbildungseigenschaften des Systems auf die gemessenen Signale für beide Kanäle gleich sind und sich bei der Verhältnisbildung gegenseitig aufheben (vgl. auch Kapitel 3). In Tabelle A6 sind die geometrischen Maße sowie die Transmissions- und Reflexionseigenschaften aller verwendeten Strahlteiler angegeben.

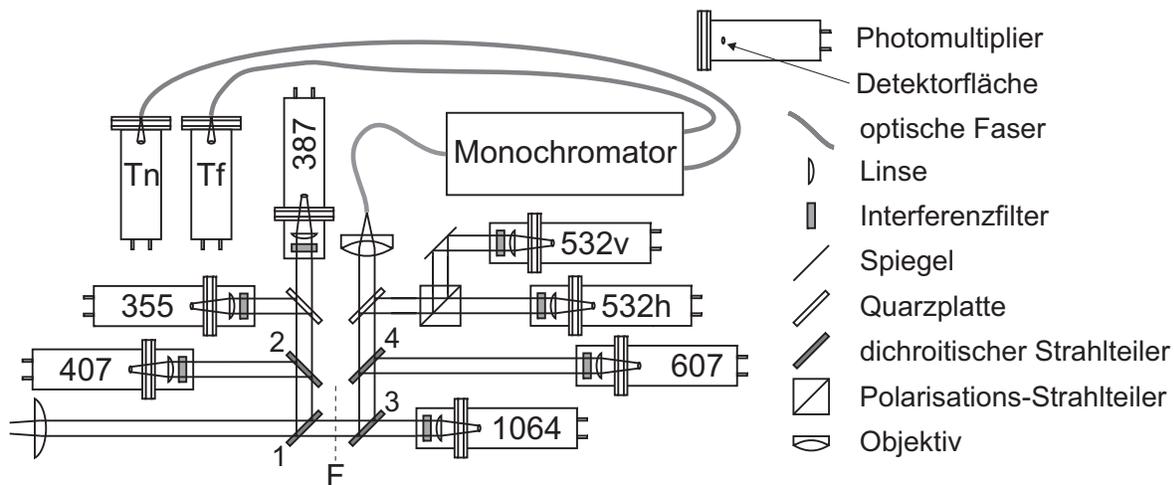


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Strahlseparationseinheit des Aerosol-Ramanlidars. Die Bezeichnungen in den Photomultipliern entsprechen den Bezeichnungen der jeweils detektierten Signale. Tn und Tf sind dabei die Temperaturkanäle für die nahen bzw. fernen Rotationslinien. Die Ziffern 1 bis 4 kennzeichnen die dichroitischen Strahlteiler ST1 bis ST4. Die mit F gekennzeichnete gestrichelte Linie zeigt die Brennebene der 1-m-Linse an.

Der erste Zweig geht vom dichroitischen Strahlteiler ST1 aus und enthält die von der Sendewellenlänge 355 nm erzeugten Signale. In diesem Zweig wird zunächst durch den Strahlteiler ST2 das Wasserdampf-Ramansignal ausgekoppelt. Anschließend wird der Strahl durch eine Quarzplatte in einen Anteil für das Stickstoff-Ramansignal (ca. 95%) und für das elastische Signal (ca. 5%) aufgespalten. Der Strahlteiler ST3 reflektiert Zweig 2 und transmittiert Zweig 3. Zweig 3 enthält nur das elastische Signal der Sendewellenlänge 1064 nm. In Zweig 2, in dem alle Signale der Sendewellenlänge 532 nm gemessen werden, wird zuerst durch ST4 das schwache Stickstoff-Ramansignal ausgekoppelt. Danach reflektiert eine zweite Quarzplatte einen Teil (ca. 5%) des verbleibenden Lichts. Dieser Anteil wird durch einen Polarisations-Strahlteiler (PST) in die zwei elastischen Signale 532v und 532h aufgespalten, die die vertikal bzw. horizontal polarisierten Komponenten des rückgestreuten Lichts enthalten. Der von der Quarzplatte transmittierte Strahl wird mit einem Objektiv fokussiert und in eine optische Faser eingekoppelt. Diese Faser führt in einen Doppelgitter-Monochromator, in dem Linien des reinen Rotations-Ramanspektrums für die Temperaturmessung isoliert (siehe Abschnitt 2.3.3) und danach über die beiden Ausgangsfasern zu den Detektoren der Kanäle T_n (Temperaturkanal für die nahen Rotationslinien) und T_f (Temperaturkanal für die fernen Rotationslinien) geleitet werden.

Mit Ausnahme der Temperaturkanäle befindet sich vor allen Photomultipliern jeweils ein Interferenzfilter für die nachzuweisende Wellenlänge, der das Hintergrundlicht und Licht der anderen Meßwellenlängen um bis zu 10 Größenordnungen unterdrückt [Clauder, 1996]. Danach werden die Strahlen jeweils mit einer plankonvexen Linse (100 mm Brennweite) auf die Detektorflächen von ca. 10 mm Durchmesser fokussiert. Weiterhin können vor jedem Photomultiplier mehrere optische Neutralfilter verschiedener Stärken plaziert werden, die für jede Messung eine individuelle Optimierung der gemessenen Zählraten erlauben. Auf diese Weise können ein optimales Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielt und Verfälschungen der gemessenen Signale aufgrund von Sättigungseffekten der Photomultiplier bzw. des Zählsystems vermieden werden. Ein Nachteil dieser stark variablen Neutralfilter-Konfigurationen liegt darin, daß die Transmissionswerte der einzelnen Meßkanäle zumindest mit den derzeit verwendeten Filter-Halterungen von Messung zu Messung nicht reproduzierbar sind.

Die Abmessungen der optischen Elemente der Strahlseparationseinheit beschränken den maximal möglichen Gesichtsfeldwinkel der einzelnen Kanäle, der auch als RFOV³ bezeichnet wird, auf unterschiedliche Werte, die zwischen 0.4 und 1 mrad liegen. Dieses RFOV beeinflusst sehr stark die sogenannte Überlappungsfunktion des Lidars, die beschreibt, in welcher Höhe welcher Anteil des Laserstrahls von den Detektoren durch die Gesichtsfeldblende hindurch „gesehen“ werden kann. Die Höhe der vollständigen Überlappung des Laserstrahls mit dem RFV liegt umso niedriger, je größer das Verhältnis zwischen dem RFV und der Divergenz des Laserstrahls ist. Unter der Voraussetzung, daß für alle Kanäle der Gesichtsfeldwinkel gleich sein soll, wird das RFOV mittels der Gesichtsfeldblende deshalb für die regulären Aerosolmessungen auf den größtmöglichen Wert von 0.4 mrad eingestellt. Der sehr kleine Gesichtsfeldwinkel der Temperaturkanäle von 0.15 mrad wird durch den Durchmesser der optischen Fasern bestimmt und ist

³von engl. Receiver Field Of View

nicht variabel.

Im März 2001 wurde der Aufbau der Strahlseparationseinheit leicht verändert. Neben dem Einbau der zwei 450-mm-Linsen anstelle der 1-m-Linse wurde die Aufspaltung in die vertikal bzw. horizontal polarisierten Komponenten des rückgestreuten Lichts bei 532 nm aus Zweig 2 gemäß Abbildung A1 in einen neuen Zweig 4 verlagert. In Zweig 2 wird jetzt nur noch das Gesamtsignal 532g gemessen. Zweig 4 wird mit Hilfe einer Quarzplatte zwischen ST1 und ST3 ausgekoppelt. Entsprechend Abbildung A1 erfolgt die Trennung der Komponenten wieder mit dem Polarisations-Strahlteiler. Da das Zählsystem die Anzahl der gemessenen Signale auf 9 begrenzt, wird bei den regulären Aerosolmessungen nur das Gesamtsignal und die senkrecht zur Polarisationsrichtung des ausgesendeten Strahls polarisierte Komponente gemessen. Allerdings können zu Testzwecken oder für spezielle Untersuchungen auf Kosten eines anderen Signals auch alle drei 532-nm-Signale aufgenommen werden. Weiterhin wurde vor dem Doppelgitter-Monochromator noch ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) eingesetzt, das den Tageslichthintergrund zwischen den Rotations-Ramanlinien unterdrückt. In Tabelle A7 sind die Spezifikationen aller Meßkanäle wie detektierte Wellenlänge, Signaltyp, Sendewellenlänge, Entfernung des Detektors zur Gesichtsfeldblende, maximal mögliches RFOV, Eigenschaften des Interferenzfilters und Gerätetransmission dargestellt.

2.3.3 Doppelgitter-Monochromator

Der Doppelgitter-Monochromator ermöglicht die Messung atmosphärischer Temperaturprofile mit der Rotations-Raman-Methode [Cooney, 1972; Arshinov *et al.*, 1983; Nedeljkovic *et al.*, 1993](vgl. Abschnitt 3.5). Er wurde vom Institut für Atmosphärische Optik des Sibirischen Zweigs der Russischen Akademie der Wissenschaften in Tomsk, Rußland, konzipiert und im Rahmen einer mehrjährigen Zusammenarbeit in das Aerosol-Ramanlidar des IfT implementiert.

Zur Bestimmung der atmosphärischen Temperaturprofile mit der Rotations-Raman-Methode mißt man die Rückstreuintensitäten von zwei verschiedenen Linien aus dem inneren und aus dem äußeren Bereich des reinen Rotations-Ramanspektrums (vgl. Abbildung 8 und Abschnitt 3.5). Eine Temperaturerhöhung führt zur Abnahme der Intensität der Linien mit kleinerem J (innerer oder naher Bereich) und zu einer Intensitätszunahme der Linien mit größerem J (äußerer oder ferner Bereich). Das Intensitätsverhältnis zweier solcher Linien läßt deshalb auf die Temperatur am Ort der Streuung schließen. Hier werden die Stickstoff-Linien der Rotationsquantenzahlen $J = 6$ und $J = 12$ aus dem S-Zweig und dem O-Zweig mit den Wellenlängen 529.0, 530.4, 533.8 und 535.2 nm benutzt. Im Doppelgitter-Monochromator werden diese vier Linien spektral separiert und gleichzeitig räumlich so kombiniert, daß nur zwei Photomultiplier für deren Nachweis ausreichen, wobei einer jeweils beide Linien der gleichen Rotationsquantenzahl erfaßt [Wandinger *et al.*, 1998]. Die Verwendung von vier Linien aus beiden Zweigen des Rotations-Spektrums und der Nachweis mit nur zwei Detektoren ist eine Besonderheit des vorliegenden Aufbaus und führt gegenüber der Verwendung nur eines Zweigs bei gleichbleibendem materiellen Aufwand zu einer wesentlichen Erhöhung der gemessenen Signalintensitäten.

Abbildung 6 zeigt schematisch den Aufbau des Monochromators. Er besteht aus zwei getrennten Kammern, die durch vier optische Fasern miteinander verbunden sind. In den Kammern befinden sich jeweils ein Reflexionsgitter, eine Sammellinse und ein Faserblock, der die Enden der optischen Fasern in der Brennebene der Linse fixiert. Das divergente Licht aus den Eingangsfasern wird durch die Linsen zu einem parallelen Strahl kollimiert und auf die Gitter gelenkt, wo es reflektiert und dabei spektral aufgefächert wird. Auf dem Rückweg wird das Licht durch die Linsen wieder auf den Faserblock fokussiert. Die Enden der Ausgangsfasern sind räumlich so angeordnet, daß sie im Brennpunkt des Lichts mit der jeweils erwünschten Wellenlänge liegen und nur dieses aufnehmen und weiterleiten. Auf diese Weise wird mit jeder optischen Faser jeweils nur ein schmaler Spektralbereich „ausgeschnitten“. Die technischen Spezifikationen des Doppelgitter-Monochromators sind in Tabelle A8 zusammengefaßt.

Abbildung 7 zeigt eine detailliertere Darstellung der beiden Faserblöcke. Das reine Rotationspektrum im oberen Teil der Abbildung zeigt noch einmal, welche Linien im Monochromator spektral separiert werden. Der erste Faserblock fixiert die Enden der Eingangsfaser sowie von fünf Ausgangsfasern, die jeweils einen Durchmesser von 0,6 mm haben. Da die Furchen der Gitter parallel zu den vertikalen Strich-Punkt-Linien der Abbildung stehen, erfolgt das spektrale Auffächern in horizontaler Richtung. Die horizontalen Strich-Punkt-Linien stellen die optischen Achsen der Gitter dar. Das Licht aus einer optischen Faser, die nicht auf dieser Achse liegt, wird also vom Gitter wie von einem Spiegel auf die andere Seite der optischen Achse reflektiert, wobei das entstehende Bild bzw. die Ausgangsfaser den gleichen Abstand zur optischen Achse hat wie die Eingangsfaser.

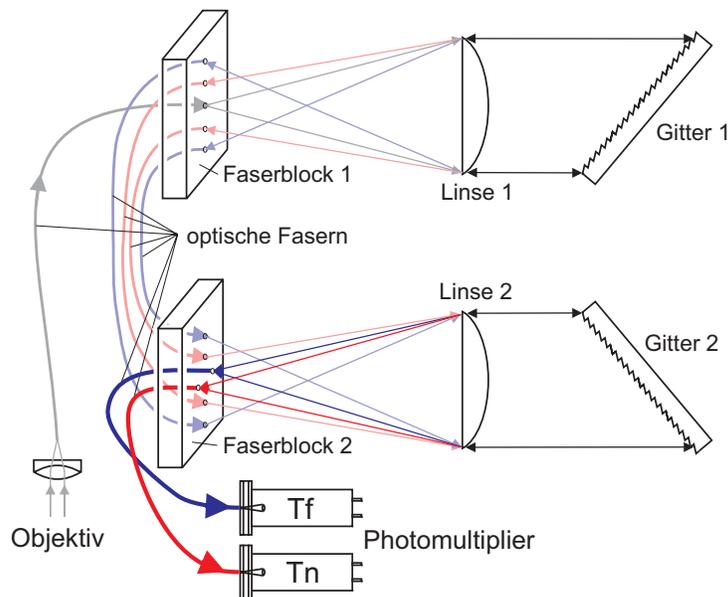


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Doppelgitter-Monochromators. Die Farben der optischen Fasern und Strahlen verdeutlichen die verschiedenen Wellenlängen, grau für das ankommende Licht, rot für $J = 6$ und blau für $J = 12$.

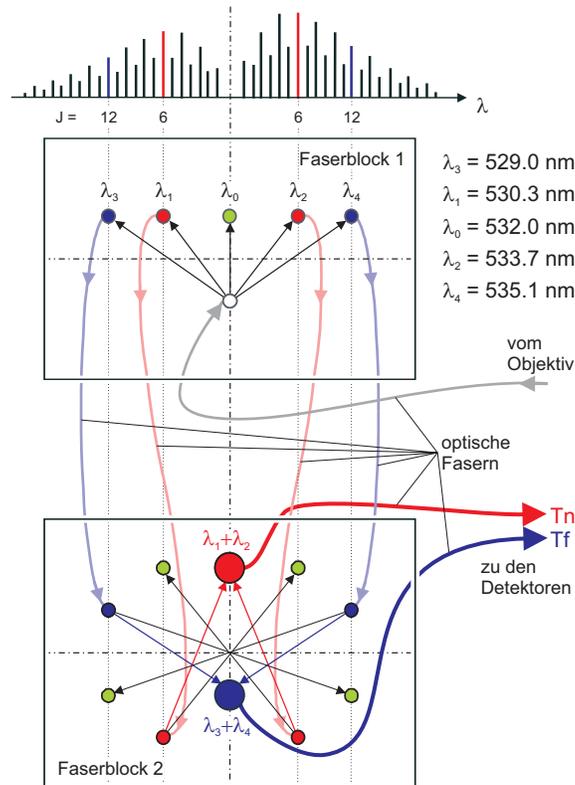


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Faserblöcke des Doppelgitter-Monochromators. Im oberen Teil ist das reine Rotationsspektrum von N_2 dargestellt. Die Farben verdeutlichen die verschiedenen Wellenlängen, rot für Licht mit $J = 6$, blau für Licht mit $J = 12$ und grün für die zu unterdrückende elastische Linie.

Die Ausgangsfaser λ_0 enthält das elastisch zurückgestreute Licht bei 532 nm, das zwar nicht zur Temperaturbestimmung, aber zu Justierzwecken benötigt wird. Die Fasern λ_1 bis λ_4 schneiden aus dem von Gitter 1 aufgefächerten Spektrum fünfter Beugungsordnung die vier Rotationslinien mit $J = 6$ und $J = 12$ aus. Sie transportieren jedoch immer noch einen nicht vernachlässigbaren Anteil des Hintergrundlichts und der sehr intensiven, elastisch zurückgestreuten Strahlung bei 532 nm. Um dieses störende Licht noch mehr zu unterdrücken, benötigt man die zweite Kammer. Hier sind die Enden der Eingangsfasern so angeordnet, daß das von Gitter 2 reflektierte Licht für Linien mit gleicher Rotationsquantenzahl auf die gleiche Stelle von Faserblock 2 auftrifft und dort durch nur zwei Ausgangsfasern ($\lambda_1 + \lambda_2$) und ($\lambda_3 + \lambda_4$) aufgenommen und zu den Detektoren der Kanäle Tn bzw. Tf geleitet wird. Die über die Eingangsfasern ankommenden Anteile des störenden Streulichts bei 532 nm werden so reflektiert, daß sie nicht in die Ausgangsfasern von 1.3 mm Durchmesser gelangen können und so ausreichend unterdrückt werden. Die Gesamtunterdrückung des elastisch gestreuten Lichts bei 532 nm im Doppelgitter-Monochromator beträgt mindestens 6 Größenordnungen.

Im März 2001 wurde vor dem Doppelgitter-Monochromator ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) eingesetzt, das das Hintergrundlicht zwischen den Rotationslinien unterdrückt und somit

Temperaturmessungen auch am Tage ermöglicht [Arshinov *et al.*, 2001]. Dabei wird der Abstand zwischen den beiden FPI-Platten so gewählt, daß der Abstand der Transmissionsmaxima des Interferometers genau mit dem quasi-äquidistanten Abstand der Rotations-Ramanlinien übereinstimmt und gleichzeitig das Licht in den Bereichen zwischen den Rotationslinien stark unterdrückt wird [Arshinov und Bobrovnikov, 1999].

3 Bestimmung atmosphärischer Parameter

In diesem Kapitel sind die Methoden zur Berechnung der verschiedenen atmosphärischen Parameter aus den gemessenen Lidarsignalen zusammengestellt. Dabei werden im wesentlichen nur die grundlegende Lidargleichung und die zur Berechnung der gezeigten Ergebnisse verwendeten Gleichungen sowie die wichtigsten Fehlerquellen vorgestellt. In den einzelnen Abschnitten werden weiterhin Literaturstellen angegeben, in denen die verwendeten Methoden ausführlich dargestellt sind. Lediglich auf das Verfahren zur Temperaturbestimmung wird näher eingegangen, um das Verständnis der in Kapitel 4 vorgestellten Fehleranalyse zu erleichtern.

Aus den neun Signalen, die mit dem Aerosol-Ramanlidar gemessen werden, können die optischen Eigenschaften Partikel-Rückstreuoeffizient, Partikel-Extinktionskoeffizient und daraus das Partikel-Lidarverhältnis bei verschiedenen Wellenlängen sowie das Partikel-Depolarisationsverhältnis in der Troposphäre und in der Stratosphäre höhenaufgelöst abgeleitet werden. Ferner ist es möglich, aus den gemessenen Signalen Profile der meteorologischen Parameter Wasserdampf-Mischungsverhältnis und Temperatur bis zur Tropopausenhöhe zu berechnen. Damit ist es zum ersten Mal gelungen, Profile der relativen Feuchte direkt aus Lidarsignalen, ohne die Hinzunahme von Radiosondenprofilen, zu ermitteln [Mattis *et al.*, 2002a]. Dieser vollständige Ergebnissatz kann jedoch nur nachts gewonnen werden, da mit den hier verwendeten relativ breitbandigen Interferenzfiltern (vgl. Tabelle A7) die Vibrations-Rotations-Ramansignale am Tag nur bis etwa 2-3 km Höhe gemessen werden können. Für Tagmessungen stehen also nur die elastischen Signale und die Rotations-Ramansignale zur Verfügung, aus denen sich die Rückstreuoeffizienten bei drei Wellenlängen und das Partikel-Depolarisationsverhältnis sowie das Temperaturprofil ermitteln lassen.

3.1 Lidargleichung

Die grundlegende Gleichung bei der Auswertung von Lidarsignalen ist die Lidargleichung. Sie beschreibt die Intensität der empfangenen Signale $^pP_\lambda$ in Abhängigkeit von der Entfernung z

sowie von gerätespezifischen und atmosphärischen Parametern:

$${}^p P_\lambda(z) = \frac{\overline{P_{0\lambda}} \tau_\lambda c A_T}{2} \frac{{}^p \eta_\lambda(z) O(z)}{z^2} {}^p \beta_\lambda(z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_\lambda(\zeta) d\zeta\right). \quad (15)$$

Dabei bezeichnen:

- Index λ die betrachtete Wellenlänge,
- $\overline{P_{0\lambda}}$ die mittlere Laserleistung pro Puls,
- τ_λ die Pulsdauer,
- A_T die Fläche des Empfangsteleskops,
- ${}^p \eta_\lambda(z)$ die Transmission des Lidar-Empfängers,
- $O(z)$ die Überlappungsfunktion,
- ${}^p \beta_\lambda(z)$ den Rückstreuoeffizienten und
- $\alpha_\lambda(z)$ den Extinktionskoeffizienten.

Der Index p gibt an, welche Polarisationsrichtung die betrachtete Komponente des rückgestreuten Lichts im Vergleich zum in die Atmosphäre gesendeten Laserlicht hat. Im folgenden wird der Index immer dann weggelassen, wenn Gesamtrückstreusignale betrachtet werden, d.h. wenn in einem Kanal gleichzeitig beide Polarisationskomponenten empfangen werden oder wenn die Summe aus den Signalen beider Komponenten verwendet wird. Es wird hier davon ausgegangen, daß der Extinktionskoeffizient im Gegensatz zum Rückstreuoeffizienten für Lidaranwendungen nicht von der Polarisationsrichtung des Lichts abhängt [Bohren und Huffman, 1983]. Die entfernungsunabhängigen Größen lassen sich zu einer Konstanten

$$K_\lambda = \frac{\overline{P_{0\lambda}} \tau_\lambda c A_T}{2} \quad (16)$$

zusammenfassen.

Die Transmission des Lidar-Empfängers $\eta_\lambda(z)$ kann nicht als entfernungsunabhängige Konstante betrachtet werden, da die Transmission der meisten Strahlteiler von der Polarisationsrichtung des empfangenen Lichts abhängt und das Verhältnis zwischen dem vertikal und dem horizontal polarisierten Anteil eines Signals nicht immer höhenunabhängig ist. Bei der Berechnung atmosphärischer Parameter (vgl. Kap. 3.2 bis 3.5) wird jedoch zunächst vereinfachend angenommen, daß das Verhältnis der beiden Polarisationskomponenten des Signals keine Funktion der Höhe ist und somit ${}^p \eta_\lambda$ in die Konstante K_λ aufgenommen werden kann (K_λ wird zu ${}^p \tilde{K}_\lambda = K_\lambda {}^p \eta_\lambda$). Dieser Ansatz ist realistisch, solange sich keine stark depolarisierenden Eiswolken oder Aerosolpartikel im Meßvolumen befinden. Welchen Einfluß ein polarisationsabhängiges ${}^p \eta_\lambda$ auf die abgeleiteten atmosphärischen Größen tatsächlich hat und wie dieser Effekt korrigiert werden kann, wird in Kapitel 4.4 diskutiert.

Die Überlappungsfunktion $O(z)$ beschreibt, welcher Anteil des Laserstrahls sich im Gesichtsfeld des Empfangsteleskops befindet. Oberhalb einer Höhe z_{ovl} ist diese Überlappung vollständig und es wird definiert, daß $O(z)$ dann den Wert 1 hat.

Der Extinktionskoeffizient $\alpha_\lambda(z)$ beschreibt die Schwächung der Strahlung beim Durchgang

durch die Atmosphäre und setzt sich aus dem Streukoeffizienten α_λ^s und dem Absorptionskoeffizienten α_λ^a jeweils für Moleküle (mol) und Partikel (par) zusammen:

$$\alpha_\lambda(z) = \alpha_\lambda^{s,\text{mol}}(z) + \alpha_\lambda^{s,\text{par}}(z) + \alpha_\lambda^{a,\text{mol}}(z) + \alpha_\lambda^{a,\text{par}}(z). \quad (17)$$

Der Rückstreukoeffizient $\beta_{\lambda_0}(z)$ ist für die elastischen Rückstreusignale ($\lambda = \lambda_0$) die Summe aus den Rückstreukoeffizienten für Moleküle und Partikel:

$$\beta_{\lambda_0}(z) = \beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z) + \beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z). \quad (18)$$

Die Rückstreukoeffizienten lassen sich aus der Anzahldichte der Streuer $N^{\text{mol/par}}$, dem Streuwirkungsquerschnitt $\sigma_{\lambda_0}^{\text{mol/par}}$ und der Phasenfunktion $\Phi_{\lambda_0}^{\text{mol/par}}(\theta)$ für einen Streuwinkel von $\theta = \pi$ berechnen:

$$\beta_{\lambda_0}^{\text{mol/par}} = N^{\text{mol/par}} \sigma_{\lambda_0}^{\text{mol/par}} \Phi_{\lambda_0}^{\text{mol/par}}(\pi). \quad (19)$$

Der Rückstreukoeffizient für die Ramansignale ($\lambda = \lambda_R$)

$$\beta_{\lambda_R}^{\text{mol}} = N_R^{\text{mol}} \sigma_{\lambda_R}^{\text{mol}} \Phi_{\lambda_R}^{\text{mol}}(\pi) \quad (20)$$

wird von der Anzahlkonzentration der ramanstreuenden Moleküle N_R^{mol} , im Falle des Aerosol-Ramanlidars Stickstoff- und Wasserdampf-moleküle der Luft, bestimmt.

Mit Ausnahme des Rückstreukoeffizienten für Ramanstreuung an Wasserdampf können alle anderen Koeffizienten für Molekülstreuung, $\alpha_{\lambda_0}^{s,\text{mol}}$, $\beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}$ und $\beta_{\lambda_R}^{\text{mol}}$, aus den meteorologischen Parametern Luftdruck und Temperatur berechnet werden, die sich entweder aus Radiosondaufstiegen oder Standardatmosphärenprofilen entnehmen lassen. Die Absorption an Molekülen $\alpha_\lambda^{a,\text{mol}}$ kann bei allen im Aerosol-Ramanlidar verwendeten Wellenlängen vernachlässigt werden.

Die Lidargleichung für die elastischen Rückstreusignale bei den Wellenlängen $\lambda = \lambda_0$,

$$P_{\lambda_0}(z) = \frac{K_{\lambda_0} \eta_{\lambda_0}(z) O(z)}{z^2} [\beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z) + \beta_{\lambda_0}^{\text{par}}] \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_{\lambda_0}(\zeta) d\zeta\right), \quad (21)$$

beinhaltet also noch die zwei unbekanntenen Größen des Partikel-Rückstreukoeffizienten $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}$ und des Partikel-Extinktionskoeffizienten $\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}(z) = \alpha_{\lambda_0}^{s,\text{par}} + \alpha_{\lambda_0}^{a,\text{par}}$. Für Nachtmessungen stehen für die Datenauswertung jedoch zusätzlich noch die Ramansignale,

$$P_{\lambda_R}(z) = \frac{K_{\lambda_R} \eta_{\lambda_R}(z) O(z)}{z^2} \beta_{\lambda_R}^{\text{mol}}(z) \exp\left(-\int_0^z [\alpha_{\lambda_0}(\zeta) + \alpha_{\lambda_R}(\zeta)] d\zeta\right), \quad (22)$$

zur Verfügung. Hierbei wird die Schwächung des Lichts auf dem Hinweg durch den Extinktionskoeffizienten α_{λ_0} bei der ausgesendeten Wellenlänge λ_0 und für den Rückweg durch den Extinktionskoeffizienten α_{λ_R} bei der Ramanwellenlänge λ_R beschrieben.

3.2 Bestimmung optischer Partikeleigenschaften

Aus Lidarmessungen lassen sich der Partikel-Extinktionskoeffizient und der Partikel-Rückstreu-
koeffizient unabhängig voneinander berechnen, wenn gleichzeitig elastische Signale, beeinflusst
durch Rückstreuung und Extinktion an Partikeln und Molekülen, und Ramansignale, die
unabhängig von der Partikel-Rückstreuung sind, vorliegen. In diesem Fall spricht man von
der Raman-Methode. Stehen wie bei einfachen Rückstreu-Lidaren nur elastische Signale zur
Verfügung, muß das Verhältnis von Extinktion zu Rückstreuung, das sogenannte Lidarverhält-
nis, vorgegeben werden. Für das Aerosol-Ramanlidar des IfT trifft das auf alle Messungen bei
1064 nm und auf die Tagmessungen bei 355 und 532 nm zu. In diesem Fall wird in der Lidar-
Literatur zur Bestimmung der optischen Partikeldaten die Klett-Methode vorgeschlagen (siehe
Abschnitt 3.2.4).

3.2.1 Berechnung des Partikel-Extinktionskoeffizienten

Zur Berechnung des Partikel-Extinktionskoeffizienten werden hier die Vibrations-Rotations-
Ramansignale von Stickstoff verwendet. Da diese Signale $P_{\lambda_R}(z)$ nach Gl. (22) nur von der
Partikelextinktion, nicht jedoch von der Partikelrückstreuung abhängen, läßt sich daraus $\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}$
ableiten. Bereits Mitte der 70er Jahren wurde die Raman-Methode verwendet, um die atmo-
sphärische Transmission zu messen [Leonard und Caputo, 1974; Herrmann *et al.*, 1974]. Jedoch
erst Ansmann *et al.* [1990] gelang mit dieser Technik die Bestimmung von Extinktionsprofilen.
Dabei wird der Partikel-Extinktionskoeffizient ermittelt, indem für $z > z_{\text{ovl}}$ das Ramansignal
bzw. für $z \leq z_{\text{ovl}}$ das mit $O(z)$ korrigierte Ramansignal logarithmiert und nach der Höhe z
abgeleitet wird [Ansmann *et al.*, 1990, 1992a]:

$$\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}} = \frac{\frac{d}{dz} \ln \frac{N_{\text{R}}^{\text{mol}}(z)}{P_{\lambda_{\text{R}}}(z)z^2} - \alpha_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z) - \alpha_{\lambda_{\text{R}}}^{\text{mol}}(z)}{1 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{R}}}\right)^k}. \quad (23)$$

Der Parameter k gibt die Wellenlängenabhängigkeit des Partikel-Extinktionskoeffizienten
gemäß der Beziehung

$$\frac{\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}}{\alpha_{\lambda_{\text{R}}}^{\text{par}}} = \left(\frac{\lambda_{\text{R}}}{\lambda_0}\right)^k \quad (24)$$

an und muß abgeschätzt werden. Typische Werte von k liegen im Bereich zwischen -0.5 und 1 .
Abweichungen zwischen dem geschätzten und dem tatsächlichen Wert von k resultieren in
Fehlern bis zu 4% [Ansmann *et al.*, 1992b]. Da mit dem Aerosol-Ramanlidar die Extinktionsko-
effizienten jedoch bei zwei Wellenlängen, 355 und 532 nm, bestimmt werden, kann der Paramter
 k in diesem Wellenlängenbereich abgeschätzt und der Fehler dementsprechend verringert wer-
den. Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Annahme eines falschen Dichteprofils bei der
Berechnung von $N_{\text{R}}^{\text{mol}}$, $\alpha_{\lambda_0}^{\text{mol}}$ und $\alpha_{\lambda_{\text{R}}}^{\text{mol}}$, welche zu Fehlern bis zu 2% führen kann.

Die Ursache der größten Unsicherheiten (bis zu 50% für Höhen $< z_{\text{ovl}}$) ist jedoch die gerätespezifische Überlappungsfunktion $O(z)$. Gl. (23) gilt nur, wenn entweder die Überlappung des ausgesendeten Laserstrahls mit dem Gesichtsfeld des Empfangsteleskops vollständig ist (d.h. $z \geq z_{\text{ovl}}$) oder wenn vor der Berechnung von $\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}$ die gemessenen Ramansignale bezüglich $O(z)$ korrigiert werden. Da für das Aerosol-Ramanlidar vor November 1999 z_{ovl} bei 1.5 km lag bzw. seitdem bei 3 km liegt, müssen die Ramansignale korrigiert werden, wenn Extinktionskoeffizienten in der atmosphärischen Grenzschicht berechnet werden sollen.

Die gerätespezifischen Überlappungsfunktionen lassen sich nach der in Wandinger und Ansmann [2002] vorgeschlagenen Methode experimentell bestimmen. Beim Aerosol-Ramanlidar ist die Korrektur der Ramansignale jedoch nur oberhalb von 800 m (bzw. 1 km, nach November 1999) möglich, da sich die Abbildungseigenschaften des Empfangsteleskops und damit auch $O(z)$ für noch näher gelegene Objekte nicht genau genug bestimmen lassen. Eine Zusammenfassung möglicher Fehlerquellen bei der Berechnung des Extinktionskoeffizienten ist in Masonis *et al.* [2002] gegeben.

3.2.2 Berechnung des Partikel-Rückstreukoeffizienten mit der Raman-Methode

Die Bestimmung des Partikel-Rückstreukoeffizienten mit der Raman-Methode geht auf Cooney *et al.* [1969] zurück, die ein Ramansignal und ein elastisches Signal verwendeten, um β^{mol} und β^{par} voneinander zu trennen. In Melfi [1972] werden die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung des Rückstreuverhältnisses $R_\beta = \frac{\beta^{\text{par}} + \beta^{\text{mol}}}{\beta^{\text{mol}}}$ dargestellt. In der vorliegenden Arbeit werden jedoch keine Rückstreuverhältnisse, sondern Partikel-Rückstreukoeffizienten verwendet, die aus dem Quotienten des elastischen Signals (Gl. (21)) und des Vibrations-Rotations-Ramansignal von Stickstoff (Gl. (22)) berechnet werden [Ansmann *et al.*, 1992b]:

$$\begin{aligned} \beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z) = & -\beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z) + [\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z_{\text{ref}}) + \beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z_{\text{ref}})] \frac{P_{\lambda_R}(z_{\text{ref}}) P_{\lambda_0}(z)}{P_{\lambda_0}(z_{\text{ref}}) P_{\lambda_R}(z)} \frac{\beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z)}{\beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z_{\text{ref}})} \\ & \times \frac{\exp\left(-\int_{z_{\text{ref}}}^z [\alpha_{\lambda_R}^{\text{par}}(\zeta) + \alpha_{\lambda_R}^{\text{mol}}(\zeta)] d\zeta\right)}{\exp\left(-\int_{z_{\text{ref}}}^z [\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}(\zeta) + \alpha_{\lambda_0}^{\text{mol}}(\zeta)] d\zeta\right)}. \end{aligned} \quad (25)$$

Der Wert des Partikel-Rückstreukoeffizienten in einer bestimmten Referenzhöhe $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z_{\text{ref}})$ muß vorgegeben werden. Meist definiert man dazu z_{ref} in einem Höhenbereich, in dem die unbekannte Partikelstreuung gegenüber der bekannten Molekülstreuung vernachlässigt werden kann. Gibt es keine solche Schicht mit $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z_{\text{ref}}) \ll \beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z_{\text{ref}})$, muß der Referenzwert abgeschätzt werden, was zu einem Fehler bis zu 10% führen kann [Ansmann *et al.*, 1992a]. Die Wahl des Referenzwerts ist die größte Fehlerquelle bei der Berechnung des Partikel-Rückstreukoeffizienten mit der Raman-Methode.

Ebenso wie bei der Berechnung des Partikel-Extinktionskoeffizienten wird das Verhältnis zwischen $\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}$ und $\alpha_{\lambda_R}^{\text{par}}$ über den Parameter k beschrieben und führt zu Unsicherheiten von 2%–5%

[Masonis *et al.*, 2002]. Die Verwendung eines nicht genau zur Messung passenden Dichteprofiles führt zu Unsicherheiten von bis zu 1.5% [Masonis *et al.*, 2002].

Da in die Berechnung des Partikel-Rückstreukoeffizienten der Signalquotient aus elastischem und Stickstoff-Ramansignal eingeht, wird der Einfluß der Überlappungsfunktion auf das Ergebnis aufgehoben und das Profil von $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}$ kann für alle Höhen berechnet werden.

3.2.3 Berechnung des Partikel-Lidarverhältnisses

Das Partikel-Lidarverhältnis ist definiert als das Verhältnis aus dem Partikel-Extinktionskoeffizienten und dem Partikel-Rückstreukoeffizienten:

$$S_{\lambda_0}^{\text{par}}(z) = \frac{\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}(z)}{\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z)}. \quad (26)$$

Es kann nur bestimmt werden, wenn sich, wie mit der Raman-Methode, die Profile von $\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}(z)$ und $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z)$ unabhängig voneinander ermitteln lassen (vgl. Gl. (23) bzw. Gl. (25)).

Die einzige Einschränkung bei der Berechnung von Lidarverhältnis-Profilen stellen Höhenbereiche dar, in denen die Partikelkonzentration so gering ist, daß gilt $\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}} \approx \beta_{\lambda_0}^{\text{par}} \approx 0$. In solchen Höhenbereichen ist $S_{\lambda_0}^{\text{par}}$ nicht definiert.

3.2.4 Berechnung des Partikel-Rückstreukoeffizienten nach der Klett-Methode

Ausgangspunkt für die Ermittlung des Partikel-Rückstreukoeffizienten nach der Klett-Methode [Klett, 1981; Fernald, 1984; Sasano *et al.*, 1985] ist die Lidargleichung für elastische Signale (Gl. (21)), wobei das Lidarverhältnis $S_{\lambda_0}^{\text{par}}(z)$ fest vorgegeben werden muß. Weiterhin gilt zunächst auch für die Bestimmung von $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}$ mit der Klett-Methode, ebenso wie für die Berechnung des Partikel-Extinktionskoeffizienten, daß nur Datenpunkte oberhalb von z_{ovl} sinnvoll ausgewertet werden können.

Wird unter diesen Voraussetzungen Gl. (21) nach $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}$ aufgelöst, erhält man:

$$\beta_{\lambda_0}^{\text{par}} = -\beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z) + \frac{A(z, z_{\text{ref}})}{B(z_{\text{ref}}) + 2 \int_z^{z_{\text{ref}}} S_{\lambda_0}^{\text{par}}(\zeta) A(\zeta, z_{\text{ref}}) d\zeta}, \quad (27)$$

mit

$$A(x, z_{\text{ref}}) = P_{\lambda_0}(x) x^2 \exp\left(2 \int_x^{z_{\text{ref}}} [S_{\lambda_0}^{\text{par}}(\xi) - S^{\text{mol}}] \beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(\xi) d\xi\right), \quad x = z, \zeta \quad (28)$$

und

$$B(z_{\text{ref}}) = \frac{P_{\lambda_0}(z_{\text{ref}}) z_{\text{ref}}^2}{\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z_{\text{ref}}) + \beta_{\lambda_0}^{\text{mol}}(z_{\text{ref}})}. \quad (29)$$

Das Molekül-Lidarverhältnis S^{mol} hat den Wert $8\pi/3$. Neben $S_{\lambda_0}^{\text{par}}$ muß auch hier als zweiter Parameter der Partikel-Rückstreukoeffizient in einer bestimmten Referenzhöhe $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z_{\text{ref}})$ vorgegeben werden, die man wie bei der Raman-Methode wieder in einem Höhenbereich sucht, in dem die Partikelstreuung gegenüber der Molekülstreuung vernachlässigt werden kann. Bei der Berechnung von β^{par} bei 1064 nm ist es jedoch oft schwierig, eine geeignete Referenzhöhe zu finden. Bei dieser Wellenlänge ist die Molekülstreuung so gering, daß das elastische Signal in nahezu partikelfreien Höhenbereichen für viele Lidargeräte nicht über dem Signalhintergrund liegt [Althausen *et al.*, 2000]. Beim Aerosol-Ramanlidar mit seinem leistungsstarken Laser tritt dieses Problem jedoch nicht auf. Mit diesem Gerät läßt sich die Molekülstreuung auch bei 1064 nm bis in die Stratosphäre detektieren.

Die Unsicherheiten, die durch die Wahl des Referenzwerts und des Dichteprofiles verursacht sind, liegen bei ähnlichen Werten wie bei der Berechnung von $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}$ mit der Raman-Methode. Bei der Anwendung der Klett-Methode kommt jedoch noch eine sehr große Unsicherheit durch die Wahl von $S_{\lambda_0}^{\text{par}}(z)$ hinzu. Eine falsche Vorgabe von $S_{\lambda_0}^{\text{par}}(z)$ und $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}(z_{\text{ref}})$ kann leicht zu Fehlern über 20% führen [Sasano *et al.*, 1985; Wallenhauer, 1998]. Um diese Unsicherheiten zu verringern, können zusätzliche Informationen aus anderen Messungen verwendet werden. Für das Aerosol-Ramanlidar des IfT können z.B. nachts gemessene Profile von $S_{\lambda_0}^{\text{par}}$ bei 355 und 532 nm für die Auswertung der Messungen des vorangegangenen oder nachfolgenden Tages herangezogen werden, sofern die meteorologische Situation über diesen Zeitraum stabil bleibt. Desweiteren werden zu den Lidarmessungen am Tag meist Messungen mit einem Sonnenphotometer durchgeführt. Der so gewonnene spektrale Gang der optischen Dicke des Aerosols kann Anhaltspunkte für die Wahl der Referenzwerte und des Lidarverhältnisses bei 1064 nm liefern [Wagner, 1999].

3.3 Depolarisationseigenschaften des Aerosols

Bereits 1971 wurde demonstriert, daß sich Eis- und Wasserwolken mit einem Lidar anhand der unterschiedlichen Depolarisationseigenschaften von Eiskristallen und Wassertropfen unterscheiden lassen [Schotland *et al.*, 1971]. Während bei sphärischen Streuern das unter 180° gestreute Licht den gleichen Polarisationszustand wie das einfallende Licht hat, ändern nichtsphärische Streuer den Polarisationszustand des Lichts bei der Rückstreuung. Fällt linear polarisiertes Licht ein, führt die Rückstreuung an nichtsphärischen Streuern deshalb zu einer Depolarisation. Liou und Schotland [1971] zeigten mit Simulationen, daß auch Mehrfachstreuprozesse an Wolkentröpfchen eine Depolarisation verursachen können. In jüngerer Zeit werden Polarisations-Lidare neben der Wolkenklassifizierung verstärkt auch zur Charakterisierung von troposphärischen Aerosolen eingesetzt [Sakai *et al.*, 2000; Gobbi *et al.*, 2000; Murayama *et al.*, 2001b].

Mit dem Aerosol-Ramanlidar werden die Depolarisationseigenschaften des Aerosols bei der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm bestimmt. In dieser Arbeit werden drei verschiedene Depolarisationsgrößen verwendet:

- Das **Depolarisationsverhältnis** des Rückstreulichts $\delta_\lambda(z)$ ist hier definiert als das Verhältnis

$$\delta_\lambda(z) = \frac{^\perp\beta_\lambda(z)}{\parallel\beta_\lambda(z)} = \frac{^\perp\beta_\lambda^{\text{mol}}(z) + ^\perp\beta_\lambda^{\text{par}}(z)}{\parallel\beta_\lambda^{\text{mol}}(z) + \parallel\beta_\lambda^{\text{par}}(z)} \quad (30)$$

aus den zwei Komponenten des rückgestreuten Lichts, die relativ zum in die Atmosphäre gesendeten Laserlicht senkrecht ($^\perp\beta_\lambda(z)$) bzw. parallel ($\parallel\beta_\lambda(z)$) polarisiert sind. Es wird sowohl durch die Depolarisationseigenschaften der Molekül-Rückstreuung als auch durch die Depolarisationseigenschaften der Partikel-Rückstreuung bestimmt. Man kann $\delta_\lambda(z)$ einerseits aus zwei separat gemessenen Signalen $^\perp P_\lambda$ und $\parallel P_\lambda$ bestimmen, von denen jedes jeweils nur eine Polarisations-Komponente des rückgestreuten Lichts enthält. Es ist jedoch auch möglich, das Depolarisationsverhältnis aus $^\perp P_\lambda$ und einem Gesamtsignal P_λ zu bestimmen, welches gleichzeitig beide Polarisationsanteile beinhaltet. Die Transmissionen dieser drei Meßkanäle werden im folgenden mit den Indizes s, p und g gekennzeichnet.

- Das **Partikel-Depolarisationsverhältnis** $\delta_\lambda^{\text{par}}(z)$ ist definiert als das Verhältnis

$$\delta_\lambda^{\text{par}}(z) = \frac{^\perp\beta_\lambda^{\text{par}}(z)}{\parallel\beta_\lambda^{\text{par}}(z)} \quad (31)$$

aus den beiden Polarisationskomponenten des Partikel-Rückstreuoeffizienten [Cairo *et al.*, 1999; Murayama *et al.*, 1999]. Hat man die separat gemessenen Signale $^\perp P_\lambda$ und $\parallel P_\lambda$, kann $\delta_\lambda^{\text{par}}(z)$ direkt aus den daraus abgeleiteten $^\perp\beta_\lambda^{\text{par}}(z)$ bzw. $\parallel\beta_\lambda^{\text{par}}(z)$ gemäß Gl. (31) berechnet werden. Es besteht aber auch die Möglichkeit, $\delta_\lambda^{\text{par}}(z)$ aus $\delta_\lambda(z)$ und $\beta_\lambda^{\text{par}}(z)$ zu bestimmen. Gemäß der Definition (Gl. (31)) kann $\delta_\lambda^{\text{par}}$ jedoch nicht bestimmt werden, wenn $\beta_\lambda^{\text{par}}$ Null ist, denn dann gilt: $^\perp\beta_\lambda^{\text{par}}(z) = \parallel\beta_\lambda^{\text{par}}(z) = 0$.

- Das **Molekül-Depolarisationsverhältnis** $\delta_\lambda^{\text{mol}}(z)$ ist definiert als das Verhältnis

$$\delta_\lambda^{\text{mol}}(z) = \frac{^\perp\beta_\lambda^{\text{mol}}(z)}{\parallel\beta_\lambda^{\text{mol}}(z)} \quad (32)$$

aus den beiden Polarisationskomponenten $^\perp\beta_\lambda^{\text{mol}}(z)$ und $\parallel\beta_\lambda^{\text{mol}}(z)$ des Molekül-Rückstreuoeffizienten. Die in der Literatur angegebenen Werte von $\delta_\lambda^{\text{rayl}}(z)$ für reine Rayleigh-Streuung schwanken zwischen 0.0095 und 0.035 [Bucholz, 1995]. Der Wert von $\delta_\lambda^{\text{ram}}(z)$ für die reinen Rotations-Ramanlinien liegt bei 0.75. Bei den meisten Lidargeräten haben die Interferenzfilter vor den Detektoren für die elastischen Signale einen so breiten Transmissionsbereich, daß sie nicht nur die Rayleigh-Linie sondern auch einen von der Filterbreite abhängigen Anteil der reinen Rotations-Ramanlinien passieren lassen. Daher wird $\delta_\lambda^{\text{mol}}(z)$ aus der Summe von $\delta_\lambda^{\text{rayl}}(z)$ und $\delta_\lambda^{\text{ram}}(z)$ ermittelt, wobei jedoch beide Summanden mit ihrem jeweiligen Anteil an der Signalintensität gewichtet werden. In der vorliegenden Arbeit wird der feste Wert von $\delta_\lambda^{\text{mol}}(z) = 0.0142$ für 532 nm verwendet [Cairo *et al.*, 1999].

Mit dem Aerosol-Ramanlidar wurden die zwei Polarisationskomponenten des rückgestreuten Lichts bei 532 nm bis zum Umbau der Empfängereinheit im März 2001 separat gemessen. Im Zuge des Umbaus wurden ein Meßkanal für das Gesamtsignal sowie die Möglichkeit implementiert, wahlweise eines der beiden Signale ${}^{\perp}P_{\lambda}$ oder ${}^{\parallel}P_{\lambda}$ zu erfassen. In den folgenden Abschnitten soll deshalb zunächst gezeigt werden, wie das Depolarisationsverhältnis aus den beiden Signalkombinationen (${}^{\perp}P_{\lambda}$ und ${}^{\parallel}P_{\lambda}$) sowie (${}^{\perp}P_{\lambda}$ und P_{λ}) abgeleitet werden kann. Anschließend werden die Beziehungen zwischen $\delta_{\lambda}^{\text{par}}(z)$, $\delta_{\lambda}(z)$ und $\beta_{\lambda}^{\text{par}}(z)$ dargestellt. Dabei wird in diesen Abschnitten immer davon ausgegangen, daß die Überlappungsfunktion $O(z)$ für alle hier benutzten Meßkanäle gleich ist.

3.3.1 Depolarisationsverhältnis aus ${}^{\perp}P_{\lambda}$ und ${}^{\parallel}P_{\lambda}$

Setzt man die Lidargleichung (15) in Gl. (30) ein, erhält man $\delta_{\lambda}(z)$ in Abhängigkeit vom Signalquotienten aus ${}^{\perp}P_{\lambda}$ und ${}^{\parallel}P_{\lambda}$:

$$\delta_{\lambda}(z) = C_{\lambda}^{\delta} \frac{{}^{\perp}P_{\lambda}(z)}{{}^{\parallel}P_{\lambda}(z)}. \quad (33)$$

Der Depolarisations-Kalibrierfaktor C_{λ}^{δ} entspricht dabei dem Verhältnis

$$C_{\lambda}^{\delta} = \frac{{}^{\parallel}\eta_{\lambda,p}}{{}^{\perp}\eta_{\lambda,s}} \quad (34)$$

aus den Transmissionswerten ${}^{\parallel}\eta_{\lambda,p}$ und ${}^{\perp}\eta_{\lambda,s}$, wobei der linke obere Index die Polarisationskomponente des rückgestreuten Lichts angibt und der rechte untere Index dessen Wellenlänge sowie den Meßkanal, in dem das entsprechende Signal erfaßt wird. Die Indizes s bzw. p stehen dabei für die Kanäle, mit denen nur die senkrecht bzw. nur die parallel polarisierten Anteile des rückgestreuten Lichts gemessen werden.

Da die Transmissionswerte ${}^{\parallel}\eta_{\lambda,p}$ und ${}^{\perp}\eta_{\lambda,s}$ nicht exakt genug bekannt sind — sie beinhalten u.a. auch die zeitlich variablen und schwer meßbaren Effizienzen der Photomultiplier sowie die Transmission der von Messung zu Messung sehr stark variablen optischen Neutralfilter vor den Photomultipliern —, muß C_{λ}^{δ} experimentell bestimmt werden. Dazu sucht man zunächst einen Höhenbereich z_{rayl} , in dem es nur Rayleigh-Streuung gibt und in dem gilt ${}^{\perp}\beta_{\lambda}^{\text{par}}(z_{\text{rayl}}) = {}^{\parallel}\beta_{\lambda}^{\text{par}}(z_{\text{rayl}}) = 0$. Unter Verwendung von Gl. (18) wird Gl. (33) dann zu:

$$\delta_{\lambda}(z_{\text{rayl}}) = \delta_{\lambda}^{\text{rayl}}(z) = C_{\lambda}^{\delta} \frac{{}^{\perp}P_{\lambda}(z_{\text{rayl}})}{{}^{\parallel}P_{\lambda}(z_{\text{rayl}})}. \quad (35)$$

Aus dem bekannten Wert für $\delta_{\lambda}^{\text{rayl}}(z)$ erhält man dann:

$$C_{\lambda}^{\delta} = 0.0142 \frac{{}^{\parallel}P_{\lambda}(z_{\text{rayl}})}{{}^{\perp}P_{\lambda}(z_{\text{rayl}})}. \quad (36)$$

3.3.2 Depolarisationsverhältnis aus ${}^{\perp}P_{\lambda}$ und P_{λ}

Werden die beiden Polarisationskomponenten des rückgestreuten Lichts nicht getrennt in zwei Meßkanälen erfaßt, sondern wird anstelle von ${}^{\parallel}P_{\lambda}$ das Gesamtsignal P_{λ} gemessen, kann man daraus mit Hilfe der Lidargleichung (15) ${}^{\parallel}\beta_{\lambda}$ ableiten:

$${}^{\parallel}\eta_{\lambda,g} {}^{\parallel}\beta_{\lambda}(z) = \frac{P_{\lambda}(z) z^2}{K_{\lambda} O(z) \exp(-2 \int_0^z \alpha_{\lambda}(\zeta) d\zeta)} - {}^{\perp}\eta_{\lambda,g} {}^{\perp}\beta_{\lambda}(z), \quad (37)$$

wobei ${}^{\parallel}\eta_{\lambda,g}$ und ${}^{\perp}\eta_{\lambda,g}$ die Transmissionswerte der beiden Polarisationskomponenten ${}^{\parallel}$ bzw. ${}^{\perp}$ des Gesamtsignals (Index g) bei der Wellenlänge λ sind. Setzt man den linken Term in Gl. (30) ein, erhält man das Depolarisationsverhältnis in Abhängigkeit vom Signalquotienten aus P_{λ} und ${}^{\perp}P_{\lambda}$:

$$\delta_{\lambda}(z) = \left(C_{\lambda}^{\delta} \frac{P_{\lambda}(z)}{{}^{\perp}P_{\lambda}(z)} - \frac{{}^{\perp}\eta_{\lambda,g}}{{}^{\parallel}\eta_{\lambda,g}} \right)^{-1}. \quad (38)$$

Der Depolarisations-Kalibrierfaktor C_{λ}^{δ} entspricht in diesem Fall

$$C_{\lambda}^{\delta} = \frac{{}^{\perp}\eta_{\lambda,s}}{{}^{\parallel}\eta_{\lambda,g}} \quad (39)$$

und kann mit den in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Voraussetzungen in einem Höhenbereich ohne Partikelstreuung bestimmt werden zu

$$C_{\lambda}^{\delta} = \frac{{}^{\perp}P_{\lambda}(z_{\text{rayl}})}{P_{\lambda}(z_{\text{rayl}})} \left(\frac{1}{\delta_{\lambda}(z_{\text{rayl}})} + \frac{{}^{\perp}\eta_{\lambda,g}}{{}^{\parallel}\eta_{\lambda,g}} \right). \quad (40)$$

Das Transmissionsverhältnis

$$D_{\eta} = \frac{{}^{\perp}\eta_{\lambda,g}}{{}^{\parallel}\eta_{\lambda,g}} \quad (41)$$

der beiden Polarisationskomponenten im Meßkanal für das Gesamtsignal hängt nicht von der variablen Effizienz des Photomultipliers oder der nicht-reproduzierbaren Transmission der optischen Neutralfilter in diesem Meßkanal ab und kann aus den Herstellerangaben der in der Strahlseparationseinheit verwendeten Strahlteiler ermittelt werden (vgl. Tabelle A6).

3.3.3 Partikel-Depolarisationsverhältnis aus δ_{λ} und $\beta_{\lambda}^{\text{par}}$

In der Literatur, z.B. in Cairo *et al.* [1999] oder in Murayama *et al.* [1999], werden die Formeln zur Berechnung des Partikel-Depolarisationsverhältnisses im allgemeinen in Abhängigkeit von δ und vom Rückstreuverhältnis R_{β} (vgl. Abschnitt 3.2.2) angegeben. Da in dieser Arbeit jedoch keine Rückstreuverhältnisse, sondern Rückstreukoeffizienten verwendet werden, soll hier noch etwas detaillierter dargestellt werden, wie das Partikel-Depolarisationsverhältnis aus δ_{λ} und $\beta_{\lambda}^{\text{par}}$ ermittelt werden kann.

Ausgehend von den Definitionen des Partikel-Depolarisationsverhältnisses und des Molekül-Depolarisationsverhältnisses (Gl. 31) und (32) kann man den Partikel-Rückstreuoeffizienten und den Molekül-Rückstreuoeffizienten schreiben als

$$\begin{aligned}\beta_{\lambda}^{\text{rayl}} &= \|\beta_{\lambda}^{\text{rayl}} +^{\perp}\beta_{\lambda}^{\text{rayl}} = \|\beta_{\lambda}^{\text{rayl}} (1 + \delta_{\lambda}^{\text{rayl}}), \\ \beta_{\lambda}^{\text{par}} &= \|\beta_{\lambda}^{\text{par}} +^{\perp}\beta_{\lambda}^{\text{par}} = \|\beta_{\lambda}^{\text{par}} (1 + \delta_{\lambda}^{\text{par}}).\end{aligned}\quad (42)$$

Setzt man jetzt $\|\beta_{\lambda}^{\text{rayl}}$, $\|\beta_{\lambda}^{\text{par}}$, $^{\perp}\beta_{\lambda}^{\text{rayl}}$ und $^{\perp}\beta_{\lambda}^{\text{par}}$ in Gl. (30) ein, erhält man nach einigen Umformungen das Partikel-Depolarisationsverhältnis

$$\delta_{\lambda}^{\text{par}} = (\delta_{\lambda} + 1) \left(\frac{\beta_{\lambda}^{\text{rayl}} (\delta_{\lambda}^{\text{rayl}} - \delta_{\lambda})}{\beta_{\lambda}^{\text{par}} (1 + \delta_{\lambda}^{\text{rayl}})} + 1 \right)^{-1} - 1, \quad (43)$$

in Abhängigkeit vom Depolarisationsverhältnis und vom Partikel-Rückstreuoeffizienten.

Die gemessenen Depolarisationsverhältnisse hängen von der Form der rückstreuenden Partikel ab. Bei sphärischen Streuern tritt keine Depolarisation auf, d.h. $^{\perp}\beta_{\lambda}^{\text{par}} = \delta_{\lambda}^{\text{par}} = 0$, und δ_{λ} wird kleiner als 0.0142. Sind die streuenden Partikel dagegen nichtsphärisch, kommt es zu Depolarisation, wobei δ_{λ} und $\delta_{\lambda}^{\text{par}}$ dann von der speziellen Form der Streuer abhängen. Bei Eiskristallen in Cirruswolken werden typischerweise $\delta_{\lambda}^{\text{par}}$ -Werte zwischen 0.1 und 0.5 beobachtet [Sassen, 1991]. Allerdings kann auch Mehrfachstreuung in optisch dichten Wasserwolken ähnlich große Depolarisationsverhältnisse verursachen [Liou und Schotland, 1971; Sassen, 1991]. Somit ist mit Hilfe des Depolarisationsverhältnisses eine Unterscheidung zwischen Eis- und Wasser- bzw. Mischwolken nur bedingt möglich. Es sind auf jeden Fall andere Informationsquellen, z.B. Aussagen über die Temperatur oder zum Extinktionskoeffizienten, mit hinzuzuziehen. Für Lidarmessungen in optisch dünnen Aerosolschichten kann der Mehrfachstreueffekt hingegen vernachlässigt werden [Wandinger *et al.*, 1994]. Erhöhte Depolarisation bei Aerosolmessungen ist deshalb immer ein Hinweis auf die Nichtsphärizität der Partikel.

3.4 Berechnung des Wasserdampfmischungsverhältnisses

Die Raman-Methode wird schon lange zur Messung von Profilen des Wasserdampfmischungsverhältnisses angewendet [Melfi *et al.*, 1969; Cooney, 1970; Melfi, 1972]. Seitdem wurden viele Anstrengungen unternommen, um die sehr schwachen Wasserdampf-Ramansignale auch in der oberen Troposphäre [Ferrare *et al.*, 1995; Sherlock *et al.*, 1999], am Tage [Turner und Goldsmith, 1999] oder mit weitgehend automatisierten Lidargeräten [Goldsmith *et al.*, 1998] messen zu können. Bei der Bestimmung von Feuchteprofilen mit der Raman-Methode wird ausgenutzt, daß die Intensität der Vibrations-Rotations-Ramansignale direkt proportional zur Anzahlkonzentration der streuenden Moleküle N_x eines Gases x ist (siehe Gl. (22)). Bildet man das Verhältnis aus den Vibrations-Rotations-Ramansignalen eines Meßgases und eines Referenzgases, kann man das Mischungsverhältnis dieser beiden Gase in der Atmosphäre bestimmen. Zur

Bestimmung des Wasserdampfmischungsverhältnisses nutzt man als Meßgas Wasserdampf. Für das Referenzsignal wählt man ein Gas aus, dessen Dichte ρ_{ref} in einem bekannten Verhältnis $f = \rho_{\text{ref}}/\rho_{\text{Luft}}$ zur Dichte trockener Luft ρ_{Luft} steht. Dafür eignen sich Sauerstoff oder, wie beim Aerosol-Ramanlidar verwendet, Stickstoff (ref = N₂). Das Wasserdampfmischungsverhältnis ist definiert als:

$$m_{\text{H}_2\text{O}}(z) = \frac{\rho_{\text{H}_2\text{O}}(z)}{\rho_{\text{Luft}}(z)} = \frac{f N_{\text{H}_2\text{O}}}{N_{\text{N}_2}} \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{M_{\text{Luft}}}, \quad (44)$$

wobei $M_{\text{H}_2\text{O}}$ und M_{Luft} die molaren Massen von Wasserdampf bzw. trockener Luft sind. Setzt man jetzt für $N_{\text{H}_2\text{O}}$ und N_{N_2} die Gleichungen (20) und (22) ein, erhält man:

$$m_{\text{H}_2\text{O}}(z) = C^{\text{H}_2\text{O}} \frac{P_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}}{P_{\lambda_{\text{N}_2}}} \frac{\exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda_{\text{N}_2}}(\zeta) d\zeta\right)}{\exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}(\zeta) d\zeta\right)}, \quad (45)$$

wobei der Kalibrierfaktor

$$C^{\text{H}_2\text{O}} = \frac{f M_{\text{H}_2\text{O}}}{M_{\text{Luft}}} \frac{\sigma_{\lambda_{\text{N}_2}}^{\text{mol}} \Phi_{\lambda_{\text{N}_2}}^{\text{mol}}(\pi)}{\sigma_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}^{\text{mol}} \Phi_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}^{\text{mol}}(\pi)} \frac{K_{\lambda_{\text{N}_2}}}{K_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}} \frac{\eta_{\lambda_{\text{N}_2}}}{\eta_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}} \quad (46)$$

experimentell durch den Vergleich mit Radiosondenmessungen ermittelt werden kann (siehe Abschnitt 4.2). Wie bei der Berechnung des Partikel-Rückstreukoeffizienten mit der Raman-Methode wird hier der Einfluß der Überlappungsfunktion durch die Bildung von Signalquotienten aufgehoben, so daß eine Berechnung des Wasserdampfmischungsverhältnisses für alle Höhen möglich ist.

3.5 Berechnung der Temperatur

Die Rotations-Raman-Methode zur optischen Temperaturfernmessung mit dem Lidar wurde erstmals von Cooney [1972] vorgeschlagen und von Cooney und Pina [1976] experimentell verwirklicht. Sie wurde z.B. von Arshinov *et al.* [1983], Mitev [1984], Nedeljkovic *et al.* [1993], Arshinov und Bobrovnikov [1999] und Behrendt und Reichardt [2000] weiterentwickelt. Die Methode basiert auf der Tatsache, daß die Intensitäten der einzelnen Linien und die Form der Einhüllenden des reinen Rotations-Ramanspektrums temperaturabhängig sind (siehe Abschnitt 2.2.3, Gl. (14)). Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 8 am Beispiel des Stickstoff-Spektrums illustriert. Bei höheren Temperaturen ist das Spektrum breiter als bei niedrigen. Die Intensität der Linien mit kleinen Rotationsquantenzahlen, die nah an der Ausgangswellenlänge liegen, wird verringert, die der Linien mit größeren J , die entfernter von ν_0 liegen, jedoch erhöht. Cooney [1972] schlug vor, diesen Effekt für Temperaturmessungen mit einem Ramanlidar zu nutzen. Er empfahl, zwei Bereiche aus dem Spektrum so auszuwählen, daß in einem die Intensität mit wachsender Temperatur abnimmt und im anderen zunimmt. Mißt man die Rückstreuintensitäten in diesen zwei Wellenzahlbereichen und bildet deren Verhältnis, kann

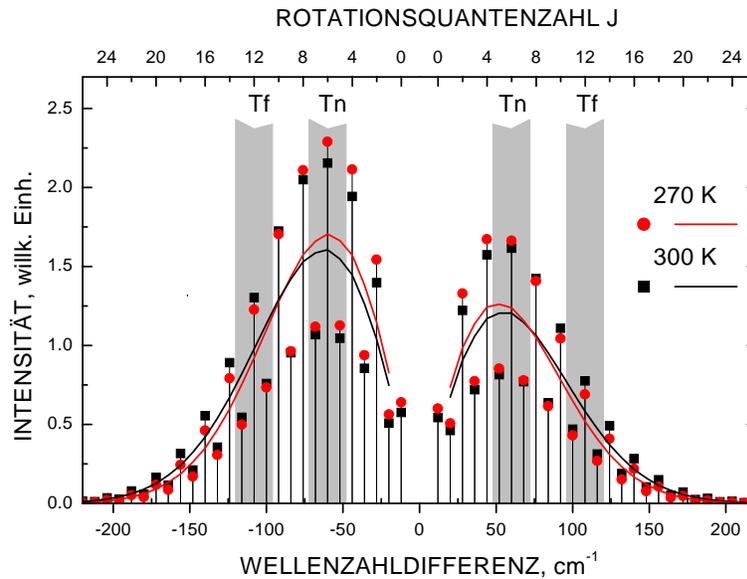


Abbildung 8: Reine Rotations-Ramanlinien für Stickstoff berechnet für verschiedene Temperaturen und die Anregungswellenlänge von 532 nm. Die roten Kreise und die rote Linie geben die Intensität der einzelnen Linien bzw. die Form des Spektrums für 270 K wieder. Die Linien bzw. die Form des Spektrums bei 300 K wird durch die schwarzen Quadrate und die schwarze Kurve markiert. Die grauen Flächen geben die Lage der Wellenzahlbereiche an, die vom Doppelgitter-Monochromator separiert werden und in den Kanälen Tn (um $J = 6$) und Tf (um $J = 12$) nachgewiesen werden.

man direkt auf die Temperatur am Ort der Streuung schließen. Im Aerosol-Ramanlidar werden die Stickstoff-Rotationslinien um $J = 6$ (530.4 und 533.8 nm) und um $J = 12$ (529.0 und 535.2 nm) sowohl aus dem S- als auch aus dem O-Zweig benutzt. Diese vier verwendeten Wellenzahlbereiche sind in Abbildung 8 grau markiert.

Die Intensität der gemessenen Rotations-Ramansignale $P_{\lambda_R}(J, z)$ wird durch die Lidargleichung (22) beschrieben, wobei der Raman-Rückstreuoeffizient $\beta_{\lambda_R}^{\text{mol}}(J, z)$ direkt proportional zur Intensität $I_{\text{rot}}(J)$ der zugehörigen Rotations-Ramanlinie J ist:

$$P_{\lambda_R}(J, z) \propto \beta_{\lambda_R}^{\text{mol}}(J, z) \propto I_{\text{rot}}(J). \quad (47)$$

Bildet man das Verhältnis R der beiden gemessenen Rotations-Ramansignale $P_n(z) = P_{\lambda_R}(J = 6, z)$ und $P_f(z) = P_{\lambda_R}(J = 12, z)$, erhält man:

$$R(z) = \frac{P_n(z)}{P_f(z)} \propto \frac{\beta_n(z)}{\beta_f(z)}. \quad (48)$$

Die Indizes n bzw. f stehen dabei für diejenigen Linien, die im Rotationspektrum nah ($J = 6$) bzw. fern ($J = 12$) der ausgesendeten Wellenlänge liegen. Da die verwendeten Wellenlängen sehr dicht zusammen liegen, kann angenommen werden, daß mit Ausnahme der Raman-Rückstreuoeffizienten $\beta_n(z) = \beta_{\lambda_R}^{\text{mol}}(J = 6, z)$ und $\beta_f(z) = \beta_{\lambda_R}^{\text{mol}}(J = 12, z)$ alle gerätespezifischen und

atmosphärischen Parameter für die beiden Signale gleich sind und sich bei der Verhältnisbildung aufheben [Nedeljkovic *et al.*, 1993]. Setzt man jetzt die Linienintensitäten $I_{\text{rot}}(J_n = 6)$ und $I_{\text{rot}}(J_f = 12)$ nach Gl. (14) in Gl. (48) ein, so ergibt sich das Verhältnis der gemessenen Lidarsignale zu:

$$R(z) = \frac{P_n(z)}{P_f(z)} = \exp\left(\frac{E_{\text{rot}}(J_f) - E_{\text{rot}}(J_n)}{kT(z)} + \ln S(J_n) - \ln S(J_f)\right). \quad (49)$$

Diese Gleichung hat die allgemeine Form $R = \exp(A_T/T + B_T)$, und man erhält für die Temperatur [Arshinov *et al.*, 1983]:

$$T(z) = \frac{A_T}{\ln(R(z)) - B_T}. \quad (50)$$

Die Konstanten A_T und B_T werden experimentell durch den Vergleich mit Radiosondenmessungen ermittelt (vgl. Abschnitt 4.1.2).

Um atmosphärische Temperaturprofile innerhalb akzeptabler Fehlergrenzen von einigen Kelvin zu erhalten, muß man das Signalverhältnis mit großer Genauigkeit bestimmen. Eine absolute Temperaturdifferenz von 1 K entspricht bei einer Umgebungstemperatur von 27 °C (300 K) einer relativen Abweichung von nur 0,3% und verschiebt das gemessene Verhältnis der Lidarsignale auch nur um ca. 0,3-0,5%. Mit dem Aerosol-Ramanlidar werden deshalb für Temperaturmessungen die Rotations-Ramansignale über zwei Stunden akkumuliert, um eine ausreichende statistische Sicherheit der Signale zu gewährleisten. Von Nedeljkovic *et al.* [1993] wurde eine umfassende Analyse systematischer Fehler bei der Temperaturmessung mit der Rotations-Raman-Methode durchgeführt. Dabei wurden sowohl die Einflüsse atmosphärischer Parameter wie z.B. des Luftdrucks als auch gerätespezifischer Eigenschaften wie z.B. der spektralen Reinheit des Lasers beachtet. Es zeigte sich, daß die systematischen Fehler für ein stabil laufendes Lidargerät weniger als 0.3 K betragen. Obwohl in dieser Veröffentlichung viele Fehlerquellen, die die Temperaturmessung beeinträchtigen können, sehr ausführlich diskutiert wurden, wird nur kurz erwähnt, daß durch die fehlerbehaftete experimentelle Bestimmung der Konstanten A_T und B_T ein Fehler von ca. 0.9 K verursacht werden kann. Dieser Fehler wird dabei hauptsächlich darauf zurückgeführt, daß die Radiosonde und das Lidar die Temperatur in verschiedenen Meßvolumina bestimmen. In Abschnitt 4.1 wird deshalb in dieser Arbeit detailliert dargestellt, wie diese Konstanten experimentell bestimmt wurden und wie groß die dadurch verursachten Temperaturfehler sind.

3.6 Berechnung der relativen Feuchte

Will man aus dem Wasserdampf-mischungsverhältnis (vgl. Abschnitt 3.4) die relative Feuchte ableiten, müssen dazu für alle bisher existierenden Lidargeräte Temperaturprofile aus Radiosondenaufstiegen oder Standardatmosphären-Modellen verwendet werden. Erst die im Aerosol-Ramanlidar verwirklichte Kombination der Rotations-Ramanlidartechnik zur Temperaturbe-

stimmung und der Wasserdampf-Ramanlidartechnik zur Messung des Wasserdampfmischungsverhältnisses in einem Lidargerät erlaubt die direkte Ermittlung der relativen Feuchte mit einem Lidar.

Prinzipiell ist es auch mit der DIAL¹-Technik möglich, Profile der absoluten Feuchte und der Temperatur zu messen und daraus die relative Feuchte zu bestimmen. Die Technik zur Feuchtemessung findet bereits Anwendung in bodengebundenen [Wulfmeyer und Bösenberg, 1998] und flugzeuggetragenen [Poberaj *et al.*, 2001; Browell *et al.*, 1998] DIAL-Systemen, die Temperaturmessung ist jedoch nicht zufriedenstellend möglich, wenn sich Aerosolpartikel im Messvolumen befinden [Theopold und Bösenberg, 1993].

Die relative Feuchte gibt an, wie groß das Verhältnis

$$U_w(z) = \frac{e(z)}{e_w(z)} \quad \text{bzw.} \quad U_i(z) = \frac{e(z)}{e_i(z)} \quad (51)$$

aus dem aktuellen Partialdruck des Wasserdampfs e und dem Sättigungsdampfdruck e_w bzw. e_i ist. Dabei wird zwischen dem Sättigungsdampfdruck über einer flachen Wasseroberfläche (Index w) bzw. über Eis (Index i) unterschieden. Der Sättigungsdampfdruck (in hPa) hängt nur von der aktuellen Temperatur ab und kann durch die Magnusformel zu

$$e_w, e_i = M_A \exp\left(\frac{M_B \Theta}{M_C + \Theta}\right) \quad (52)$$

abgeschätzt werden, wobei die Temperatur Θ in °C einzusetzen ist. M_A , M_B und M_C sind Konstanten, die in Tabelle 2 aufgelistet sind. Der Partialdruck des Wasserdampfs kann aus dem Wasserdampfmischungsverhältnis und dem Luftdruck p über

$$e = \frac{p m_{\text{H}_2\text{O}}}{0.622 + m_{\text{H}_2\text{O}}} \quad (53)$$

ermittelt werden, wobei p und e in hPa und $m_{\text{H}_2\text{O}}$ in $\frac{\text{kg}}{\text{kg}}$ vorliegen müssen. Da der Luftdruck nicht mit dem Aerosol-Ramanlidar gemessen werden kann, wird dafür ein Profil verwendet, das entweder dem einer Standardatmosphäre entspricht oder aus einem eigenen Radiosondenaufstieg zur Meßzeit, am Meßort oder aus einem Routine-Radiosondenaufstieg des DWD entnommen wurde. Die nächstgelegenen aerologischen Stationen des DWD sind Lindenberg bei Berlin, ca. 200 km von Leipzig entfernt und seit September 2000 Oppin bei Halle, ca. 30 km entfernt. Da die horizontale Variabilität des Druckfelds nicht so hoch ist wie z.B. die des Temperatur- oder Feuchtefeldes, beträgt die Unsicherheit solcher Druckprofile weniger als 1%.

In Tabelle 3 wird noch einmal zusammengefaßt, welche Parameter nachts bzw. tagsüber bestimmt werden können, welche Signale in diese Berechnungen jeweils eingehen und welche Methoden dabei Anwendung finden. Insgesamt läßt sich sagen, daß sich die Rückstreukoeffizienten und die Aerosol-Depolarisationseigenschaften in der unteren Troposphäre mit einer

¹DIAL: von engl. Differential Absorption Lidar

3 Bestimmung atmosphärischer Parameter

Höhenauflösung von 60 m und einer Zeitauflösung im Minutenbereich ermitteln lassen. Alle anderen Größen sind in den untersten Kilometern mit 120-300 m und einer Höhenauflösung von 10-30 min abzuleiten.

Tabelle 2: Konstanten, die in der Magnusformel zur Berechnung von e_w bzw. e_i verwendet werden ([List, 1951]).

Gültigkeitsbereich		M_A	M_B	M_C
über Wasser	$0^\circ\text{C} \leq \Theta \leq 100.9^\circ\text{C}$	6.10780	17.08085	234.175
	$-50.9^\circ\text{C} < \Theta < 0^\circ\text{C}$	6.10780	17.84326	245.425
über Eis		6.10714	22.44294	272.440

Tabelle 3: Atmosphärische Parameter, die mit dem Aerosol-Ramanlidar bestimmt werden können. K steht für Klett-Methode, R für Raman-Methode. Die Angaben in Klammern gelten dabei nach dem Umbau der Empfängereinheit im März 2001.

Bestimmte Parameter	Wellenlänge in nm	Tag		Nacht	
			verwendete Methode und Signale		verwendete Methode und Signale
Rückstreu- koeffizient	355	×	K 355	×	R 355, 387
	532	×	K 532 \perp , 532 \parallel (532g)	×	R 532 \perp , 532 \parallel , 607 (532g, 607)
	1064	×	K 1064	×	K 1064
Extinktions- koeffizient	355			×	R 387
	532			×	R 607
Lidarverhältnis	355			×	R 355, 387
	532			×	R 532 \perp , 532 \parallel , 607 (532g, 607)
Depolarisations- verhältnis	532	×	532 \perp , 532 \parallel (532 \perp , 532)	×	532 \perp , 532 \parallel (532 \perp , 532)
Partikel-Depolari- sationsverhältnis	532	×	K 532 \perp , 532 \parallel (532 \perp , 532g)	×	R 532 \perp , 532 \parallel , 607 (532 \perp , 532g, 607)
Wasserdampf- mischungs- verhältnis				×	R 387, 407
Temperatur		(×)	R T _n , T _f	×	R T _n , T _f
Relative Feuchte				×	R T _n , T _f , 387, 407

4 Gerätespezifische Kalibrierkonstanten, Korrekturfunktionen und Fehlerquellen

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die wesentlichen gerätespezifischen Kalibrierkonstanten und Korrekturfunktionen für das Aerosol-Ramanlidar bestimmt werden. Es handelt sich dabei um neue Verfahren, die speziell für dieses Lidar entwickelt wurden, jedoch prinzipiell auch auf andere Lidargeräte anwendbar sind. Zunächst wird eine zur Messung von Temperaturprofilen notwendige Nahfeld-Korrekturfunktion beschrieben. Anschließend wird ein neues Verfahren zur Bestimmung der Temperatur-Kalibrierkonstanten vorgestellt, welches auch eine Abschätzung der durch die Kalibrierung verursachten Temperaturfehler erlaubt. Es folgt eine ausführliche Diskussion der Fehlerfortpflanzung aufgrund der Unsicherheiten der Nahfeld-Korrekturfunktion, der Temperatur-Kalibrierkonstanten sowie der Wasserdampf-Kalibrierkonstanten auf die mit dem Lidar ermittelten Profile der relativen Feuchte.

In Abschnitt 4.4 wird dargestellt, welche Fehler bei der Berechnung von Partikel-Rückstreukoeffizienten auftreten können, wenn die depolarisationsabhängige Transmission der Strahlteiler in der Strahlseparationseinheit vernachlässigt wird, und wie diese z.T. erheblichen Abweichungen, die beim Aerosol-Ramanlidar bis zu 70% betragen können, abzuschätzen und zu korrigieren sind.

4.1 Temperaturmessung

Die Bestimmung der Systemeigenschaften des Lidargeräts, die in die Berechnung von Temperaturprofilen aus Lidarsignalen eingehen, sowie die Abschätzung der dabei auftretenden Fehler erfolgt durch den Vergleich von Temperaturprofilen, die mit dem Lidar bestimmt wurden und solchen, die gleichzeitig mit Radiosonden gemessen wurden. Alle in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren müssen von der Voraussetzung ausgehen, daß die Radiosonde als Referenzmeßgerät das tatsächliche Temperaturprofil zur Lidarmessung liefern kann, da kein anderes Referenzmeßgerät zur Temperaturmessung in der Troposphäre zur Verfügung steht.

Diese Voraussetzung ist jedoch nur begrenzt gültig. Selbst wenn die Radiosonde, wie in allen hier betrachteten Fällen, während der Lidarmessung und am Lidarstandort gestartet wird, wird sie normalerweise vom Wind abgetrieben. Sie liefert dann Temperaturwerte, die an einem weit

vom Lidarstandort entfernten Punkt gemessen wurden und sich im Falle eines horizontalen Temperaturgradienten von den Temperaturen am Lidarstandort unterscheiden können.

Weiterhin wird mit dem Lidar ein Temperaturprofil bestimmt, daß für jede Höhe einem zeitlichen Mittelwert über die Meßzeit (meist zwei Stunden) entspricht. Die Radiosonde befindet sich dagegen in jeder Höhe nur für kurze Zeit und liefert eine „Momentaufnahme“ für diese Höhe. Dies kann zu Verfälschungen führen, falls sich das atmosphärische Temperaturfeld während der Messung verändert.

Die sehr lange Mittelungszeit der Lidarprofile von zwei Stunden wurde gewählt, um die statistischen Signalfehler möglichst so gering zu halten, daß sie die hier untersuchten systematischen Effekte nicht verdecken. Es wurde jedoch darauf geachtet, daß innerhalb der Mittelungszeiträume stationäre Bedingungen vorlagen. Die verwendeten Radiosonden wurden so eingestellt, daß sie aller 10 s einen Meßwert liefern, was einer Höhenauflösung von etwa 45 m entspricht. Die Datenpunkte der hier verwendeten Radiosondenprofile wurden durch Interpolation an die Lidar-Höhenauflösung von 60 m angepaßt.

4.1.1 Nahfeld-Korrekturfunktion für Temperaturprofile

Bestimmt man nach der in Abschnitt 3.5 beschriebenen Methode Temperaturprofile aus den Rotations-Raman-Lidarsignalen, so zeigt sich, daß diese in den untersten 1.7 km der Atmosphäre systematische Abweichungen zu solchen Profilen aufweisen, die gleichzeitig mit Radiosonden gemessen wurden. Diese Abweichung könnte darauf zurückzuführen sein, daß die Platten im FPI nicht absolut planparallel sondern leicht gewölbt sind und sich dadurch das Transmissionsverhalten des FPI besonders im Nahbereich mit der Höhe merklich ändern kann. Eine weitere mögliche Ursache wäre eine nicht ausreichend exakte Ausrichtung der optischen Fasern im Doppelgitter-Monochromator. Diese Fehlerquellen werden gegenwärtig anhand von Simulationsstudien untersucht [Serikov *et al.*, 2002]

Im folgenden wird am Beispiel von drei Vergleichsmessungen im April und Mai 2001 dargestellt, wie eine Nahfeld-Korrekturfunktion für Temperaturprofile bestimmt werden kann, mit der sich diese systematischen Abweichungen ausgleichen lassen. Die Abweichungen zwischen den Lidar-Temperaturprofilen $T_{\text{Lidar}}(z)$ und den zugehörigen Radiosonden-Temperaturprofilen $T_{\text{Sonde}}(z)$ betragen etwa 4.5 K, im Maximum jedoch bis zu 13 K, siehe Abbildung 9 a. Die Abweichung zwischen den Profilen $\delta_T(z)$ wird hier nach der Vorschrift:

$$\delta_T(z) = \frac{T_{\text{Lidar}}(z) - T_{\text{Sonde}}(z)}{T_{\text{Sonde}}(z)} \quad (54)$$

berechnet. In Abbildung 9 b sieht man, daß die so ermittelten δ_T -Profile für alle drei Vergleichstage eine ähnliche Form haben und im Höhenbereich zwischen etwa 0.8 und 1 km ein lokales Maximum aufweisen. Die Lage dieses Maximums $z(\delta_T^{\text{max}})$ stimmt für jede dieser Messungen mit der jeweiligen Lage des Minimums in den Profilen des logarithmierten Signalverhältnisses $\ln(R(z))$ überein (Abbildung 9 c). Die Variabilität in $z(\delta_T^{\text{max}})$ wird durch die Variabilität der

Atmosphäre bzw. durch kleine Veränderungen am Lidarsystem selbst (z.B. durch geringfügige Nachjustierungen des Sendespiegels, um eine optimale Überlappungsfunktion zu erzielen) verursacht.

Die Ähnlichkeit der hier betrachteten δ_T -Profile, die unabhängig voneinander bestimmt wurden, läßt darauf schließen, daß die systematische Abweichung zwischen den Sonden- und den Lidarprofilen tatsächlich durch eine charakteristische Geräteeigenschaft des Aerosol-Ramanlidars, z.B. die eingangs erwähnte, zeitlich nicht veränderliche Krümmung der FPI-Platten, verursacht wird und daß somit eine Korrekturfunktion bestimmt werden kann, die auf alle Temperaturmessungen mit dem Aerosol-Ramanlidar anwendbar ist. Nach jeder grundlegenden Veränderung am Aerosol-Ramanlidar, insbesondere am Empfänger ist allerdings eine neue Korrekturfunktion zu ermitteln. Generell ist es angebracht, in regelmäßigen Abständen durch erneute Vergleichsmessungen mit Radiosonden zu überprüfen, ob die Ähnlichkeit der δ_T -Profile noch gegeben ist, d.h., ob die einmal ermittelte Nahfeldkorrekturfunktion für Temperaturprofile auch weiterhin verwendet werden kann. Bis zu einer Vergleichsmessung im August 2001 hatte sich die im April/Mai 2001 ermittelte Nahfeld-Korrekturfunktion nicht geändert.

Zur Bestimmung der Korrekturfunktion wird zunächst für jede der drei vorliegenden Vergleichsmessungen die Höhenachse bezüglich $z(\delta_T^{\max})$ normiert:

$$\delta_T(z) \rightarrow \tilde{\delta}_T(\tilde{z}) \quad \text{mit} \quad \tilde{z} = \frac{z}{z(\delta_T^{\max})}. \quad (55)$$

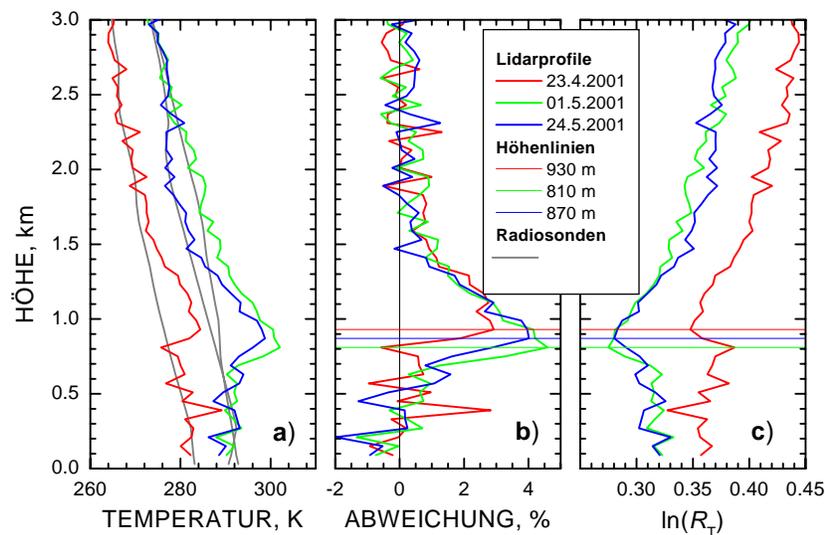


Abbildung 9: a) Temperaturprofile, die aus den Rotations-Raman-Lidarsignalen an drei Meßtagen ermittelt wurden. Die grauen Linien zeigen Temperaturprofile, die mit Radiosonden gemessen wurden. b) Abweichung $\delta_T(z)$ der Lidar-Temperaturprofile von den Radiosonden-Temperaturprofilen. c) $\ln(R(z))$ -Profile. Die dünnen horizontalen Linien zeigen für jeden der drei Tage an, in welcher Höhe das jeweilige lokale Profilmaximum in b) bzw. das Minimum in c) lokalisiert ist.

Diese Normierung erlaubt die Ermittlung der Korrekturfunktion unabhängig von den kleinen Variabilitäten in $z(\delta_T^{\max})$. So gilt z.B. für die Messung vom 24.5.2001 $z(\delta_T^{\max}) = 870$ m und die normierte, dimensionslose Höhe \tilde{z} von 3.5 würde einer realen Höhe z von 3.045 km entsprechen. Die drei so bestimmten $\tilde{\delta}_T$ -Profile sind jedoch unterhalb von 0.9 und oberhalb von 1.3 km stark verrauscht. Um die Korrekturfunktion allgemeingültig und unabhängig von der Signalstatistik der drei Vergleichsmessungen zu erhalten, wurde der untere Teil der Profile (bis $\tilde{z} = 0.9$) durch gleitende Mittelung über sieben Höhenpunkte geglättet, an den oberen Teil der Profile (ab $\tilde{z} \approx 1.5$) wurden exponentiell auf den Wert 1 abfallende Funktionen angepaßt. Die Korrekturfunktionen der einzelnen Tage setzen sich aus den geglätteten $\tilde{\delta}_T$ -Profilen im unteren Teil, den ungeglätteten $\tilde{\delta}_T$ -Profilen im zentralen Teil und den an die $\tilde{\delta}_T$ -Profile angepaßten Funktionen im oberen Teil zusammen, siehe Abbildung 10 a. Die gerätespezifische Temperatur-Nahfeld-Korrekturfunktion $\tilde{F}_T(\tilde{z})$ wird aus dem Mittelwert und ihr Fehler $\Delta\tilde{F}_T(\tilde{z})$ aus der Standardabweichung der drei Einzel-Korrekturfunktionen gebildet.

Soll $\tilde{F}_T(\tilde{z})$ auf ein gemessenes Temperaturprofil angewendet werden, muß zunächst die normalisierte Höhenachse von $\tilde{F}_T(\tilde{z})$ und $\Delta\tilde{F}_T(\tilde{z})$ in eine reale Höhenachse z zurücktransformiert

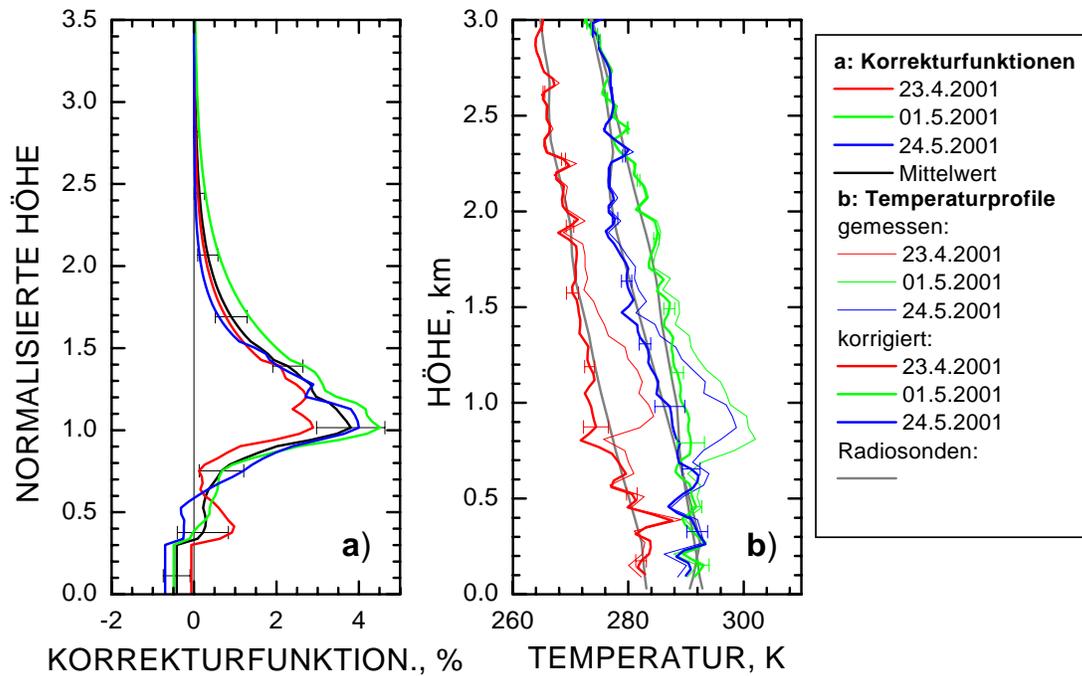


Abbildung 10: a) Korrekturfunktionen für die drei Meßtage, die aus den Profilen der Abweichung durch Normieren der Höhenachsen bezüglich $z(\delta_T^{\max})$ und durch Glätten abgeleitet wurden. Die dicke schwarze Kurve entspricht $\tilde{F}_T(\tilde{z})$. b) Radiosonden-Temperaturprofile (grau) und Lidar-Temperaturprofile (farbig). Die Fehlerbalken zeigen den Fehler der Korrekturfunktion (a) bzw. seinen Einfluß auf die Unsicherheiten der korrigierten Temperaturprofile (b).

werden,

$$\tilde{F}_T(\tilde{z}) \rightarrow F_T(z), \quad \Delta\tilde{F}_T(\tilde{z}) \rightarrow \Delta F_T(z), \quad \text{mit } z = z(\delta_T^{\max}) \tilde{z}, \quad (56)$$

bevor das Temperaturprofil $T_{\text{Lidar}}(z)$ gemäß

$$T_{\text{Lidar}}^{\text{korr}}(z) = \frac{T_{\text{Lidar}}(z)}{(F_T(z) + 1)} \quad (57)$$

korrigiert wird. Die Höhe $z(\delta_T^{\max})$ wird dabei aus der Lage des Minimums im Profil von $\ln(R(z))$ bestimmt. Die Unsicherheit der Nahfeld-Korrekturfunktion setzt sich über die Beziehung

$$\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}(z) = \frac{\partial T_{\text{Lidar}}^{\text{korr}}(z)}{\partial F_T(z)} \Delta F_T(z) = \frac{T_{\text{Lidar}}(z)}{F_T(z)^2} \Delta F_T(z) \quad (58)$$

in den auf die Unsicherheit der Nahfeldkorrektur zurückzuführenden Fehler des korrigierten Temperaturprofils $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}$ fort. In Abb 10 b sieht man, daß so im Nahfeldbereich die mittlere Abweichung von 4.5 auf 1.4K und die maximale Abweichung von 13 auf 6.4K verringert werden kann. Alle Temperaturprofile, die in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit gezeigt werden, wurden der in diesem Abschnitt beschriebenen Nahfeldkorrektur unterzogen, weshalb auf die weitere Verwendung des oberen Index „korr“ verzichtet wird.

4.1.2 Bestimmung der Kalibrierkonstanten A_T und B_T

In Abschnitt 3.5 wurde dargestellt, wie aus Rotations-Ramansignalen Temperaturprofile abgeleitet werden können (siehe Gl. (50)). Dazu ist es jedoch notwendig, zwei Gerätekonstanten A_T und B_T durch den Vergleich von Lidarmessungen mit Radiosondenaufstiegen experimentell zu ermitteln. Im folgenden wird die Bestimmung von A_T und B_T anhand der drei Vergleichsmessungen erklärt, die schon in Abschnitt 4.1.1 verwendet wurden. Weiterhin wird gezeigt, mit welcher Genauigkeit A_T und B_T abgeleitet werden können und wie sich ihre Unsicherheiten auf die Genauigkeit der mit diesen Parametern berechneten Temperaturprofile auswirkt.

Zunächst wird angenommen, daß das mit dem Referenzmeßgerät Radiosonde bestimmte Temperaturprofil $T_{\text{Sonde}}(z)$ fehlerfrei ist. Das mit dem Lidar gemessene Profil $\ln(R(z))$ ist dagegen mit einem statistischen, absoluten Fehler $\Delta \ln(R(z))$ behaftet, welcher sich nach den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern ΔP_n und ΔP_f der Lidarsignale zu

$$\Delta \ln(R(z)) = \sqrt{\left(\frac{1}{P_n(z)} \Delta P_n(z)\right)^2 + \left(\frac{1}{P_f(z)} \Delta P_f(z)\right)^2} \quad (59)$$

berechnen läßt. Da die Lidarsignale P_n und P_f mit der Photonenzählmethode bestimmt werden, liegen sie in der Einheit „Ereignisse“ vor und ihre statistischen Fehler ΔP_n und ΔP_f sind auf Grundlage der Poisson-Statistik definiert als

$$\Delta P_n(z) = \sqrt{P_n(z)} \quad \text{bzw.} \quad \Delta P_f(z) = \sqrt{P_f(z)}. \quad (60)$$

Zur Bestimmung von A_T und B_T wird in einem ersten Schritt für jeden der drei Meßtage und für jeden Höhenpunkt z das fehlerbehaftete $\ln(R(z))$ gegen die zugehörige Radiosonden-Temperatur $T_{\text{Sonde}}(z)$ aufgetragen, siehe Abbildung 11. Dabei werden jedoch die Datenpunkte nicht verwendet, die unterhalb von 1.7 km liegen, da dort die in Abschnitt 4.1.1 beschriebene systematische Abweichung zwischen den Lidar- und den Radiosonden-Temperaturprofilen größer als 0.3% (ca. 1 K) ist und die Bestimmung von A_T und B_T verfälschen würde. Weiterhin werden alle Datenpunkte verworfen, deren statistische Unsicherheit größer als 10% ist. Da der relative Fehler der $\ln(R(z))$ -Profile mit der Höhe zunimmt, bestimmt dieses Kriterium eine obere Grenze, bis zu der die Datenpunkte verwendet werden. Für die drei vorliegenden Messungen liegt diese Grenze zwischen 11.1 und 14.4 km. Durch die Wahl dieser Grenzen wird der Temperaturbereich, den die verwendeten Datenpunkte einer einzelnen Messung abdecken, eingeschränkt. Werden allerdings gleichzeitig Datenpunkte aller drei Messungen verwendet, wird diese Einschränkung verringert, da die Temperaturprofile an den drei Tagen sehr unterschiedlich waren.

Im zweiten Schritt wird an die so erzeugte Punktwolke durch nichtlineare Regression eine Funktion y angepaßt, deren Form sich durch Umstellen von Gl. (50) zu

$$y = \ln(R_{\text{Fit}}(T_{\text{Sonde}})) = \frac{A_T}{T_{\text{Sonde}}} + B_T \quad (61)$$

ergibt. Dabei werden mit dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus [Press *et al.*, 1992] die Parameter A_T und B_T iterativ so optimiert, daß die Größe

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \frac{|\ln(R(n)) - \ln(R_{\text{Fit}}(n))|^2}{w(n)^2}, \quad (62)$$

minimal wird. χ^2 ist ein Maß für den Abstand zwischen der angepaßten Funktion $\ln(R_{\text{Fit}}(n))$ und den gemessenen Datenpunkten $\ln(R(n))$, wobei N die Anzahl der einzelnen Datenpunkte n ist. Die Unsicherheiten der einzelnen Datenpunkte gehen als Gewichtungsfaktoren $w(n)$ ein:

$$w(n) = \Delta \ln(R(n)). \quad (63)$$

Eine Voraussetzung für die Verwendung von Regressionsverfahren wie diesem ist, daß die Ausgangsdaten nicht autokorreliert sind. Würden die Lidarsignale geglättet, bevor sie in die Regression eingehen, wäre die Streuung der Ausgangs-Punktwolke zwar sehr viel geringer. Allerdings wäre dann die Voraussetzung der Nicht-Autokorrelation nicht mehr gegeben. Weiterhin würde durch zu starkes Glätten der physikalische Zusammenhang zwischen der Temperatur und dem gemessenen $\ln(R_{\text{Lidar}})$ verwischt. In dieser Arbeit werden deswegen die Lidarsignale ungeglättet verwendet, jedoch gehen über die Gewichtungsfaktoren $w(n)$ Datenpunkte mit einer größeren Unsicherheit mit einem geringeren Gewicht in die Bestimmung von $\ln(R_{\text{Fit}}(T_{\text{Sonde}}))$ ein als solche Datenpunkte mit einer geringeren Unsicherheit.

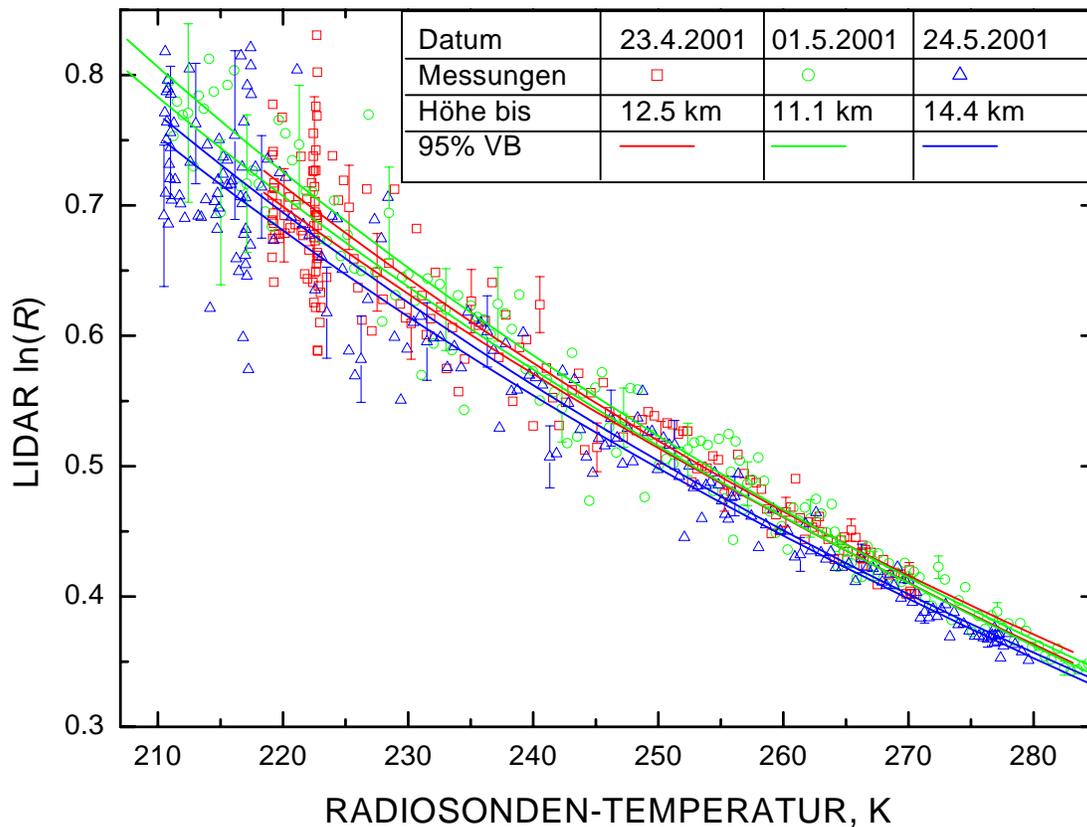


Abbildung 11: Einzelne Datenpunkte von $\ln(R(z))$ für drei Meßtage aufgetragen gegen die Radiosonden-Temperatur $T_{\text{Sonde}}(z)$. Jedes Symbol steht für einen einzelnen Höhenpunkt z , wobei z im Bereich zwischen 1.7 km und einer oberen Grenze liegt, die in der Legende für jeden Meßtag angegeben ist. Die durchgezogenen Kurven zeigen die Grenzen des 95%-Vertrauensbandes (VB) für die Funktionen $\ln(R_{\text{Fit}}) = f(T_{\text{Sonde}})$ (s. Gl. (61)), die an die Datenpunkte der einzelnen Meßtage angepaßt wurden. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler einzelner, zufällig ausgewählter Datenpunkte nach Gl. (59) wieder.

Als Ergebnis des Anpassungsprozesses erhält man nicht nur die Parameter A_T und B_T mit ihren Standardfehlern ΔA_T und ΔB_T , sondern auch das sogenannte „Vertrauensband“ [Press *et al.*, 1992]. So sagt z.B. ein 95%-Vertrauensband aus, daß im Falle einer Wiederholungsmessung die angepaßte Funktion mit 95% Wahrscheinlichkeit innerhalb des angegebenen Vertrauensbands liegen wird, sofern die Datenmengen der vorliegenden und der potentiellen Wiederholungsmessung die gleichen statistischen Eigenschaften aufweisen.

In Abbildung 11 sieht man, daß sich die Vertrauensbänder der angepaßten Funktionen für die Messungen vom 23.4. und vom 1.5.2001 überlappen, während das Band für die Messung vom 24.5.2001 ihnen gegenüber verschoben ist. Aufgrund der Ähnlichkeit der ersten beiden Messungen wird ein vierter Parametersatz an alle Datenpunkte dieser beiden Tage angepaßt. Dadurch wird der abgedeckte Wertebereich und damit auch der Gültigkeitsbereich von Gl. (61) erhöht.

Aufgrund der größeren Anzahl der verwendeten Datenpunkte wird auch die statistische Sicherheit der angepaßten Parameter verbessert. Die vier Parametersätze mit ihren Standardfehlern sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Die Ähnlichkeit zwischen den $\ln(R_{\text{Fit}})$ -Funktionen für den 23.4. und für den 1.5.2001 läßt darauf schließen, daß das Aerosol-Ramanlidar durchaus über einige Tage hinweg so stabil sein kann, daß die Systemkonstanten A_T und B_T , die mit einer Vergleichsmessung bestimmt wurden, prinzipiell auch auf andere Messungen anwendbar sind. Welche Faktoren jedoch zu der Verschiebung des Vertrauensbandes zwischen dem 1.5. und dem 24.5.2001 geführt haben, ist unbekannt. Es wurden in diesem Zeitraum weder grundlegende Veränderungen am Lidaraufbau vorgenommen, noch waren umfangreichere Justierungen z.B. am Sendespiegel zur Optimierung der Überlappungsfunktion notwendig. Nur durch weitere Vergleichsmessungen über einen längeren Zeitraum und eine genaue Protokollierung des Systemzustands während jeder dieser Messungen kann herausgefunden werden, inwieweit die Langzeit-Stabilität des Aerosol-Ramanlidars und insbesondere die der Temperaturkanäle gegeben ist bzw. wie sie weiter verbessert werden kann.

Tabelle 4: Parameter der nach Gl. (61) an die Datenpunkte der drei Meßtage angepaßten Funktionen sowie ihre Standardfehler.

Datum	A_T , km	ΔA_T , km	B_T	ΔB_T
23.4.2001	349.1	± 5.6	-0.88	± 0.02
01.5.2001	361.3	± 5.4	-0.93	± 0.02
24.5.2001	341.7	± 4.1	-0.87	± 0.02
23.4. + 01.5.2001	355.4	± 3.4	-0.90	± 0.01

Ähnlich wie bei der Bestimmung der Nahfeld-Korrekturfunktion für Temperaturprofile wird es prinzipiell jedoch immer nötig sein, durch regelmäßige Vergleichsmessungen mit Radiosonden die Anwendbarkeit einmal bestimmter Systemkonstanten A_T und B_T auf neuere Messungen zu überprüfen.

4.1.3 Bestimmung der Fehler von A_T und B_T

Da das Vertrauensband ein Maß für die Vorhersagbarkeit der Parameter A_T und B_T ist, eignet es sich besser zur Beschreibung der Unsicherheit der angepaßten Funktion als die Standardfehler ΔA_T und ΔB_T , die eher ein Maß für die Varianz der Datenpunkte sind [Press *et al.*, 1992]. Die Angaben zum Vertrauensband können jedoch nicht direkt in eine Fehlergröße $\Delta \ln(R_{\text{Fit}})$ umgesetzt werden, da das Vertrauensband nicht durch eine analytische Gleichung beschrieben wird, sondern seine Grenzen für jeden individuellen Datenpunkt einzeln ermittelt werden. Um das mit einer Kalibrierung gewonnene Vertrauensband und damit die Unsicherheiten der angepaßten Funktion $y(A_T, B_T)$ (vgl. Gl. (61)) auf andere Messungen übertragen zu können,

ist es also erforderlich, das Vertrauensband durch eine analytische Funktion zu beschreiben. In Abbildung 12 ist dargestellt, wie eine solche Funktion gewonnen werden kann.

Als Ausgangspunkt der Fehlerabschätzung zeigt Abbildung 12a noch einmal die Punktwolke der einzelnen Datenpunkte vom 23.4. und vom 1.5.2001, die bereits in Abbildung 11 dargestellt wurden. Diesmal jedoch ist das Vertrauensband jener Funktion angegeben, die an die Datenpunkte beider Tage angepaßt wurde. In Abbildung 12b sind die x- und die y-Achse vertauscht sowie ein kleiner Ausschnitt aus dem vorliegenden Wertebereich vergrößert dargestellt. An die diskontinuierlich vorliegenden Wertepaare der oberen bzw. unteren Grenze des Vertrauensbereichs wurden im ersten Schritt die Funktionen T_{VF}^O bzw. T_{VF}^U der Form

$$T_{VF}^{O,U} = \frac{A_{VF}}{\ln(R) - B_{VF} + C_{VF} \ln(R)^2}. \quad (64)$$

mit Hilfe der in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Methode der nichtlinearen Regression angepaßt. Sie werden im weiteren Vertrauensfunktionen (VF) genannt und beschreiben den Verlauf der Grenzen des Vertrauensbands. Die Form dieser Funktionen wurde aus Gl. (50) abgeleitet, wobei der zusätzliche Term $C_{VF} \ln(R)^2$ nur eingeführt wurde, um die von Gl. 50 abweichende Form der Grenzen des Vertrauensbereiches beschreiben zu können. Er hat jedoch keine physikalische Bedeutung. In Abbildung 12b sieht man, daß die Abweichung zwischen den Grenzen des Vertrauensbands (grauer Bereich) und den angepaßten Funktionen T_{VF}^O und T_{VF}^U (schwarz gestrichelte Kurven) sehr klein ist.

Der zweite Schritt ist in Abbildung 12b schematisch dargestellt. Er zeigt, daß die durch das Vertrauensband ausgedrückten Unsicherheiten von A_T und B_T eine Temperaturunsicherheit $\Delta T_{Lidar}^{A_T, B_T}$ bewirken, die sich aus der Differenz der beiden Vertrauensfunktionen ergibt

$$\Delta T_{Lidar}^{A_T, B_T}(\ln(R)) = \frac{T_{VF}^O(\ln(R)) - T_{VF}^U(\ln(R))}{2}. \quad (65)$$

In Abbildung 12c ist die so erzeugte Fehlerfunktion $\Delta T_{Lidar}^{A_T, B_T}$ (schwarze Kurve) für den gesamten abgedeckten Wertebereich von $\ln(R)$ -Werten zwischen 0.35 und 0.8 dargestellt. Es zeigt sich, daß $\Delta T_{Lidar}^{A_T, B_T}$ mit zunehmendem $\ln(R)$ auf Werte bis zu 1 K ansteigt, jedoch niemals kleiner als 0.35 K ist. Diese Werte stimmen gut mit denen überein, die in Nedeljkovic *et al.* [1993] genannt werden. Die Fehlerbalken in Abbildung 12c geben an, für welche Wertebereiche von $\ln(R)$ der aus den Vertrauensfunktionen gewonnene Fehler $\Delta T_{Lidar}^{A_T, B_T}$ den Fehler, den das Vertrauensband angibt, über- bzw. unterschätzt. Sind die Fehlerbalken negativ, d.h. zeigen sie nach unten, wird der „wahre“ Fehler überschätzt, sind sie positiv, wird der Fehler unterschätzt. An keiner Stelle jedoch verfälscht der hier abgeschätzte Fehler $\Delta T_{Lidar}^{A_T, B_T}$ den „wahren“ Fehler um mehr als 0.1 K.

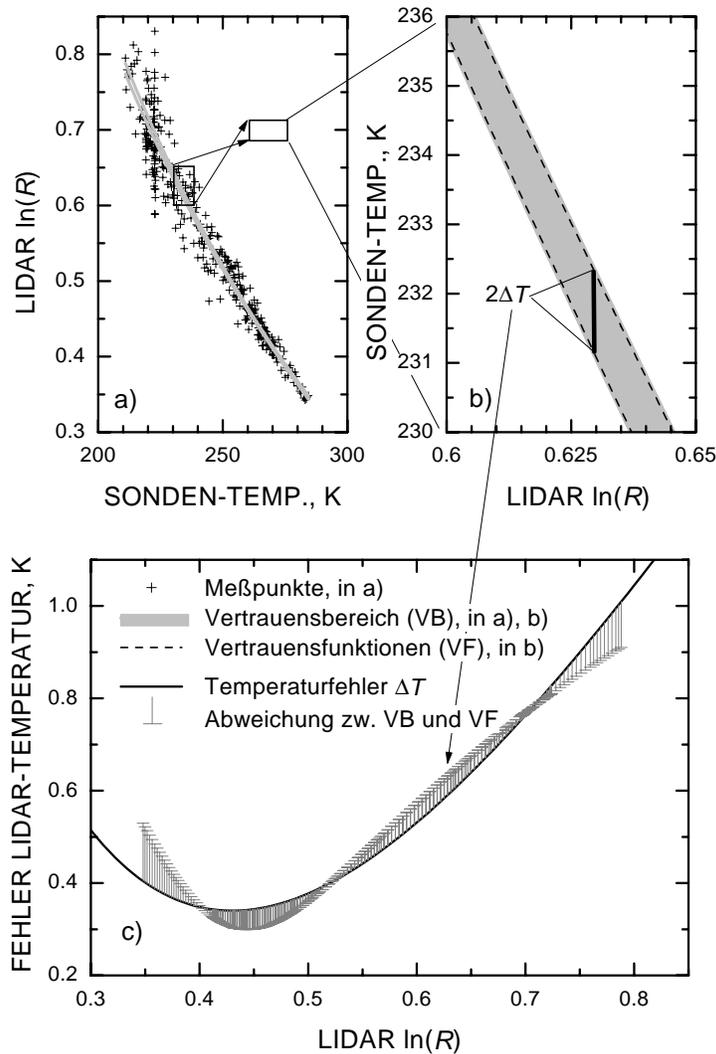


Abbildung 12: a) Punkt看ke aus Abbildung 11 für den 23.4. und den 1.5.2001 mit dem Vertrauensband der Kalibrierfunktion, die an die Daten dieser beider Tage angepaßt wurde. Der markierte Ausschnitt ist in b) vergrößert dargestellt, wobei die Achsen vertauscht wurden. Die Vertrauensfunktionen wurden an die Grenzen des Vertrauensbereichs angepaßt. c) $\Delta T_{\text{Lidar}}^{A_T, B_T}$ in Abhängigkeit von $\ln(R)$. Die Fehlerbalken geben die Abweichung von T_{VF}^O bzw. T_{VF}^U zu den Genzen des Vertrauensbereichs an. Sind sie negativ (positiv), wird mit $\Delta T_{\text{Lidar}}^{A_T, B_T}$ der wahre Fehler überschätzt (unterschätzt). Die Legende in c) gilt auch für a) und b).

4.1.4 Gesamtfehler

Der Gesamtfehler der mit dem Aerosol-Ramanlidar gemessenen Temperaturprofile ergibt sich aus den Einzelfehlern $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$, $\Delta T_{\text{Lidar}}^{A_T, B_T}$ und $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}$, die verursacht werden durch:

- die statistischen Fehler der Lidarsignale (Poissonfehler)

$$\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}(z) = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial P_n} \Delta P_n(z)\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial P_f} \Delta P_f(z)\right)^2}, \quad (66)$$

- die Unsicherheiten der Nahfeldkorrektur

$$\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}(z) = \frac{T_{\text{Lidar}}(z)}{F_T(z)^2} \Delta F_T(z) \quad \text{s. Gl. (58)}, \quad (67)$$

- die Unsicherheiten von A_T und B_T

$$\Delta T_{\text{Lidar}}^{A_T, B_T}(z) = f(\ln(R(z))), \quad \text{s. Gl. (65)}. \quad (68)$$

Diese Einzelfehler lassen sich zum Gesamtfehler ΔT_{Lidar} kombinieren:

$$\Delta T_{\text{Lidar}}(z) = \sqrt{\left(\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}(z)\right)^2 + \left(\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}(z)\right)^2 + \left(\Delta T_{\text{Lidar}}^{A_T, B_T}(z)\right)^2}. \quad (69)$$

In Abbildung 13 sind die Profile der drei Temperatur-Einzelfehler sowie das mit dem Lidar gemessene Temperaturprofil im Vergleich zu dem korrespondierenden Radiosondenprofil für die Messung vom 23.4.2001 dargestellt. Obwohl die Lidarsignale durch gleitende Mittelung sehr stark geglättet wurden (siehe Legende in Abbildung 13), erkennt man in a, daß die statistischen Unsicherheiten der Lidarsignale dennoch die größte der drei Fehlerquellen darstellen. $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$ liegt an jeder Stelle des Profils zwischen 1 und 2 K. Durch eine noch stärkere Glättung könnte $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$ zwar weiter verringert werden, jedoch würden kleinskalige Variabilitäten dadurch immer mehr verwischt. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wird jedoch in nächster Zukunft durch den Einsatz neuer Photomultiplier, die eine doppelt so hohe Quanteneffizienz aufweisen, wesentlich verbessert werden. Weitere potentielle Möglichkeiten zur Verringerung von $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$ bestehen in einer Verbesserung der Effizienz der Rotationskanäle des Lidars z.B. durch eine Steigerung der Gerätetransmission, eine Erhöhung der Laserenergie oder durch den Einsatz eines neuen Lasers mit einer höheren Wiederholungsrate.

Der Einzelfehler, der auf den Unsicherheiten der Nahfeldkorrektur basiert, hat unterhalb von 1.7km einen ähnlich großen Einfluß auf ΔT_{Lidar} wie das Poissonrauschen $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$. Könnte die systematische Abweichung zwischen den Lidar-Temperaturprofilen und den Radiosonden-Temperaturprofilen im Nahfeld behoben werden, ließe sich die Unsicherheit der mit dem Lidar bestimmten Temperaturprofile im Nahfeld deutlich verringern. Die Unsicherheiten von A_T und B_T wirken sich auf ΔT_{Lidar} in jeder Höhe nahezu gleich aus. Die Werte von $\Delta T_{\text{Lidar}}^{A_T, B_T}$ sind um etwa einen Faktor 2 kleiner als die Werte von $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$ und $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}$.

In Abbildung 13 b erkennt man, daß das Lidar-Temperaturprofil und das Radiosonden-Temperaturprofil innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmen. Dies trifft auch für andere

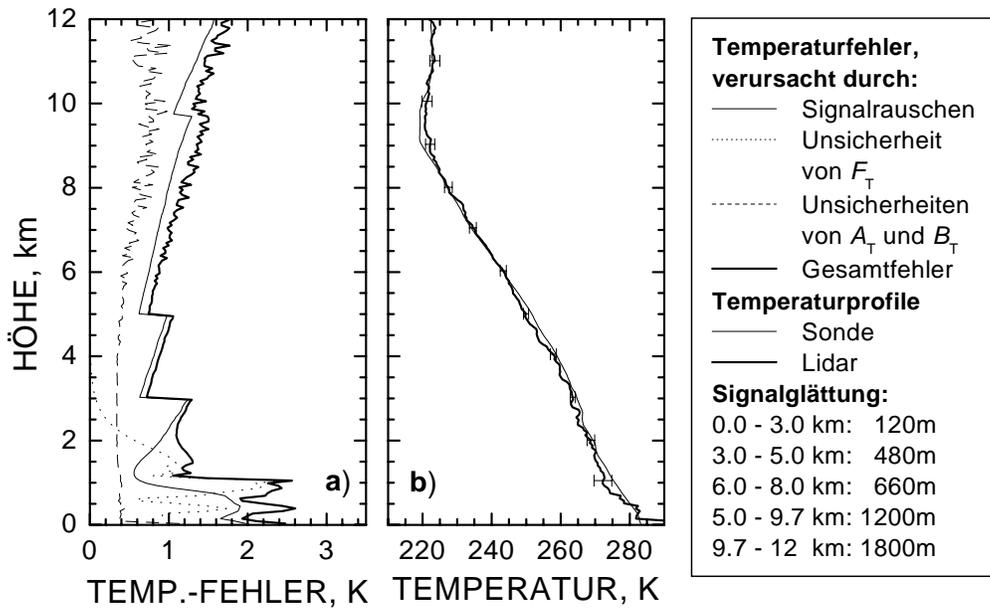


Abbildung 13: a) Profile der einzelnen Temperaturfehler $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$, $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}$ und $\Delta T_{\text{Lidar}}^{A_T, B_T}$ sowie des Gesamtfehlers ΔT_{Lidar} für die Messung vom 23.4.2001. b) Temperaturprofile, gemessen mit einer Radiosonde und mit dem Lidar am 23.4.2001. Der Gesamtfehler aus a) ist als Fehlerbalken gezeigt. Die Lidarsignale wurden durch gleitende Mittelung so geglättet, daß $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$ möglichst unter 2K liegt.

Beispielmessungen z.B. für den 1.5.2001 (vgl. Abbildung 16b) oder den 2.8.2001 (vgl. Abbildung 24e) zu. Die Übereinstimmung der Profile innerhalb der Fehlerbalken an verschiedenen Meßtagen zeigt, daß der in diesem Abschnitt abgeschätzte Fehler ΔT_{Lidar} die wirklichen Unsicherheiten von $T_{\text{Lidar}}(z)$ gut beschreibt. Lediglich im Tropopausenbereich gibt es größere Abweichungen zwischen den Profilen. Das kann durch die sehr starke Glättung der Lidarsignale in diesem Höhenbereich hervorgerufen worden sein.

4.2 Bestimmung des Wasserdampf-Kalibrierfaktors

Zur Bestimmung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses nach Gl. 45 benötigt man den Kalibrierfaktor $C^{\text{H}_2\text{O}}$, der für das Aerosol-Ramanlidar experimentell durch einen Vergleich der Lidar mit Radiosondenmessungen gewonnen wird. Prinzipiell geht man dabei wie in Kap. 4.1 von der Annahme aus, daß die Radiosondenmessung fehlerfrei ist. Zusätzlich zu den Einschränkungen dieser Annahme, die schon in Kap. 4.1 beschrieben wurden, muß hier außerdem beachtet werden, daß die in den RS80-Radiosonden von Vaisala verwendeten A-Humicap-Feuchtesensoren unter bestimmten atmosphärischen Bedingungen falsche Werte liefern. So können die mit dieser Art von Sensor gemessenen Werte der relativen Feuchte im Temperaturbereich zwischen -40°C und -60°C um 5% bis 15% zu gering sein [Leiterer *et al.*, 1997]. In Wolken kann es passieren, daß sich Wassertröpfchen auf dem Sensor niederschlagen und gefrieren, was die gemessenen

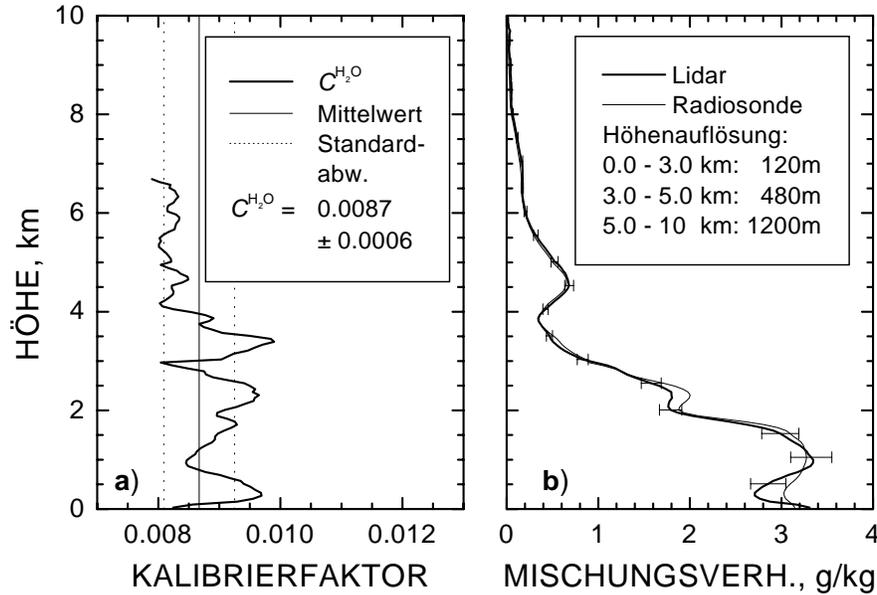


Abbildung 14: Bestimmung von $C^{\text{H}_2\text{O}}$ am Beispiel der Messung vom 23.4.2001: a) Verhältnis von Radiosondenprofil und Lidarprofil. Der Kalibrierfaktor $C^{\text{H}_2\text{O}}$ ergibt sich aus dem Mittelwert und $\Delta C^{\text{H}_2\text{O}}$ aus der Standardabweichung dieses Profils über den Höhenbereich von 0 bis 7 km. b) Vergleich des mit $C^{\text{H}_2\text{O}} = 0.0087$ ermittelten Lidarprofils mit $m_{\text{H}_2\text{O}}$ (Sonde). Die Fehlerbalken beinhalten sowohl die statistischen Poisson-Fehler der Lidarsignale, als auch den Einfluß von $\Delta C^{\text{H}_2\text{O}}$.

Werte erheblich verfälscht. Auch zeigen einige Sonden schon bei der Kalibrierung vor dem Start erhebliche Abweichungen von bis zu 10% vom Sollwert 0%.

Eine Möglichkeit der Bestimmung von $C^{\text{H}_2\text{O}}$ und $\Delta C^{\text{H}_2\text{O}}$ wird hier am Beispiel der Messung vom 23.4.2001 beschrieben, siehe Abbildung 14. An diesem Tag wurden von der Radiosonde oberhalb von 7 km Temperaturen unter -40°C gemessen, weshalb für die weiteren Betrachtungen nur der Höhenbereich unter 7 km berücksichtigt wird. Im ersten Schritt wird nach Gl. (45) aus den Lidarsignalen ein Profil des Wasserdampf-mischungsverhältnisses $m_{\text{H}_2\text{O}}$ (Lidar) bestimmt, wobei jedoch zunächst ein Kalibrierfaktor $C^{\text{H}_2\text{O}} = 1$ verwendet wird. Abbildung 14a zeigt das Verhältnis aus dem Profil des Wasserdampf-mischungsverhältnisses $m_{\text{H}_2\text{O}}$ (Sonde), welches aus dem gleichzeitig durchgeführten Radiosondenaufstieg ermittelt wurde und dem $m_{\text{H}_2\text{O}}$ (Lidar)-Profil. Beide Profile liegen dabei in der gleichen Einheit (g/kg) vor. Nimmt man jetzt vereinfachend an, daß der Mittelwert dieses Verhältnis-Profiles über den gesamten Höhenbereich von 0 bis 7 km dem Kalibrierfaktor $C^{\text{H}_2\text{O}}$ entspricht, so ergibt sich die Unsicherheit des Kalibrierfaktors $\Delta C^{\text{H}_2\text{O}}$ aus der Standardabweichung aller Datenpunkte, die für das hier gezeigte Beispiel etwa 7% beträgt. Die in den in den letzten Jahren durchgeführten etwa 20 Lidar/Sonden-Vergleichsmessungen, in denen stets nur zeitgleiche Bereiche (bzw. Höhenabschnitte) der Lidar- und Sonden-Wasserdampfmessungen verglichen wurden, zeigen ein ähnliches Bild. Im Mittel

betragen die Abweichungen und damit die Unsicherheiten des Kalibrierfaktors etwa 5%, in manchen Fällen bis zu 10%. Der gemäß Abbildung 14 a ermittelte Kalibrierfaktor von $C^{\text{H}_2\text{O}} = 0.0087$ wird dann entsprechend Gl. (45) auf die Lidarsignale angewendet. Abbildung 14 b zeigt, daß das daraus resultierende Profil von $m_{\text{H}_2\text{O}}(\text{Lidar})$ innerhalb seiner Fehlergrenzen (siehe Abschnitt 4.3) mit dem aus dem Radiosondenaufstieg ermittelten Referenzprofil übereinstimmt.

4.3 Fehlerabschätzung für die relative Feuchte

Die relative Feuchte wird aus den in Kap. 3.6 beschriebenen Formeln berechnet. Ihr Fehler ergibt sich aus den Unsicherheiten der mit dem Lidar gemessenen Temperatur und des Wasserdampfmischungsverhältnisses. Der Einfluß externer Größen wie z.B. des Druckprofils oder der Konstanten der Magnusformel wird hier als vernachlässigbar angesehen.

Wendet man das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz auf Gl. (51) an, erhält man die Unsicherheit der relativen Feuchte ΔU , dargestellt am Beispiel von U_w :

$$\begin{aligned} \Delta U_w &= \sqrt{\left(\frac{\partial U_w}{\partial e} \Delta e\right)^2 + \left(\frac{\partial U_w}{\partial e_w} \Delta e_w\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{1}{e_w} \Delta e\right)^2 + \left(\frac{e}{e_w^2} \Delta e_w\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\Delta U_w(\Delta e)\right)^2 + \left(\Delta U_w(\Delta e_w)\right)^2}. \end{aligned} \quad (70)$$

Die Unsicherheit des Sättigungsdampfdrucks Δe_w erhält man durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die Magnusformel (s. Gl. (52)):

$$\Delta e_w = \sqrt{\left(\frac{\partial e_w}{\partial \Theta} \Delta \Theta\right)^2} = \left| e_w \frac{M_B M_C}{(M_C + \Theta)^2} \Delta \Theta \right|. \quad (71)$$

Der Temperaturfehler $\Delta \Theta$ — in der Magnusformel wird die Temperatur Θ in °C verwendet — wurde als ΔT bereits in Abschnitt 4.1.4 beschrieben. Die Unsicherheit des Wasserdampf-Partialdrucks Δe erhält man durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gl. (53):

$$\Delta e = \sqrt{\left(\frac{\partial e}{\partial m_{\text{H}_2\text{O}}} \Delta m_{\text{H}_2\text{O}}\right)^2} = \left| \frac{0.622 p}{(0.622 + m_{\text{H}_2\text{O}})^2} \Delta m_{\text{H}_2\text{O}} \right|. \quad (72)$$

Auch hier geht die Unsicherheit des Druckprofils nicht in die Fehlerbetrachtung ein. Die Unsicherheit des Wasserdampfmischungsverhältnisses ergibt sich nach Gl. (45) zu:

$$\Delta m_{\text{H}_2\text{O}} = \sqrt{\left(\frac{\partial m_{\text{H}_2\text{O}}}{\partial P_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}} \Delta P_{\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_{\text{H}_2\text{O}}}{\partial P_{\lambda_{\text{N}_2}}} \Delta P_{\lambda_{\text{N}_2}}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_{\text{H}_2\text{O}}}{\partial C^{\text{H}_2\text{O}}} \Delta C^{\text{H}_2\text{O}}\right)^2}. \quad (73)$$

Die ersten beiden Terme unter der Wurzel beschreiben den Einfluß der statistischen Fehler der Lidarsignale (Poissonrauschen), in den dritten Term geht die Unsicherheit des Kalibrierfaktors ein.

Setzt man jetzt die Gleichungen (71) bis (73) in Gl. (70) ein, erhält man die Unsicherheit der mit dem Lidar bestimmten relativen Feuchte, die sich auf die Unsicherheiten der mit dem Lidar bestimmten Eingangsgrößen Temperatur und Wasserdampfmischungsverhältnis zurückführen lassen. Die Abbildungen 15 a und b zeigen noch einmal die Eingangsgrößen für die Berechnung der relativen Feuchte $m_{\text{H}_2\text{O}}$ und T mit ihren Fehlern. In Abbildung 15 c sind die Einfüsse von $\Delta m_{\text{H}_2\text{O}}$ und ΔT auf ΔU getrennt dargestellt. $\Delta m_{\text{H}_2\text{O}}$ geht über die Unsicherheit des Wasserdampf-Partialdrucks in ΔU ein und bewirkt Abweichungen von bis zu 6%. Einen wesentlich größeren Einfluß haben dagegen die Temperaturfehler. Besonders $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{NF}}$ ist verantwortlich für den sehr großen Fehler von U (bis zu 16%) im Nahfeldbereich unterhalb von 2 km. Ein Vergleich von Abbildung 15 c und d zeigt, daß die absoluten Fehler ΔU sehr stark den Strukturen von U folgen. Die relativen Fehler $\frac{\Delta U}{U}$ weisen Werte zwischen 10% und 20% auf. Sie sind neben dem Nahfeldfehler hauptsächlich durch die statistischen Fehler der Lidarsignale geprägt. Der Vergleich des Sonden- und des Lidarprofils in Abbildung 15 d zeigt, daß bis 7 km Höhe beide Profile innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Darüber zeigt die Sonde jedoch systematische Abweichungen zu geringeren Feuchten, was zum einen auf die A-Humicap-Feuchtesensoren in den RS80-Radiosonden von Vaisala zurückzuführen sein kann. Wie bereits erwähnt messen diese Sensoren im Temperaturbereich unter -40°C (am 23.4.2001 oberhalb von 7 km) zu niedrige Feuchten [Leiterer *et al.*, 1997]. Andererseits kann auch die zeitliche Änderung des Feuchteprofils zu den Unterschieden geführt haben. Zur Zeit des Sondenaufstiegs war es möglicherweise trockener als im Mittel über der 2-stündigen Lidarmessung.

Abbildung 16 zeigt als ein weiteres Beispiel die Messung vom 1.5.2001. An diesem Tag befanden sich Cirruswolken im Höhenbereich zwischen 8 km und der Tropopause bei etwa 11 km. In dieser Wolkenschicht wurde das sehr schwache Wasserdampf-Ramansignal so stark geschwächt, daß eine Berechnung der relativen Feuchte oberhalb von 9 km nicht möglich war. Dennoch zeigt auch dieses Meßbeispiel eine Übereinstimmung innerhalb der Fehlerbalken zwischen den Sonden- und den Lidarprofilen des Wasserdampfmischungsverhältnisses (siehe Abbildung 16 a), der Temperatur (Abbildung 16 b) und der relativen Feuchte (Abbildung 16 d).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es prinzipiell möglich ist, mit einem Ramanlidar die relative Feuchte vertikal aufgelöst zu bestimmen. Durch den Einsatz empfindlicherer Detektoren in den Temperaturkanälen und das Lösen des Temperatur-Nahfeldproblems kann die Unsicherheit der Temperaturprofile, welche den Hauptbeitrag zur Unsicherheit der relativen Feuchte liefert, wesentlich vermindert werden. Der Einsatz schmalbandiger Interferenzfilter im Wasserdampf-Ramankanal wird eine Bestimmung des Wasserdampfmischungsverhältnisses in der Grenzschicht auch am Tag erlauben.

Mit den geplanten Verbesserungen werden Messungen der relativen Feuchte und der Temperatur in der unteren Troposphäre mit Zeitaufösungen von 10–30 Minuten, Höhenauflösungen

von 60–180 m mit Unsicherheiten von etwa 10% bzw. 1–2 K möglich. Damit lassen sich dann Untersuchungen zur Grenzschichtdynamik, insbesondere zur Auflösung von morgendlichen Inversionslagen anhand der Aerosolparameter und der meteorologischen Zustandsgrößen in bisher nicht möglicher Weise durchführen. Hinsichtlich der in Kapitel 6 beschriebenen kombinierten Auswertung von Trajektorien und Aerosoleigenschaften können nun Änderungen der optischen Partikeleigenschaften mit der relativen Feuchte auf der Basis von Langzeitmessungen detailliert untersucht werden. Ist der Einfluß der relativen Feuchte auf die gemessenen Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten bekannt, ergibt sich die Möglichkeit diesen Feuchteeffekt zu korrigieren, was eine wichtige Voraussetzung für die Vergleichbarkeit von z.B. osteuropäischen (geringe relative Feuchte) und westeuropäischen Luftmassen (oft mit Feuchten $> 60\%$) und Aerosolbeladungen ist. Ein Beispiel der Feuchtekorrektur wird in Abschnitt 5.4 gezeigt. Gegenwärtig wird der Feuchteeffekt auf der Basis routinemäßiger DWD-Radiosondenmessungen der relativen Feuchte abgeschätzt. Diese Abschätzung ist aufgrund der hohen Variabilität des Feuchtefelds sehr unsicher.

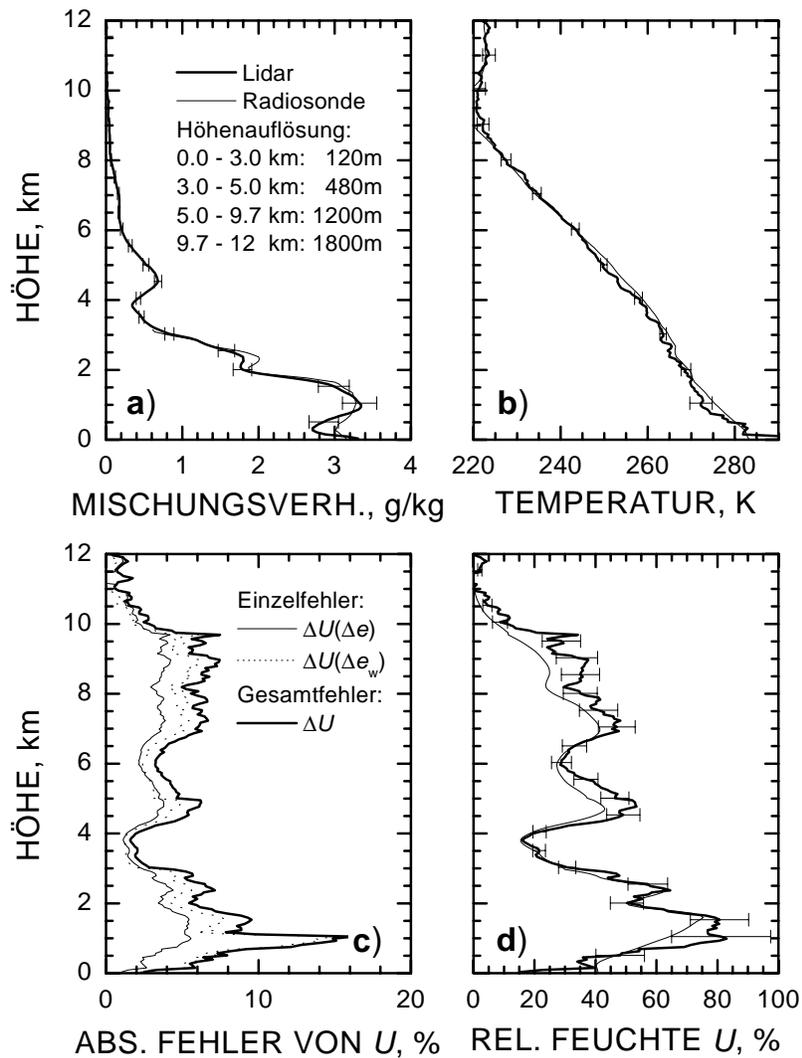


Abbildung 15: Bestimmung der relativen Feuchte und ihres Fehlers am Beispiel der Messung vom 23.4.2001: a), b) und d) Vergleich zwischen dem Radiosonden- und dem Lidarprofil für $m_{\text{H}_2\text{O}}$, Temperatur und relative Feuchte. Die Fehlerbalken in a) wurden nach Gl. (73), der Fehlerbereich in b) nach Gl. (69) berechnet. c) Profile der absoluten Einzelfehler $\Delta U(\Delta e)$ und $\Delta U(\Delta e_w)$ und des Gesamtfehlers ΔU der relativen Feuchte basierend auf Gl. (70). Die Fehlerbalken in d) entsprechen ΔU . Die Legende von a) gilt analog auch für b) und d). Die angegebene Höhenauflösung gilt für alle Profile.

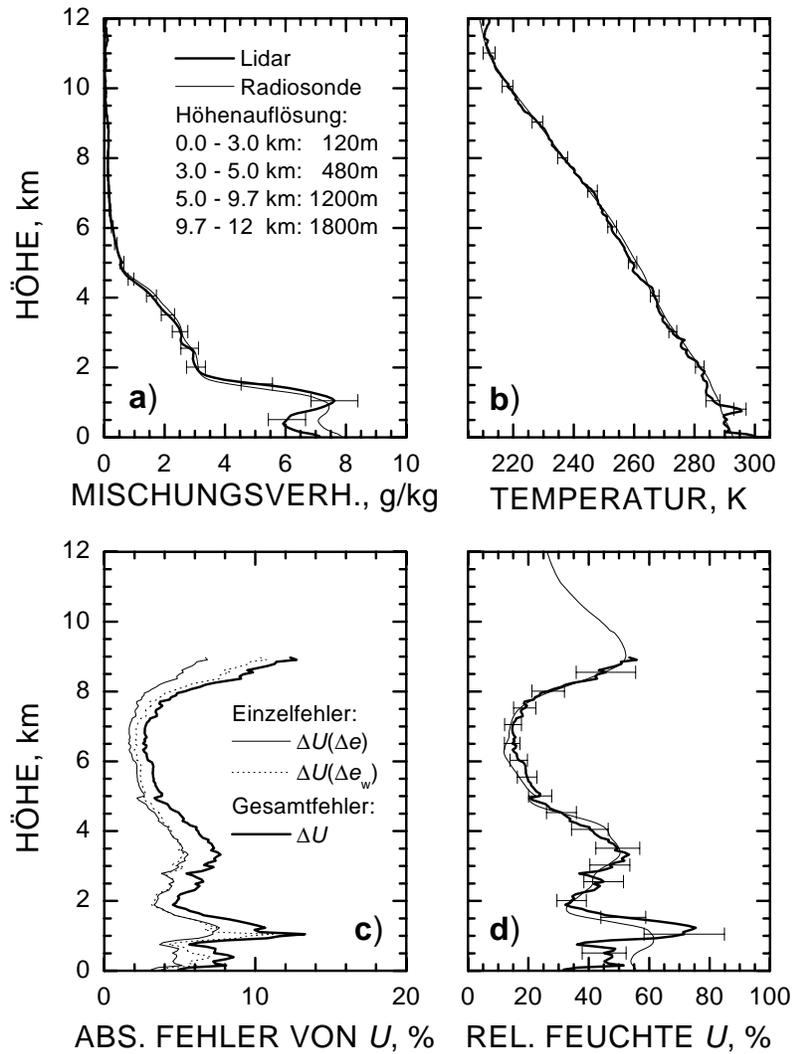


Abbildung 16: Bestimmung der relativen Feuchte und ihres Fehlers am Beispiel der Messung vom 1.5.2001: a), b) und d) Vergleich zwischen dem Radiosonden- und dem Lidarprofil für $m_{\text{H}_2\text{O}}$, Temperatur und relative Feuchte. Die Fehlerbalken in a) wurden nach Gl. (73), der Fehlerbereich in b) nach Gl. (69) berechnet. c) Profile der absoluten Einzelfehler $\Delta U(\Delta e)$ und $\Delta U(\Delta e_w)$ und des Gesamtfehlers ΔU der relativen Feuchte basierend auf Gl. (70). Die Fehlerbalken in d) entsprechen ΔU . Die Legende von a) gilt analog auch für b) und d). Die angegebene Höhenauflösung gilt für alle Profile.

4.4 Einfluß einer depolarisationsabhängigen Transmission auf die berechneten optischen Daten

Bei der Berechnung atmosphärischer Parameter wird meist vereinfachend angenommen, daß die Transmission des Lidar-Empfängers $\eta(z)$ konstant ist. Da die Transmissions- und Reflexionseigenschaften der Strahlteiler von der Polarisationsrichtung des Lichts abhängen, ist diese Annahme strenggenommen jedoch nur für solche Meßkanäle richtig, die Signale empfangen, welche auf zurückgestreutes Licht nur einer Polarisationsrichtung zurückzuführen sind, wie z.B. ${}^v P_{532}$ oder ${}^h P_{532}$.¹ Im allgemeinen werden aber Gesamtsignale $P(z)$ gemessen, welche sowohl einen senkrecht (\perp) als auch einen parallel (\parallel) zur Polarisationsrichtung des ausgesendeten Lichts polarisierten Anteil enthalten, wobei die Transmissionswerte für jede der beiden Signalkomponenten ${}^\perp\eta$ bzw. ${}^\parallel\eta$ zwar konstant aber meist voneinander verschieden sind.

Ändert sich in einem solchen Fall das Depolarisationsverhältnis δ und damit das Verhältnis der beiden Signalanteile stark mit der Höhe, z.B. weil sich Eiswolken oder nichtsphärische Aerosolpartikel im Meßvolumen befinden oder Mehrfachstreuereignisse auftreten, kann die Transmission des Lidar-Empfängers $\eta(z)$ nicht mehr als konstant betrachtet werden. Dieser Effekt muß korrigiert werden, bevor die gemessenen Signale in weitere Berechnungen eingehen. In diesem Abschnitt werden zunächst die theoretischen Grundlagen dieser Korrektur dargestellt, bevor an einem Beispiel deren Anwendbarkeit demonstriert wird bzw. die auftretenden Fehler im Falle einer nicht durchgeführten Korrektur veranschaulicht werden.

Ein gemessenes Gesamtsignal $P(z)$, welches sowohl einen senkrecht ${}^\perp P({}^\perp\beta(z))$ als auch einen parallel ${}^\parallel P({}^\parallel\beta(z))$ zur Polarisationsrichtung des ausgesendeten Lichts polarisierten Anteil enthält, läßt sich, ausgehend von der Lidargleichung (15), als Summe dieser beiden Komponenten darstellen:

$$\begin{aligned} P(z) &= {}^\perp P({}^\perp\beta(z)) + {}^\parallel P({}^\parallel\beta(z)) \\ &= {}^\perp\eta_g {}^\perp\beta(z) \frac{K O(z)}{z^2} \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(\zeta) d\zeta\right) \\ &\quad + {}^\parallel\eta_g {}^\parallel\beta(z) \frac{K O(z)}{z^2} \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(\zeta) d\zeta\right), \end{aligned} \quad (74)$$

wobei die Transmissionswerte ${}^\perp\eta_g$ bzw. ${}^\parallel\eta_g$ für jede der beiden Signalkomponenten in einem Gesamtsignal-Meßkanal (Index g) konstant sind. Diese Gleichung kann man vereinfacht schreiben als

$$P(z) = {}^\perp\eta_g {}^\perp P\downarrow(z) + {}^\parallel\eta_g {}^\parallel P\downarrow(z), \quad (75)$$

wobei ${}^\perp P\downarrow$ und ${}^\parallel P\downarrow$ die „ankommenden“ Signale bezeichnen, wie sie vor der Empfängereinheit gemessen werden würden. Die Summe dieser beiden Komponenten

$$P\downarrow(z) = {}^\perp P\downarrow(z) + {}^\parallel P\downarrow(z) \quad (76)$$

¹Die Definitionen der Indizes v und h bzw. \perp und \parallel sind im Abschnitt 2.3.1 in der Fußnote 2 zu finden.

ergibt dann das „ankommende“ Gesamtsignal $P\downarrow$, welches eigentlich anstelle des gemessenen Gesamtsignals $P(z)$ in die weitere Berechnung atmosphärischer Parameter eingehen müßte. Das Verhältnis der beiden Signalkomponenten entspricht dem Depolarisationsverhältnis

$$\delta(z) = \frac{{}^{\perp}P\downarrow(z)}{{}^{\parallel}P\downarrow(z)}, \quad (77)$$

welches gemäß Gl. (33) aus den mit den separaten Meßkanälen 532h und 532v gemessenen Signalen ${}^{\perp}P_{532}$ und ${}^{\parallel}P_{532}$ oder gemäß Gl. (38) aus der in 532h oder in 532v gemessenen senkrechten Polarisationskomponente ${}^{\perp}P_{532}$ und dem Gesamtsignal P_{532} berechnet werden kann.

Zur Bestimmung des unbekanntes $P\downarrow(z)$ löst man das Gleichungssystem (75) bis (77) auf und erhält

$$P\downarrow(z) = P(z) \frac{\delta(z) + 1}{{}^{\perp}\eta_g \delta(z) + {}^{\parallel}\eta_g}. \quad (78)$$

Die Transmissionswerte ${}^{\perp}\eta_g$ und ${}^{\parallel}\eta_g$ werden durch die Transmissions- bzw. Reflexionseigenschaften der verwendeten Strahlteiler bestimmt, welche aus den entsprechenden Herstellerangaben entnommen werden können (vgl. Tabelle A7). ${}^{\perp}\eta_g$ und ${}^{\parallel}\eta_g$ beinhalten aber auch einen von Messung zu Messung variablen Anteil, der auf die optischen Neutralfilter vor dem Photomultiplier und auf die schwer meßbare Effizienz des Photomultipliers zurückzuführen ist und sich nicht ausreichend genau quantifizieren läßt. Diese variablen bzw. unbekanntes Anteile sind jedoch für ${}^{\perp}\eta_g$ und ${}^{\parallel}\eta_g$ gleich, da weder die Transmission der Neutralfilter noch die Photomultipliereffizienz von der Polarisationsrichtung des Lichts abhängt. Daher empfiehlt es sich, für weitere Betrachtungen nicht mehr die einzelnen Transmissionswerte ${}^{\perp}\eta_g$ und ${}^{\parallel}\eta_g$ zu verwenden, sondern das Transmissionsverhältnis

$$D_{\eta} = \frac{{}^{\perp}\eta_g}{{}^{\parallel}\eta_g}, \quad (79)$$

welches ausreichend genau aus den Herstellerangaben ermittelt werden kann. Stellt man deshalb Gl. (78) um,

$${}^{\parallel}\eta_g P\downarrow(z) = P(z) \frac{\delta(z) + 1}{D_{\eta} \delta(z) + 1}, \quad (80)$$

erhält man $P\downarrow(z)$ in Abhängigkeit von D_{η} .

Gl. (80) kann gut zur Korrektur der gemessenen Gesamtsignale bezüglich einer depolarisationsabhängigen Transmission herangezogen werden. Diese Gleichung sagt aus, daß sich das gemessene Signal $P(z)$ und das ankommende Signal $P\downarrow(z)$ nur um einen konstanten Faktor unterscheiden, wenn δ nicht höhenabhängig ist. In Wandinger [1994] wurde anhand von Lidarmessungen gezeigt, daß das Raman-Depolarisationsverhältnis im allgemeinen nicht von der Höhe abhängt, solange sich keine optisch dicken Eiskristalle in einem Temperaturbereich von $\Theta \geq -40$ °C im Meßvolumen befinden. Es wird vermutet, daß die Form der Eiskristalle in

solchen „warmen“ Cirruswolken sehr komplex ist und dadurch ein depolarisierend wirkender Vorwärtstreuungprozess verursacht wird. Mit Ausnahme solcher Cirrusmessungen kann man also annehmen, daß die Form der mit dem Aerosol-Ramanlidar in den Kanälen 387, 407, 607, Tn und Tf gemessenen Ramansignale von der depolarisationsabhängigen Gerätetransmission nicht beeinflusst wird und diese Signale deshalb nicht korrigiert werden müssen.

Demgegenüber kann das Depolarisationsverhältnis für elastische Streuprozesse Werte zwischen 0 und 0.5 annehmen und auch sehr variabel mit der Höhe sein. Daher müssen die in den Kanälen 355, 532g (erst seit dem Umbau der Empfängereinheit im März 2001 vorhanden) und 1064 gemessenen Signale bezüglich der depolarisationsabhängigen Transmission korrigiert werden, bevor sie zur Bestimmung von Partikel-Rückstreukoeffizienten verwendet werden dürfen. Der höhenunabhängige Faktor $\parallel\eta_g$ vor $P\downarrow(z)$ spielt bei der Berechnung von β^{par} nach der Raman- bzw. nach der Klettmethode keine Rolle (vgl. Abschnitt 3.2.2 und 3.2.4).

Die Korrekturfunktion

$$\frac{\delta(z) + 1}{D_\eta \delta(z) + 1}$$

ist in Abbildung 17 für verschiedene D_η in Abhängigkeit vom Depolarisationsverhältnis dargestellt. Generell ist die notwendige Korrektur geringer, wenn $^\perp\eta_g < \parallel\eta_g$ ist. Betrachtet man z.B. ein Depolarisationsverhältnis von 20%, wie es sehr oft in Eiswolken gemessen wird, und ein Verhältnis der Transmissionswerte von $^\perp\eta_g \approx 5 \parallel\eta_g$, so muß das gemessene Signal um 40% verringert werden. Im umgekehrten Fall, $^\perp\eta_g \approx 0.2 \parallel\eta_g$, müßte P nur um 15% erhöht werden.

Welche der beiden in Abbildung 17 dargestellten Varianten ($^\perp\eta > \parallel\eta$) oder ($^\perp\eta < \parallel\eta$) vorliegt, hängt von der Polarisationsrichtung des ausgesendeten Laserstrahls ab. Beim Aerosol-Ramanlidar gilt für den Meßkanal 355 $^h\eta = \parallel\eta$ und $^h\eta < ^v\eta$ (vgl. Tabelle A7). Damit liegt für diesen Meßkanal der ungünstigere Fall mit $^\perp\eta > \parallel\eta$ vor, der in Abbildung 17 durch die blau gestrichelte Kurve beschrieben wird. Der günstigere Fall ($^\perp\eta < \parallel\eta$), liegt für den Meßkanal 532g vor, für den gilt: $^h\eta = ^\perp\eta$ und $^h\eta < ^v\eta$ (grün durchgezogene Linie). Für das ausgesendete Licht bei 1064 nm ist der Polarisationszustand nicht bekannt [Spectra Physics, 1994]. Die beiden roten Kurven in Abbildung 17 sind deshalb nur als Einhüllende zu verstehen, d.h. sie geben die maximal möglichen Signalfehler an. Da der Fehler zudem immer kleiner als 5% ist, wird auf eine Korrektur der gemessenen 1064-nm-Gesamtsignale im allgemeinen verzichtet.

Die Korrektur der gemessenen Signale bei 355 nm erfolgt, indem aus δ_{532} nach Gl. (43) zunächst $\delta_{532}^{\text{par}}$ berechnet wird. Unter der Annahme, daß $\delta_{355}^{\text{par}} = \delta_{532}^{\text{par}}$, wird dann wiederum mit Hilfe von Gl. (43) δ_{355} ermittelt (Schritt A). Dabei kann für $\beta_\lambda^{\text{par}}$ zunächst β_{532}^{par} oder das unkorrigierte β_{355}^{par} eingesetzt werden. δ_{355} wird schließlich über Gl. (80) zur Korrektur des gemessenen Signals bei 355 nm verwendet (Schritt B), bevor aus diesem das korrigierte β_{355}^{par} abgeleitet werden kann (Schritt C). Durch eine iterative Wiederholung der Schritte A bis C kann erreicht werden, daß das korrigierte β_{355}^{par} nicht von dem im ersten Schritt verwendeten $\beta_\lambda^{\text{par}}$ abhängt. Die Iteration erfolgt, indem für $\beta_\lambda^{\text{par}}$ jeweils das Ergebnis β_{355}^{par} des vorhergehenden Iterationsschritts eingesetzt wird.

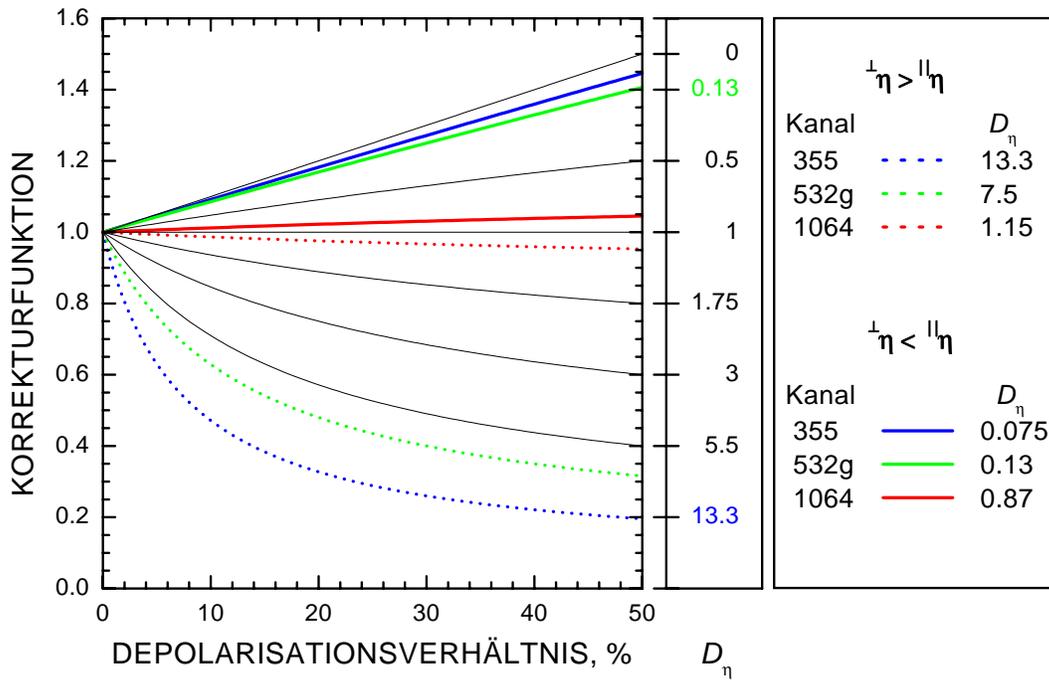


Abbildung 17: Korrekturfunktion für die depolarisationsabhängige Empfängertransmission in Abhängigkeit von δ gemäß Gl. (4.4). Die farbigen Linien stellen die Transmissionsverhältnisse des Aerosol-Ramanlidars für die drei Kanäle 355, 532g und 1064 dar, wobei jeweils die beiden Varianten ($\perp\eta > \parallel\eta$) und ($\perp\eta < \parallel\eta$) gezeigt sind. Die schwarzen Kurven wurden für verschiedene Transmissionsverhältnisse D_η berechnet, die neben der Grafik angegeben sind.

Die größte Unsicherheit dieses Korrekturverfahrens liegt in der Annahme $\delta_{355}^{\text{par}} = \delta_{532}^{\text{par}}$. Da es derzeit noch nicht möglich ist, gleichzeitig beide Depolarisationsverhältnisse mit dem Aerosol-Ramanlidar zu bestimmen und es auch sonst keine Lidarmessungen zum spektralen Verhalten des Depolarisationsverhältnisses gibt, läßt sich diese Annahme jedoch nicht umgehen. Die Annahme $\delta_{355}^{\text{par}} = \delta_{532}^{\text{par}}$ ist jedoch nicht ganz unbegründet, da die Streuprozesse in den im Vergleich zur Wellenlänge großen Eiskristallen durch die Gesetze der geometrischen Optik beschrieben werden können. Diese Gesetze besagen, daß die optische Partikeleigenschaften unabhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichts sind. Tatsächlich weisen der Partikel-Rückstreuoeffizient oder der Partikel-Extinktionskoeffizient in Cirruswolken meist einen neutralen spektralen Gang auf.

Das gleiche gilt für die Depolarisation, die durch Streuung an großen, nichtsphärischen Aerosolpartikeln, z.B. Wüstenstaub, hervorgerufen wird. Sind die Partikel so groß, daß die gemessenen Rückstreuoeffizienten und Extinktionskoeffizienten einen neutralen spektralen Gang aufweisen weil die Gesetze der geometrischen Optik gelten, sollten auch die Partikel-Depolarisationsverhältnisse keine Wellenlängenabhängigkeit zeigen. Einzig die Depolarisation durch Mehrfachstreuung kann nicht als wellenlängenunabhängig betrachtet werden. Sie tritt jedoch nur in optisch sehr dichten Wolken auf, und die entsprechenden Höhenbereiche werden

meist ohnehin nicht zur Datenauswertung herangezogen.

Der beste Weg, die Unsicherheiten der Rückstreuprofile aufgrund der Depolarisationskorrektur zu verringern besteht allerdings darin, geeignetere Strahlteiler für die Strahlseparations-einheit des Lidars zu verwenden, deren Reflexions- und Transmissionseigenschaften möglichst unabhängig von der Polarisationsrichtung des Lichts sind. Auf diese Weise nimmt D_η einen Wert nahe 1 an und die Korrektur ist nicht mehr nötig. Insbesondere auf die Verwendung von Quarzplatten ist bei der Konzeption einer verbesserten Strahlseparations-einheit zu verzichten.

Abbildung 18 zeigt am Beispiel der Messung vom 8.5.2000 die Auswirkungen der Transmissionskorrektur gemäß Gl. (80) auf das gemessene 355-nm-Signal und die daraus nach der Raman-Methode abgeleiteten Rückstreukoeffizienten. An diesem Tag befanden sich zwischen 6.8 und 11.2km stark strukturierte Cirruswolken im Meßvolumen. Das bei 532nm gemessene Depolarisationsverhältnis betrug in jenem Höhenbereich nur etwa 10%, das Partikel-Depolarisationsverhältnis etwa 12%. Das aus diesen beiden Größen nach Gl. (43) abgeleitete Depolarisationsverhältnis bei 355nm erreicht Werte um 9%, (siehe Abbildung 18 a). Gemäß Gl. (4.4) weicht für ein Depolarisationsverhältnis von 9% das gemessene vom korrigierten Signal um etwa 50% ab. Das bedeutet, daß das gemessene Signal um einen Faktor zwei zu groß ist, (siehe Abbildung 18 b). Das zeigt sich auch in den berechneten Rückstreukoeffizienten, wo durch die Anwendung der Transmissionskorrektur, unter Verwendung des gleichen Referenzwerts, die Werte z.B. im Maximum des β -Profils von 0.07 auf $0.035 \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ reduziert wurden, (siehe Abbildung 18 c). Versucht man dagegen, nur durch die Wahl eines anderen Referenzwerts den für Cirruswolken erwarteten neutralen spektralen Gang aus dem unkorrigierten Signal abzuleiten, würde das β -Profil in Höhenbereichen ohne Partikelstreuung, z.B. unterhalb von 6.8 km, negative Werte annehmen, siehe (Abbildung 18 d).

Es ist also für diesen Meßfall nur durch die Anwendung der Transmissionskorrektur möglich, sinnvolle β -Profile abzuleiten. Dieses Beispiel demonstriert auch, welche Risiken die oft verwendete Methode, den neutralen spektralen Gang in Cirren zu verwenden, um die Referenzwerte von Profilen des Rückstreukoeffizienten bei verschiedenen Wellenlängen aufeinander abzustimmen, in sich birgt. Soll diese Methode verwendet werden, muß vorher unbedingt überprüft werden, wie groß die zu erwartenden Abweichungen zwischen den gemessenen und den „ankommenden“ Signalen sind, bzw. ob die gemessenen Signale bezüglich der depolarisationsabhängigen Transmission korrigiert werden müssen. Gegebenenfalls sollte eine Möglichkeit zur Bestimmung des Depolarisationsverhältnisses in das entsprechende Lidar-System implementiert oder geeignetere Strahlteiler in der Empfängereinheit verwendet werden.

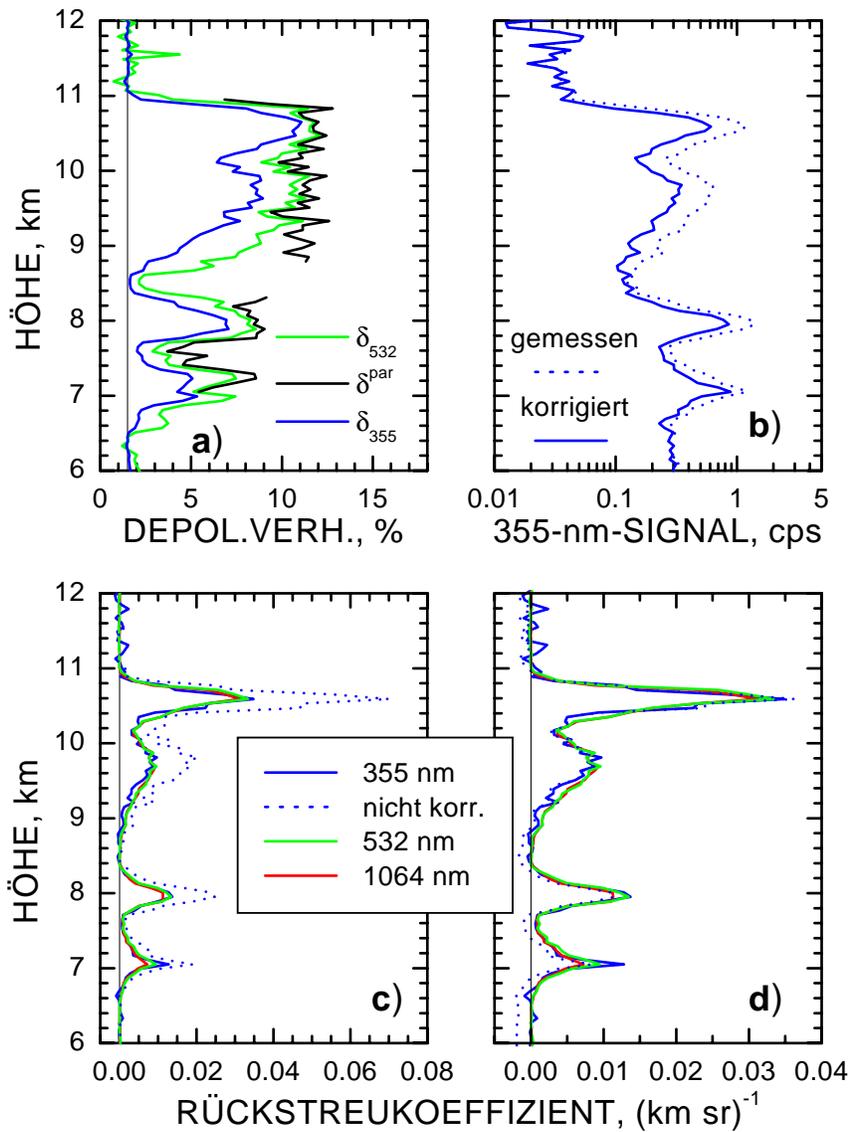


Abbildung 18: Korrektur der depolarisationsabhängigen Transmission am Beispiel der Messung vom 8.5.2000. Die vertikale Auflösung aller Profile beträgt 60 m. a) δ_{355} wurde aus δ_{532} und δ^{par} berechnet. b) Das gemessene und das gemäß Gl. (80) korrigierte Signal bei 355 nm in der Einheit cps (von engl. counts per second). c) Partikel-Rückstreuoeffizienten bei 355, 532 und 1064 nm. Die Referenzwerte wurden so gewählt, daß alle β in Höhenbereichen ohne Partikelstreuung (5-6.6 km und oberhalb von 11.2 km) im Mittel Null sind. d) wie c), allerdings wurde der Referenzwert für das unkorrigierte β_{355} -Profil jetzt so gesetzt, daß der spektrale Gang im Cirrus (zw. 9 und 11 km) neutral ist.

5 Analyse von einzelnen Lidarmessungen

In diesem Kapitel werden Anwendungsbeispiele präsentiert, die das Potential des in dieser Arbeit entwickelten Aerosol-Ramanlidars aufzeigen. Zunächst wird eine Saharastaub-Messung vorgestellt, wobei es erstmals gelungen ist, Saharastaub-Schichten nicht nur mit den bisher üblichen Parametern Depolarisationsverhältnis und Rückstreuoeffizient, sondern auch mit Temperatur- und Feuchteprofilen und vor allem mit Profilen des Extinktionskoeffizienten und des Lidarverhältnisses bei zwei Wellenlängen zu charakterisieren.

Anschließend wird eine Langzeitmessung diskutiert. Während dieser 5-tägigen Intensivmeßphase fand ein markanter Luftmassenwechsel statt. Außerdem wurden aus Nordamerika stammende Aerosolschichten beobachtet. Die Interpretation der hier gezeigten Lidarmessungen anhand detaillierter Trajektorienrechnungen unterstreicht die allgemeine Bedeutung von Trajektorienanalysen für die Auswertung von Messungen, die stark vom großskaligen Aerosoltransport beeinflusst sind.

Im dritten Beispiel wird die Bedeutung der simultanen Bestimmung von relativer Feuchte und optischen Aerosoleigenschaften herausgestellt. Neben der Größenverteilung und dem Brechungsindex beeinflusst die relative Feuchte maßgeblich die optischen Eigenschaften der Partikel. Zur besseren Vergleichbarkeit von Aerosolmessungen ist es daher oft angebracht, diesen Feuchteeffekt zu korrigieren bzw. zu eliminieren. Vorweg wird in Abschnitt 5.1 kurz auf die Berechnung der in dieser Arbeit verwendeten Trajektorien und auf die zugrunde liegenden Modelle eingegangen.

5.1 Berechnung der Trajektorien

Zur Klassifizierung und Interpretation der gemessenen Aerosolprofile werden Rückwärts-trajektorien herangezogen, die angeben, welchen Weg der Schwerpunkt eines Luftpaketes bis zu seinem Eintreffen am Ankunftsort genommen hat. Im AFS-Lidarnetz und im EARLINET-Projekt werden zwei Arten von Trajektorien verwendet, die mit unterschiedlichen Trajektorien-Modellen, basierend auf den Windfeldern unterschiedlicher numerischer Wettervorhersagemodelle, gewonnen werden.

Zur Interpretation und statistischen Analyse der Routinemessungen (vgl. Kap. 6) werden Trajektorien herangezogen, die vom Deutschen Wetterdienst täglich für alle Lidar-Standorte des

AFS-Lidarnetzes und seit Februar 2000 auch für alle EARLINET-Stationen berechnet werden. Diese DWD-Trajektorien reichen vier Tage (96 Stunden) zurück und stehen für zwei Ankunftszeiten (13:00 und 19:00 UTC) zur Verfügung, die etwa den Meßzeiten der Routinemessungen entsprechen. Sie werden für sechs Ankunfts-Druckniveaus (975, 850, 700, 500, 300 und 200 hPa) angegeben. Als Datenbasis für das Trajektorien-Modell des DWD [Kottmeier und Fay, 1998] dienten bis Dezember 1999 die Windfelder aus dem Europamodell des DWD und seitdem die Windfelder aus dem neuen GME¹-Modell des DWD. Die Windfelder beider Modelle stehen mit einer horizontalen Auflösung von etwa 60×60 km zur Verfügung [Ritter, 1998; Eixmann *et al.*, 2002].

Für die detaillierte Analyse von einzelnen Meßfällen in besonderen meteorologischen Situationen werden Trajektorien verwendet, die speziell für diese Fallstudien mit dem Trajektorien-Modell FLEXTRA berechnet werden [Stohl *et al.*, 1995]. Diese Trajektorien stehen mit einer hohen Auflösung der Ankuftshöhen (0.5 km) und Ankunftszeiten (drei Stunden) zur Verfügung und haben außerdem eine variable Länge. D.h., sie können auch für mehr als vier Tage zurückreichend berechnet werden, wenn es die zu beschreibende meteorologische Situation erfordert. Zur Berechnung der FLEXTRA-Trajektorien werden die Windfelder des ECMWF²-Modells herangezogen. Diese Winddaten stehen mit einer horizontalen Auflösung von 1° und einer Zeitauflösung von drei Stunden für die Nordhemisphäre zur Verfügung. Das FLEXTRA-Modell wurde in verschiedenen Experimenten [Stohl und Koffi, 1998; Baumann und Stohl, 1997; Stohl und Seibert, 1998] und an anderen Trajektorien-Modellen validiert [Stohl *et al.*, 2002].

Beide hier verwendeten Trajektorien-Arten werden mit dreidimensionalen Trajektorien-Modellen berechnet. Für solche Modelle betragen die Unsicherheiten im berechneten Pfad des Luftpakets im allgemeinen nur etwa 10%-20% der zurückgelegten Weglänge [Stohl, 1998], können aber bei Wetterlagen mit geringen Windgeschwindigkeiten auch höher sein. Sie sind geringer als die Unsicherheiten von isobaren oder isentropen Trajektorien-Modellen.

5.2 Saharastaub-Messung

Neben der Erstellung einer Aerosol-Klimatologie gibt es in EARLINET auch einen Schwerpunkt, der sich mit dem Ferntransport von Aerosolpartikeln (hier besonders von Saharastaub) in der freien Troposphäre befaßt [Papayannis *et al.*, 2001, 2002]. Mineralische Aerosolpartikel wie Wüstenstaub wurden bisher von Klimamodellen kaum beachtet, obwohl sie einen z.T. starken Einfluß auf das lokale Strahlungsfeld der Atmosphäre ausüben [Tegen und Lacis, 1996; Tegen *et al.*, 1996; Li *et al.*, 1996; Alpert *et al.*, 1998] und auch ihre Quellgebiete durch eine sich ständig ausweitende anthropogene Landnutzung anwachsen [Tegen und Fung, 1995].

Anhand der Beispielmessung vom 2.8.2001, die im Rahmen der EARLINET-Saharastaubmessungen durchgeführt wurde, werden die Möglichkeiten des Aerosol-Ramanlidars anhand

¹GME: von engl. Global Model and European model)

²ECMWF: von engl. European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

seines vollständigen Ergebnisspektrums beschrieben. In Abschnitt 5.2.1 wird die zeitliche und räumliche Entwicklung der Aerosolschichten anhand der Zeitverlaufsdarstellungen verschiedener optischer Partikeleigenschaften illustriert. Rückschlüsse auf die Herkunft dieser Schichten werden unter Verwendung von Trajektorien und einem Satellitenbild in Abschnitt 5.2.2 gezogen. In den Abschnitten 5.2.3 und 5.2.4 werden zeitlich gemittelte Profile der optischen Partikeleigenschaften und der meteorologischen Größen dargestellt und im Vergleich zu anderen Messungen von Wüstenstaub-Aerosol diskutiert. In Abschnitt 5.2.5 wird das Ergebnisspektrum des Aerosol-Ramanlidars kurz zusammengefaßt, mit dem anderer Lidargeräte verglichen, und es werden Möglichkeiten zu seiner Erweiterung aufgezeigt.

5.2.1 Zeitverlaufsdarstellungen

Abbildung 19 zeigt den Zeitverlauf der gesamten Messung zwischen 14:42 Uhr MESZ am 2.8.2001 und 04:55 Uhr MESZ am 3.8.2001. Dargestellt sind Profile des entfernungskorrigierten Signals bei 1064 nm. Diese qualitative Größe ist sehr gut geeignet, um die räumliche und zeitliche Entwicklung von optisch sehr dünnen Aerosolschichten und Wolken sowohl für Tag- als auch für Nachtmessungen hoch aufgelöst darzustellen, da bei dieser Wellenlänge das Verhältnis von

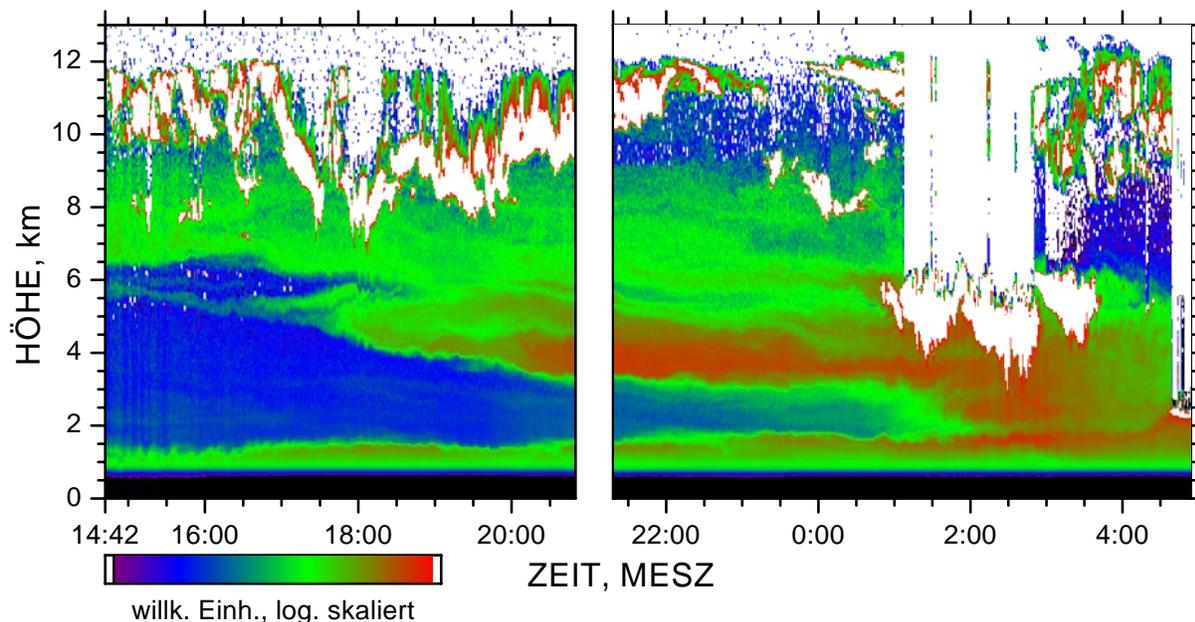


Abbildung 19: Entfernungskorrigiertes 1064-nm-Signal für die Beispielmessung vom 2.8.2001. Die Höhenauflösung beträgt 60 m, die Zeitauflösung 30 s. Die Farbkodierung (logarithmisch skaliert) wurde so gewählt, daß die grünen und roten Bereiche Aerosolschichten markieren. Die blauen Bereiche sind nahezu frei von Aerosolpartikeln und weiße Bereiche kennzeichnen Wolken bzw. Bereiche, in denen das gemessene Signal nicht stärker als das Hintergrundniveau ist.

Molekül- zu Partikelstreuung wesentlich günstiger ist als bei den kürzeren Wellenlängen. Da zur Erstellung von Abbildung 19 keine Eingabeparameter wie Radiosondenprofile, Kalibrierkonstanten o.ä. erforderlich sind, können solche Darstellungen schon im Verlauf der Messung erstellt werden und eignen sich somit sehr gut zur Meßüberwachung und -koordinierung.

Bereits zu Beginn der Messung wurden eine Aerosolschicht zwischen 6.5 und 9 km Höhe und darüberliegende Cirruswolken in ca. 10 bis 12 km Höhe beobachtet. Im Verlauf des Nachmittags traten in dieser Aerosolschicht, die im folgenden als Schicht 2 bezeichnet wird, auch optisch dicke Cirruswolken auf. Gleichzeitig wurde eine weitere Aerosolschicht (Schicht 1) zwischen 3 und 6 km herantransportiert. Zwischen der Grenzschicht, die etwa bis 1.5 km Höhe reichte, und Schicht 2 verblieb jedoch ein nahezu partikelfreier Bereich. Mit Einsetzen der Dunkelheit wurde der Meßbetrieb des Aerosol-Ramanlidars um 20:50 MESZ unterbrochen und vom Tag- auf den Nachtmodus umgestellt; die Ramankanäle wurden in Betrieb genommen und die optischen Neutralfilter vor den anderen Meßkanälen wurden hinsichtlich des veränderten Hintergrundlichts optimiert.

Nach dieser kurzen Unterbrechung wurden weiterhin die beiden Aerosolschichten in der freien Troposphäre, Schicht 1 von 3 bis 5.5 km und Schicht 2 von 5.5 bis 10 km beobachtet. In dieser Nacht bewegte sich eine Warmfront von Süden auf Leipzig zu und im Verlauf ihrer Annäherung sank die Unterkante von Schicht 1 langsam ab. Gegen 0:30 Uhr MESZ befanden sich Altocumuluswolken zwischen 4 und 6 km Höhe im Meßvolumen. Ab diesem Zeitpunkt war eine klare Trennung zwischen der Grenzschicht und Schicht 1 nicht mehr möglich. Gegen 4:50 Uhr MESZ wurden optisch sehr dichte, tiefe Wolken bei 2 km beobachtet und die Messung musste abgebrochen werden, da kurz darauf ein leichter Nieselregen einsetzte.

Ein ganz ähnliches Bild der Meßsituation zeichnet in Abbildung 20 auch die Zeitserie des Depolarisationsverhältnisses δ bei 532 nm. Anhand dieser Darstellungsweise (die sich ebenfalls für Tag- und für Nachtmessungen eignet) lassen sich die verschiedenen Aerosol- und Wolkentypen jedoch leichter unterscheiden. Die Cirruswolken mit $\delta \geq 0.1$ erscheinen rot. Die Wasserwolken haben im allgemeinen δ -Werte kleiner als 0.0142 (violett oder schwarz), zeigen jedoch besonders in den unteren Wolkenteilen auch rote Bereiche, in denen die erhöhte Depolarisation auf eine Mischung aus Staubpartikeln und ausfallenden Eisparkeln zurückzuführen sein könnte (vgl. Kap. 3.3). Mehrfachstreuungsprozesse, die ebenfalls eine erhöhte Depolarisation bewirken, kommen hier nicht in Frage, da dieser Effekt zu einer durchweg erhöhten Depolarisation in der gesamten Wolke führen würde und somit die blauen Bereiche über den roten nicht erklärt werden könnten. Die Schichten in der freien Troposphäre mit δ -Werten zwischen 0.05 und 0.1 erscheinen grün bis orange, demgegenüber ist das Grenzschichtaerosol ($\delta \approx 0.02$) blau eingefärbt.

Diese Darstellungsweise erlaubt also im Gegensatz zu Abbildung 19 auch in der zweiten Nachthälfte eine eindeutige Unterscheidung zwischen dem Aerosol in Schicht 1 (gelb bis rot), das aufgrund der Nichtsphärizität der Staubpartikel eine stark depolarisierende Wirkung hat, und dem weniger depolarisierenden Grenzschichtaerosol (blau). Man erkennt, daß gegen Ende der Messung nichtsphärische Staubpartikel in die Grenzschicht eingetragen werden.

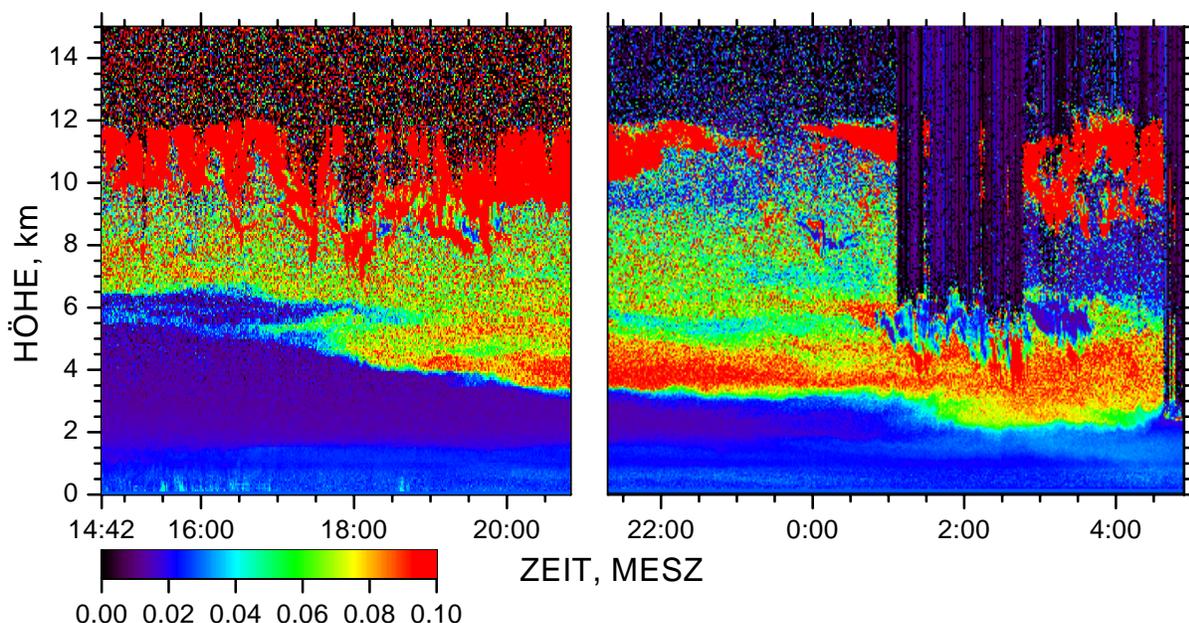


Abbildung 20: Depolarisationsverhältnis bei 532 nm für die Beispielmessung vom 2.8.2001. Die Höhenauflösung beträgt 60 m, die Zeitauflösung 30 s.

Abbildung 21 zeigt die Zeitserie des Partikel-Rückstreukoeffizienten bei 532 nm. Diese Darstellung ermöglicht es, die Interpretation der Messung noch weiter zu differenzieren. Sie erlaubt — im Gegensatz zur qualitativen Darstellung der entfernungskorrigierten Signale in Abbildung 19 — quantitative Aussagen zur Rückstreuintensität der verschiedenen Aerosolschichten. Allerdings konnten die Profile nur für den Nacht-Zeitraum (nach 21:21 Uhr MESZ) mit der Raman-Methode (vgl. Abschnitt 3.2.2) berechnet werden. Für den Tag-Abschnitt der Messung (14:42 - 20:50 Uhr) mußten die einzelnen Profile mit der Klett-Methode (vgl. Abschnitt 3.2.4) ermittelt werden, wobei hier für das Lidarverhältnis der aus der Nachtmessung ermittelte Wert von $S \approx 50$ sr angenommen wurde. Man erkennt in Abbildung 21, daß die Partikel-Rückstreukoeffizienten in Schicht 2 im Verlauf der Messung langsam aber stetig geringer wurden, in Schicht 1 jedoch in der Nacht deutlich höher waren als am frühen Abend.

Die fünf farbigen Symbole in Abbildung 21 zeigen die Ankunftszeiten und -höhen von Trajektorien, die die Herkunft der Aerosolschichten in der freien Troposphäre anzeigen (vgl. Abschnitt 5.2.2). Für die ersten beiden Stunden der Nachtmessung wurden zeitlich gemittelte Vertikalprofile des gesamten Ergebnisdatensatzes berechnet, die eine quantitative Diskussion der optischen Partikeleigenschaften (vgl. Abschnitt 5.2.3) sowie der meteorologischen Bedingungen (vgl. Abschnitt 5.2.4) erlauben.

5.2.2 Herkunft der Aerosolschichten

Abbildung 22 zeigt eine Auswahl der Trajektorien, die mit dem Trajektorien-Modell FLEXTRA speziell zur Interpretation der Messung vom 2.8.2001 berechnet wurden. Die Trajektorien

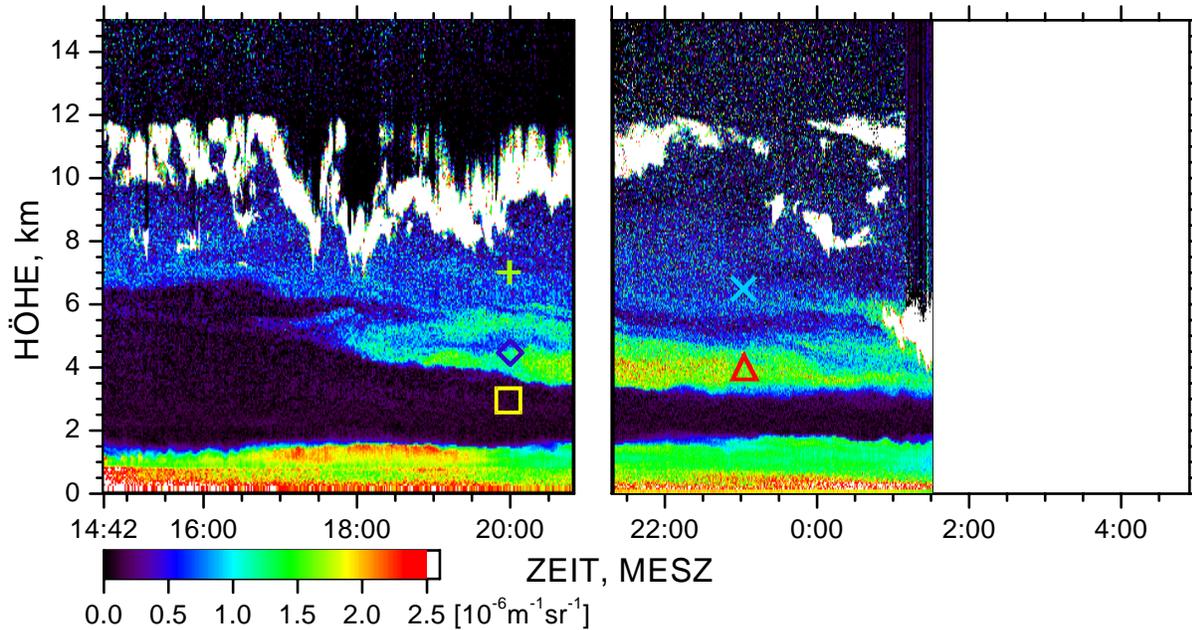


Abbildung 21: Partikel-Rückstreukoeffizient bei 532 nm für die Beispielmessung vom 2.8.2001. Für den Zeitraum 14:42–20:50 Uhr wurden die Profile mit der Klett-Methode (vgl. 3.2.4) und nach 21:21 Uhr mit der Raman-Methode (vgl. 3.2.2) berechnet. Die Höhenauflösung beträgt 60 m, die Zeitauflösung 30 s. Für die Zeit nach 1:30 Uhr konnten keine Profile berechnet werden, da das Referenzsignal in den Wolken bei 5 km so stark geschwächt wurde, daß es nicht möglich war, einen Referenzwert zu setzen. Die fünf farbigen Symbole zeigen die Ankunftszeiten und -höhen der Trajektorien aus Abbildung 22.

reichen fünf Tage zurück. Man erkennt, daß der Ursprung der Aerosolschichten in der freien Troposphäre in den Wüstengebieten Nordafrikas lag, es sich also bei den hier beobachteten Partikeln tatsächlich um Saharastaub handelt. Die im rechten Teil von Abbildung 22 gezeigte Entwicklung der Trajektorienhöhen zeigt jedoch, daß nur eines der Luftpakete (rote Dreiecke; Ankunftszeit und -höhe: 23:00 Uhr bzw. 4 km) Staubpartikel in Bodennähe aufgenommen haben kann. Die anderen Staubschleier entstanden vermutlich, als bereits vorher aufgewirbelte Partikel von der Luftströmung in Höhen um 500 hPa erfaßt wurden. Die Trajektorie für 20:00 Uhr und 3 km (gelbe Quadrate) zeigt, daß für den partikelarmen Bereich oberhalb der Grenzschicht eindeutig eine andere Luftmasse, die vom Nordatlantik herantransportiert wurde, verantwortlich war.

In Abbildung 23 erkennt man die horizontale Ausdehnung der über Leipzig beobachteten Saharastaub-Schicht. Das Satellitenbild wurde im sichtbaren Spektralbereich mit dem Satelliten NOAA 16 am 2.8.2001 um 12:54 UTC aufgenommen [Wienzek, 2001]. In dieser Aufnahme sieht man, daß das westliche Mittelmeer von in der Aufnahme gelblich erscheinenden Staubschleiern überzogen war. Aus Satellitenbildern erkennt man zwar sehr gut die horizontale

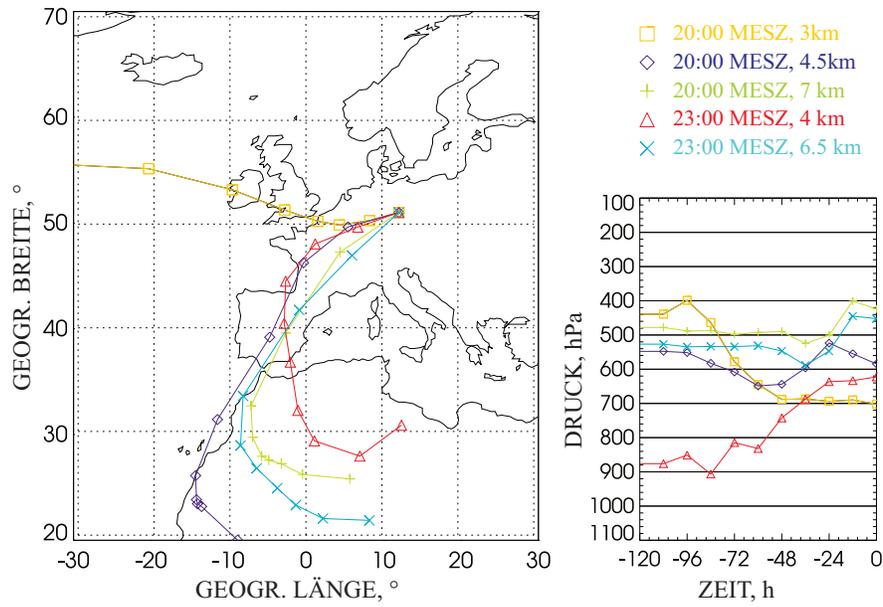


Abbildung 22: Analytische Rückwärtstrajektorien, berechnet mit dem Trajektorien-Modell FLEXTRA für den Ankunftsort Leipzig.



Abbildung 23: Satellitenbild im sichtbaren Spektralbereich, aufgenommen mit dem Satelliten NOAA 16 am 2.8.2001 um 12:54 UTC [Wienzek, 2001].

Ausdehnung von Aerosolschichten, aber nicht, in welchen Höhen sich die Wüstenstaubschichten befanden und wie mächtig sie waren. Solche Fragen können jedoch durch Lidarmessungen beantwortet werden. So wurden z.B. die Saharastaub-Schichten am 2. und 3.8.2001 an fast allen Lidarstationen des EARLINET-Projekts beobachtet. Dieser Staubausschub war hinsichtlich der räumlichen Ausdehnung und auch bezüglich der vertikalen Erstreckung der Staubschichten (3-10 km) das bisher größte mit Lidarmessungen dokumentierte Transportereignis von Saharastaub über dem europäischen Kontinent [Papayannis *et al.*, 2001, 2002].

5.2.3 Profile optischer Partikeleigenschaften

Abbildung 24 zeigt zeitlich gemittelte Vertikalprofile der optischen Partikeleigenschaften und der meteorologischen Größen, die mit dem Aerosol-Ramanlidar bestimmt werden können. Als Mittelungszeitraum wurden die ersten beiden Stunden der Nachtmessung vom 2.8.2001, zwischen 21:21 und 23:17 Uhr MESZ gewählt. In diesem Zeitraum waren die Aerosolschichten relativ homogen und nur oberhalb von 10 km traten dünne Cirruswolken auf (vgl. Abbildungen 19 bis 21).

Abbildung 24 a zeigt mit einer Höhenauflösung von 60 m die ungeglätteten Profile des Partikel-Rückstreuoeffizienten bei den drei Wellenlängen 355, 532 und 1064 nm. Sie wurden nach der Raman-Methode berechnet. Die Profile verdeutlichen noch einmal die Schichtstrukturen, die bereits in Abbildung 21 sichtbar waren. In der Grenzschicht zeigen die Profile eine deutliche Wellenlängenabhängigkeit. In der darüberliegenden Schicht zwischen 2 und 3 km sind die Partikel-Rückstreuoeffizienten nahezu Null. Auch die Unterteilung der Saharastaub-Schicht in Schicht 1 von 3 bis 5.5 km und Schicht 2 von 5.5 bis 10 km wird sichtbar, wobei die β^{par} -Werte in Schicht 1 mit etwa $0.0017 \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ höher sind als in Schicht 2 mit ca. $0.0005 \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Zwischen 10 und 12 km erscheint die Cirruswolke im Profil. Sowohl in dieser Wolke, als auch in den beiden Staubschichten darunter ist der spektrale Gang der Rückstreuoeffizienten annähernd neutral, d.h. die β^{par} -Werte sind bei den drei Wellenlängen fast gleich. Die Unsicherheiten dieser Profile sind allgemein kleiner als 5%.

In Abbildung 24 b sind die Profile der Partikel-Extinktionskoeffizienten bei 355 und 532 nm dargestellt, die nach der Raman-Methode (vgl. Abschnitt 3.2.1) berechnet wurden. Die Extinktionsprofile wurden durch gleitende Mittelung vertikal so geglättet, daß ihre Unsicherheiten aufgrund des statistischen Signalrauschens immer kleiner als 20% sind. Die Glättungslänge beträgt in der Grenzschicht und in Schicht 1 für beide Profile 660 m. Zwischen 5.5 und 10 km wurde das $\alpha_{532}^{\text{par}}$ -Profil mit 1260 m und das $\alpha_{355}^{\text{par}}$ -Profil mit 1860 m geglättet. Im Cirrus haben beide Profile wieder die gleiche Auflösung von 1260 m.

Die Überlappung des ausgesendeten Laserstrahls mit dem Gesichtsfeld des Empfangsteleskops ist beim Aerosol-Ramanlidar erst in einer Höhe von $z_{\text{ovl}} = 3 \text{ km}$ vollständig. Unterhalb dieser Höhe müssen die Ramansignale mit der experimentell bestimmten Überlappungsfunktion korrigiert werden (vgl. Abschnitt 3.2.1). Diese Korrektur ist beim Aerosol-Ramanlidar jedoch

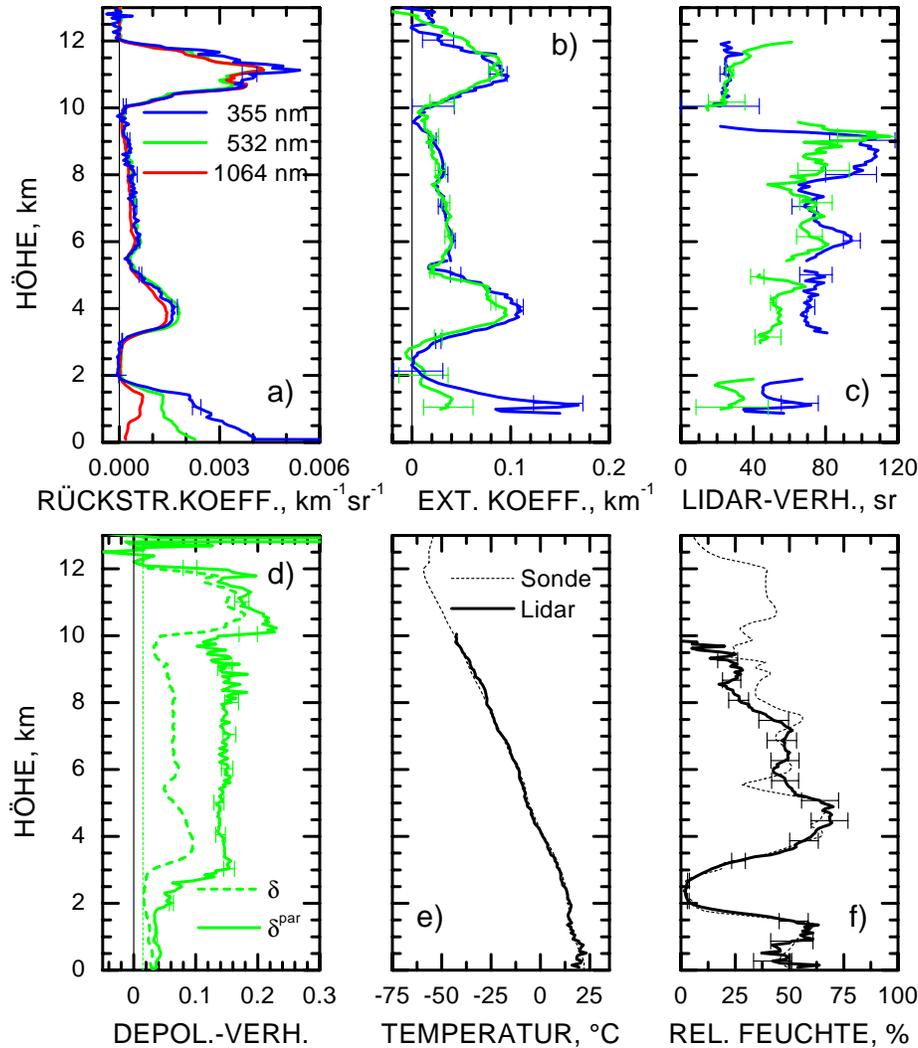


Abbildung 24: Beispielmessung mit dem Aerosol-Ramanlidar vom 2.8.2001. In a) - d) sind die Profile von β^{par} , α^{par} , $S_{\lambda_0}^{\text{par}}$, δ^{par} , δ und δ^{rayl} (dünn gestrichelte Linie) bei 355 nm (blau), 532 nm (grün) und 1064 nm (rot) dargestellt. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler über 5%. In e) und f) sind Temperatur- bzw. Feuchteprofile dargestellt, die mit Radiosonden bzw. mit dem Lidar gemessen wurden. Die Unsicherheiten des Lidar-Temperaturprofils sind zwischen 1.5 und 8 km kleiner als 1 K, ansonsten kleiner als 2.5 K. Die Fehlerbalken in f) wurden nach Gl. (70) berechnet.

nur oberhalb von 1 km möglich und führt zu absoluten Fehlern von etwa 0.01 km^{-1} im Höhenbereich zwischen 1 und 3 km. Daraus resultieren die negativen Werte für 532 bei etwa 2.7 km Höhe.

Ähnlich wie die Profile der Rückstreuoeffizienten zeigen die Extinktionsprofile einen neutralen spektralen Gang im Cirrus und in Schicht 2. In Schicht 1 ist jedoch $\alpha_{355}^{\text{par}}$ etwas größer als $\alpha_{532}^{\text{par}}$.

Dies kann mit der höheren Absorption von Mineralstaub bei der kürzeren Wellenlänge erklärt werden. Einen ähnlichen Effekt würde man aber auch beobachten, wenn die Partikel in Schicht 1 wesentlich kleiner als in Schicht 2 waren. Integriert man die Extinktionswerte über die Höhe, erhält man für jede der beiden Saharastaub-Schichten Werte von 0.13 für die optische Dicke bei 532 nm, also einen Gesamtwert von 0.26. Der Cirrus hatte demgegenüber nur eine optische Dicke von 0.15.

Abbildung 24 c zeigt die Profile der Partikel-Lidarverhältnisse bei 355 und 532 nm. Die Profile der Rückstreukoeffizienten wurden vor der Verhältnisbildung mit den gleichen Mittelungslängen wie die Extinktionsprofile in Abbildung 24 b geglättet. Die Unsicherheiten der Lidarverhältnisprofile werden im wesentlichen durch die Unsicherheiten der Extinktionsprofile bestimmt. Es wurden nur Profilstücke innerhalb der Aerosolschichten dargestellt, da in nahezu partikelfreien Höhenbereichen S nicht definiert ist (vgl. Abschnitt 3.2.3). Die Lidarverhältnisse im Cirrus zeigen bei beiden Wellenlängen typische Werte von 10–25 sr [Ansmann *et al.*, 1993; Del Guasta, 2001]. Die Werte in den Saharastaub-Schichten betragen 50–75 sr. Entsprechend den Befunden der Extinktions- und Rückstreuprofile ist in Schicht 1 das Partikel-Lidarverhältnis bei 532 nm geringer als das bei 355 nm. Solch unerwartet hohen Werte von S wurden in der Literatur bisher nicht veröffentlicht. Sie sind vermutlich auf Nichtsphärizitätseffekte zurückzuführen, durch die die Rückstreukoeffizienten etwa um einen Faktor 2–3 gegenüber denen von Kugeln mit gleicher Oberfläche reduziert werden [Mishchenko *et al.*, 1997; Mattis *et al.*, 2002b].

Abbildung 24 d zeigt die Profile des Depolarisationsverhältnisses und des Partikel-Depolarisationsverhältnisses bei 532 nm (vgl. Abschnitt 3.3). Im δ -Profil erkennt man deutlich die gleichen Strukturen wie schon in Abbildung 20, mit geringen Werten um 0.02 in der Grenzschicht und erhöhten Werten von bis zu 0.1 in Schicht 1 und bis zu 0.06 in Schicht 2. Im Cirrus finden sich Depolarisationsverhältnisse von etwa 0.15. Die hohen Werte in den Aerosolschichten der freien Troposphäre sind ein eindeutiger Indikator für das Vorhandensein von nicht-sphärischen Aerosolpartikeln. Sie können nicht durch Mehrfachstreuung verursacht worden sein, da die optischen Dicken der Staubschichten dafür zu gering waren [Wandinger *et al.*, 1994].

Gegenüber dem δ -Profil zeigt das δ^{par} -Profil eine etwas andere Struktur. Auch hier finden sich die geringsten Werte (0.04) in der Grenzschicht und die höchsten (um 0.2) im Cirrus. Jedoch gilt $\delta^{\text{par}} \approx 0.15$ für beide Saharastaub-Schichten gleichermaßen. Ebenfalls Werte von etwa 0.15 fanden Chazette *et al.* [2001] in Saharastaub-Messungen über den Azoren. Lidarmessungen in Japan zeigen für Wüstenstaub aus Zentralasien δ -Werte von 0.05 bis 0.2 [Murayama *et al.*, 1998, 2001b] und δ^{par} -Werte von 0.1 bis 0.22 [Iwasaka *et al.*, 1988].

Das nahezu höhenkonstante δ^{par} -Profil deutet an, daß die Partikel in allen Höhen ähnliche Partikelformen aufwiesen. Mishchenko *et al.* [1997] nehmen an, daß Wüstenstaub-Partikel gut durch eine Größenverteilung von Sphäroiden (Oblaten, Prolaten) beschrieben werden können. Die hier gezeigte Messung, insbesondere die sehr hohen Lidarverhältnisse stehen mit diesen Modellannahmen in Einklang.

5.2.4 Profile meteorologischer Größen

Abbildung 24e zeigt Temperaturprofile, die mit dem Aerosol-Ramanlidar und, zum Vergleich, mit einer Radiosonde gemessen wurden. Die zur Berechnung des Temperaturprofils verwendeten Kalibrierkonstanten, die Nahfeld-Korrekturfunktion sowie die Fehler des Temperaturprofils wurden nach den in Kapitel 4.1 beschriebenen Verfahren ermittelt. Die Rotations-Ramansignale wurden durch gleitende Mittelung vertikal so geglättet, daß die Unsicherheiten des abgeleiteten Temperaturprofils aufgrund des statistischen Signalrauschens möglichst immer kleiner als 1 K sind. Die Glättungslängen betragen unterhalb von 1.5 km 60 m, zwischen 1.5 und 3.7 km 300 m, zwischen 3.8 und 5.3 km 660 m und oberhalb von 5.3 km 1260 m. Unterhalb von 1.5 km kommt zur statistischen Unsicherheit der Signale noch die Unsicherheit der Nahfeld-Korrekturfunktion hinzu (vgl. Abschnitt 4.1.1), sodaß die Unsicherheit des berechneten Temperaturprofils in diesem Höhenbereich etwa 2.5 K beträgt (vgl. Abschnitt 4.1.4). In dieser Beispielmessung wurden die Rotations-Ramansignale aufgrund der hohen optischen Dicke der Staubschichten und der Cirruswolke so stark geschwächt, daß es nicht möglich war, das Temperaturprofil oberhalb von 10 km Höhe abzuleiten. Wird der Temperaturgradient von Schicht 1 bis zum Boden extrapoliert, ergibt sich eine Temperatur, die etwa 5–10 °C über der tatsächlich beobachteten Bodentemperatur liegt. Die aus dem Temperaturgradienten von Schicht 2 extrapolierte Bodentemperatur liegt noch einmal einige K darüber. Die potentielle Temperatur in Schicht 1 war höhenkonstant, während sie in der darüberliegenden Schicht 2 mit der Höhe zunahm. D.h., die untere Staubschicht war die neutral geschichtet und die darüberliegende stabil.

Zur Berechnung des Feuchteprofils in Abbildung 24f wurden das Temperaturprofil aus Abbildung 24e sowie das Profil des Wasserdampf-mischungsverhältnisses, welches mit den gleichen Mittelungslängen geglättet wurde, verwendet. Die Fehler wurden nach Abschnitt 4.3 ermittelt und betragen etwa 5% bis 10%. In der Grenzschicht betrug die relative Feuchte etwa 50%, das Wasserdampf-mischungsverhältnis lag bei 8 g/kg. Die darüberliegende partikelarme Schicht ist mit etwa 3% sehr trocken. In der Saharastaub-Schicht 1 wurden Feuchtwerte von 50% bis 70% und ein Wasserdampf-mischungsverhältnis von bis zu 4 g/kg bei Umgebungstemperaturen von etwa 0 °C beobachtet. Über der Sahara befand sich dieses Luftpaket in etwa 1 km Höhe (vgl. Abbildung 22). Nimmt man jetzt an, daß das Luftpaket während seines Aufstiegs adiabatisch abgekühlt wurde, betrug die Temperatur über der Sahara etwa 30 °C. Bei dieser Umgebungstemperatur entspricht die absolute Feuchte von 4 g/kg einem für Wüstenverhältnisse durchaus plausiblen Wert von etwa 10%.

5.2.5 Zukünftige Erweiterungen des Ergebnisspektrums

Abschließend sei noch erwähnt, daß sich aus den mit dem Aerosol-Ramanlidar bestimmbar optischen Partikeleigenschaften (drei Partikel-Rückstreuoeffizienten und zwei Partikel-Extinktionskoeffizienten) mit einem Inversions-Algorithmus die mikrophysikalischen Partikeleigenschaften effektiver Radius, Volumenkonzentration, Oberflächenkonzentration, Anzahlkon-

zentration sowie der komplexe Brechungsindex ableiten lassen, aus denen dann mit Mie-Rechnungen [Bohren und Huffman, 1983] auch die Einfachstreu-Albedo des Aerosols berechnet werden kann [Müller *et al.*, 2001; Eixmann *et al.*, 2002]. Die Anwendbarkeit des Algorithmus ist jedoch auf Aerosole mit effektiven Radien unter $0.25\ \mu\text{m}$ und kugelförmige Partikel beschränkt. Aufgrund des sehr starken Einflusses der nichtsphärischen Partikelform auf die Rückstreuoeffizienten ist der Inversionsalgorithmus auf die hier vorliegende Messung nicht anwendbar.

Das volle Ergebnisspektrum des Aerosol-Ramanlidars kann derzeit nur aus Nachtmessungen gewonnen werden, da der Tageslichthintergrund für die schwachen Ramansignale, mit Ausnahme der Rotations-Ramansignale, zu hoch ist. Goldsmith *et al.* [1998] und Turner *et al.* [2001] haben gezeigt, daß sich der Signalhintergrund der Vibrations-Rotations-Ramansignale von Stickstoff und Wasserdampf durch den Einsatz schmalbandigerer Interferenzfilter ($\leq 0.4\ \text{nm}$) und eines kleinen Empfängergesichtsfeldes ($\leq 0.3\ \text{mrad}$) soweit reduzieren läßt, daß die Bestimmung des Wasserdampfmischungsverhältnisses, des Partikel-Rückstreuoeffizienten und des Partikel-Extinktionskoeffizienten zumindest in der Grenzschicht auch am Tag möglich ist. Auch das Aerosol-Ramanlidar wird in dieser Hinsicht gegenwärtig weiter verbessert.

5.3 Langzeitmessung

In der Woche vom 11. bis zum 15. Mai 1998 fand eine Intensivmeßphase des deutschen Lidarnetzes während einer Hochdruckwetterlage statt. Abbildung 25 zeigt zwei Zeitverlaufsdarstellungen des entfernungskorrigierten Signals bei $1064\ \text{nm}$, die im Rahmen dieser Kampagne mit dem Aerosol-Ramanlidar gewonnen wurden. Der Zeitraum vom 11.5., 15:10 Uhr MESZ, bis zum 12.5., 22:55 Uhr MESZ, wurde durch kontinentale Luftmassen mit hoher Aerosolbelastung bestimmt. Demgegenüber wurden im Zeitraum vom 14.5., 15:10 Uhr MESZ, bis zum 16.5., 00:20 Uhr MESZ, partikelarme, polare Luftmassen nach Mitteleuropa transportiert. In diesem Abschnitt soll eine Gegenüberstellung der beiden Zeiträume zunächst zeigen, wie stark sich die Luftmassen hinsichtlich der gemessenen Aerosolcharakteristiken unterscheiden.

Am 11./12. Mai reichte die in Abbildung 25 rot eingefärbte atmosphärische Grenzschicht bis ca. 2–3 km Höhe. Sie wies keinen deutlichen Tagesgang auf. Durch großräumige Absinkbewegungen unter dem Einfluß eines Hochdruckgebiets über Skandinavien wurden starke konvektive Vertikalbewegungen in der Grenzschicht behindert, und es konnten sich keine Quellwolken ausbilden. Demgegenüber lag die Grenzschichthöhe am 14./15. Mai zunächst bei 1 km und wuchs nach dem Sonnenaufgang am 15.5. auf ca. 2,5 km an. Am Nachmittag wurden dann dichte konvektive Wolken an der Grenzschichtoberkante beobachtet, die in Abbildung 25 als weiße Flecken zu erkennen sind.

In beiden Fällen wurden Aerosolschichten in der freien Troposphäre beobachtet, die man in den Abbildungen als gelbe Bereiche oberhalb der Dunstschicht erkennen kann. Die Herkunft dieser Schichten kann mit der Analyse von ausgewählten Trajektorien (vgl. Abbildung 26) ermittelt werden. So erkennt man aus den Trajektorien vom 12.5., 5:00 Uhr MESZ, daß die

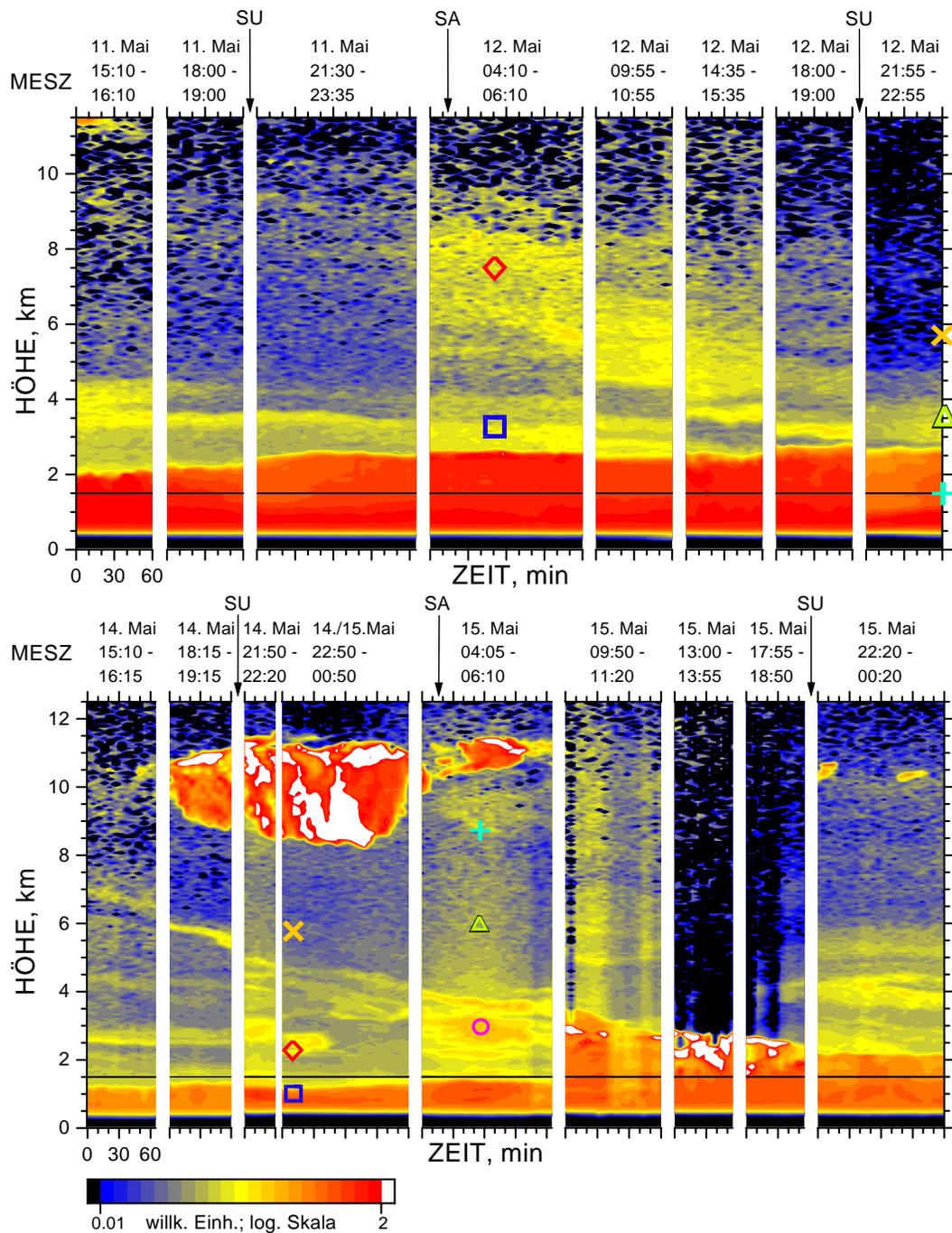


Abbildung 25: Zeitreihen einzelner Aerosolmessungen vom 11./12. Mai (oben) und vom 14./15. Mai 1998 (unten) anhand des entfernungskorrigierten Signals bei 1064 nm. Die Höhenauflösung beträgt 60 m und die Zeitaufösung 5 min. Über den einzelnen Blöcken sind die jeweiligen Meßzeiten angegeben. Die Pfeile markieren Sonnenuntergang (SU) bzw. -aufgang (SA). Die schwarzen Linien zeigen das 850-hPa-Niveau, die farbigen Symbole die Ankunftshöhen und -zeiten der Trajektorien in Abbildung 26.

während der Messung nach Sonnenaufgang am 12. Mai beobachtete Schicht zwischen 5 und 9 km von Nordafrika herantransportiert wurde. Die Schicht zwischen der Dunstschichtoberkante und 4.5 km könnte auf Wüstenstaub zurückzuführen sein, der von Afrika auf den Atlantischen Ozean hinausgeweht wurde.

Die Trajektorien zur Nachtmessung vom 12. Mai zeigen, daß das Grenzschichtaerosol (vgl. Trajektorie in 1.5 km Höhe) seinen Ursprung in Ost- bzw. Mitteleuropa hatte. Die Aerosolschicht zwischen der Dunstschichtoberkante und 5 km Höhe stammte wieder aus der Sahara-Region, während die Trajektorie für den nahezu partikelfreien Bereich darüber auch keine Aerosolquelle erkennen läßt; das Luftpaket wurde über sieben Tage immer oberhalb von 6 km transportiert.

Für die Nachtmessung vom 14. Mai zeigen die Trajektorien aus dem unteren Teil von Abbildung 26, daß zu diesem Zeitpunkt polare Luftmassen nach Leipzig advehiert wurden. Die Aerosolschicht zwischen 2 und 3 km Höhe wurde vom nordamerikanischen Kontinent herantransportiert und die wiederum nahezu partikelfreie Luftmasse darüber hatte ihren Ursprung über dem zentralen Atlantischen Ozean. Auch die Trajektorien für die am 15. Mai nach Sonnenaufgang beobachteten Schichten bis zu 10 km Höhe kamen aus Nordamerika. Solche Ferntransporte von Aerosolpartikeln von Nordamerika nach Mitteleuropa über Zeiträume von 5 bis 10 Tagen sind aus der Literatur durchaus bekannt [Stohl und Trickl, 1999; Eixmann *et al.*, 2002]. In Forster *et al.* [2001] wurde der Ferntransport von Waldbrandpartikeln aus Westkanada, die u.a. auch mit dem Aerosol-Ramanlidar in Leipzig beobachtet wurden, berichtet.

In Abbildung 26 sind nicht nur ausgewählte 7-Tage-Trajektorien zur Herkunftsanalyse einzelner Aerosolschichten eingezeichnet, sondern außerdem für beide Zeiträume 4-Tage-Trajektorien dargestellt, die in 850 hPa mit einem Zeitabstand von 3 h zwischen 17:00 Uhr am ersten Tag und 23:00 Uhr MESZ am zweiten Tag ankamen. Diese Trajektorien entsprechen den 850-hPa-DWD-Trajektorien, die für jede Routinemessung zur Verfügung stehen und unter den meisten meteorologischen Situationen die Strömungsverhältnisse im oberen Teil der Grenzschicht beschreiben. Solche Trajektorien werden in Kapitel 6 zur statistischen Analyse von mittleren optischen Partikeleigenschaften in der Grenzschicht verwendet. In Abbildung 26 erkennt man anhand dieser Trajektorien die Ankunft von kontinentalen Luftmassen am 11./12. Mai und von polaren Luftmassen am 14./15. Mai.

Abbildung 27 zeigt anhand von Profilen optischer Aerosoleigenschaften einen quantitativen Vergleich zwischen den beiden Zeiträumen vom 11./12. und 14./15. Mai. Dabei dienen die Nachtmessungen vom 12. und vom 14. Mai als Beispiele, wobei die Ankunftshöhen der zugehörigen 23-Uhr-Trajektorien durch die in Abbildung 26 verwendeten Symbole markiert sind. Am 12.5. waren die Rückstreuoeffizienten in der Dunstschicht etwa um einen Faktor 2 höher als am 14. Mai. Das Lidarverhältnis in der Dunstschicht lag am 12.5. bei etwa 50 sr. Dies entspricht etwa den Werten, die in der Literatur für kontinentale, wenig absorbierende Aerosolpartikel angegeben werden [Ackermann, 1998; Anderson *et al.*, 2000; Ansmann *et al.*, 2001; Ferrare *et al.*, 2001; Franke *et al.*, 2001]. Über den Extinktionskoeffizienten und das Lidarverhältnis in der Dunstschicht am 14.5. kann keine Aussage getroffen werden, da die Dunstschichthöhe während dieser

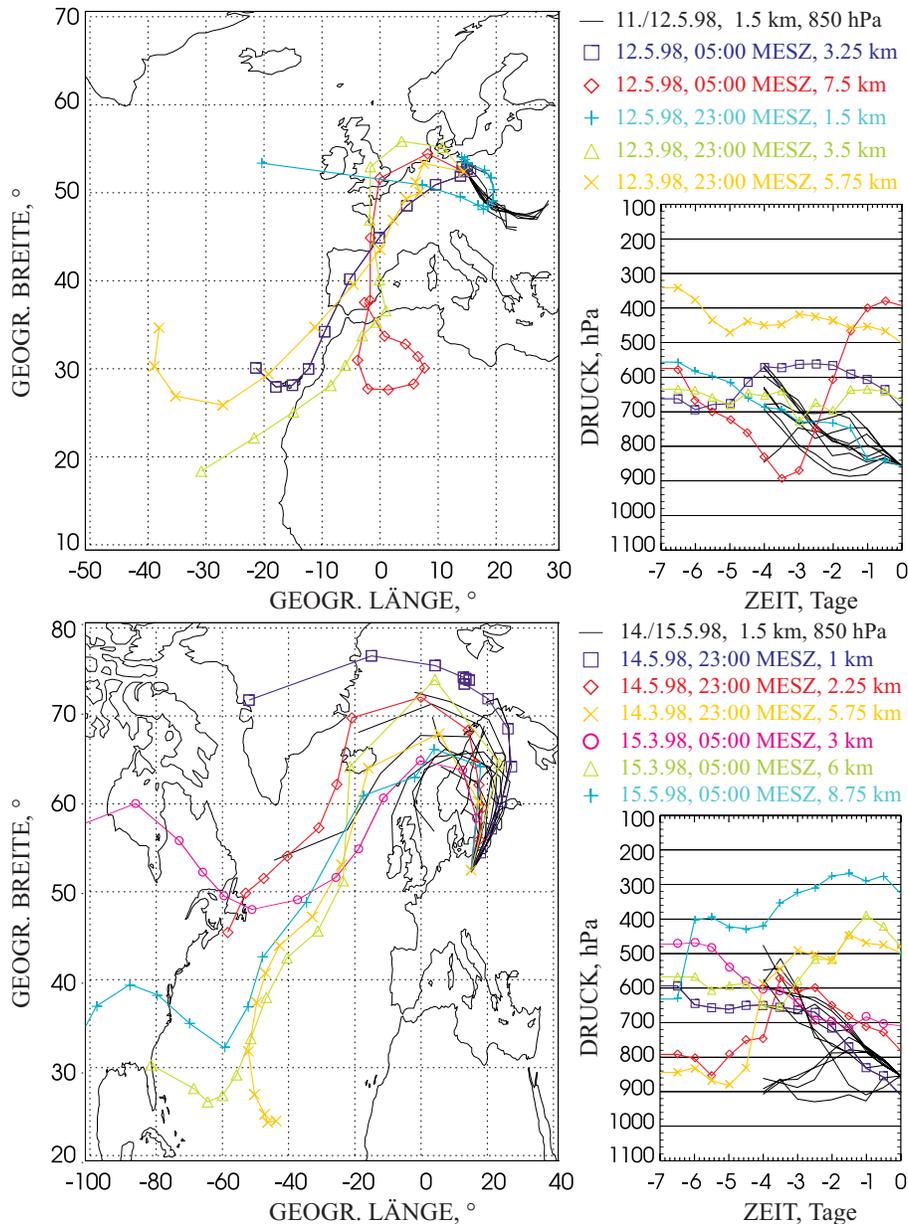


Abbildung 26: Analytische Rückwärtstrajektorien, berechnet mit dem Trajektorien-Modell FLEXTRA für den Ankunftsort Leipzig. Die dünnen schwarzen Linien sind 4-Tage-Trajektorien, die in 850 hPa mit einem Zeitabstand von 3 h zwischen dem 11.5., 17:00 Uhr und dem 12.5.98, 23:00 Uhr MESZ (oben) bzw. zwischen dem 14.5., 17:00 Uhr und dem 15.5.98, 23:00 Uhr MESZ (unten) ankamen.

Messung niedriger als 1 km lag und sich wegen des Überlappungsproblems unterhalb dieser Höhe keine Extinktionskoeffizienten berechnen lassen. In den Profilen des Rückstreu- und des Extinktionskoeffizienten vom 12.5. erkennt man deutlich ein Maximum an der Grenzschichtoberkante, das im Rückstreuprofil vom 14.5. nicht zu sehen ist. Die Differenz zwischen diesem Maximum

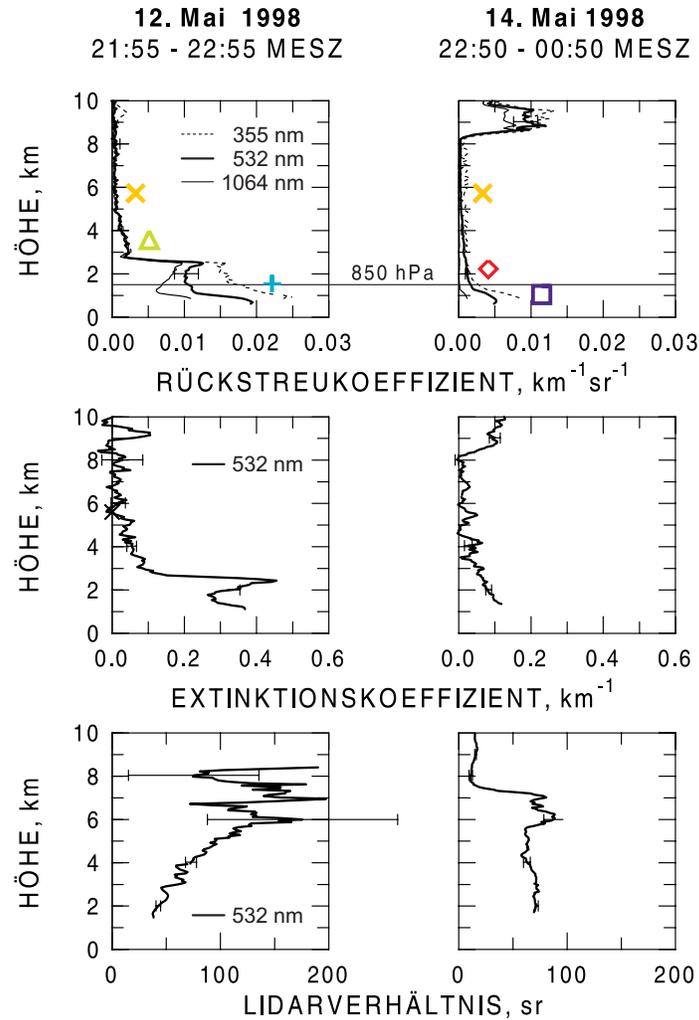


Abbildung 27: Vergleich zwischen den Nachtmessungen des 12. und 14. Mai 1998 anhand der Profile optischer Partikeleigenschaften. Alle Profile bei 532 nm wurden mit der Raman-Methode berechnet. Die Rückstreuprofile bei 1064 bzw. 355 nm, wurden mittels der Klett-Methode abgeleitet. Die farbigen Symbole kennzeichnen die Ankunfthöhen der jeweils zugehörigen 23-Uhr-Trajektorien aus Abbildung 26.

und dem darunterliegenden Profilminimum ist bei 1064 nm am deutlichsten und bei 355 nm am schwächsten ausgeprägt. Der mit der Höhe abnehmende spektrale Gang der Partikel-Rückstreukoeffizienten deutet auf ein Feuchtwachstum der Partikel an der Grenzschichtoberkante hin, bei dem der mittlere Partikelradius mit der Höhe zunimmt. Die Profile von $\alpha_{\lambda_0}^{\text{par}}$ und $\beta_{\lambda_0}^{\text{par}}$ in der freien Troposphäre waren an beiden Tagen etwa gleich.

Oft werden in klimatologischen Studien die gemessenen Aerosoleigenschaften nach der bodennahen Windrichtung und -geschwindigkeit klassifiziert. Diese Methode ist jedoch für Profile von Aerosoleigenschaften nicht anwendbar, da der bodennahe Wind meist nichts über die Herkunft der beobachteten Aerosole in größeren Höhen aussagen kann. Dieses Beispiel zeigt weiterhin,

daß es auch nicht ausreichend wäre, Profile von Windrichtung und -stärke, z.B. aus Radiosondenaufstiegen, zu benutzen. In diesem Fall würde man z.B. den Ursprung der Aerosolschicht in der freien Troposphäre vom 12.5.1998 im Norden vermuten, obwohl das entsprechende Luftpaket tatsächlich aus Nordafrika herantransportiert wurde.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Langzeitmessung zeigt deutlich, daß Trajektorien einerseits ein sehr wertvolles Werkzeug sind, um den Ursprung einzelner Aerosolschichten in der freien Troposphäre zu ermitteln (vgl. auch Abschnitt 5.2). Andererseits zeigt der hier dargestellte Vergleich, daß auch die optischen Eigenschaften von Grenzschichtaerosolen durch die Herkunft der jeweils beobachteten Luftmassen erst unter Verwendung von Trajektorien erklärt werden können.

5.4 Relative Feuchte und optische Aerosoleigenschaften

Die gleichzeitige Messung der relativen Feuchte und der optischen Partikeleigenschaften im gleichen Meßvolumen erlaubt eine verbesserte Feuchtekorrektur. Neben den Unsicherheiten in der relativen Feuchte ergaben sich bisher weitere Unsicherheiten aufgrund des verwendeten Modells zur Feuchtekorrektur. In letzter Zeit wurden eine Reihe von Untersuchungen zur Feuchteabhängigkeit der optischen Eigenschaften europäischer Aerosole durchgeführt [z.B. Swietlicki *et al.*, 2000; Busch *et al.*, 2002], sodaß jetzt eine gute Korrektur des Feuchteeffekts möglich ist, wenn die relative Feuchte bekannt ist. In dieser Arbeit (vgl. auch Abschnitt 6.3) wird das einfache Modell von Hänel [1998] verwendet, in welchem Feuchte-Korrekturfunktionen für die verschiedenen Aerosoltypen „maritim“, „urban“ und „Hintergrund“ angegeben sind. Hänel [1998] schlägt vor, den Feuchteeffekt zunächst möglichst vollständig zu eliminieren und erst anschließend die so „normalisierten“ optischen Aerosoleigenschaften vergleichenden oder statistischen Untersuchungen zu unterziehen.

Ein Beispiel für diese Normalisierung ist in Abbildung 28 gezeigt. Im Profil des Partikel-Rückstreukoeffizienten bei 532 nm (Abbildung 28a) erkennt man die Aerosol-Vertikalverteilung, mit einer Grenzschichthöhe von etwa 1.5 km. Zwischen 700 m und der Grenzschichtoberkante gab es an diesem Tag einen Bereich mit erhöhter Rückstreuung. Das gleiche Verhalten zeigt auch das mit dem Lidar unter Umgebungsbedingungen bestimmte Extinktionsprofil (Abbildung 28b), das jedoch unterhalb von 1 km nicht berechnet werden konnte, da in diesem Höhenbereich eine befriedigende Korrektur der Überlappungsfunktion nicht möglich ist. Auch das Profil der relativen Feuchte (Abbildung 28c) zeigt die Grenzschichtoberkante bei 1.5 km und einen Bereich erhöhter Feuchte, der mit dem Höhenbereich erhöhter Rückstreuung in Abbildung 28a übereinstimmt.

Die dünne, durchgezogene Kurve in Abbildung 28b zeigt als ein Beispiel das mit dem einfachen Modell von Hänel [1998] korrigierte Extinktionsprofil. Anhand der zugehörigen DWD-Trajektorien in Abbildung 29 erkennt man, daß die Korrektur nach dem urbanen Modell angemessen erscheint. Zum Vergleich wird aber auch das mit einer über die Aerosoltypen

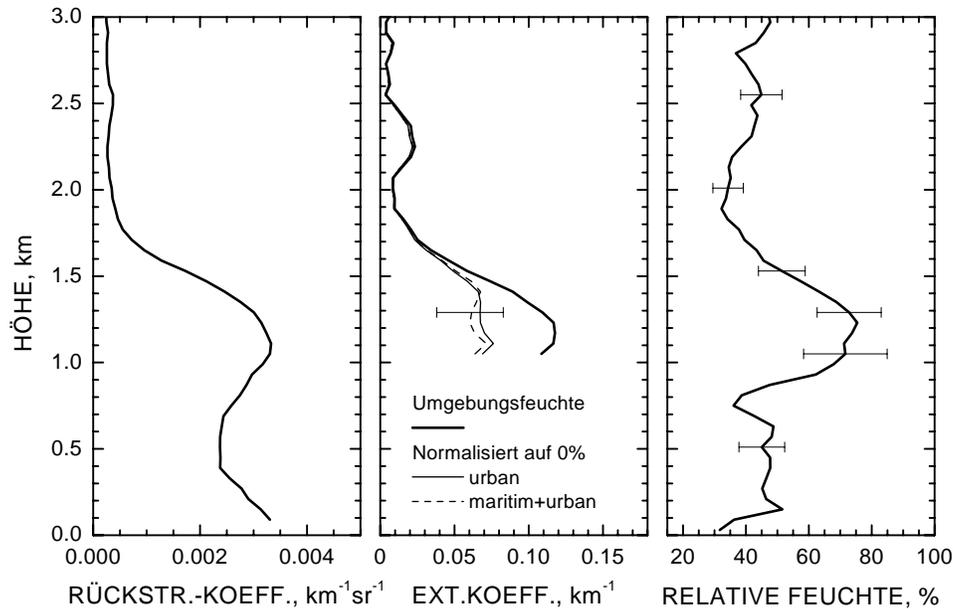


Abbildung 28: Normalisierung des Extinktionsprofils bei 532nm auf 0% relative Feuchte am Beispiel der Messung vom 15.2001. Die unter Umgebungsfeuchte bestimmten Profile des Rückstreukoeffizienten bei 532 nm (a), und des Extinktionskoeffizienten bei 532 nm (b) sind durch die dicken Kurven angegeben. Das Extinktionsprofil wurde basierend auf dem mit dem Aerosol-Ramanlidar bestimmten Profil der relativen Feuchte (c) mit den Feuchtwachstumsfunktionen für urbanes Aerosol (dünne Kurve) und mit dem Mittelwert für urbanes und maritimes Aerosol (gestrichelte Kurve) auf 0% Feuchte normalisiert [Hänel, 1998]. Die Fehlerbalken am normalisierten Extinktionsprofil (urbanes Aerosol) widerspiegeln Unsicherheit der relativen Feuchte nach Gl. (70).

„maritim“ und „urban“ gemittelten Korrekturfunktion bestimmte Profil (gestrichelt) gezeigt. Dieses gemittelte Modell wird auch in Abschnitt 6.3 verwendet, da die Herkunft der beobachteten Aerosole im allgemeinen zunächst nicht bekannt ist.

Der Unterschied zwischen den normalisierten Profilen für die beiden unterschiedlichen Aerosoltypen ist wesentlich geringer als die Unsicherheit der Feuchte-Korrektur, welche auf die Unsicherheit des Profils der relativen Feuchte zurückzuführen ist. Die Unsicherheit der relativen Feuchte läßt sich jedoch wesentlich vermindern, wenn der Temperatur-Nahfeldfehler nicht mehr auftritt bzw. empfindlichere Detektoren in den Temperaturkanälen eingesetzt werden, sodaß die statistischen Signalfehler viel geringer ausfallen.

Weiterhin deutet der Verlauf der korrigierten Extinktionsprofile an, daß man zwischen 300 und 1400 m nach einer entsprechenden Feuchtekorrektur auch ein nahezu höhenkonstantes Profil der Rückstreukoeffizienten erhält.

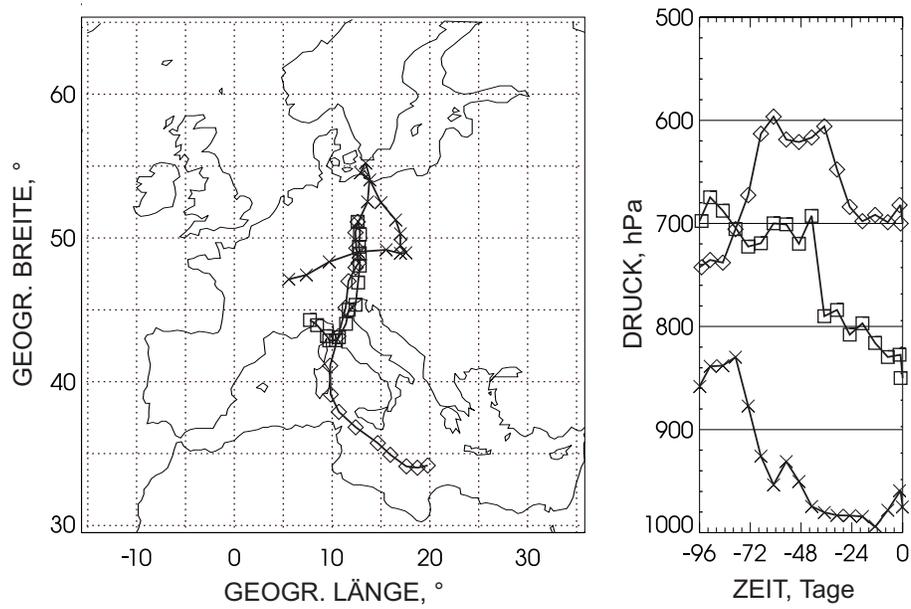


Abbildung 29: DWD-Trajektorien für den 1.5.2001, 19 UTC, für den Ankunftsort Leipzig und die Ankunftshöhen 975, 850 und 700 hPa (ca. 0.25, 1.5 und 3 km).

6 Statistische Analyse von Lidardaten und Rückwärtstrajektorien

Wie bereits ausgeführt wurde, ist die Erstellung einer Aerosolklimatologie das Ziel sowohl des AFS-Lidarnetzes als auch von EARLINET. Die Datenbasis für diese klimatologischen Untersuchungen stellen die wöchentlich drei bis vier Routinemessungen an allen Lidarstandorten dar. Abbildung 30 zeigt einen Überblick über die in Leipzig im Rahmen des deutschen Lidarnetzes zwischen September 1997 und September 2000 durchgeführten Messungen. Zu Projektbeginn konnte noch nicht bei 1064 nm gemessen werden und später mußte wegen technischen Problemen die bei 355 nm ausgesendete Laserenergie zeitweise so stark reduziert werden, daß keine Ramanmessungen von dieser Primärwellenlänge, also auch keine Wasserdampfmessungen, möglich waren. Insgesamt konnten jedoch 64% der maximal möglichen Routinemessungen durchgeführt werden, wobei 28.5% der Messungen wegen Niederschlag und nur 7.5% wegen technischer Probleme ausgefallen sind. Die zusätzlich in Fallstudien und Intensivmeßphasen durchgeführten Messungen entsprechen noch einmal 15% der AFS-Routinemessungen.

Der im Rahmen des AFS-Lidarnetz-Projekts in Leipzig gewonnene Datensatz von Profilen optischer Aerosoleigenschaften ist jedoch derzeit noch sehr inhomogen und eignet sich somit nicht für klimatologische Untersuchungen, wie sie z.B. bereits für den Hamburger AFS-Lidarnetz-Datensatz vorliegen [Matthias, 2000; Matthias und Bösenberg, 2001; Bösenberg *et al.*, 2001a, Kapitel 7.2]. Die Inhomogenität des Leipziger Datensatzes ist auf Umbauten des Aerosol-Ramanlidars zurückzuführen, die notwendig wurden, um zwischenzeitlich entdeckte Fehlerquellen zu eliminieren oder um den Doppelgitter-Monochromator zur Temperaturmessung zu implementieren. In diesem Zusammenhang sind z.B. die Neueinstellung des Empfangsteleskops im November 1999 und das Ersetzen der 1-m-Linse in der Strahlseparationseinheit durch zwei 450-mm-Linsen im März 2001 zu nennen (siehe Abschnitt 2.3.1). Durch beide Maßnahmen wurden die Abbildungseigenschaften der Empfangsoptik des Lidars wesentlich verbessert, jedoch auch die Überlappungsfunktion des Geräts verändert. Diese Überlappungsfunktion muß bekannt sein, wenn unterhalb des Höhenbereichs der vollständigen Überlappung von Laserstrahl und Empfängergesichtsfeld (beim Aerosol-Ramanlidar etwa 3 km) Extinktionsprofile berechnet werden sollen. Derzeit wird ein zweites Empfangsteleskop in das Aerosol-Ramanlidar installiert, welches die direkte Bestimmung der Extinktionsprofile, ohne eine notwendige Korrektur der Überlappungsfunktion ab etwa 200 m Höhe erlauben wird. Sollte sich aus den Routine-

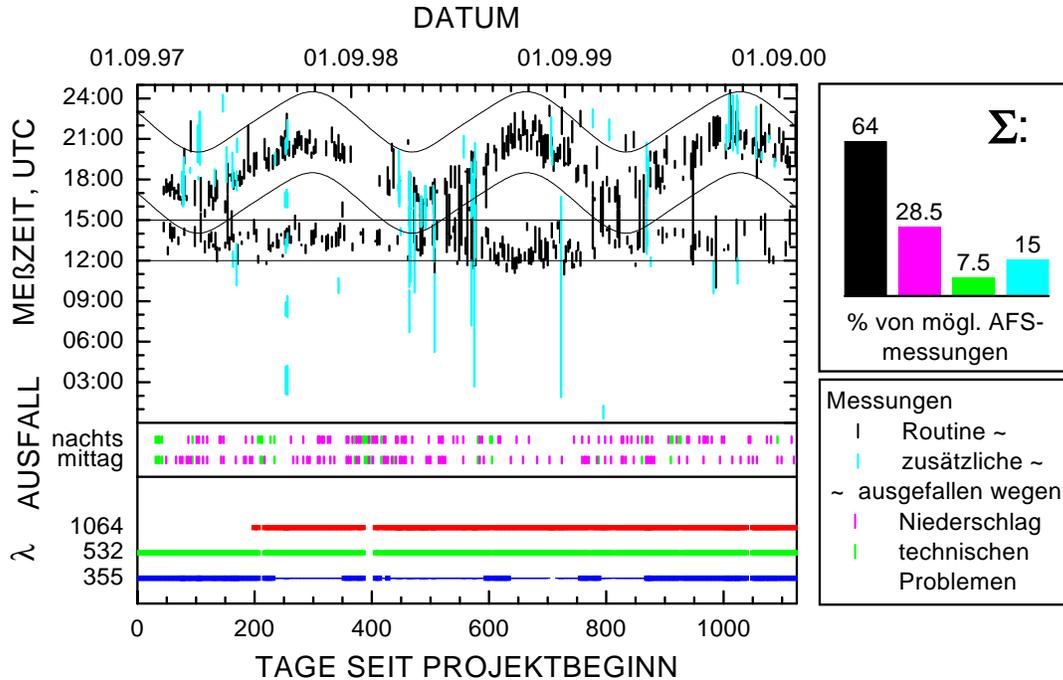


Abbildung 30: Überblick über die in Leipzig durchgeführten AFS-Lidarnetz-Messungen. Im oberen Teil sind in schwarz die AFS-Lidarnetz-Routinemessungen und in blau die zusätzlichen Messungen angegeben, wobei die Länge der Linien der jeweiligen Messdauer entspricht. Die dünnen schwarzen Kurven zeigen die vorgegebenen Zeitfenster. Im mittleren Teil sind in violett die wegen Niederschlag und in grün die wegen technischer Probleme ausgefallenen Messungen symbolisiert. Im unteren Teil ist dargestellt, bei welchen Wellenlängen die Lidarmessungen ausgeführt wurden. Dabei repräsentieren die dicken Linien Messungen mit voller Laserleistung und dünne Linien Messungen bei reduzierter Leistung. Rechts oben ist prozentual die Anzahl der durchgeführten und der ausgefallenen Messungen relativ zur Anzahl der maximal möglichen Routinemessungen dargestellt.

messungen in dem noch verbleibenden, etwa einjährigen EARLINET-Zeitraum ergeben, daß die so bestimmten Extinktionsprofile in der Grenzschicht einen annähernd parallelen Verlauf zu den bis zum Boden bestimmbareren Rückstreuprofilen zeigen, läßt sich diese Tatsache auch für eine Abschätzung des Verlaufs der bisher gewonnenen Extinktionsprofile unterhalb von 1 km verwenden.

Eine weitere Ursache für die Inhomogenität des Leipziger Datensatzes ist die erst kürzlich erkannte Notwendigkeit zur Korrektur der depolarisationsabhängigen Empfängertransmission (vgl. Abschnitt 4.4). Dieses Problem läßt sich jedoch durch eine erneute Auswertung aller bisher ermittelten Rückstreuprofile beheben, wozu jedoch zunächst die in Abschnitt 4.4 beschriebene Korrekturfunktion in die Auswerte-Software implementiert werden muß. Die erneute Auswer-

tung des Leipziger Datensatzes, die sowohl die Homogenisierung hinsichtlich der Überlappungskorrektur als auch bezüglich des Depolarisationseffekts beinhalten wird, ist für 2002 geplant.

Neben den klimatologischen Studien im herkömmlichen Sinn besteht eine weitere Methode der statistischen Datenanalyse in der Klassifizierung von optischen Aerosoleigenschaften in Abhängigkeit von der Luftmassenherkunft bzw. von der Wetterlage [Mattis *et al.*, 2001]. Die Methode wird in diesem Kapitel beschrieben und auf einen Beispieldatensatz angewendet. Sie ermöglicht ergänzende Untersuchungen zu herkömmlichen Klimatologien, die zwar z.B. jahreszeitliche Mittelwerte liefern, jedoch die starken Veränderungen der vertikalen Aerosolverteilung aufgrund von Luftmassenwechseln (vgl. Abschnitt 5.3) nicht erfassen können. Die hier vorgestellte Methode gehört zu den automatisierten und reproduzierbaren Klassifizierungsmethoden, die im Sinne einer objektiven Analyse großer Datenmengen unverzichtbar sind.

Die Methode der Klassifizierung nach Luftmassenherkunft bzw. Wetterlage geht von der Annahme aus, daß Rückwärtstrajektorien nicht nur Informationen über die Herkunft der beobachteten Aerosole enthalten, sondern daß auch der Trajektorienverlauf charakteristisch für die synoptische Situation während der Messung ist [Dorling *et al.*, 1992a]. Da die Anzahl der verfügbaren Trajektorien (zwei pro Tag) viel höher als die der gemessenen Lidarprofile (normalerweise nicht mehr als vier Profile pro Woche) ist, ist es sinnvoll, statistische Analyseverfahren zunächst auf die Trajektorien und nicht direkt auf die Lidardaten anzuwenden. Deshalb werden zunächst die Rückwärtstrajektorien dem in Abschnitt 6.1 beschriebenen Algorithmus zur Clusteranalyse unterzogen. Unter dem Begriff „Clusteranalyse“ werden mathematische Algorithmen zusammengefaßt, mit denen eine große Anzahl von Datensätzen (in dieser Arbeit die DWD-Trajektorien) in Untergruppen, in sogenannte „Cluster“, unterteilt wird. Die Aufteilung der Datensätze erfolgt dabei so, daß ähnliche Trajektorien innerhalb eines Clusters zusammengefaßt werden, aber Trajektorien, die sich nicht ähneln, unterschiedlichen Clustern zugeteilt werden. Jedes der so gewonnenen Cluster widerspiegelt also ein bestimmtes Muster großskaliger Transportprozesse, weil es Trajektorien zusammenfaßt, von denen jede einzelne das Abbild einer ähnlichen meteorologischen Situation ist.

Erst im Anschluß an die Clusteranalyse der Trajektorien wird jedes Lidarprofil dem Cluster seiner zugehörigen Trajektorie zugeordnet, so daß zu jedem Trajektorien-Cluster eine korrespondierende Klasse von Lidarprofilen entsteht. Jede dieser Klassen enthält Lidarprofile, die unter ähnlichen synoptischen Bedingungen bzw. unter dem Einfluß ähnlicher Luftmassen gemessen wurden. Untersucht man dann die mittleren Eigenschaften der Klassen, lassen sich Aussagen zur Abhängigkeit der Aerosoleigenschaften von der Luftmassenherkunft und großräumigen Wetterlage treffen.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst der verwendete Algorithmus zur Clusteranalyse der Rückwärtstrajektorien vorgestellt. In Abschnitt 6.2 werden dann die Ergebnisse der Clusteranalyse vorgestellt, die auf sechs verschiedene Trajektorien Datensätze angewendet wurde. Diese Datensätze umfassen alle 850-hPa-Trajektorien aus den Jahren 1998 bis 2000 für alle fünf Stationen des AFS-Lidarnetzes sowie die 975-hPa-Trajektorien für Leipzig.

In Abschnitt 6.3 werden als ein Beispiel die in Leipzig im Rahmen des AFS-Lidarnetz-Projekts gemessenen Grenzschicht-Extinktionsprofile der Sommer 1998 und 1999 den Trajektorien-Clustern zugeordnet, die so gewonnenen Klassen von Extinktionsprofilen vorgestellt und ihre statistischen Eigenschaften diskutiert. Weiterhin wird die Methode auch auf Beispiel-Datensätze der vier anderen Lidarnetz-Gruppen angewendet, wobei besonders auf Probleme der Homogenisierung eingegangen wird.

6.1 Algorithmus zur Clusteranalyse von Rückwärtstrajektorien

In dieser Arbeit wird der Algorithmus zur Clusteranalyse verwendet, der von Dorling *et al.* [1992a,b] für atmosphärische Trajektorien vorgeschlagen wurde. Dieser Algorithmus wurde jedoch so modifiziert, daß er als Ergebnis nicht nur die Zuordnung der einzelnen Trajektorien zu den verschiedenen Clustern, sondern zusätzlich auch Aussagen zur Unsicherheit der erzielten Ergebnisse liefert. Ein Vorteil des hier verwendeten Algorithmus liegt darin, daß er als ein weiteres Ergebnis auch die optimale Anzahl der Cluster liefert, die bei vielen anderen Algorithmen vorgegeben werden muß.

Als Maß für die Ähnlichkeit zweier Trajektorien T_1 und T_2 wird hier der zweidimensionale Abstand

$$D(T_1, T_2) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \sqrt{(\Lambda_l(T_1) - \Lambda_l(T_2))^2 + (\Phi_l(T_1) - \Phi_l(T_2))^2} \quad (81)$$

verwendet, wobei L die Anzahl der Datenpunkte der Trajektorien ist. Λ_l bzw. Φ_l sind die geographischen Koordinaten Breite bzw. Länge von T_1 oder T_2 im Datenpunkt l . Dieses Maß beurteilt die Ähnlichkeit von Trajektorien anhand der Windrichtung und Windgeschwindigkeit. Ein anderes Ähnlichkeitsmaß wäre z.B. der über alle Datenpunkte l gemittelte, vom Ankunftsort aus gesehene Winkelabstand zwischen den beiden Trajektorien [Sirois und Bottenheim, 1995]. Bei der Verwendung dieses Maßes würde nur die Windrichtung, nicht jedoch die Windgeschwindigkeit beachtet werden. Durch die Wahl des Ähnlichkeitsmaßes bestimmt man das Kriterium, nach dem die Trajektorien den verschiedenen Clustern zugeteilt werden. Wird z.B. ein Cluster-Algorithmus zweimal, mit verschiedenen Ähnlichkeitsmaßen auf den gleichen Trajektorien-Datensatz angewendet, so können sich die erzielten Ergebnisse deutlich voneinander unterscheiden.

Die folgenden Schritte geben eine kurze Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Algorithmus von Dorling *et al.* [1992a] sowie der durchgeführten Modifikationen:

1. Es wird ein Satz von 30 Initialisierungs-Trajektorien T_1 erzeugt, die allerdings im Gegensatz zu Dorlings Algorithmus, welcher reale Trajektorien verwendet, synthetisch erzeugt werden und sternförmig auf den Ankunftsort Leipzig zulaufen.

2. Jede reale Trajektorie wird derjenigen Initialisierungs-Trajektorie zugeordnet, zu der sie den geringsten Abstand hat, d.h. der sie am ähnlichsten ist. Auf diese Weise entstehen 30 Initialisierungs-Cluster, nach deren Bildung die Initialisierungs-Trajektorien nicht mehr benötigt werden. Anschließend wird aus den realen Gruppenmitgliedern eines jedes Clusters eine „mittlere Trajektorie“, das sogenannte Zentroid T_Z , des Clusters berechnet.
3. Es wird überprüft, ob sich jede Trajektorie wirklich in dem Cluster befindet, zu dessen Zentroid sie den geringsten Abstand hat. Ist dies nicht der Fall, wechselt die Trajektorie in das Cluster des naheliegendsten Zentroids über. Nachdem alle Trajektorien überprüft bzw. neu zugeordnet wurden, werden die Zentroide neu berechnet.

Dieser Schritt wird solange wiederholt, bis keine Umordnung der Trajektorien mehr nötig sind.

4. Aus den Abständen aller Trajektorien zu ihrem Zentroid $D(T_n, T_Z)$ wird die mittlere Abweichung

$$\bar{D} = \frac{1}{N_T} \sum_{n=1}^{N_T} D(T_n, T_Z) \quad (82)$$

zwischen den Trajektorien und ihren Zentroiden berechnet, wobei N_T die Anzahl aller Trajektorien ist.

5. Es werden die beiden Cluster zusammengefaßt, deren Zentroide sich am nächsten liegen. Dann wird das Zentroid dieses neuen, zusammengefaßten Clusters berechnet, und die Schritte 3 bis 4 werden wiederholt.
6. Der Schritt 5 wird solange wiederholt, bis nur noch ein Cluster übrig ist. Anschließend wird für jeden Schritt $\bar{D}(N_C)$ gegen die Anzahl N_C der Cluster aufgetragen. Eine Reduzierung von N_C führt im allgemeinen zu einem leichten Ansteigen von \bar{D} . Demgegenüber tritt ein sehr starkes Anwachsen von \bar{D} auf, wenn Trajektorien in ein Cluster zusammengefaßt werden, die sehr verschieden voneinander sind und sich vorher in zwei getrennten Clustern befanden. Die optimale Cluster-Anzahl N_{opt} ist also dasjenige N_C vor dem steilen Anstieg von $\bar{D}(N_C)$. Man kann sich vorstellen, daß N_{opt} die Anzahl der am Trajektorien-Ankunftsort auftretenden Großwetterlagen widerspiegelt [Dorling *et al.*, 1992a].
7. Zur Beurteilung der Unsicherheiten der erzielten Cluster-Ergebnisse wird Dorlings Algorithmus in dieser Arbeit erweitert, indem die Schritte 2 bis 6 siebenmal mit leicht veränderten Anfangsbedingungen wiederholt werden. Dazu wird der Cluster-Algorithmus zunächst mit dem vollen Satz von 30 Initialisierungs-Trajektorien ausgeführt. Im zweiten Schritt wird jede sechste der T_i (1, 7, 13, ...) weggelassen. Im dritten Schritt wird der Algorithmus ohne die Initialisierungs-Trajektorien 2, 8, 14, ... ausgeführt usw. Die sieben so erzielten Cluster-Ergebnisse konvergieren mit jeder Reduzierung von N_C und stimmen ab

einem bestimmten $N_C = N_{\text{konv}}$ völlig überein. Erst wenn N_C kleiner oder gleich N_{konv} ist, ist das Ergebnis der Clusteranalyse unabhängig davon, welcher Satz von Initialisierungs-Trajektorien verwendet wurde. Umgekehrt bedeutet das, daß für $N_C > N_{\text{konv}}$ die Ergebnisse des Cluster-Algorithmus nicht reproduzierbar und damit nicht vertrauenswürdig sind.

Die Anzahl und die Prozedur zur Erzeugung der sieben hier betrachteten Initialisierungs-Datensätze wurden festgelegt, um die Abhängigkeit der Cluster-Ergebnisse von der Anzahl der T_1 als auch von ihrer geographischen Verteilung zu testen. Weiterhin weicht die Zahl von 25 Initialisierungs-Trajektorien im zweiten bis siebten Schritt nicht zu sehr von der in Dorling *et al.* [1992a] empfohlenen Anzahl von 30 ab.

Abbildung 31 zeigt als Beispiel die sieben resultierenden Kurven von \bar{D} in Abhängigkeit von N_C für alle 850-hPa-Trajektorien der Jahre 1998, 1999 und 2000 mit dem Ankunftsort Leipzig. Alle Kurven konvergieren an dem Punkt, an dem die Cluster-Anzahl von sechs auf fünf reduziert wird. D.h., $N_{\text{konv}} = 6$ und für $N_C > 6$ sind die Ergebnisse des Cluster-Algorithmus nicht vertrauenswürdig. Die in diesem Bereich auftretenden Spitzen von \bar{D} müssen bei der Suche nach N_{opt} ignoriert werden. Nur der steile Anstieg von \bar{D} bei der Reduzierung von N_C von fünf auf vier ist signifikant, und somit ist für dieses Beispiel die optimale Cluster-Anzahl fünf.

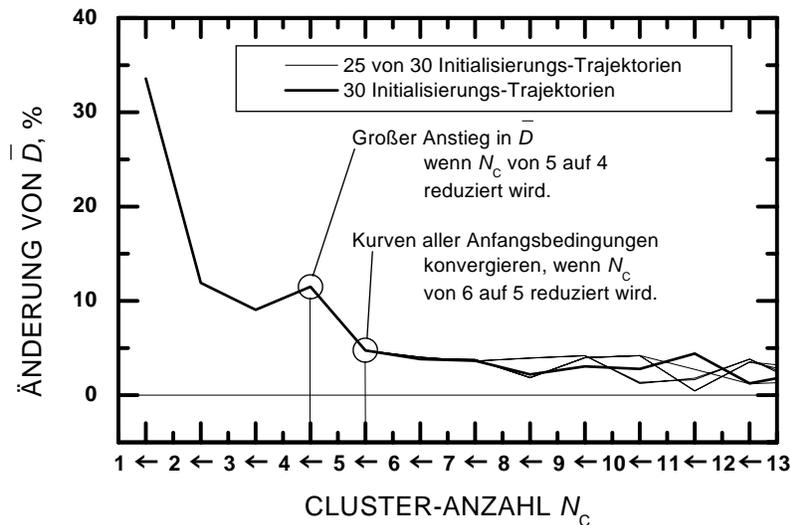


Abbildung 31: Relative Änderung von \bar{D} für alle 850-hPa-Trajektorien der Jahre 1998, 1999 und 2000 mit dem Ankunftsort Leipzig. Jede dünne Linie repräsentiert das Ergebnis des Cluster-Algorithmus für eine der sieben Anfangsbedingungen, die z.T. übereinander liegen.

6.2 Ergebnisse der Clusteranalyse

Die in Abschnitt 6.1 beschriebene Methode der Clusteranalyse wurde in dieser Arbeit auf alle 850-hPa-Trajektorien der fünf AFS-Lidarstandorte aus den Jahren 1998, 1999 und 2000 angewendet. Die 850-hPa-Trajektorien, die in ca. 1.5 km Höhe enden, wurden für diese Demonstrations-Studie ausgewählt, weil sie meist die Strömungsverhältnisse im oberen Teil der Grenzschicht charakterisieren und in diesem Höhenbereich auch die Ableitung von Profilen optischer Aerosoleigenschaften mit einem Lidar am besten möglich ist. Unterhalb von 1 km wird dies meist durch das Überlappungsproblem erschwert und in der freien Troposphäre ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis oft ungünstig. So steht z.B. für Leipzig im Höhenbereich von 1 km bis zur Grenzschichtoberkante der in sich homogene Beispieldatensatz der Extinktionsprofile aus den Sommern 1998 und 1999 zur Verfügung. Die Clusteranalyse wurde auf einen weiteren, sechsten Trajektorien-Datensatz mit den 975-hPa-Trajektorien für Leipzig, die in ca. 250 m Höhe enden, angewendet, um einen Vergleich zwischen den beiden Druckniveaus zu ermöglichen und die Aussagekraft der 850-hPa-Trajektorien für die gesamte Grenzschicht beurteilen zu können. Jeder der sechs hier untersuchten Beispiel-Datensätze enthält etwa 2150 Trajektorien.

Abbildung 32 zeigt für diese sechs Trajektorien-Datensätze die mittlere Abweichung der Trajektorien von ihren Zentroiden in Abhängigkeit von der Clusteranzahl. Die optimale Anzahl der Cluster beträgt für fast alle diese Fälle fünf. Die Kurven der verschiedenen Anfangsbedingungen konvergieren für die südlicheren Stationen München und Garmisch-Partenkirchen sowie für die 975-hPa-Trajektorien bei höheren N_C . Für Kühlungsborn konnte keine eindeutige Lösung gefunden werden. In diesem Fall konvergieren die Lösungen der sieben Anfangsbedingungen nicht in eine, sondern in zwei resultierende Kurven. Das bedeutet, der Algorithmus findet zwei stabile Clusterungszustände für diesen Trajektorien-Datensatz, die in Abbildung 32 mit I und II markiert sind. Für Zustand II ist die optimale Clusteranzahl fünf, für Zustand I gilt dagegen $N_{\text{opt}} = 6$.

Der Wert von \overline{D} ist ein Maß für die Variabilität innerhalb der Trajektorien-Datensätze. \overline{D} ist sowohl für $N_C = 1$ als auch für $N_C = 5$ für die nördlichen Stationen Leipzig, Hamburg, und Kühlungsborn größer als für die südlichen sowie die 975-hPa-Trajektorien. Dieses Verhalten stimmt mit der Aussage von Abbildung 32 überein, daß die Ergebniskurven der verschiedenen Anfangsbedingungen für die südlichen Stationen (bzw. für die 975-hPa-Trajektorien) bei höheren N_C konvergieren als für die nördlichen Stationen (bzw. die 850-hPa-Trajektorien). Für Kühlungsborn ist $\overline{D}(N_C = 5)$ für den Clusterzustand II geringer als für Zustand I. Dies ist ein Hinweis darauf, daß Zustand II die „bessere“ Lösung ist.

Die Abnahme der Trajektorienvariabilität von Nord nach Süd ist sicherlich kein Effekt der geographischen Breite, sondern wird eher durch die orographischen Bedingungen in Deutschland verursacht. Hamburg und Kühlungsborn liegen im norddeutschen Flachland, während sich München und Garmisch-Partenkirchen zwischen den Mittelgebirgen und den Alpen befinden. Die Gebirge können einen kanalisierenden Einfluß auf die vorherrschenden Strömungsverhältnisse haben und somit die Variabilität des Trajektorien-Datensatzes reduzieren. Das Verhal-

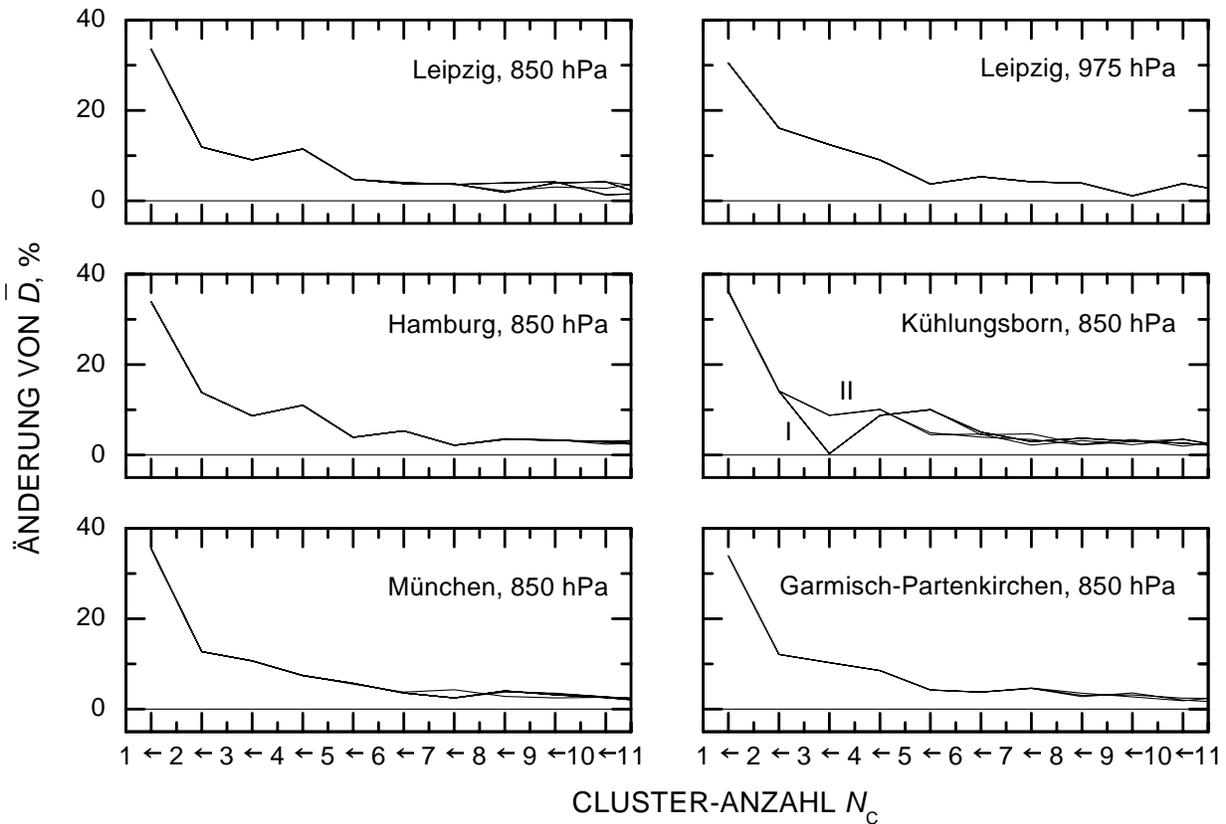


Abbildung 32: Relative Änderung von \bar{D} für alle sechs Trajektoriendatensätze. Jede dünne Linie repräsentiert das Ergebnis des Cluster-Algorithmus für eine der sieben Anfangsbedingungen. Für die Kühlungsborn-Trajektorien sind die Ergebnisse der beiden stabilen Clusterungszustände mit I und II markiert.

tensmuster der 850-hPa-Trajektorien für den Standort Leipzig (zwischen der Norddeutschen Tiefebene und dem Erzgebirgsvorland) liegt zwischen den beiden Extremen der Kühlungsborn- bzw. Garmisch-Partenkirchen-Trajektorien.

Abbildung 33 illustriert, wie der Algorithmus die 850-hPa-Trajektorien für Leipzig den jeweils fünf Clustern zugeordnet hat. Diese Trajektorien-Muster sind für die anderen vier Anknüpfungsorte und die 975-hPa-Trajektorien fast identisch. Die fünf Cluster repräsentieren meteorologische Situationen mit verschiedenen Windrichtungen und -geschwindigkeiten. Cluster A enthält alle Trajektorien, die Strömungen aus östlichen Richtungen mit geringen Geschwindigkeiten beschreiben. Die Trajektorien von Luftpaketen, welche mit höheren Geschwindigkeiten aus Nordwesten nach Zentraleuropa transportiert wurden, sind in Cluster B zusammengefaßt. Cluster C vereinigt Trajektorien aus der Mittelmeerregion und sehr langsame aus Westeuropa. In den Clustern D und E sind Trajektorien enthalten, die ihren Ursprung im Atlantischen Ozean haben, wobei die letzteren durch sehr hohe Windgeschwindigkeit gekennzeichnet sind.

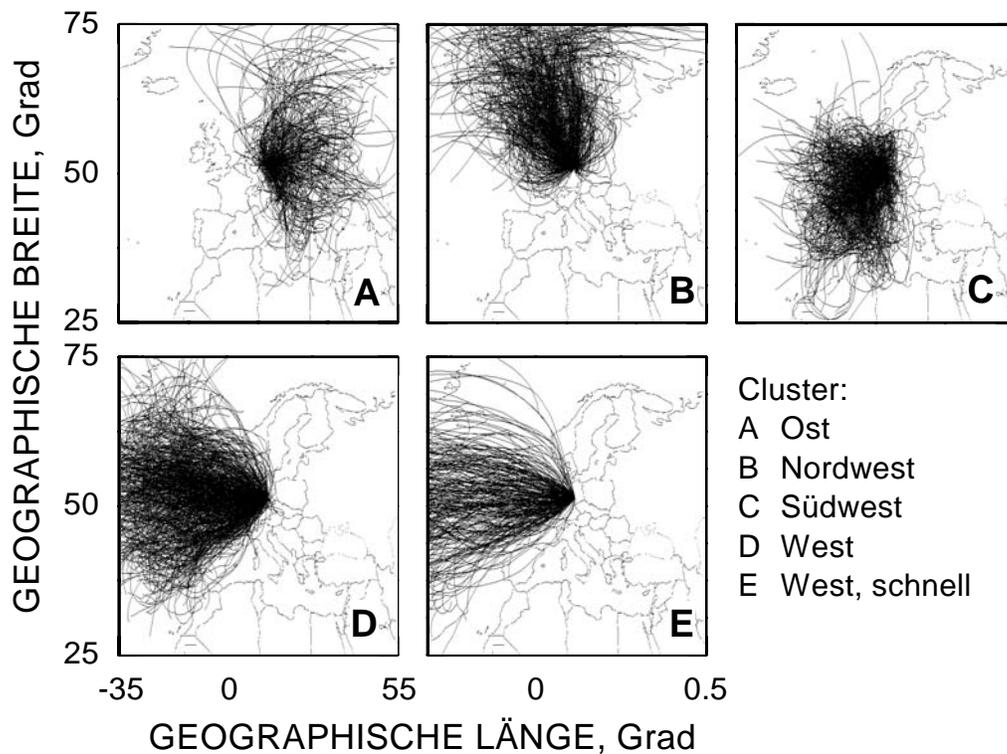


Abbildung 33: Zuordnung der 850-hPa-Trajektorien für Leipzig zu den fünf Clustern A–E.

6.3 Klassifizierung von Extinktionsprofilen

Die zu Beginn von Kapitel 6 vorgestellte Methode zur Klassifizierung von Lidarprofilen optischer Partikeleigenschaften in Abhängigkeit von der großräumigen Wetterlage wird in diesem Abschnitt im Rahmen einer Demonstrations-Studie zunächst auf Extinktionsprofile bei 532 nm angewendet, die mit dem Aerosol-Ramanlidar in Leipzig im Rahmen der Routinemessungen des AFS-Lidarnetz-Projekts gewonnen wurden. An dem Leipziger Beispiel-Datensatz wird ausführlich gezeigt, wie die zu klassifizierenden Profile bezüglich dem Einfluß von Wolken und dem betrachteten Höhenbereich sowie hinsichtlich der Umgebungsfeuchte normalisiert wurden. Danach werden die statistischen Eigenschaften der mit der hier vorgestellten Methode abgeleiteten fünf Klassen von Extinktionsprofilen dargestellt und untereinander verglichen.

Anschließend wird die Klassifizierungs-Methode auch auf einzelne Datensätze angewendet, die im Rahmen der Routinemessungen des AFS-Lidarnetz-Projekts an den anderen vier Lidar-Stationen gemessen wurden. Anhand der dabei aufgetretenen Probleme wird ein Ausblick auf die Auswertung des sehr viel umfangreicheren EARLINET-Datensatzes diskutiert.

Die in dieser Arbeit klassifizierten Extinktionsprofile wurden vom Einfluß eventuell im Meßvolumen vorhandener Wolken bereinigt. Neben Profilen von wolkenfreien Tagen werden auch Profile verwendet, die in den Lücken zwischen konvektiven Schönwetterwolken gemessen wur-

den. In Fällen mit einer geschlossenen Wolkendecke gehen Profilstücke unter bzw. über den Wolken in die Analyse ein. Da in dieser Demonstrations-Studie nur die Wetterlagenabhängigkeit von Partikel-Extinktionskoeffizienten in der Grenzschicht untersucht werden soll, wurden nur Profilausschnitte innerhalb der Grenzschicht verwendet.

In diese Studie gehen nur die 72 Grenzschicht-Extinktionsprofile aus den Sommerhalbjahren (April bis September) der Jahre 1998 und 1999 ein, da vor November 1999 bis 1 km Höhe herunter keine Korrektur der Überlappungsfunktion notwendig war. Die Profile der Wintermonate werden nicht verwendet, da dann die Grenzschichthöhe oft unter 1 km liegt.

Die Extinktionskoeffizienten von Aerosolpartikeln können in Abhängigkeit von der Umgebungsfeuchte sehr stark variieren [Hänel, 1972, 1984; Gathman, 1983]. Um die durch unterschiedliche Umgebungsfeuchten verursachte Variabilität der Extinktionsprofile zu reduzieren, wurden für alle weiteren statistischen Untersuchungen des Leipziger Datensatzes sowohl die unter Umgebungsbedingungen ermittelten Extinktionsprofile (gemessene Profile) als auch die auf 0% relative Feuchte normalisierten Profile (normalisierte Profile) verwendet. Hänel [1998] gibt für verschiedene Aerosoltypen Feuchte-Korrekturfunktionen an, die für eine Normalisierung geeignet sind. In Abschnitt 5.4 wird anhand eines Meßbeispiels gezeigt, wie eine solche Normalisierung auf 0% Feuchte aussehen kann, wobei in diesem Fall die mit dem Aerosol-Ramanlidar im gleichen Meßvolumen wie der Extinktionskoeffizient bestimmte relative Feuchte Verwendung findet.

Für den hier untersuchten Beispieldatensatz erfolgte die Feuchtekorrektur für jeden einzelnen Höhenpunkt der Extinktionsprofile mit den relativen Feuchten aus den zur Datenauswertung verwendeten DWD-Radiosondenaufstiegen. Im Zeitraum 1998/1999 konnten mit dem Aerosol-Ramanlidar die Profile der relativen Feuchte noch nicht routinemäßig bestimmt werden, da die Langzeitstabilität der optischen Elemente zur Temperaturmessung vor dem März 2001 nicht ausreichte und zudem wegen technischer Probleme oft die emittierte Laserenergie bei 355 nm so stark reduziert werden mußte, daß kein Wasserdampf-Ramansignal gemessen werden konnte (vgl. Abbildung 30). Für den EARLINET-Datensatz traten diese technischen Probleme kaum noch auf, sodaß die Normalisierung für die meisten Routinemessungen, wie in Abschnitt 5.4 beschrieben, anhand der mit dem Aerosol-Ramanlidar selbst bestimmten Profile der relativen Feuchte durchgeführt werden kann. Da die Art der vermessenen Aerosolpartikel nicht bekannt war, wurde für die Normalisierung des Beispieldatensatzes eine über die Aerosoltypen „maritim“ und „urban“ aus Hänel [1998] gemittelte Korrekturfunktion verwendet.

Abbildung 34 zeigt die mittleren gemessenen und normalisierten Grenzschicht-Extinktionsprofile der Sommer 1998 und 1999 und die Variabilität beider Datensätze. Obwohl sich die mittleren Profile und die Minimalwerte beider Jahre ähnlich sind, unterscheiden sich die beiden Datensätze deutlich in der Variabilität und den Maximalwerten, die 1998 wesentlich größer waren als 1999.

Abbildung 35 zeigt Zuordnung der gemessenen und der normalisierten Extinktionsprofile zu den Trajektorien-Clustern. Die Variabilität der einzelnen Profile innerhalb der Cluster ist sehr

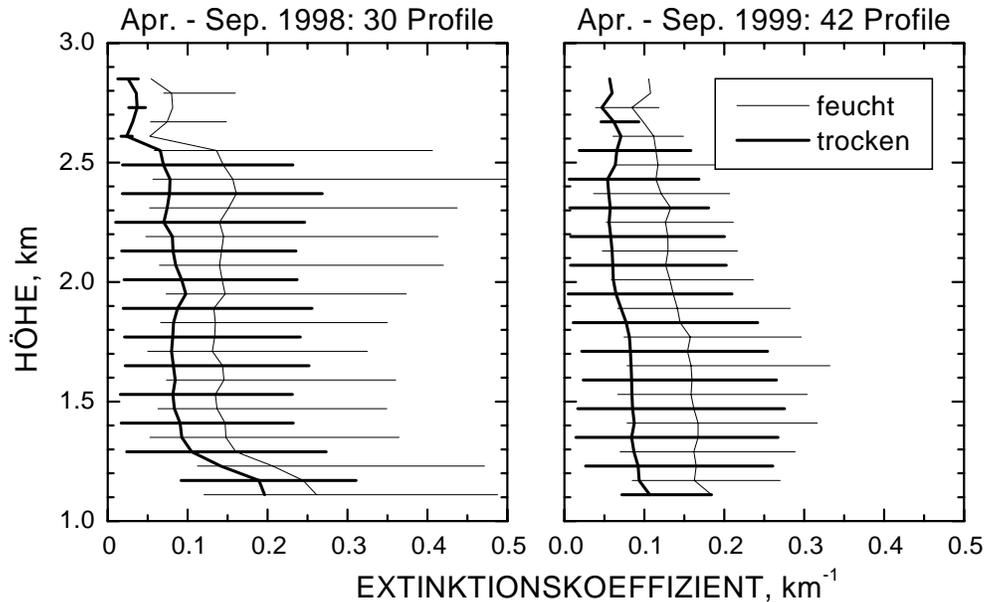


Abbildung 34: Mittlere Grenzschicht-Profile der Extinktionskoeffizienten bei 532 nm aus den Sommermonaten (April bis September) 1998 und 1999. Es sind die unter Umgebungsbedingungen gemessenen Profile (dünne Kurven) sowie die auf 0% relative Feuchte normalisierten Profile (dicke Kurven) gezeigt. Die horizontalen Balken geben den Bereich zwischen Minimal- und Maximalprofil an.

hoch. Die größten Extinktionskoeffizienten finden sich in Cluster A, welches den Transport kontinentaler Luftmassen nach Leipzig repräsentiert. Die niedrigsten Extinktionskoeffizienten gehören zu Cluster E, welches sehr schnelle Trajektorien aus westlichen Richtungen beinhaltet (vgl. Abbildung 33).

Diese Ergebnisse sind zwar wenig überraschend, wurden jedoch im Gegensatz zu früheren Studien zum Zusammenhang zwischen Luftmassenherkunft und gemessenen optischen Partikeleigenschaften [z.B. Herrmann und Hänel, 1997; Matthias, 2000] mit einer automatisierten und reproduzierbaren Klassifizierungs-Methode gewonnen. In den früheren Arbeiten wurden die Trajektorien von den auswertenden Personen alle einzeln nach der Luftmassenherkunft unterteilt, wobei die Unterscheidungs-Kriterien (z.B. Windrichtungssektoren) zuvor willkürlich festgelegt wurden. Diese wenig objektiven Methoden lassen sich außerdem nicht auf große Trajektorien-Datensätze anwenden.

In Abbildung 35 zeigt sich weiterhin, daß die Anzahl der Extinktionsprofile pro Cluster sehr variabel ist. Im Gegensatz dazu sind die Trajektorien eher gleichmäßig auf die Cluster aufgeteilt. So wurden etwa 35% aller Messungen Cluster D (Westwind-Lage) zugeteilt, obwohl es nur ca. 25% der Trajektorien enthält. Unter diesen Wetterbedingungen wurden die Messungen nicht sehr oft durch Niederschläge oder tiefe Wolken verhindert. Im Gegensatz dazu finden

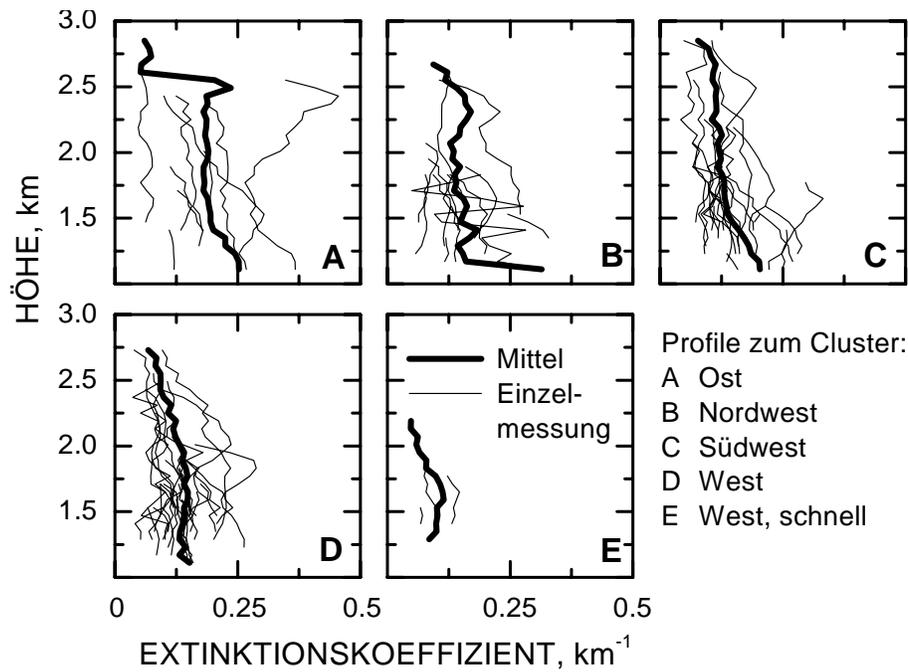


Abbildung 35: Profile der Extinktionskoeffizienten bei 532 nm aus den Sommerhalbjahren (April bis September) 1998 und 1999 über Leipzig. Jedes Profil wurde dem Cluster seiner zugehörigen Trajektorie zugeordnet. Es sind die unter Umgebungsbedingungen gemessenen Profile (dünne Kurven) sowie die Cluster-Mittelwerte (dicke Kurven) gezeigt.

sich in Cluster E ($\approx 10\%$ der Trajektorien) nur drei Meßtage (4% aller Meßfälle), da die anderen Routine-Messungen wegen der mit dieser schnellen Westwind-Wetterlage verbundenen Niederschläge nicht durchgeführt werden konnten.

In den folgenden Untersuchungen werden nicht mehr die Extinktionsprofile, sondern die mittleren Extinktionskoeffizienten eines jeden Meßtages zwischen 1 km Höhe und der Grenzschichtoberkante bzw. der Wolkenunterkante verwendet. Diese Mittelwerte sind charakteristisch für den oberen Teil der Grenzschicht, im Höhenbereich um das 850-hPa-Druckniveau. Konnten aufgrund des Überlappungsproblems die Extinktionsprofile nicht bis 1 km Höhe herunter berechnet werden, wurde für den fehlenden Höhenbereich der Extinktionswert der untersten verfügbaren Höhe verwendet.

In Abbildung 36 ist am Beispiel von Cluster B die statistische Verteilung der mittleren Grenzschicht-Extinktionskoeffizienten dargestellt. Ähnlich „schiefe“ Normalverteilungen ergeben sich für die Cluster C und D. In den Clustern A und E befinden sich zu wenige Datenpunkte, sodaß die Form der Verteilung nicht zu erkennen ist.

Die Anwendung der Feuchtekorrektur beeinflusst die Form der Verteilungen kaum, verschiebt jedoch in allen Clustern die Schwerpunkte zu niedrigeren Extinktionskoeffizienten. In Cluster B wird die Variabilität der Datenpunkte am deutlichsten verringert (vgl. Abbildung 36). Die durch

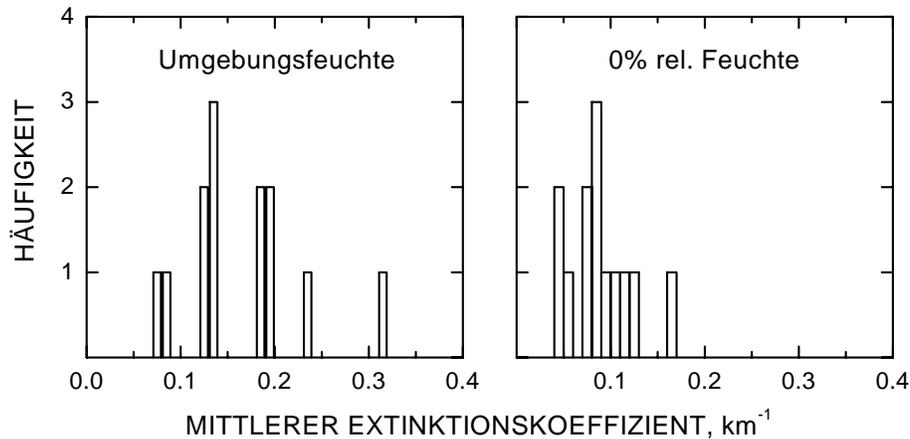


Abbildung 36: Statistische Verteilung der unter Umgebungsfeuchte gemessenen (links) sowie der auf 0% Feuchte normalisierten (rechts) mittleren Grenzsicht-Extinktionskoeffizienten in Cluster B.

dieses Cluster repräsentierten Nordwest-Wetterlagen sind oft mit hohen relativen Feuchten verbunden.

In Abbildung 37 sind für jedes Cluster einige charakteristische Kennzahlen der statistischen Verteilungen dargestellt. Im oberen Teil sind Cluster-Mittelwerte sowie die Standardabweichung der einzelnen Grenzsicht-Extinktionskoeffizienten dargestellt. Wie schon in Abbildung 35 sind die größten Werte sowohl der unter Umgebungsbedingungen gemessenen als auch der auf 0% Feuchte normalisierten Extinktionskoeffizienten in Cluster A zu finden. Die niedrigsten Werte gehören zu Cluster E, während die mittleren Grenzsicht-Extinktionskoeffizienten in den Clustern B, D und E am stärksten von der Feuchtekorrektur beeinflusst werden. Die normalisierten Extinktionskoeffizienten sind in Cluster B (Nordwest) um 48%, in Cluster D und E um 47% geringer als die gemessenen Werte. Demgegenüber werden die Extinktionskoeffizienten in Cluster A nur um 27% reduziert. Diese Unterschiede in der Stärke der Feuchtekorrektur können noch deutlicher ausfallen, wenn nicht die über verschiedene Aerosoltypen gemittelte Korrekturfunktion verwendet wird. So könnten die Profile in den Clustern B, D und E mit der stärkeren Funktion für maritimes Aerosol und die Profile in Cluster A mit der schwächeren Funktion für urbanes Aerosol normalisiert werden [Hänel, 1998].

Im oberen Teil von Abbildung 37 sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Clustern, insbesondere zwischen den Clustern B, D, und E nur schlecht zu erkennen. Demgegenüber verdeutlicht die Perzentilendarstellung im unteren Teil von Abbildung 37 die Unterschiede zwischen den Clustern wesentlich besser. Die Median-Werte unterscheiden sich deutlicher voneinander als die Mittelwerte. Während die Minima aller Cluster nahezu gleich sind, sind die Maxima sehr verschieden. Auch die Schiefe der Verteilung, welche durch den Abstand zwischen Mittelwert und Median veranschaulicht wird, unterscheidet die Cluster voneinander. Sie ist für die Cluster A und B viel deutlicher ausgeprägt als für die Cluster C und D und wird durch die

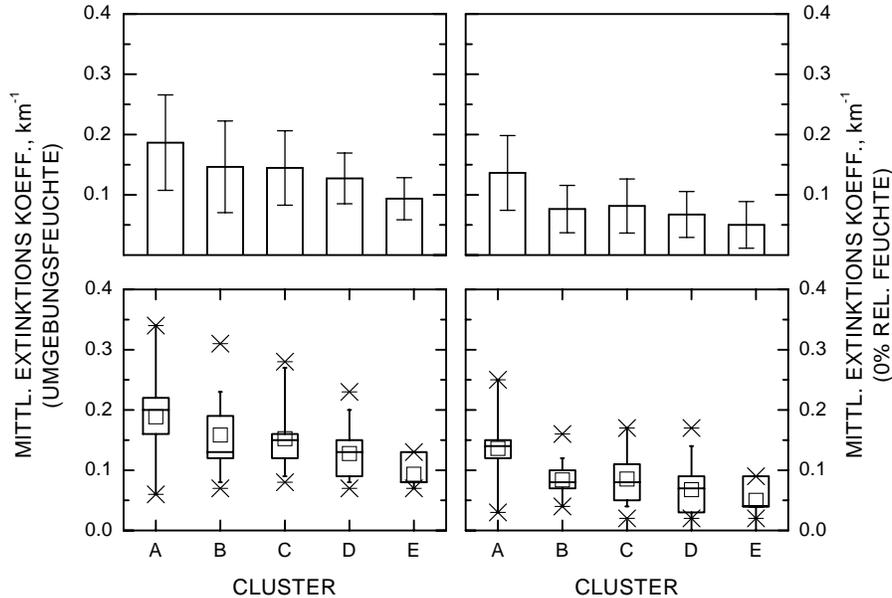


Abbildung 37: Unter Umgebungsfeuchte gemessene (links) sowie auf 0% normalisierte (rechts) mittlere Grenzschicht-Extinktionskoeffizienten in den verschiedenen Clustern. Oben: Mittelwert und Standardabweichung der Einzelwerte. Unten: Perzentilendarstellung. Die Balken schließen die mittleren 50% aller Datenpunkte ein, wobei der mittlere Querstrich den Median angibt. Die vertikalen Fehlerbalken zeigen den Streubereich aller Datenpunkte zwischen 5% und 95%. Weiterhin sind die Maxima bzw. Minima (Kreuze) sowie die geometrischen Mittelwerte (Quadrate) angegeben.

Feuchtekorrektur verringert.

Nachdem bisher ausführlich die Ergebnisse der Klassifizierung des Leipziger Datensatzes dargestellt wurden, zeigt Abbildung 38 die Ergebnisse der Klassifizierung von Datensätzen aller AFS-Lidarnetz-Stationen. Alle Datensätze beinhalten über die Grenzschicht gemittelte Aerosoleigenschaften. Der Leipziger Datensatz enthält die bereits zuvor beschriebenen Extinktionskoeffizienten bei 532 nm aus den Sommern 1998 und 1999. Im Hamburger Datensatz befinden sich ebenfalls mit der Ramanmethode bestimmte Extinktionswerte bei 351 nm, die zwischen Januar 1998 und Oktober 2000 gemessen wurden. Für das Hamburger Lidar liegt z_{ovl} bei 600 m und der Wert von $\alpha(z_{ovl})$ wurde für den Höhenbereich 0–600 m verwendet. Der Datensatz wurde ähnlich wie der Leipziger Datensatz von einem möglichen Einfluß von Wolken im Meßvolumen befreit, beinhaltet aber ebenfalls Messungen in Wolkenlücken bzw. unterhalb von geschlossenen Wolkendecken.

Der Kühlungsborner Datensatz enthält mit der Ramanmethode bestimmte Rückstreukoeffizienten bei 532 nm, die zwischen Januar 1998 und November 2000 ausschließlich unter wolkenfreien

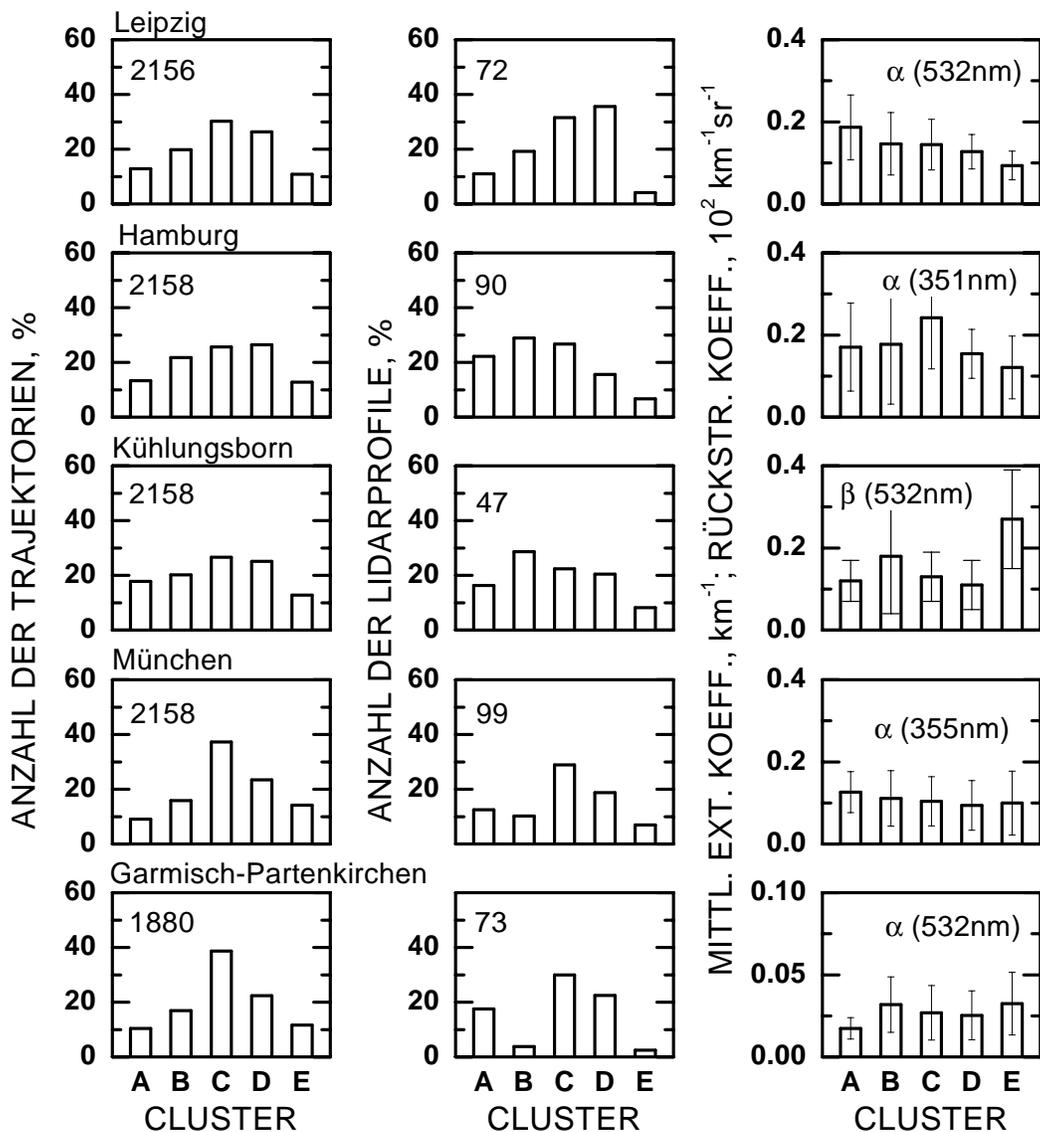


Abbildung 38: Anzahl der Trajektorien (links) und der Lidarprofile (Mitte) sowie mittlere optische Eigenschaften des Grenzschichtaerosols (rechts) in den verschiedenen Clustern für die fünf AFS-Lidarnetz-Stationen und die Jahre 1998 bis 2000. Die Zahlen in der linken und der mittleren Spalte geben die Absolutanzahl der verwendeten Trajektorien und Lidarprofile an. Die Kürzel in der rechten Spalte sagen aus, welche Art von optischen Eigenschaften, bei welcher Wellenlänge dargestellt ist.

Bedingungen gemessen wurden. Der Münchener Datensatz enthält Werte der optischen Dicke zwischen dem Erdboden und der Grenzschichtoberkante bei 355 und bei 532 nm, die zwischen Januar 1998 und Dezember 2000 mit der Mehrwinkel-Methode [Hamilton, 1969; Gutkowicz-Krusin, 1993] bestimmt wurden. Aus diesen optischen Dicken und den gleichzeitig mit dem Lidar bestimmten Grenzschichthöhen lassen sich mittlere Extinktionskoeffizienten in der Grenzschicht

ermitteln, wobei in Abbildung 38 nur die mittleren Extinktionskoeffizienten bei 355 nm gezeigt werden. Eine Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Mehrwinkel-Methode besteht in einer horizontal homogenen Aerosolverteilung in der Atmosphäre. Aus diesem Grund beinhaltet auch dieser Datensatz nur wolkenfreie Fälle, die im Gegensatz zu den vorherigen drei Datensätzen überwiegend mit Tagmessungen bestimmt wurden.

Der in Garmisch-Partenkirchen gesammelte Datensatz enthält Aerosolprofile, die mit der Klett-Methode bestimmt wurden. Dieses Lidar hat sich nicht an den Routinemessungen beteiligt, da es aufgrund seiner besonderen orographischen Standortsituation in einem Alpental, für die Untersuchung kleinräumiger Strömungsverhältnisse eingesetzt wurde. Daher wird im folgenden auf diese Messungen nicht weiter eingegangen.

In Abbildung 38 sind für jeden Lidarstandort die Häufigkeitsverteilung der Trajektorien und Lidarprofile sowie die Cluster-Mittelwerte der im jeweiligen Datensatz enthaltenen optischen Daten dargestellt. Dabei fällt zunächst auf, daß sich die mittleren Clustereigenschaften an jeder Lidarstation qualitativ anders verhalten. Schon die Häufigkeitsverteilungen der Messungen pro Cluster sind voneinander verschieden. Die optischen Daten sind jedoch ohne zusätzliche Kenntnisse, z.B. zur Wellenlängenabhängigkeit der Extinktionskoeffizienten oder zum Lidarverhältnis, nicht quantitativ miteinander vergleichbar.

Einzig der Hamburger und der Münchner Datensatz beinhalten die gleiche Partikeleigenschaft — den vom Boden bis zur Grenzschichtoberkante gemittelten Extinktionskoeffizienten bei 355 bzw. 351 nm. Während es im Münchner Datensatz kaum Unterschiede zwischen den Clustern gibt, finden sich in Hamburg, in Übereinstimmung mit Matthias und Bösenberg [2001], die größten Werte in Cluster C und die geringsten in Cluster E. Weiterhin auffallend ist, daß die Werte in München generell geringer sind als in Hamburg, obwohl erwartet wird, daß die Messungen in München hauptsächlich durch verschmutzte kontinentale Luftmassen und die in Hamburg zumindest bei Nordwestwinden eher durch saubere marine Luftmassen bestimmt werden. Da im Rahmen der AFS-Lidarnetz-Qualitätssicherung beide Lidargeräte und auch die verwendeten Auswerte-Algorithmen sehr sorgfältig verglichen wurden [Matthias *et al.*, 2001; Böckmann *et al.*, 2001; Bösenberg *et al.*, 2001a, Kapitel 4], können technische Ursachen für diese Diskrepanz weitgehend ausgeschlossen werden. Eine mögliche Erklärung dieser unerwarteten Ergebnisse liegt jedoch in der Abhängigkeit der Extinktionskoeffizienten von der Umgebungsfeuchte. In Hamburg wurden die Messungen nachts und z.T. auch in der Gegenwart von Wolken, also bei eher hohen Feuchten durchgeführt. Die Münchener Messungen wurden dagegen meist zur Mittagszeit, unter wolkenfreien Bedingungen, die oft durch geringe Feuchten gekennzeichnet sind, gewonnen. Ob tatsächlich die Feuchteabhängigkeit der Extinktion die Ursache für die hier festgestellten Unterschiede zwischen den Lidarstationen ist, wird sich erst zeigen, wenn beide Datensätze ähnlich wie die Leipziger Extinktionsprofile hinsichtlich der Umgebungsfeuchte normalisiert worden sind. Trifft diese Vermutung nicht zu, bleibt — auch in Hinsicht auf die Auswertung des sehr viel umfangreicheren und komplexeren EARLINET-Datensatzes — zu klären, ob die Ursache der Diskrepanzen in den unterschiedlichen Meßmethoden zu suchen ist, die zwar bei Vergleichsmessungen gleiche Ergebnisse lieferten, jedoch unterschiedliche Anfor-

derungen an die synoptischen Bedingungen während der Messung stellen.

Vergleicht man den Hamburger und den Leipziger Datensatz, so lassen sich ohne Kenntnis der Wellenlängenabhängigkeit der Extinktionskoeffizienten zwar keine quantitativen Aussagen treffen, jedoch zeigen beide Datensätze deutliche qualitative Unterschiede. In Hamburg finden sich die größten Extinktionswerte in Cluster C (langsame Südwest-Anströmung). Unter diesen Bedingungen überstreichen die Luftmassen die starken Quellgebiete Südenlands und der Beneluxstaaten, sodaß sie in Hamburg eine starke Aerosolbeladung aufweisen. Demgegenüber sind für Leipzig die Extinktionskoeffizienten in Cluster C nicht höher als in den Clustern B und D. Die Werte in Cluster B (Nordwest-Anströmung) werden durch die Feuchtekorrektur gegenüber den Werten der Cluster C und D verringert. Dies ist plausibel, da für die schnelle Nordwest-Anströmung keine starken Aerosolquellen auf dem Weg der Luftpakete liegen. Die Trajektorien in Cluster D (Westanströmung) überqueren die gleichen Quellgebiete wie die Trajektorien des Hamburger Clusters C, während für die Leipziger Südwest-Trajektorien die Industriegebiete in Süddeutschland und im Großraum Paris für die starke Aerosolbeladung sorgen.

Die hohen Leipziger Werte in Cluster A lassen sich dadurch erklären, daß sich Leipzig näher an den kontinentalen Ballungsräumen Tschechiens und Südpolens befindet als Hamburg. Beiden Lidarstandorten gemeinsam ist, daß die jeweils niedrigsten Werte zu Cluster E (sehr schnelle Westanströmung) gehören. Die zugehörigen Luftpakete überqueren die möglichen Quellgebiete so schnell, daß sie nicht mit Aerosolpartikeln beladen werden können.

Die hier angestellten Plausibilitätsbetrachtungen sollen jedoch nicht über die Notwendigkeit einer grundlegenden Homogenisierung des gesamten Datensatzes hinwegtäuschen. Bevor eine objektive Analyse der unterschiedlichen Datensätze möglich ist, müssen Feuchteeffekte sowie mögliche Einflüsse durch unterschiedliche Meßverfahren korrigiert werden. Weiterhin ist es notwendig, die an den verschiedenen Lidarstandorten bei unterschiedlichen Wellenlängen bestimmten optischen Partikeleigenschaften durch plausible Annahmen zur Wellenlängenabhängigkeit miteinander auch quantitativ vergleichbar zu machen. Dazu wird der Leipziger Datensatz nach der für 2002 geplanten Homogenisierung einen wertvollen Beitrag liefern können, da dann aus diesem Datensatz für jedes Cluster die mittleren Wellenlängenabhängigkeiten sowohl für die Extinktionskoeffizienten als auch für die Rückstreuoeffizienten abgeleitet werden können. Die Bemühungen zur Homogenisierung aller Datensätze stehen gegenwärtig im Mittelpunkt der EARLINET-Aktivitäten.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Das Aerosol-Ramanlidar des IfT in Leipzig wurde seit 1997 zunächst im Rahmen des deutschen Lidarnetz-Projekts und anschließend als Teil des europäischen Lidarnetzes EARLINET eingesetzt, um auf der Basis von drei Routinemessungen wöchentlich und zusätzlichen Fallstudien einen umfassenden Datensatz zur Charakterisierung von Aerosolprofilen über Deutschland bzw. Europa zu gewinnen. Mit den in Leipzig gemessenen Profilen wird nach erfolgter Homogenisierung des gesamten Datenbestands bis zum Abschluß von EARLINET im Februar 2003 zum ersten Mal ein mehr als fünfjähriger Datensatz der vertikalen Aerosolverteilung über einem mitteleuropäischen Ballungsraum für zukünftige klimatologische Studien zur Verfügung stehen.

Das Aerosol-Ramanlidar wurde für diese Untersuchungen als ein leistungsfähiges Meßgerät konzipiert. Es erlaubt mit seinen drei ausgesendeten Wellenlängen und derzeit neun Empfangskanälen eine umfangreiche Charakterisierung von optischen Aerosoleigenschaften sowie von meteorologischen Parametern. Es lassen sich Profile des Partikel-Rückstreuoeffizienten bei drei Wellenlängen, des Partikel-Extinktionskoeffizienten bei zwei Wellenlängen sowie des Depolarisationsverhältnisses bei 532 nm ableiten. Weiterhin ist es mit diesem Ramanlidar — durch die Kombination der Rotations-Ramanlidartechnik zur Temperaturbestimmung und der Wasserdampf-Ramanlidartechnik zur Messung des Wasserdampfmischungsverhältnisses — erstmals gelungen, Profile der relativen Feuchte direkt mit einem Lidar zu bestimmen.

In einer ausführlichen Fehleranalyse zeigte sich, daß für die Nachtmessungen die Unsicherheiten der Profile der relativen Feuchte zwischen 5% und 15% liegen. Sie werden hauptsächlich durch die Unsicherheiten der Temperaturprofile (1-2.5 K) und weniger durch die Unsicherheiten der Mischungsverhältnis-Profile bestimmt. Es ist geplant, in den Temperaturkanälen leistungsfähigere Detektoren zu implementieren, was die Unsicherheiten bei der Temperatur- und damit auch bei der Feuchtebestimmung wesentlich verringern wird. Weiterhin wird es durch den geplanten Einsatz von schmalbandigen Interferenzfiltern im Wasserdampf-Ramankanal möglich sein, das Wasserdampfmischungsverhältnis und damit die relative Feuchte auch am Tage zu bestimmen. Tagmessungen von Temperaturprofilen können mit dem Aerosol-Ramanlidar bereits jetzt durchgeführt werden, da es durch den Einsatz eines Fabry-Perot-Interferometers gelungen ist, den Tageslichthintergrund zwischen den einzelnen Rotations-Ramanlinien ausreichend stark zu unterdrücken.

Das Aerosol-Ramanlidar erlaubt also die gleichzeitige, zeitlich und räumlich hoch aufgelöste Bestimmung der optischen Partikeleigenschaften, der Depolarisationseigenschaften des Aero-

sols, welche Aussagen zur Partikelform erlauben, sowie des Feuchtefelds. Damit bietet dieses Gerät die Voraussetzungen für zukünftige Studien zu den hygrokopischen Eigenschaften von Aerosolpartikeln.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Fehlerquelle bei der Bestimmung von Rückstreuprofilen untersucht, die auf eine depolarisationsabhängige Transmission des Lidarempfängers zurückzuführen ist. Diese Fehlerquelle, die prinzipiell für alle Lidargeräte relevant sein kann aber bisher noch nicht in der Literatur beschrieben wurde, wird vor allem dann wirksam, wenn sich stark depolarisierende Partikel wie Eiskristalle oder mineralische Staubpartikel im Meßvolumen befinden. Sie bewirkt beim Aerosol-Ramanlidar eine Überschätzung des Rückstreukoeffizienten bei 355 nm um bis zu 70%, kann jedoch durch eine Korrekturfunktion sehr gut ausgeglichen werden.

Am 2. August 2001 wurde an fast allen Lidarstationen von EARLINET ein Saharastaub-Ausbruch von kontinentalem Ausmaß beobachtet. Obwohl solche Ereignisse in Südeuropa sehr oft, und auch nördlich der Alpen einige Male pro Jahr auftreten, gab es bisher keine quantitativen, d.h. wenig fehlerbehafteten Lidarmessungen zur Charakterisierung dieser Staubpartikel. In Leipzig konnten nun erstmals umfangreiche und sehr genaue Messungen der optischen Aerosoleigenschaften und meteorologischen Parameter mit dem Aerosol-Ramanlidar im Rahmen einer Fallstudie vorgenommen werden. Die Staubschicht erstreckte sich in einem Höhenbereich von 3 bis 10 km und hatte eine optische Dicke von 0.26 bei 532 nm. Die Lidarverhältnisse in der Saharastaub-Schicht zeigten bei 355 und 532 nm ungewöhnlich hohe Werte von 50 bis 75 sr, die im Gegensatz zu den bisher gebräuchlichen Annahmen von 15 bis 35 sr stehen. Mögliche Ursachen für diese hohen Werte sind das Aussedimentieren der großen Staubpartikel während des Ferntransports und die Nichtsphärizität der Mineralstaub-Partikel, da nichtsphärische Streuer gegenüber vergleichbaren sphärischen Streuern eine wesentlich erhöhte Rückstreueffizienz aufweisen können.

Anhand der Fallstudie einer Intensivmeßwoche im Mai 1998 wurde gezeigt, daß sich die vertikale Aerosolverteilung und die optischen Partikeleigenschaften innerhalb weniger Tage aufgrund eines Luftmassenwechsels sehr stark verändern können. So waren die Rückstreukoeffizienten in der Dunstschicht unter dem Einfluß kontinentaler Luftmassen mit hoher Aerosolbeladung um etwa einen Faktor zwei höher als unter dem Einfluß partikelarmer polarer Luftmassen. Weiterhin wurde anhand dieser Fallstudie verdeutlicht, daß Trajektorien das geeignete Werkzeug zur Charakterisierung gemessener Aerosolprofile nach der Herkunft der jeweiligen Luftmassen sind; der bodennahe Wind oder auch Windprofile sind dazu nicht geeignet.

Die in dieser Intensivmeßwoche beobachtete starke Variabilität der Aerosoleigenschaften unterstreicht, daß die im Rahmen des deutschen und des europäischen Lidarnetzes gewonnenen, sehr umfangreichen Datensätze von Aerosolprofilen nicht nur klimatologisch, sondern auch im Hinblick auf die Abhängigkeit der Aerosolprofile von der Herkunft der jeweiligen Luftmassen untersucht werden müssen. Dazu wurde in dieser Arbeit eine Methode zur kombinierten statistischen Analyse von Aerosolprofilen und Trajektorien entwickelt.

Es wurden zunächst die Trajektorien der fünf Stationen des AFS-Lidarnetzes mittels Clusteranalyse in Gruppen eingeteilt, von denen jede ein bestimmtes Muster großskaliger Transportprozesse widerspiegeln sollte. Der hier verwendete Algorithmus hat für die fünf Lidarstandorte jeweils fünf Cluster gefunden, die sich durch die vorherrschende Windrichtung und -geschwindigkeit unterscheiden. Die Cluster-Muster sind sich jedoch für alle Stationen sehr ähnlich. Anschließend wurden gemessene Lidarprofile den Clustern ihrer jeweils zugehörigen Trajektorie zugeteilt, sodaß Klassen von Aerosolprofilen entstanden, die unter dem Einfluß jeweils ähnlicher Luftmassen gemessen wurden. Als Beispieldatensätze wurden die unter Umgebungsfeuchte bestimmten und die auf 0% Feuchte normalisierten Profile der mittleren Grenzschicht-Extinktionskoeffizienten bei 532nm aus Leipzig verwendet. Es zeigte sich, daß in beiden Datensätzen die größten Werte in dem Cluster, das den Transport kontinentaler Luftmassen aus östlichen Richtungen repräsentiert, gefunden wurden und daß die geringsten Werte zu Meßsituationen mit schnellen Westwinden gehören. Die hier vorgestellte Klassifizierungs-Methode kann in Zukunft auch auf die Grenzschicht-Rückstreuoeffizienten und -Lidarverhältnisse sowie auf Daten aus der freien Troposphäre von allen AFS-Lidarnetz- und EARLINET-Stationen angewendet werden.

Abschließend läßt sich feststellen, daß der in dieser Arbeit gewonnene fast fünfjährige Datensatz von Profilen optischer Aerosoleigenschaften zunächst zwar noch mit den hier entwickelten Werkzeugen und Methoden homogenisiert werden muß, dann jedoch gemeinsam mit den Trajektorien die Grundlage für eine zukünftige, umfassende klimatologische und statistische Analyse und Charakterisierung der vertikalen Aerosolverteilung über Leipzig bildet. Mit der Bestimmung der relativen Feuchte und ihrer Unsicherheiten, der Korrekturmöglichkeit für den Fehler aufgrund der depolarisationsabhängigen Empfängertransmission sowie mit der Methode zur kombinierten statistischen Analyse von Lidarprofilen und Trajektorien wurden umfangreiche Anwendungsmöglichkeiten des Ramanlidars aufgezeigt und Werkzeuge entwickelt, die auch auf andere Lidargeräte und Datensätze übertragbar sind.

Als weitere Perspektive ist zu erwähnen, daß die mit dem Aerosol-Ramanlidar bestimmbaren optischen Partikeleigenschaften von drei Rückstreuprofilen und zwei Extinktionsprofilen eine geeignete Basis für die Abschätzung mikrophysikalischer Partikeleigenschaften mit einem Inversionsalgorithmus darstellen. Solche Abschätzungen werden demnächst für die detaillierte Analyse von EARLINET-Fallstudien eingesetzt. Weiterhin wird derzeit ein zweites Empfangsteleskop in das Aerosol-Ramanlidar implementiert, welches die Bestimmung der Extinktionsprofile ab 200 m Höhe anstatt bisher ab 1 km Höhe erlaubt und die Unsicherheit der Extinktionsprofile in den untersten 3 km wesentlich verringern wird, was eine Voraussetzung für detaillierte Untersuchungen in der Grenzschicht darstellt.

A Tabellen und Abbildungen

Tabelle A1: Technische Daten des Nd:YAG-Lasers. Alle mit * gekennzeichneten Angaben wurden ohne meßtechnische Überprüfung aus dem Handbuch [Spectra Physics, 1994] entnommen. SHG steht für engl.: Second Harmonic Generation und THG für Third Harmonic Generation.

Modell	Spectra Physics GCR-290-30		
Wiederholungsrate	30 Hz		
Gesamtenergie pro Puls	1,6 J		
Strahlprofil	kreisförmig		
Strahldurchmesser	ca. 10 mm		
Strahldivergenz	0,5 mrad		
Linienbreite	ohne Injektionslaser*: $\leq 1 \text{ cm}^{-1}$ mit Injektionslaser: 0.01 – 0.02 cm^{-1}		
Injektionslaser			
genaue Bezeichnung	Einzel-Frequenz-Injektions-Impf-Laser		
Modell	Spectra Physics: injection seeder CE GCR/PRD		
emittierte Wellenlängen	Fundamentale	Frequenz- verdoppelte	Frequenz- verdreifachte
nichtlineare Kristalle		SHG II	THG
Wellenlänge	1064.15 nm	532.075 nm	354.72 nm
Polarisation*	elliptisch	linear, horizontal	linear, vertikal
maximale Pulsenergie, einzeln	1600 mJ	850 mJ	600 mJ
typische Pulsenergie, gleichzeitig	450 mJ	450 mJ	450 mJ
Pulsdauer*	8-9 ns	6-7 ns	5-6 ns

Tabelle A2: Technische Daten (Herstellerangaben) des Aufweitungsteleskops. Die Anti-Reflex-Beschichtung wurde für hohe Laserenergien ausgelegt.

Aufweitung	8-fach
Gehäuse	Optikzentrum NRW GmbH
Aufweituungsobjektiv	
Hersteller	Carl Zeiss Jena GmbH
Brennweite	844 mm
Anti-Reflex-Beschichtung der Außenflächen für	355, 532 und 1064 nm
Meniskuslinse	
Hersteller	Carl Zeiss Jena GmbH
Brennweite	-101.9 mm
Radius R1	44.7 mm
Radius R2	991.5 mm
Durchmesser	18 mm
Anti-Reflex-Beschichtung für	355, 532 und 1064 nm
Theodolit	
Hersteller	VEB Carl Zeiss Jena
Modell	Sekundentheodolit THEO 010 B
Meßgenauigkeit	± 0.005 mrad

Tabelle A3: Technische Daten des Empfangsteleskops.

Hersteller	Carl Zeiss Jena GmbH	
Geometrie	Cassegrain, fokal	
Beschichtung	Al	
effektive Brennweite	10 m	
Blende	1–18 mm	
Gesichtsfeldwinkel	0.1–1.8 mrad	
Hauptspiegel	Durchmesser	1 m
	Form	parabolisch
	Brennweite	2.5 m
Gegenspiegel	Durchmesser	107 mm
	Form	hyperbolisch
	Brennweiten	260, 1040 mm
Achromat	Brennweite	300 mm

Tabelle A4: Technische Daten der elektronischen Komponenten zur Signalverarbeitung.

Photomultiplier		
Hersteller	Hamamatsu Photonics (H) Deutschland GmbH	THORN EMI (TE) electron tubes Ltd.
Typ	R3236 gekühlt auf $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$	9893Q/350A; 9893Q/350B ohne Vorverstärker
Wellenlänge	1064 nm	355 bis 607 nm
Detektor: Durchmesser	10 mm	9 mm
Detektor: Material	Ag-O-Cs	Bialkali
Pulsbreite (FWHM ¹)	4 ns	4 ns
Diskriminator		
Hersteller	Phillips Scientific	
Modell	Octal 300 MHz Discriminator Nim Model 708	
Zähler		
Hersteller	MEDAV Digitale Signalverarbeitung GmbH	
Modell	Purana	
Anzahl der Kanäle	9	
Maximale Pulsrate	300 MHz	
Zeitfensterlänge	100 bis 1600 ns	
Zeitfensteranzahl	4 bis 1024	

¹FWHM von engl. Full Width at Half Maximum, d.h. die Breite der Zeitspanne, in der die Pulshöhe größer als 50% der maximalen Pulshöhe ist.

Tabelle A5: Technische Daten der einzelnen Photomultiplier für alle Meßkanäle (vgl. Abschnitt 2.3.2 und Abb. 5). Die Bezeichnungen H, TE-A und TE-B stehen für die Hersteller und Typen aus Tab. A4. Die Quanten-Effizienzen Q-Eff. wurden aus den Hersteller-Katalogen entnommen. HV steht für die Betriebsspannung und DZR für die Dunkelzählrate, angegeben in Ereignissen pro Sekunde (cps: engl. counts per second)

Kanal	355	387	407	532v	532h	607	Tn	Tf	1064
Typ	TE-B	TE-A	TE-A	TE-A	TE-A	TE-A	TE-B	TE-B	H
Q-Eff.	0,24	0,22	0,19	0,07	0,07	0,05	0,07	0,07	0,03
Serien-Nr.	5202	5203	5209	1336	1171	1328	1344	1338	GA0211
Sockel-Nr.	16720	16721	16722	16760	16758	17811	18499	18460	
HV, V	2250	1850	2100	1865	1650	2200	2100	1700	2000
DZR, cps	2	300	< 1	3	< 1	< 1	20	15	

Tabelle A6: Transmissionswerte aller Strahlteiler in Prozent für vertikal (v) bzw. horizontal (h) polarisiertes Licht (Pol. – Polarisationszustand) für alle Meßwellenlängen bei einem Einfallswinkel von 45° nach Herstellerangaben. Dabei sind ST1 bis ST4 dichroitische Strahlteiler, QP sind Quarzplatten mit einer Anti-Reflex-Beschichtung auf der Rückseite und PST ist ein Polarisations-Strahlteiler-Würfel. Die Hersteller sind: Barr (Barr Associates Inc.), BifO (Berliner Institut für Optik), Garbsen (Laseroptik Garbsen GmbH; Beschichtung) und CVI (CVI Laser Corporation). Für die runden Strahlteiler ST1 bis QP werden die Durchmesser D , für den PST-Würfel die Kantenlänge angegeben. Es sind jeweils nur die Werte angegeben, die benötigt werden, um für die einzelnen Meßkanäle die Transmission der Strahlseparationseinheit zu bestimmen.

	Hersteller	Größe, mm	Pol.	Wellenlänge, nm					
				355	387	407	532	607	1064
ST1	Barr	$D = 50.8$	v	< 1	< 1	< 1	87.5	90	86.5
			h	10	< 1	< 1	95.5	97	97
ST2	Barr	$D = 50.8$	v	91.5	92	< 1	-	-	-
			h	92	94.5	< 1	-	-	-
ST3	BifO	$D = 50.8$	v	-	-	-	< 1	< 1	96
			h	-	-	-	< 1	< 1	98
ST4	BifO	$D = 50.8$	v	-	-	-	38	< 1	-
			h	-	-	-	65	< 1	-
QP	Garbsen	$D = 50.8$	v	91	90	-	91	-	-
			h	99	99	-	99	-	-
PST	CVI	38.1×38.1	v	-	-	-	< 0.1	-	-
			h	-	-	-	> 95	-	-

Tabelle A7: Spezifikationen der Meßkanäle. Die Signaltypen sind elastische Signale (E), Vibrations-Rotations-Ramansignale (VR), Rotations-Ramansignale (RR) bei der Rotationsquantenzahl J . N_2 und H_2O stehen für die Stickstoff- bzw. Wasserdampfmoleküle, an denen die Ramanstreuung stattfindet. Es wird die Entfernung zwischen der Gesichtsfeldblende und den Photomultipliern der einzelnen Kanäle angegeben. Die Interferenzfilter wurden von der Firma Barr Associates Inc. hergestellt. Ihre Spezifikationen – Zentralwellenlänge, Bandbreite (FWHM) und Transmission – wurden aus Clauder [1996] bzw. für die Kanäle 387 und 407 (2 Filter) aus dem Prüfbericht des Herstellers entnommen. Für die Temperaturkanäle sind die Bandbreite und die Transmission des Monochromators eingetragen. In der letzten Zeile sind die Gesamttransmissionen aller optischen Elemente der Strahlseparationseinheit für vertikal (v) und für horizontal (h) polarisiertes Licht angegeben, die aus den Angaben in Tab. A6 und den Filtertransmissionsdaten berechnet wurden.

	Kanäle								
	355	387	407	532v	532h	607	Tn	Tf	1064
Wellenlänge, nm	354.72	386.7	407.5	532.075	532.075	607.4	530.4 +	529.0 +	1064.15
Signaltyp	E	VR N_2	VR H_2O	E	E	VR N_2	RR J=6	RR J=12	E
Sendewellenlänge, nm	354.72			532.075				1064.15	
Entfernung, mm	2125	2125	2125	2510	2470	2340	2360		2085
max. FOV, mrad	0.86	0.86	0.93	0.65	0.49	0.76	0.15		0.91
Filter									
Zentr., nm	354.8	386.7	407.5	532.5		607.7			1064.0
FWHM, nm	5	2.7	3.1	5		3	0.63		5
Transm., %	50	72.5	49.5	75		73	2.5		81
Transm., %									
v	4	59	24	2	$2 \cdot 10^{-3}$	64	0.74		67
h	0.3	67	24	$3 \cdot 10^{-4}$	0.3	69	1.5		77

Tabelle A8: Technische Daten des Doppelgitter-Monochromators.

reziproke lineare Dispersion	1.05 nm/mm
Transmission	2.5%
Durchmesser der optischen Fasern	0.6 bzw. 1.3 mm
Gesamtunterdrückung des 532-nm-Lichts	$\geq 10^{-6}$
Gitter	
Furchendichte	600 mm^{-1}
Beugungsordnung	5
Blaze-Winkel	53°
Reflektivität bei 532 nm	50%
Größe	$60 \times 120 \text{ mm}$
Linsen	
Freie Apertur	59 mm
Brennweite	159 mm
F/D-Verhältnis	3.3/1

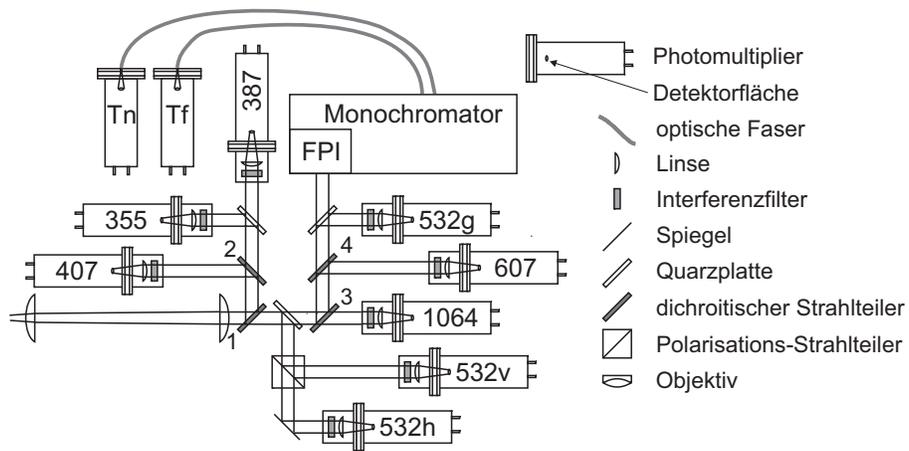


Abbildung A1: Schematische Darstellung der Strahlseparationseinheit des Aerosol-Ramanlidars nach dem März 2001. Die Bezeichnungen in den Photomultipliern entsprechen den Bezeichnungen der jeweils detektierten Signale. Die Ziffern 1 bis 4 kennzeichnen die dichroitischen Strahlteiler ST1 bis ST4.

Literaturverzeichnis

- Ackermann, J. (1998) The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: a numerical study. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **15**, 1043–1050.
- Alpert, P., Kaufmann, Y., Shay-El, Y., Tanre, D., da Silva, A., Schubert, S. und Joseph, A. (1998) Quantification of dust-forced heating of the lower troposphere. *Nature* **395**, 367–370.
- Althausen, D., Müller, D., Ansmann, A., Wandinger, U., Hube, H., Clauer, E. und Zörner, S. (2000) Scanning 6-wavelength 11-channel aerosol lidar. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **17**, 1469–1482.
- Anderson, T. L., Masonis, S. J., Covert, D. S. und Charlson, R. J. (2000) In situ measurements of the aerosol extinction-to-backscatter ratio at a polluted continental site. *J. Geophys. Res.* **105**, 26907–26915.
- Ansmann, A., Bösenberg, J., Brogniez, G., Elouragini, S., Flamant, P., Klapheck, K., Linné, H., Menenger, L., Michaelis, W., Riebesell, M., Senff, C., Thro, P.-Y., Wandinger, U. und Weitcamp, C. (1993) Lidar network observations of cirrus morphological and scattering properties during the international cirrus experiment 1989: The 18 October 1989 case study and statistical analysis. *J. Appl. Meteor.* **32**, 1608–1622.
- Ansmann, A., Riebesell, M., Wandinger, U., Weitcamp, C., Voss, E., Lahmann, W. und Michaelis, W. (1992a) Combined Raman elastic-backscatter lidar for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter, and lidar ratio. *Appl. Phys. B* **55**, 18–28.
- Ansmann, A., Riebesell, M. und Weitcamp, C. (1990) Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar. *Opt. Lett.* **15**, 746–748.
- Ansmann, A., Wagner, F., Althausen, D., Müller, D., Herber, A. und Wandinger, U. (2001) European pollution outbreaks during ACE 2: Lofted aerosol plumes observed with Raman lidar at the Portuguese coast. *J. Geophys. Res.* **106**, 20725–20733.
- Ansmann, A., Wandinger, U., Riebesell, M., Weitcamp, C. und Michaelis, W. (1992b) Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar. *Appl. Opt.* **31**, 7113–7131.
- Arshinov, Y. F. und Bobrovnikov, S. M. (1999) Use of a Fabry-Perot interferometer to isolate pure rotational Raman spectra of diatomic molecules. *Appl. Opt.* **38**, 4635–4638.
- Arshinov, Y. F., Bobrovnikov, S. M., Serikov, I., Althausen, D., Mattis, I., Wandinger, U. und Ansmann, A. (2001) Spectrally absolute instrumental approach to isolate pure rotational Raman lidar returns from nitrogen molecules of the atmosphere. In *Advances in Laser*

- Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) Vichy, France* (Herausgeber Dabas, A., Loth, C. und Pelon, J.), S. 121–124. École Polytechnique.
- Arshinov, Y. F., Bobrovnikov, S. M., Zuev, V. E. und Mitev, V. M. (1983) Atmospheric temperature measurements using pure rotational Raman lidar. *Appl. Opt.* **22**, 2984–2990.
- Barrow, G. M. (1988) *Introduction to molecular spectroscopy*. McGraw-Hill, Singapore. 318 S.
- Baumann, K. und Stohl, A. (1997) Validation of a long-range trajectory model using gas balloon tracks from the Gordon Bennet Cup 95. *J. Appl. Meteor.* **36**, 711–720.
- Behrendt, A. und Reichardt, J. (2000) Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator. *Appl. Opt.* **39**, 1372–1378.
- BMBF (1996) *Ausschreibung von Forschungsvorhaben im Rahmen eines Förderschwerpunktes ‚Aerosolforschung‘ (AFS)*. Ausschreibung, Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie. 6.8.1996.
- Böckmann, C., Wandinger, U., Ansmann, A., Bösenberg, J., Amiridis, V., Boselli, A., Delaval, A., De Tomasi, F., Frioud, M., Iarlori, M., Komguem, L., Kreipl, S., Larcheveque, G., Matthias, V., Papayannis, A., Rocadenbosch, F., Schneider, J., Shcherbakov, V. und Wiegner, M. (2001) EARLINET—lidar algorithm intercomparison. *J. Aerosol Sci.* **32**, 433–434.
- Bohren, C. und Huffman, D. (1983) *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley, New York. 530 S.
- Bösenberg, J., Alpers, M., Althausen, D., Ansmann, A., Böckmann, C., Eixmann, R., Franke, A., Freudenthaler, V., Giehl, H., Jäger, H., Kreipl, S., Linné, H., Matthias, V., Mattis, I., Müller, D., Sarközi, J., Schneidenbach, L., Schneider, J., Trickl, T., Vorobieva, E., Wandinger, U. und Wiegner, M. (2001a) *The German aerosol lidar network: methodology, data, analysis*. Tech. Rep. 317, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- Bösenberg, J., Alpers, M., Böckmann, C., Jäger, H., Matthias, V., Wandinger, U. und Wiegner, M. (1998) A lidar network for the establishment of an aerosol climatology. In *Proceedings of the 19th ILRC, Annapolis* (Herausgeber Singh, U. N., Ismail, S. und Schwemmer, G. K.), S. 23–24. NASA Center for AeroSpace Information CASI, Hanover, MD, USA.
- Bösenberg, J., Ansmann, A., Baldasano, J., Balis, D., Böckmann, C., Calpini, B., Chaikowsky, A., Flamant, C., Hågård, A., Mitev, V., Papayannis, A., Pelon, J., Resendes, D., Schneider, J., Spinelli, N., Trickl, T., Vaughan, G., Viskonti, G. und Wiegner, M. (2001b) EARLINET: A European Aerosol Research Lidar Network. In *Advances in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) Vichy, France* (Herausgeber Dabas, A., Loth, C. und Pelon, J.), S. 155–158. École Polytechnique.
- Brasseur, G. und Granier, C. (1992) Mount Pinatubo aerosols, chlorfluorocarbons and ozone depletion. *Science* **24**, 1239–1242.
- Browell, E., Ismail, S. und Grant, W. (1998) Differential absorption lidar (DIAL) measurements from air ans space. *Appl. Phys. B* **67**, 401–410.

- Bucholz, A. (1995) Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Appl. Opt.* **34**, 2765–2773.
- Busch, B., Kandler, K., Schütz, L. und Neusüss, C. (2002) Hygroscopic properties and water-soluble fraction of atmospheric particles in the diameter range from 50 nm to 3.7 μm during the Aerosol Characterization Experiment in Lindenberg 1998. *J. Geophys. Res.* In press.
- Cairo, F., Di Donfrancesco, G., Adriani, A., Lucio, P. und Federico, F. (1999) Comparison of various linear depolarization parameters measured by lidar. *Appl. Opt.* **38**, 4425–4432.
- Charlson, R. und Heintzenberg, J., Herausgeber (1995) *Aerosol forcing of climate*. John Wiley, New York.
- Chazette, P., Pelon, J., Moulin, C., Dulac, F., Carraco, I., Guelle, W., Bousquet, P. und Flamant, P.-H. (2001) Lidar and satellite retrieval of dust aerosols over the Azores during SOFIA/ASTEX. *Atmos. Env.* **35**, 4297–4304.
- Clauder, E. W. (1996) *Konzeption und Aufbau einer Strahlseparationseinheit für ein Mehrwellenlängenlidar*. Diplomarbeit, Universität Leipzig. 62 S.
- Cooney, J. (1970) Comparisons of water vapor profiles obtained by radiosonde and laser backscatter. *J. Appl. Meteorol.* **10**, 301.
- Cooney, J. (1972) Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter. *J. Appl. Meteorol.* **11**, 108–112.
- Cooney, J., Orr, J. und Tomasettis, C. (1969) Measurements separating the gaseous and aerosol components of laser atmospheric backscatter. *Nature* **224**, 1098–1099.
- Cooney, J. und Pina, M. (1976) Laser radar measurement of atmospheric temperature profiles by use of Raman rotational backscatter. *Appl. Opt.* **15**, 602–603.
- Del Guasta, M. (2001) Simulation of LIDAR returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of ‘face tracing’. *J. Geophys. Res.* **106**, 12589–12602.
- Dorling, S., Davies, T. und Pierce, C. (1992a) Cluster analysis: A technique for estimating the synoptic meteorological controls on air and precipitation chemistry—method and applications. *Atmos. Environ.* **26A**, 2575–2581.
- Dorling, S., Davies, T. und Pierce, C. (1992b) Cluster analysis: A technique for estimating the synoptic meteorological controls on air and precipitation chemistry—results from Eskdalemuir, South Scotland. *Atmos. Environ.* **26A**, 2583–2602.
- Eixmann, R., Böckmann, C., Fay, B., Matthias, V., Mattis, I., Müller, D., Kreipl, S., Schneider, J. und Stohl, A. (2002) Tropospheric aerosol layers after a cold front passage in January 2000 as observed at several stations of the German lidar network. *Atmos. Res.* Accepted.
- Fernald, F. G. (1984) Analysis of atmospheric lidar observations: some comments. *Appl. Opt.* **23**, 652–653.
- Ferrare, R. A., Melfi, S. H., Whiteman, D. N., Evans, K. D., Schmidlin, F. J. und Starr, D. O. (1995) A comparison of water vapor measurements made by Raman lidar and radiosondes. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **12**, 1177–1195.

- Ferrare, R. A., Turner, D. D., Heilmann Brasseur, L., Feltz, W. F., Dubovik, O. und Tooman, T. P. (2001) Raman lidar measurements of the aerosol extinction-to-backscatter ratio over the Southern Great Plains. *J. Geophys. Res.* **106**, 20333–20347.
- Forster, C., Wandinger, U., Wotawa, G., James, P., Mattis, I., Althausen, D., Simmonds, P., O’Doherty, S., Jennings, S. G., Kleefeld, C., Schneider, J., Trickl, T., Kreipl, S., Jäger, H. und Stohl, A. (2001) Transport of boreal forest fire emissions from Canada to Europe. *J. Geophys. Res.* **106**, 22887–22906.
- Franke, K., Ansmann, A., Müller, D., Althausen, D., Wagner, F. und Scheele, R. (2001) One-year observations of particle lidar ratio over the tropical Indian Ocean with Raman lidar. *Geophys. Res. Lett.* **28**, 4559–4562.
- Gathman, S. G. (1983) Optical properties of the marine aerosol model as predicted by the Navy aerosol model. *Opt. Engin.* **22**, 57–62.
- Gobbi, G. P., Barnaba, F., Giorgi, R. und Santacasa, A. (2000) Altitude-resolved properties of a Saharan dust event over the Mediterranean. *Atmos. Env.* **34**, 5119–5127.
- Goldsmith, J. E. M., Blair, F. H., Bisson, S. E. und Turner, D. D. (1998) Turn-key Raman lidar for profiling atmospheric water vapor, clouds, and aerosols. *Appl. Opt.* **37**, 4979–4990.
- Gutkowicz-Krusin, D. (1993) Multiangle lidar performance in the presence of horizontal inhomogeneities in atmospheric extinction and scattering. *Appl. Opt.* **32**, 3266–3272.
- Haken, H. und Wolf, H. C. (1991) *Molekülphysik und Quantenchemie*. Springer, Berlin. 416 S.
- Hamilton, P. (1969) Lidar measurement of backscatter and attenuation of atmospheric aerosol. *Atmos. Env.* **3**, 221–223.
- Hänel, G. (1972) Computation of the extinction of visible radiation by atmospheric aerosol particles as a function of the relative humidity, based upon measured properties. *Aerosol Sci.* **3**, 377–386.
- Hänel, G. (1984) Parametrization of the influence of relative humidity on optical aerosol properties. In *Aerosols and their climatic effects* (Herausgeber Gerber, H. und Deepak, A.), S. 117–122. A. Deepak Publishing, Hampton, VA, USA.
- Hänel, G. (1998) Vertical profiles of the scattering coefficient of dry atmospheric particles over Europe normalized to air at standard temperature and pressure. *Atmos. Environ.* **32**, 1743–1755.
- Henderson, R. und Weingartner, K. (1982) Trajectory analysis of MAP3S precipitation chemistry data at Ithaca, N.Y. *Atmos. Env.* **16**, 1657–1665.
- Herrmann, H., Pantani, L., Stefanutti, L. und Werner, C. (1974) Lidar measurements of atmospheric visibility. *Estratto da „Alta Frequenza“ XLIII*, 1–4.
- Herrmann, P. und Hänel, G. (1997) Wintertime optical properties of atmospheric particles and weather. *Atmos. Env.* **31**, 4053–4062.
- Herzberg, G. (1989) *Molecular Spectra and Molecular Structure I. Spectra of Diatomic Molecules*. zweite Auflage. van Nostrand Company, Princeton, Toronto, London, New York. 660 S.

- Iwasaka, Y., Yamato, M., Imasu, R. und Ono, A. (1988) Transport of Asian dust (KOSA) particles: Importance of weak KOSA events on the geochemical cycle of soil particles. *Tellus, Ser.B* **40**, 494–503.
- Klett, J. D. (1981) Stable analytic inversion solution for processing lidar returns. *Appl. Opt.* **20**, 211–220.
- Kottmeier, C. und Fay, B. (1998) Trajectories in the Antarctic lower troposphere. *J. Geophys. Res.* **103**, 10947–10959.
- Lazaridis, M., Asimakopoulos, D., Branis, M., Colbeck, I., Drossinos, I., Dye, C., Eleftheriadis, K., Flocas, H., Helmis, C., Hollander, W., Housiadas, C., Hovorka, J., Kalogerakis, N., Smolnik, J., Storadal, F., Svenby, T. und Zdimal, V. (2001) Characterisation of urban air quality indoor/outdoor particulate matter chemical characteristics and source-to-inhaled dose relationships (urban-aerosol). *J. Aerosol Sci.* **32**, 1075–1076.
- Leiterer, U., Dier, H. und Naebert, T. (1997) Improvements in radiosonde humidity profiles using RS80/RS90 radiosondes of Vaisala. *Beitr. Phys. Atmos.* **70**, 319–336.
- Leonard, D. A. und Caputo, B. (1974) A single-ended atmospheric transmissometer. *Opt. Engin.* **13**, 10–14.
- Li, X., Maring, H., Savoie, D., Voss, K. und Prospero, J. (1996) Dominance of mineral dust in aerosol light-scattering in the North Atlantic trade winds. *Nature* **380**, 416–419.
- Liou, K.-N. und Schotland, R. M. (1971) Multiple backscattering and depolarization from water clouds for a pulsed lidar system. *J. Atmos. Sci.* **28**, 772–784.
- List, R. J., Herausgeber (1951) *Smithsonian Meteorological Tables*. Smithsonian Institution, Washington. 527 S.
- Masonis, S. J., Franke, K., Ansmann, A., Müller, D., Althausen, D., Ogren, J. A., Jefferson, A. und Sheridan, P. J. (2002) An intercomparison of aerosol light extinction and 180 backscatter as derived using in-situ instruments and Raman lidar during the INDOEX field campaign. *J. Geophys. Res.* S. accepted.
- Matthias, V. (2000) *Vertikalmessungen der Aerosolextinktion und des Ozons mit einem UV-Raman-Lidar*. Dissertation, Universität Hamburg. 125 S.
- Matthias, V. und Bösenberg, J. (2001) Routine Observation of Aerosol Extinction Profiles at Hamburg: Statistical Evaluation. In *Advances in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) Vichy, France* (Herausgeber Dabas, A., Loth, C. und Pelon, J.), S. 223–227. École Polytechnique.
- Matthias, V., Bösenberg, J., Freudenthaler, V., Amodeo, A., Balis, D., Chourdakis, G., Comeron, A., Delaval, A., De Tomasi, F., Eixmann, R., Hågård, A., Kreipl, S., Matthey, R., Mattis, I., Rizi, V. und Wang, X. (2001) Intercomparison of 15 aerosol lidar systems in the frame of EARLINET. *J. Aerosol Sci.* **32**, 397–398.
- Mattis, I., Ansmann, A., Althausen, D., Jaenisch, V., Wandinger, U., Müller, D., Arshinov, Y. F., Bobrovnikov, S. M. und Serikov, I. B. (2002a) Relative humidity profiling in the troposphere with a Raman lidar. *Appl. Opt.* Submitted.

- Mattis, I., Ansmann, A., Müller, D., Wandinger, U. und Althausen, D. (2002b) Dual-wavelength Raman lidar observations of the extinction-to-backscatter ratio of Saharan dust. *Geophys. Res. Lett.* **29**, 10.1029/2002GL014721.
- Mattis, I., Jaenisch, V., Müller, D., Franke, K., und Ansmann, A. (2001) Classification of particle extinction profiles derived within the framework of the German lidar network by the use of cluster analysis of backtrajectories. In *Advances in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) Vichy, France* (Herausgeber Dabas, A., Loth, C. und Pelon, J.), S. 211–215. École Polytechnique.
- Melfi, S. H. (1972) Remote measurements of the atmosphere using Raman scattering. *Appl. Opt.* **11**, 1605–1610.
- Melfi, S. H., Lawrence, J. D. J. und McCormick, M. P. (1969) Observation of Raman scattering by water vapor in the atmosphere. *Appl. Phys. Lett.* **15**, 295–297.
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D., Kahn, R. A. und West, R. A. (1997) Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *J. Geophys. Res.* **102**, 16831–16847.
- Mitev, V. (1984) Lidar measurement of the atmospheric temperature by rotational Raman scattering. *Acta Physica Polonica* **A66**, 311–322.
- MPL-Net (2000) MPL-Net Home. <http://virl.gsfc.nasa.gov/mpl-net/> .
- Müller, D., Wagner, F., Wandinger, U., Ansmann, A., Wendisch, M., Althausen, D. und von Hoyningen-Huene, W. (2000) Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: experiment. *Appl. Opt.* **39**, 1879–1892.
- Müller, D., Wandinger, U., Althausen, D., Mattis, I. und Ansmann, A. (1998) Retrieval of physical particle properties from lidar observations of extinction and backscatter at multiple wavelengths. *Appl. Opt.* **37**, 2260–2263.
- Müller, D., Wandinger, U. und Ansmann, A. (1999a) Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: theory. *Appl. Opt.* **38**, 2346–2357.
- Müller, D., Wandinger, U. und Ansmann, A. (1999b) Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: simulation. *Appl. Opt.* **38**, 2358–2368.
- Müller, D., Wandinger, U. und Fiebig, M. (2001) Comprehensive particle characterization from three-wavelength Raman-lidar observations: case study. *Appl. Opt.* **40**, 4863–4869.
- Murayama, T., Okamoto, H., Kaneyasu, N., Kamataki, H. und Miura, K. (1999) Applikation of lidar depolarization measurement in the atmospheric boundary layer: Effects of dust and sea-salt particles. *J. Geophys. Res.* S. 31781–31792.
- Murayama, T., Sugimoto, N., Matsui, I., Arao, K., Iokibe, K., Koga, R., Sakai, T., Kubota, Y., Saito, Y., Abo, M., Hagiwara, N., Kuze, H., Kaneyasu, N., Imasu, R., Asai, K. und Aoki, K. (1998) Lidar network observation of asian dust (kosa) in japan. *Proc. SPIE* **3504**, 8–15.

- Murayama, T., Sugimoto, N., Matsui, I., Liu, Z., Sakai, T., Shibata, T., Iwasaka, Y., Won, J.-G., Yoon, S.-C., Li, T., Zhou, J. und Hu, H. (2001a) Lidar network observation of Asian dust. In *Advances in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) Vichy, France* (Herausgeber Dabas, A., Loth, C. und Pelon, J.), S. 169–172. École Polytechnique.
- Murayama, T., Sugimoto, N., Uno, I., Kinoshita, K., Aoki, K., Hagiwara, N., Liu, Z., Matsui, I., Sakai, T., Shibata, T., Arao, K., Sohn, B.-J., Won, J.-G., Yoon, S.-C., Li, T., Zhou, J., Hu, H., Abo, M., Iokibe, K., Koga, R. und Iwasaka, Y. (2001b) Ground-based network observation of Asian dust events of April 1998 in east Asia. *J. Geophys. Res.* S. 18345–18359.
- Nedeljkovic, D., Hauchecorne, A. und Chanin, M.-L. (1993) Rotational Raman lidar to measure the atmospheric temperature from the ground to 30 km. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **31**, 90–101.
- Papayannis, A., Amoiridis, V., Balin, J., Balis, D., Baldasano, J., Boselli, A., Chaikovsky, A., Chourdakis, G., Freudenthaler, V., Frioux, M., Iarlori, M., Kreipl, S., Larcheveque, G., Matthey, R., Mattis, I., Müller, D., Pandolfi, M., Pappalardo, G., Pelon, J., Perrone, M., Rizi, V., Rodriguez, A., Sauvage, L., Sobolewski, P., Spinelli, N., de Tomasi, F., Trickl, T., Wiegner, M., Herman, J. und Chatenet, B. (2002) Continental-scale vertical profile measurements of free tropospheric Saharan dust particles performed by a coordinated ground-based European lidar network (EARLINET project). *J. Geophys. Res.* Submitted.
- Papayannis, A., Boselli, A., Calpini, B., Chaikovsky, A., Chourdakis, G., Cuomo, V., Frioux, M., Iarlori, M., Kreipl, S., Larcheveque, G., Matthey, R., Pappalardo, G., Pelon, J., Perrone, M., Rizi, V., Rocadenbosch, F., Sauvage, L., Sobolewski, P., Soriano, C., Spinelli, N., De Tomasi, F., Amoiridis, V., Balis, D. und Trickl, T. (2001) Simultaneous observations of free tropospheric Saharan dust layers over Europe monitored by a co-ordinated ground-based lidar network in the frame of the EARLINET project. *J. Aerosol Sci.* **32**, 389–390.
- Pirich, R. und Horvath, H. (1983) On the influence of meteorological parameters on extinction and mass size distributions in the urban aerosol of Vienna. *Beitr. Phys. Atmos.* **56**, 83–94.
- Poberaj, G., Assion, A., Fix, A., Kiemle, C., Wirth, M. und Ehret, G. (2001) Airborne all-solid-state DIAL for water vapor measurements in the tropopause region. In *Advances in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) Vichy, France* (Herausgeber Dabas, A., Loth, C. und Pelon, J.), S. 325–328. École Polytechnique.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. und Flannery, B. P. (1992) *Numerical Recipes in C*. zweite Auflage. Cambridge University Press. 994 S.
- Pueschel, R., Charlson, R. J. und Ahlquist, N. C. (1969) On the anomalous deliquescence of sea-spray aerosols. *J. Appl. Meteor.* **8**, 995–998.
- Ritter, B. (1998) Numerische Wettervorhersage. *Webseite des DWD:* <http://www.dwd.de/research/model/model.html> .
- Rosenfeld, D. (2000) Suppression of rain and snow by urban and industrial air pollution. *Science* **287**, 1793–1796.

- Sakai, T., Shibata, T., Kwon, S.-A., Kim, Y.-S., Tamura, K. und Iwasaka, Y. (2000) Free tropospheric aerosol backscatter, depolarization ratio, and relative humidity measured with the Raman lidar at Nagoya in 1994-1997: contributions of aerosols from the Asian Continent and the Pacific Ocean. *Atmos. Env.* **34**, 431–442.
- Sasano, Y., Browell, E. V. und Ismail, S. (1985) Error caused by using a constant extinction/backscatter ratio in the lidar solution. *Appl. Opt.* **24**, 3929–3932.
- Sassen, K. (1991) The polarization lidar technique for cloud research: A review and current assessment. *Bull. Am. Met. Soc.* **72**, 1848–1866.
- Sassen, K., Starr, D. O., Mace, Gerald, G., Poellot, Michael, R., Melfi, S., eberhard, W. L., Spinhirne, J. d., Eloranta, E., Hagen, D. E. und John, H. (1995) The 5 - 6 December 1991 FIRE IFO II Jet Stream Cirrus Case Study: Possible Influences of Volcanic Aerosols. *J. Atmos. Sci* **52**, 97–123.
- Schotland, R. M., Sassen, K. und Stone, R. (1971) Observations by lidar of linear depolarization ratios for hydrometeors. *J. Appl. Met.* **10**, 1011–1017.
- Serikov, I. B., Arshinov, Y. F., Bobrovnikov, S. M., Althausen, D., Ansmann, A., Mattis, I. und Wandinger, U. (2002) Distortions of the temperature profile of the atmosphere acquired with a pure rotational Raman lidar due to sphericity of the Fabry-Perot interferometer plates. In *Proceedings of the 21st ILRC, Quebec City, Canada*.
- Sherlock, V., Garnier, A., Hauchecorne, A. und Keckhut, P. (1999) Implementation and validation of a Raman lidar measurement of middle and upper tropospheric water vapor. *Appl. Opt.* **38**, 5838–5850.
- Sirois, A. und Bottenheim, J. W. (1995) Use of backward trajectories to interpret the 5-year record of PAN and O₃ ambient air concentrations at Kejimikujik National Park, Nova Scotia. *J. Geophys. Res.* **100**, 2867–2881.
- Spectra Physics (1994) *Pulsed Nd: YAG Lasers. Users Manual GCR Series*. Mountain View, Kalifornien.
- Stohl, A. (1998) Computation, accuracy and applications of trajectories —a review and bibliography. *Atmos. Environ.* **32**, 947–966.
- Stohl, A., Haimberger, L., Scheele, M. und Wernli, H. (2002) An intercomparison of results from three trajectory models. *Meteorol. Appl.* In press.
- Stohl, A. und Koffi, N. (1998) Evaluation of trajectories calculated from ECMWF data against constant volume balloon flights during ETEX. *Atmos. Env.* **24**, 4151–4156.
- Stohl, A. und Scheifinger, H. (1994) A weather pattern classification by trajectory clustering. *Meteorol. Z.* **3**, 333–336.
- Stohl, A. und Seibert, P. (1998) Accuracy of trajectories as determined from the conservation of meteorological tracers. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **124**, 1465–1484.
- Stohl, A. und Trickl, T. (1999) A textbook example of long-range transport: Simultaneous observation of ozone maxima of stratospheric and north american origin in the free troposphere over Europe. *J. Geophys. Res.* **104**, 30445–30462.

- Stohl, A., Wotawa, G., Seibert, P. und Kromp-Kolb, H. (1995) Interpolation errors in wind fields as a function of spatial and temporal resolution and their impact on different types of kinematic trajectories. *J. Appl. Meteor.* **34**, 2149–2165.
- Swietlicki, E., Zhou, J., Covert, D. S., Hämeri, K., Busch, B., Väkeva, M., Dusek, U., Berg, O. H., Wiedensohler, A., Aalto, P., Mäkelä, J., Martinsson, B. G., Papaspiropoulos, G., Mentes, B., Frank, G. und Stratmann, F. (2000) Hygroscopic properties of aerosol particles in the north-eastern Atlantic during ACE-2. *Tellus* **52B**, 201–227.
- Tang, I. N. (1996) Chemical and size effects of hygroscopic aerosols on light scattering coefficients. *J. Geophys. Res.* **101**, 19245–19250.
- Tegen, I. und Fung, I. (1995) Contribution to the atmospheric mineral aerosol load from land surface modification. *J. Geophys. Res.* **100**, 18707–18726.
- Tegen, I. und Lacis, A. (1996) Modeling of particle size distribution and its influence on the radiation properties of mineral dust aerosol. *J. Geophys. Res.* **101**, 19237–19244.
- Tegen, I., Lacis, A. und Fung, I. (1996) The influence on climate forcing of mineral dust aerosols from disturbed soils. *Nature* **380**, 419–422.
- Theopold, F. A. und Bösenberg, J. (1993) Differential absorption lidar measurements of atmospheric temperature profiles: Theory and experiment. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **10**, 165–179.
- Turner, D., Ferrare, R., Heilman, L. und Tooman, T. (2001) A two year climatology of water vapor and aerosols in the lower troposphere measured by a Raman lidar. In *Advances in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) Vichy, France* (Herausgeber Dabas, A., Loth, C. und Pelon, J.), S. 309–312. École Polytechnique.
- Turner, D. D. und Goldsmith, J. E. M. (1999) Twenty-four-hour Raman lidar water vapor measurements during the atmospheric radiation measurements program's 1996 and 1997 water vapor intensive observation periods. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **16**, 1062–1076.
- Twomey, S. (1974) Pollution and the planetary albedo. *Atmos. Env.* **8**, 1251–1256.
- Twomey, S. (1991) Aerosols, clouds and radiation. *Atmos. Env.* **25A**, 2435–2442.
- Voß, E. (1992) *Untersuchungen zur Temperaturfernmessung durch Analyse der Rayleigh-Streuung mit Atomdampffiltern*. Dissertation, Universität Hamburg.
- Wagner, F. (1999) *Kombinierte Mehrwellenlängen-Lidar-Photometermessungen von optischen und physikalischen Partikelparametern während ACE-2*. Dissertation, Universität Leipzig.
- Wallenhauer, S. (1998) *Bestimmung spektraler Streukoeffizienten des atmosphärischen Aerosols aus Lidarmessungen*. Diplomarbeit, Universität Leipzig. 52 S.
- Wandinger, U. (1994) *Theoretische und experimentelle Studien zur Messung stratosphärischen Aerosols sowie zum Einfluß der Mehrfachstreuung auf Wolkenmessungen mit einem Polarisations-Raman-Lidar*. Dissertation, Universität Hamburg. 125 S.
- Wandinger, U. und Ansmann, A. (2002) Experimental determination of the lidar overlap profile with Raman lidar. *Appl. Opt.* S. 511–514.

- Wandinger, U., Ansmann, A. und Weitcamp, C. (1994) Atmospheric Raman depolarization-ratio measurements. *Appl. Opt.* **33**, 5671–5673.
- Wandinger, U., Mattis, I., Ansmann, A., Arshinov, Y., Bobrovnikov, S. und Serikov, I. (1998) Tropospheric temperature profiling based on detection of Stokes and anti-Stokes rotational Raman lines at 532 nm. In *Proceedings of the 19th ILRC, Annapolis* (Herausgeber Singh, U. N., Ismail, S. und Schwemmer, G. K.), S. 297–299. NASA Center for AeroSpace Information CASI, Hanover, MD, USA.
- Wienzek, M. (2001) Michals wetter-welt. <http://home.t-online.de/home/wienzek/> .
- Wulfmeyer, V. und Bösenberg, J. (1998) Ground-based differential absorption lidar for water-vapor profiling: assessment of accuracy, resolution, and meteorological applications. *Appl. Opt.* **37**, 3825–3844.

Dankeschön

... an alle, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke Herrn Prof. Heintzenberg für die freundliche Aufnahme an seinem Institut und die Begutachtung dieser Arbeit.

Ich danke meinem Betreuer Albert Ansmann, daß er mir dieses interessante Thema übertragen hat. Ich danke ihm wirklich für die tatkräftige Unterstützung beim Paper-Schreiben.

Ulla Wandinger hat diese Arbeit auf Konsistenz und Rechtschreibung geprüft, während Dietrich Althausen mich immer wieder gemahnt hat, den roten Faden nicht zu verlieren.

Ein besonders herzliches Dankeschön für Helgard Hube und Conny Kurze. Helgard, die gute Seele des Labors, hat stets für eine zuverlässige logistische Unterstützung gesorgt und Conny hat mit ihrer einfallsreichen, engagierten und exakten Arbeit viele technische Verbesserungen des Lidars erst ermöglicht. Vielen Dank auch allen anderen Mitarbeiter der Mechanik- und der Elektronikwerkstatt sowie an Herrn Zaubitzer für seine stets prompte und unkomplizierte Hilfe bei den Kühlwasserproblemen.

Очень большое спасибо, дорогие друзья из Томск - Юрий, Сергей и Илья. Я научилась у вас всем удеждаться сомой и недоверять производителям.

Die regelmäßigen Treffen mit den Lidarnetz-Kollegen haben mich immer wieder angespornt. Besonders die Diskussionen zu diversen technischen Problemen und die Fachsimpeleien am Rande waren sehr hilfreich und motivierend.

Detlef Müller hat mir in den Monaten des Zusammenschreibens in unschätzbare Weise den Rücken freigehalten und aufopferungsvoll die Routinemessungen übernommen. Weiterhin hat er die Ecken und Kanten dieser Arbeit abgeschliffen und sich dabei auch von meinen Launen nicht abschrecken lassen. Vielen lieben Dank auch für die tatkräftigen Motivations-Kochabende nach einigen schweren Rückschlägen.

Ein ganz großes Dankeschön an Frank Wagner! Er hat diese Arbeit sehr kritisch gelesen und versucht, alle Schwachstellen zu finden. Außerdem hat er immer ein offenes Ohr und freundschaftlichen Rat für privaten, fachlichen oder sonstigen Kummer :-).

Ein ganz besonderer Dank gilt Volker Jaenisch für seine Freundschaft und Liebe sowie die vielen temperamentvollen fachlichen Diskussionen z.B. zu Problemen der Poisson-Statistik. Von ihm habe ich programmieren, T_EXen und vegetarisch kochen gelernt.

Ich danke allen Freunden, die es auf sich genommen haben, mir in der technisch schwierigen Anfangszeit des Lidars bei den nächtlichen Messungen zu assistieren. Besonders genannt seien hier Michael Kimmel und Silke Wallenhauer. Vielen Dank auch an Kathleen Franke für die Mo- und Do-Vertretungen.

Ich danke meinen Eltern für ihre Geduld mit mir „Langzeitstudentin“ und außerdem meiner WG für die philosophischen Frühstücksgespräche mit Jenny, die Ich-habe-was-leckeres-zum-Abendessen-gekocht-Anrufe von Anne-Marie, den Sonnenschein von Peter und die Einkaufs-Erlebnisse mit Volker. Ich gelobe, mich in Zukunft wieder mehr an den häuslichen Pflichten und Geselligkeiten zu beteiligen.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt und die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken in der Arbeit als solche kenntlich gemacht habe.

Ich versichere, daß ich durch keinerlei Personen bei der Auswahl und Auswertung des Materials sowie bei der Herstellung des Manuskripts Unterstützungsleistungen erhalten habe.

Weiterhin versichere ich, daß außerdem keine weiteren Personen bei der geistigen Herstellung der vorliegenden Arbeit beteiligt waren. Insbesondere hat niemand von mir oder in meinem Auftrag weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die in Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die vorgelegte Arbeit ist weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde zum Zwecke einer Promotion oder eines anderen Prüfungsverfahrens vorgelegt und in ihrer Gesamtheit noch nicht veröffentlicht worden.

Ich habe bisher noch keinen anderen Promotionsversuch unternommen.

Leipzig, den 11. März 2002

Ina Mattis

Lebenslauf

Ina Mattis

geboren am 28. Juli 1971 in Leipzig

Schulbildung:

1978-1988	POS Pestalozzi in Borna
1988-1990	EOS Wilhelm Pieck in Borna
Juli 1990	Abitur

Studium:

SS 1990 - SS 1996	Meteorologiestudium an der Universität Leipzig
Oktober 1994 - März 1996	Diplomarbeit am Institut für Troposphärenforschung (IfT), Leipzig Titel: „Zeitliche Entwicklung des stratosphärischen Aerosols nach dem Ausbruch des Pinatubo: Analyse von Raman-Lidarmessungen“
April 1996	Abschluß: Diplom

Wissenschaftliche Tätigkeiten:

Mai - August 1996	Wissenschaftliche Hilfskraft am IfT
seit September 1996	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am IfT
Sep. 1997 - August 2000	AFS-Projekt „Deutsches Lidarnetz“
seit Februar 2000	EU-Projekt „EARLINET“

Bibliographische Beschreibung

Ina Mattis

Aufbau eines Feuchte-Temperatur-Aerosol-Ramanlidars und Methodenentwicklung zur kombinierten Analyse von Trajektorien und Aerosolprofilen

Universität Leipzig, Dissertation

134 S., 129 Lit., 39 Abb.

Referat:

Atmosphärische Aerosole spielen eine große Rolle im Strahlungs- und Energiehaushalt der Erdatmosphäre. In hohen Konzentrationen können Aerosolpartikel gesundheitsschädigend sein oder die Sicherheit des Flugverkehrs beeinträchtigen. Aerosolpartikel streuen bzw. absorbieren die ankommende Sonnenstrahlung und die terrestrische Strahlung. Sie beeinflussen die Eigenschaften von Wolken und die Niederschlagsbildung. Die globale Aerosolverteilung ist sehr inhomogen und zeitlich variabel. Die in Klimamodellen verwendeten Aerosol-Eingangssatzen sind mit großen Unsicherheiten behaftet, weil es an experimentellen Daten zur räumlichen und zeitlichen Verteilung der Aerosole fehlt. So wurde 1997 zunächst ein deutsches LidarNetz und seit 2000 das europäische LidarNetz EARLINET (European Aerosol Research Lidar NETwork) aufgebaut. Das Ziel dieser Projekte ist die Erstellung eines umfassenden, statistisch signifikanten, klimatologischen Datensatzes der vertikalen Aerosolverteilung.

Für diese LidarNetz-Projekte wurde im Rahmen dieser Arbeit am Institut für Troposphärenforschung in Leipzig ein Aerosol-Ramanlidar aufgebaut. Es erlaubt eine umfassende Charakterisierung von optischen Partikeleigenschaften und meteorologischen Parametern. Die Vielfalt dieses Lidardatensatzes ist weltweit einzigartig. Insbesondere erlaubt dieses Gerät zum ersten Mal auch die Bestimmung von Profilen der relativen Feuchte ausschließlich auf der Basis von Lidarsignalen. Die relative Feuchte ist nicht nur ein Basisparameter des meteorologischen Zustands, sondern beeinflusst auch empfindlich die optischen Eigenschaften von Aerosolpartikeln und damit deren Strahlungswirkung. In dieser Arbeit wurden Methoden zur Ableitung von Profilen der Temperatur und der relativen Feuchte entwickelt.

In Leipzig konnten bei einem Saharastaub-Ausbruch erstmals umfangreiche und sehr genaue Messungen der optischen Aerosoleigenschaften und meteorologischen Parameter einer Saharastaub-Schicht vorgenommen werden. Anhand einer weiteren Fallstudie wurde gezeigt, daß sich die Partikeleigenschaften innerhalb weniger Tage aufgrund eines Luftmassenwechsels sehr stark verändern können. Dieser Befund zeigt, daß die großen LidarNetz-Datensätze nicht nur klimatologisch, sondern auch hinsichtlich der Abhängigkeit der Aerosolprofile von der Luftmassenherkunft untersucht werden müssen. Dazu wurde in dieser Arbeit eine Methode zur kombinierten statistischen Analyse von Aerosolprofilen und Trajektorien entwickelt. Dabei werden die Trajektorien mittels Clusteranalyse in Gruppen eingeteilt, von denen jede ein bestimmtes Muster großskaliger Transportprozesse widerspiegelt. Anschließend werden gemessene Lidarprofile den Clustern ihrer jeweils zugehörigen Trajektorie zugeteilt, sodaß Klassen von Aerosolprofilen entstehen, die unter dem Einfluß ähnlicher Luftmassen gemessen wurden.