

Fernmessung atmosphärischer Temperaturprofile
in Wolken
mit Rotations-Raman-Lidar

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Andreas Behrendt
aus Hamburg

Hamburg
2000

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. B. Neidhart
Prof. Dr. G. Huber

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. B. Neidhart
Prof. Dr. G. Zimmerer

Datum der Disputation: 14.9.2000

Dekan des Fachbereichs Physik
und Vorsitzender
des Promotionsausschusses: Prof. Dr. F.-W. Büßer

Zusammenfassung

Die Entwicklung eines Lidar-Empfängers für die Fernmessung atmosphärischer Temperaturprofile nach der Rotations-Raman-Methode wird beschrieben, Meßergebnisse mehrerer Feldkampagnen werden diskutiert. Die spektralen Parameter der verwendeten Interferenzfilter wurden im Vorfeld auf möglichst große Temperatursensitivität und Signalintensität bei gleichzeitig hoher Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen optimiert. So wurden mit diesem Instrument erstmals ungestörte Temperaturfernmessungen innerhalb von Wolken durchgeführt. Dies kann für Rückstreuverhältnisse von bis zu 45 zweifelsfrei belegt werden. Eine weitere Besonderheit des aufgebauten Empfängers ist seine hohe Effizienz, die vor allem durch ein neues Design mit kaskadenartiger Anordnung der Nachweiskanäle erreicht wurde. Dieses Konzept führt zu sehr geringen Verlusten bei der Separation der atmosphärischen Rückstreusignale. Die Meßzeit, die notwendig ist, um unter klaren atmosphärischen Bedingungen in beispielsweise 10 km Höhe bei einer Höhenauflösung von 960 m eine statistische Unsicherheit von $< \pm 1$ K zu erreichen, beträgt nur 5 Minuten und in 20 km Höhe lediglich 1,5 Stunden. Der Meßbereich erstreckt sich von etwa 1,5 km bis in über 45 km Höhe. Die Messungen nach der Rotations-Raman-Methode sind, im Gegensatz zu denen der üblicherweise angewendeten Rayleigh-Integrations-Methode, unabhängig vom Vorliegen hydrostatischen Gleichgewichts und frei von der Annahme von Standardwerten in einer bestimmten Höhe.

Das GKSS-Ramanlidar wurde durch den Einbau des beschriebenen Empfängers zu einem weltweit einzigartigen Fernmeßsystem atmosphärischer Parameter: Vom unteren Bereich der freien Troposphäre bis zur oberen Stratosphäre kann nun die Temperatur zeit- und ortsgleich mit optischen Partikeleigenschaften und der Ozonkonzentration bestimmt werden, in der Troposphäre zusätzlich das Wasserdampf-mischungsverhältnis.

Mit dem erweiterten GKSS-Ramanlidar wurden im Winter 1997/98 erstmals Temperaturfernmessungen innerhalb orographisch induzierter polarer Stratosphärenwolken (Leewellen-PSCs) durchgeführt. Das Ramanlidar wurde für die Messungen auf dem Gelände von Esrange (67,9° N, 21,1° O) in Nordschweden stationiert. Fast alle in diesem Zeitraum beobachteten PSCs zeigten keine Partikeldepolarisation (Typ 1b). Ihre Beobachtung war in der Höhe mit lokalen Temperaturminima unterhalb der Kondensationstemperatur einer ternären Lösung aus H_2O , HNO_3 und H_2SO_4 (STS) korreliert - in Übereinstimmung mit der These, daß Typ-1b-PSCs aus STS-Tröpfchen bestehen. Die Messungen in Verbindung mit Analysen des mesoskaligen Atmosphärenmodells des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) stützen die Vermutung, daß auch mesoskalige Temperaturosillationen PSC-1b-Partikel nicht in depolarisierende Teilchen übergehen lassen, sofern die Temperatur über der Kondensationstemperatur von Wassereis verbleibt. Die gemessenen Temperaturwerte wurden zusätzlich zur Validierung der Analysendaten des operationellen und eines in der Erprobungsphase befindlichen Globalmodells des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) verwendet.

Im Januar und Februar 1999 wurde das entwickelte Instrument an das stationäre Lidar bei Esrange gekoppelt. Für ein Leewellenereignis wurden im Meßbereich über 30 km Höhe die Temperaturwerte nach der Rotations-Raman- mit denen nach der Rayleigh-Integrations-Methode verglichen. Die Meßwerte stimmen qualitativ gut überein, deutliche Abweichungen in den Extremwerten der wellenartigen Temperaturstörung belegen jedoch die systematischen Meßfehler der Rayleigh-Integrations-Methode, wenn die hydrostatische Schichtung der Atmosphäre stark gestört ist.

Abstract

The development of a lidar receiver for remote measurements of atmospheric temperature profiles with the rotational Raman method is described. Results of field campaigns obtained with the instrument are presented.

High signal efficiency was achieved by a new receiver design with cascading mount of the detection channels, which yields very small losses in the spectral separation of the signals. The spectral filter parameters were optimized considering temperature sensitivity, signal intensity, and high elastic signal blocking in the rotational Raman channels. As a consequence, this setup allowed for the first time the remote measurement of atmospheric temperature without any perturbation by the presence of clouds: no influence of particle backscattering on the lidar temperature profile was observed in clouds with a backscatter ratio of at least 45. The minimum integration time needed for temperature profiling with a statistical temperature error of ± 1 K at, e.g., 20 km height and 960 m height resolution is only 1.5 hours and at 10 km height only 5 minutes. The measurement range extends from 1.5 to over 45 km altitude. In contrast to the commonly applied Rayleigh integration method, data measured with the rotational Raman technique are not perturbed by non-hydrostatic stratification and free from the assumption of boundary values.

The new receiver rendered the GKSS Raman lidar unique for the remote measurement of atmospheric parameters. Simultaneously taken profiles of temperature, optical particle properties, and ozone concentration from the lower boundary of the free troposphere up to the upper stratosphere have thus become available from one system, in the free troposphere the water vapor mixing ratio is also obtained.

In winter 1997/98, this system was transferred to Esrange (67.9° N, 21.1° E) in northern Sweden. Pioneering remote measurements of local temperatures in orographically induced polar stratospheric clouds (PSC) could be made. Nearly all PSCs detected in this period were of type 1b, i.e., showed no particle depolarization. Their observation was closely correlated with local temperature minima below the condensation temperature of a ternary solution of HNO_3 and H_2SO_4 in H_2O (STS). This agrees with the theory that type-1b PSCs are made up of STS particles. The lidar data in conjunction with analyses of the mesoscale atmospheric model of the Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) support the assumption that even mesoscale temperature oscillations do not cause non-depolarizing particles to freeze if the temperature stays above the ice frost point. The lidar temperature data were also used to validate global model analyses of the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF).

In January and February 1999, the receiver for rotational Raman temperature measurements was coupled to another lidar, the stationary system at Esrange. For a leewave event in the altitude range above 30 km height, where both the rotational Raman and the Rayleigh integration method are applicable, lidar temperature data were compared. This comparison shows good general agreement, but at altitudes of temperature perturbation maxima and minima, the profiles differ significantly. This is consistent with the systematic measurement errors of the Rayleigh integration method, which occur, when the hydrostatic stratification of the atmosphere is strongly perturbed.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	7
2 Temperaturfernmessverfahren	10
3 Lidar	11
3.1 Atmosphärische Photonenstreuungsprozesse	11
3.2 Lidartechniken.....	12
3.3 Die Lidargleichung.....	13
4 Theorie der Raman-Streuung	15
4.1 Der Raman-Effekt	15
4.2 Reine Rotations-Raman-Streuung.....	16
5 Rotations-Raman-Methode zur Messung atmosphärischer Temperaturprofile	21
5.1 Meßprinzip	21
5.2 Kalibrierfunktion.....	22
5.3 Notwendige Unterdrückung des elastischen Signals.....	24
6 Status quo ante der Rotations-Raman-Methode.....	28
7 Andere Lidar-Verfahren zur Messung atmosphärischer Temperaturprofile	32
7.1 Die Rayleigh-Integrations-Methode	32
7.2 Die Raman-Integrations-Methode.....	34
7.3 Die Brillouin-Doppler-Methode.....	35
7.4 DIAL: Heterodyne Systeme und BELINDA	36
8 Auswahl der Anregungswellenlänge	37
8.1 Atmosphärische Abschwächung der Lidar-Signale	37
8.1.1 Ozonabsorption	37
8.1.2 Rayleigh-Streuung.....	38
8.2 Apparative Faktoren	39
8.3 Intensität der elastischen Rückstreusignale	40
8.3.1 Cabannes-Rückstreuung.....	41
8.3.2 Partikelrückstreuung	41
8.4 Zusammenfassung	42
9 Bestimmung optimaler Filterparameter	45

10 Das GKSS-Ramanlidar	50
10.1 Überblick.....	50
10.2 Aufbau der Senderseite	53
10.3 Aufbau der Empfängerseite.....	55
10.4 Aufbau des Polychromators für die Signale im ultravioletten Spektralbereich	57
11 Aufbau des Polychromators für die Rotations-Raman-Signale und die weiteren Signale im sichtbaren Spektralbereich.....	58
11.1 Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen ..	62
12 Leistungsfähigkeit des Temperaturmeßzweigs	64
12.1 Meßbeispiel	64
12.2 Experimentelle Kalibrierung	66
12.3 Kombination von Höhen- und Zeitauflösung sowie statistischer Meßunsicherheit.....	69
12.4 Hintergrundsignal in den Rotations-Raman-Kanälen	71
13 Temperaturmessungen im Januar und Februar 1998.....	73
13.1 Polare Stratosphärenwolken und stratosphärischer Ozonabbau.....	74
13.2 Temperaturmessungen in polaren Stratosphärenwolken.....	75
13.2.1 Messungen am 22./23.1.1998	76
13.2.2 Messungen am 24.1.1998	76
13.2.3 Messungen am 25./26.1.1998	77
13.2.4 Messungen am 26.1.1998	77
13.2.5 Interpretation der Messungen.....	84
13.3 Weitergehende Interpretation der Lidarmessungen mit Hilfe eines mesoskaligen Atmosphärenmodells	85
13.4 Übersicht und Vergleich mit Temperaturanalysen des ECMWF.....	86
13.5 Beobachtung einer außergewöhnlichen Stratosphärenerwärmung.....	89
14 Messungen im Frühjahr 1998 (LITFASS-Kampagne).....	90
15 Messungen im Winter 1998/99 (THESEO-Kampagne).....	92
16 Zusammenfassung und Ausblick.....	96
Anhang 1: Verfahren zur Korrektur nicht-reiner Rotations-Raman-Signale.....	98
Anhang 2: Übersicht über die durchgeführten Temperaturmessungen	102

1 Einführung

Die Temperatur ist ein wichtiger Zustandsparameter der Atmosphäre: Das vertikale Temperaturprofil regelt die Stabilität der atmosphärischen Schichtung, bestimmt also die atmosphärische Dynamik und die grobe Unterteilung der Atmosphäre in sogenannte Sphären. Zusätzlich wird die Kondensation atmosphärischer Partikel entscheidend über die Umgebungstemperatur gesteuert. Partikel beeinflussen den Strahlungshaushalt und die Chemie der Atmosphäre und wirken damit wieder auf die Lufttemperatur. Diese und andere komplexe Rückkopplungsmechanismen der physikalischen und chemischen Vorgänge in der Atmosphäre machen die Vorhersagen der heute verfügbaren Atmosphärenmodelle noch unsicher. Die Auswirkungen zivilisatorischer Emissionen sind trotz vielfältiger Anstrengung in den letzten Jahren nur sehr ungenau quantifizierbar. Das Verständnis atmosphärischer Prozesse zu verbessern ist das Bestreben einer Vielzahl aufwendiger nationaler und internationaler Forschungsprogramme. Diese Arbeit entstand im Rahmen des deutschen und des europäischen Ozonforschungsprogramms.

Seit vielen Jahren wird die Temperatur der Atmosphäre in situ mittels Thermometern auf Drachen, Ballonen, Flugzeugen und Raketen beobachtet. Über Fernmeßverfahren jedoch läßt sich wesentlich einfacher ein größerer räumlicher und zeitlicher Bereich untersuchen.

Lidar (von engl. light detection and ranging) ist ein derartiges Verfahren, bei dem kurze Laserpulse in die Atmosphäre gesendet werden und zeitaufgelöst das aus der Atmosphäre rückgestreute Signal detektiert wird. Über die Lichtgeschwindigkeit kann auf die räumliche Entfernung des Orts der Photonenstreuung geschlossen werden. Von großem wissenschaftlichem Interesse ist es, orts- und zeitgleich die Temperatur und andere Lidar-Meßgrößen wie optische Eigenschaften von Wolkenpartikeln und Aerosolen sowie die Konzentrationen atmosphärischer Spurengasen mit einem einzigen System bestimmen zu können. Die Verwendung von Laserlicht prädestiniert zu Messungen bei Dunkelheit, Messungen bei Tage sind bisher nur eingeschränkt möglich.

Photonen werden in der Atmosphäre an Wolken- oder Aerosolpartikeln und Luftmolekülen gestreut. Streuprozesse, die die Wellenlänge des Lichts unverändert lassen, werden elastisch genannt. Die Raman-Streuung ist ein inelastischer Streuprozess; das gestreute Photon weist eine andere Wellenlänge auf als das einfallende, da hier das an der Streuung beteiligte Molekül seinen Vibrations-Rotations-Zustand ändert. Aufgrund quasi-instanter Relaxation der Moleküle aus dem virtuellen Anregungszustand in den Gleichgewichtszustand tritt bei der Raman-Streuung keine Zeitverzögerung ein. Somit eignen sich Raman-Signale auch für die Lidar-Fernmessung.

Die in dieser Arbeit zunächst weiterentwickelte [1, 2, 3, 4], dann angewendete [5, 6, 7, 8, 9] Rotations-Raman-Methode zur Messung atmosphärischer Temperaturprofile mit Lidar beruht auf entgegengesetzter Temperaturabhängigkeit bestimmter Bereiche des reinen Rotations-Raman-Spektrum (RRRS): Die Intensität von RRRS-Linien mit größerem Wellenlängenunterschied zur Anregungsstrahlung nimmt mit steigender Temperatur zu, die von spektral näher liegenden Linien hingegen ab. Mit dem Quotienten zweier Signale, die aus RRRS-Bereichen entgegengesetzter Temperaturabhängigkeit des atmosphärischen Rückstreusignals extrahiert werden, erhält man eine Meßgröße, die unabhängig von der atmosphärischen Transmission und von der Entfernung ist. Sie ergibt über eine Kalibrierung des Instruments die Temperatur des untersuchten Gases.

Im Gegensatz zu den meisten konkurrierenden Lidar-Methoden zur Temperaturmessung setzt die Rotations-Raman-Methode nicht das Vorliegen hydrostatischen Gleichgewichts voraus. Daher entstehen auch bei instabiler Schichtung der Atmosphäre, z.B. innerhalb von Schwerewellen, keine systematischen Meßfehler. Atmosphärische Schwerewellen sind mesoskalige Störungen des atmosphärischen Druck- und Temperaturprofils, die z.B. bei der Strömung über orographische Hindernisse angeregt werden (Leewellen) und bis in die Stratosphäre übertragen werden können [10]. Durch die Verwendung inelastischer Streusignale und durch direkte Abhängigkeit der Meßsignale von der Temperatur ist die Rotations-Raman-Methode zusätzlich im Prinzip unempfindlich gegenüber in der Meßhöhe vorhandenen Partikeln. Praktisch jedoch führt die endliche Unterdrückung des elastischen Signals im Empfänger zu systematischen Meßfehlern, die durch möglichst geringe Transmission bei der Anregungswellenlänge zu minimieren sind.

Polare Stratosphärenwolken (PSCs, von engl. *polar stratospheric clouds*) spielen eine entscheidende Rolle beim Ozonabbau in der polaren Stratosphäre (für einen aktuellen Überblick siehe z.B. Ref. [11]). In chemischen Multiphasenreaktionen auf den Oberflächen bzw. im kondensierten Volumen von PSC-Partikeln werden im Polarwinter chemisch inaktive Chlor- und Bromverbindungen in aktive Verbindungen umgewandelt, die anschließend mit dem Sonnenlicht im Frühjahr in einem katalytischen Prozess Ozon abbauen [12]. Heute sind verschiedene PSC-Typen bekannt, von denen man annimmt, daß sie unterschiedlich gravierend an den Ozonabbauprozessen beteiligt sind [13, 14]. Die jeweilige Zusammensetzung der PSC-Typen ist derzeit nur grob geklärt, ihre Bildungsprozesse sind noch nicht abschließend verstanden [15]. Die ozonabbauenden Prozesse unterliegen höchstwahrscheinlich starker Temperaturabhängigkeit, vor allem da die Kondensation der Verbindungen, von denen man annimmt, daß die verschiedenen PSC-Arten sich aus ihnen zusammensetzen, bei bestimmten Schwellentemperaturen einsetzt. Anders als in der Antarktis sind in der nördlichen Hemisphäre die synoptischen, d.h. großskaligen Temperaturen in der Stratosphäre - bisher noch - zu hoch für ausgedehnte Chloraktivierung. Neue Arbeiten weisen allerdings darauf hin, daß wohl auch die Arktis an der Schwelle für ausgedehnte Denitrifizierung steht [16], was sie in einer durch den sogenannten Treibhauseffekt abgekühlenden Stratosphäre für chlorinduzierten Ozonabbau besonders empfindlich macht.

Die bisherige Vernachlässigung von Leewellen-PSCs wäre eine Erklärung dafür, daß die schon heute beobachtete Ozonabbaurate in der nördlichen Hemisphäre deutlich höher ist [17, 18] als man es mit den aktuellen Globalmodellen nachvollziehen kann.

Weitgehende Maßnahmen zur Verringerung der antropogenen Emission von Halogenverbindungen, die Chlor und Brom in die Stratosphäre einbringen, sind in den letzten Jahren getroffen worden [19]. In welchem Maße die stratosphärische Ozonkonzentration beider Polarregionen, bedingt durch die schon in der Atmosphäre befindlichen Mengen an Halogenverbindungen, alljährlich zukünftig noch abnehmen wird und ob bzw. gegebenenfalls wann es zu einer Regeneration der stratosphärischen Ozonschicht kommen wird, läßt sich aber derzeit noch nicht beantworten. Zum einen sind, wie bereits erwähnt, die Prozesse, die zur PSC-Bildung führen, nur grob bekannt. Zum anderen kommt erschwerend hinzu, daß nichtlineare Wechselwirkungen zwischen der Ozonchemie und den Veränderungen des globalen Strahlungshaushaltes durch den Anstieg der atmosphärischen Konzentration klimarelevanter Gase, zu denen neben CO_2 und CH_4 auch Ozon zählt, bestehen [20] und der Effekt des Ozons auf die Strahlungsbilanz wiederum stark von der vertikalen Verteilung der Ozonkonzentration abhängt [21].

Das GKSS-Ramanlidar wurde durch die Implementierung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Instruments zu einem bislang einzigartigen System für die zeitgleiche Messung der optischer Eigenschaften atmosphärischer Partikel bei drei Wellenlängen, der Partikeldepolarisation, der Ozonkonzentration, der Wasserdampfkonzentration und der Temperatur. Fragen zur Zusammensetzung von Leewellen-PSCs und zu den Bedingungen ihrer Bildung konnten mit diesem System auf zwei internationalen Feldmeßkampagnen in Nordschweden detailliert untersucht werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in 16 Kapitel. Im Anschluß an diese Einführung werden, nach einem Überblick über Temperaturfernmeßverfahren in Kapitel 2, in Kapitel 3 zunächst die bei der Behandlung atmosphärischer Photonenstreuungsprozesse verwendeten Begriffe definiert, grundlegende Lidar-Techniken behandelt und die fundamentalen Gleichungen, die Lidar-Signale beschreiben, aufgeführt. Die Theorie der Raman-Streuung und Formeln, die bei den Simulationsrechnungen verwendet werden, werden in Kapitel 4 wiedergegeben. Kapitel 5 beschreibt die Rotations-Raman-Methode zur Messung atmosphärischer Temperaturprofile; der günstigste Ansatz für die Kalibrierfunktion, die theoretisch zu erwartende Kalibrierung und die erforderlichen Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen werden behandelt. Der Status-quo-ante von Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode wird in Kapitel 6 beschrieben. Auf weitere Lidar-Verfahren, die ebenfalls zur Messung troposphärischer oder stratosphärischer Temperaturprofile geeignet sind und auf ihre Nachteile gegenüber der Rotations-Raman-Methode wird in Kapitel 7 eingegangen. Kapitel 8 und 9 behandeln Überlegungen, die zur Wahl der Anregungswellenlänge sowie der Spezifikation der Filter für die Rotations-Raman-Kanäle führten. Der Aufbau des GKSS-Ramanlidars in der aktuellen Konfiguration wird in Kapitel 10, der des Polychromators für die Rotations-Raman-Signale in Kapitel 11 beschrieben. Kapitel 12 beschäftigt sich mit der Leistungsfähigkeit des entwickelten Instruments; insbesondere konnte der Einfluß von Wolken auf die Temperaturmessung praktisch eliminiert werden. Meßergebnisse der Feldkampagnen behandeln die Kapitel 13 bis 15. Anfang 1998 konnten bei Esrange ($67,9^\circ$ N, $21,1^\circ$ O), einer Forschungseinrichtung der Swedish Space Corporation in Nordschweden, mit dem neuen Meßsystem die weltweit ersten Lidar-Messungen von Partikeleigenschaften und Temperatur innerhalb von Leewellen-PSCs vorgenommen werden. Mit den Meßdaten dieser Kampagne wurde auch eine Validierungsstudie zweier Analysendatensätze des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) erstellt. Im Frühjahr 1998 erfolgten in Lindenberg ($52,2^\circ$ N, $14,1^\circ$ O) bei Berlin Messungen im Rahmen der Kampagne LITFASS (Lindenberg Inhomogeneous Terrain - Fluxes between Atmosphere and Surface: a Long-term Study) des Deutschen Wetterdienstes, für die der Meßbereich des Instruments auf die untere Troposphäre erweitert wurde. Anfang 1999 wurde die Meßeinheit an das stationäre Lidar bei Esrange gekoppelt. Es wurden zeitgleich mit der europäischen Meßkampagne THESEO (Third European Stratospheric Experiment on Ozone) Messungen durchgeführt sowie für ein Leewellenereignis eine Vergleichsstudie der Temperaturwerte, die die Rotations-Raman- und die Rayleigh-Integrations-Methode liefern, erstellt (Kapitel 15). Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 16.

2 Temperaturfernmeßverfahren

Passive Fernmeßsysteme bestehen nur aus einem Empfänger. Sie erlauben mit den Methoden der Mikrowellen- oder Infrarotlichtradiometrie entfernungsintegrale Messungen über die beobachtete Luftsäule [22]. Alle bisherigen ballon-, flugzeug- oder satellitengestützten Temperatur-Fernmeßsysteme wenden derartige radiometrische Methoden an. Über die wellenlängenabhängige Transmission der Atmosphäre kann bei Mehrkanalsystemen weitergehend mittels Anpassung simulierter Daten an die Meßwerte ein Temperaturprofil eingeschränkter Genauigkeit abgeschätzt werden.

Bei dem passiven Limbverfahren dienen als Lichtquellen die Sonne oder andere Himmelskörper. Ihr durch die Atmosphäre tretendes Licht wird detektiert. Nach einer aktuellen Abschätzung wären mit dieser Methode Satellitenmessungen des atmosphärischen Temperaturprofils zwischen 10 und 40 km Höhe mit 5 % relativer Genauigkeit möglich [23]. Die Meßwerte würden den Mittelwert über einen größeren horizontalen Bereich der Atmosphäre wiedergeben.

Radio-akustische Sensorsysteme (Acoustic Sounding Systems, RASS) sind alternativ zu Lidar aktive Fernmeßeinrichtungen zur Bestimmung des atmosphärischen Temperaturprofils. Von einzelnen großen meteorologischen Beobachtungsstationen werden RASS bereits routinemäßig betrieben. Das Meßprinzip beruht auf der Detektion eines an einer akustischen Wellenfront rückgestreuten Radarsignals [24]. Da die Schallgeschwindigkeit im wesentlichen von der atmosphärischen Temperatur abhängt, kann die Temperatur aus der Dopplerverschiebung des Radarechos abgeleitet werden. Mit den leistungsstärksten RASS-Systemen sind heute Temperaturmessungen bis in einige km Höhe möglich. Probleme treten allerdings durch Schwankungen des Luftbrechungsindex aufgrund variierender Wasserdampfkonzentrationen auf. Dieser systematische Fehler kann nur über eine unabhängige Messung des Feuchteprofils und anschließende Korrektur verringert werden [25].

3 Lidar

3.1 Atmosphärische Photonenstreuungsprozesse

Da die Streuprozesse von Photonen an Molekülen in der Literatur nicht einheitlich bezeichnet werden, folgt zunächst eine Klärung der in dieser Arbeit verwendeten Begriffe (nach [26]): Molekulare Streuung von Photonen umfaßt Rayleigh-Streuung (keine Änderung des Vibrationszustands des Moleküls, an dem die Streuung stattfindet) und Vibrations-Raman-Streuung (Änderung des Vibrationszustandes) (vgl. Bild 1). Die Rayleigh-Streuung setzt sich aus den reinen Rotations-Raman-Banden (Änderung des Rotationszustands des beteiligten Moleküls) und der zentralen Cabannes-Linie (weder Änderung des Rotations- noch des Vibrationszustands) zusammen, die Vibrations-Raman-Streuung aus (reinen) Vibrations-Raman-Linien (Änderung des Vibrationszustands), dem sogenannten Q-Zweig, der seinerseits von Vibrations-Rotations-Raman-Banden (Änderung von Vibrations- und Rotationszustand) umgeben ist. Unerheblich im Kontext dieser Arbeit, jedoch der Vollständigkeit halber aufgeführt, sei die Aufteilung der Cabannes-Linie in Brillouin-Dublett (Änderung der kinetischen Energie des beteiligten Moleküls) und Gross- oder Landau-Placzek-Linie (keine Änderung der Energie). Bei der Streuung an Partikeln (Aerosol- oder Wolkenteilchen) ist durch die relativ große Masse dieser Teilchen die Wellenlänge des gestreuten Lichts praktisch identisch mit der der anregenden Strahlung. Bei molekularer Streuung in der Erdatmosphäre entfällt etwa 3 % der Intensität des rückgestreuten Lichts auf die inelastische reine Rotations-Raman-Streuung.

Die Wellenlängen in Bild 1 wie im Folgenden generell in dieser Arbeit sind als Wellenlänge im Vakuum angegeben. Die Differenz zur Wellenlänge in Luft ist hier nicht vernachlässigbar. Strahlung mit einer Wellenlänge von 532 nm in Luft bei Normalbedingungen weist im Vakuum beispielsweise eine um 0,148 nm größere Wellenlänge auf. Der Luft-Brechungsindex wurde [83] entnommen.

Es bezeichne ΔE die Änderung der Vibrations-Rotations-Energie des an der Streuung beteiligten Moleküls. Übergänge mit $\Delta E < 0$, bei denen also der Endzustand des Moleküls energetisch höher liegt als der Anfangszustand, werden als (Raman-) Stokes-Übergänge bezeichnet, diejenigen mit $\Delta E > 0$ als (Raman-) Anti-Stokes-Übergänge. Die Stokes-Banden befinden sich daher im Bereich größerer, die Anti-Stokes-Banden im Bereich kleinerer Wellenlänge als die Anregungswellenlänge. Für die Vibrations-Raman-Kanäle des GKSS-Ramanlidars werden Stokes-Signale verwendet, da die Anti-Stokes-Vibrations-Signale (innerhalb des atmosphärischen Temperaturbereichs) um mehrere Größenordnungen weniger intensiv sind. Innerhalb des reinen Rotations-Raman-Spektrums (RRRS) treten viel geringere Intensitätsunterschiede zwischen Stokes- und Anti-Stokes-Bande auf. Apparative Überlegungen führten zu der Entscheidung, bei dem entwickelten Instrument für Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode Signale aus dem Anti-Stokes-Zweig des RRRS zu extrahieren (s. Kapitel 9).

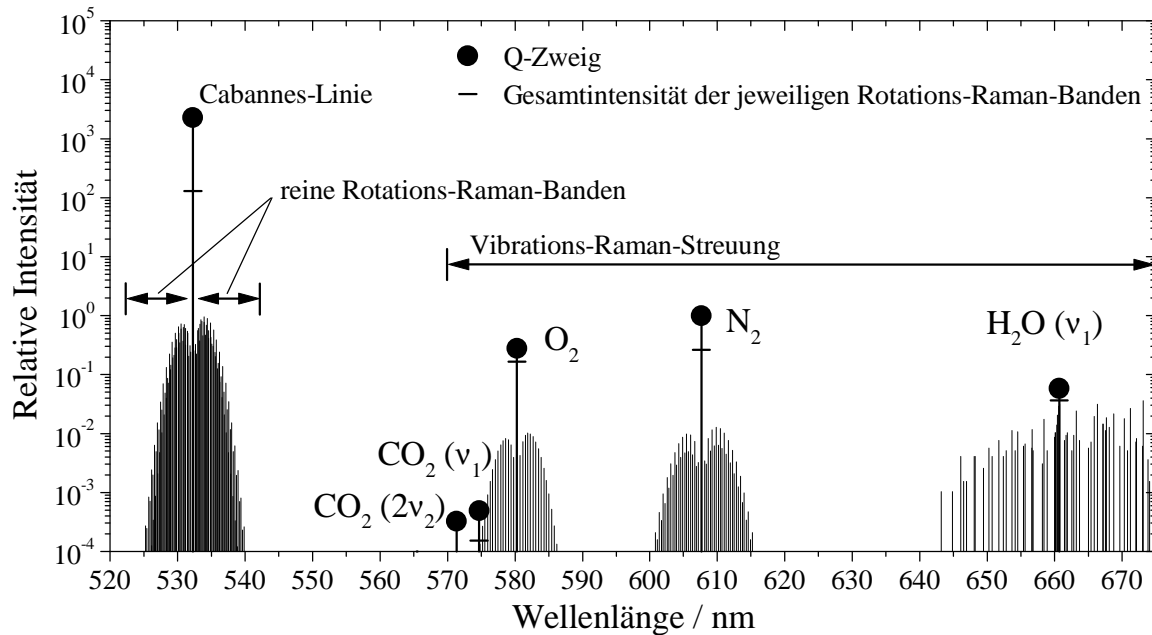


Bild 1: Intensität der molekularen Rückstreusignale aus der Atmosphäre relativ zur Intensität des N_2 -Q-Zweigs für eine Anregungswellenlänge von $\lambda = 532,25 \text{ nm}$. Die Wahl der Anregungswellenlänge für die Rotations-Raman-Temperaturmessungen ergab sich aus Berechnungen der zu erwartenden Signalstärken (s. Kapitel 8). Die Verteilung der Rotations-Raman-Linien wurde für eine Temperatur von 300 K berechnet. Die Werte der Wirkungsquerschnitte wurden [32, 27, 28, 29] entnommen und entsprechend der Anregungswellenlänge umgerechnet. v_1 und $2v_2$ bezeichnen Vibrationsmoden der dreiatomigen Moleküle CO_2 und H_2O .

3.2 Lidartechniken

Das GKSS-Ramanlidar kombiniert mehrere Lidarmethoden, die im Folgenden kurz beschrieben werden. Optische Partikeleigenschaften bei drei Wellenlängen, Partikeldepolarisation, Ozon- und Wasserdampfkonzentration und nunmehr auch die Temperatur können ohne weitere Annahmen gemessen werden. In der aktuellen Ausbaustufe werden, weltweit einzigartig, 13 Kanäle betrieben (s. Kapitel 8).

Wie bei einfachen Rückstreu-Lidar-Systemen (bereits kommerziell unter der Bezeichnung "Ceilometer" erhältlich) wird das elastische Rückstreusignal aufgenommen. Höhe der Wolkenunterkante und - bei ausreichend transparenten Wolken - Vertikalausdehnung können bestimmt werden. Bei einer Sendewellenlänge (354,83 nm) wird das Rückstreusignal der polarisierten Anregungsstrahlung polarisationsabhängig detektiert. Zusätzlich werden die inelastischen Raman-Signale von Stickstoff und Wasserdampf nachgewiesen (Raman-Lidar-Technik). So lassen sich optische Partikeleigenschaften wie Partikel-Depolarisation, -Extinktionskoeffizient und -Rückstreukoeffizient unabhängig und ohne Annahmen messen [30]. Unter Verwendung streutheoretischer Annahmen kann dann weitergehend auf mikrophysikalische Eigenschaften wie Partikelmassen- und Partikeloberflächenkonzentration geschlossen werden [31]. Durch Detektion des Wasserdampf-Vibrations-Raman-Signals läßt

sich das atmosphärische Wasserdampfmischungsverhältnis und unter Verwendung des Rotations-Raman-Temperaturprofils die relative Feuchte bestimmen. Die Quantifizierung atmosphärischer Spurengase nach dem Raman-Lidar-Verfahren ist nur schlecht möglich [32]; die statistische Meßunsicherheit der Signale ist bei den in der Regel vorliegenden geringen Stoffkonzentrationen zu groß. Deshalb ist zur Fernmessung z.B. von Ozon, Stickoxiden, Schwefeldioxid oder HCl das DIAL-Verfahren (von Differential Absorption Lidar) besser geeignet. Hier wird Laserlicht zweier Wellenlängen, von denen eine innerhalb und die andere außerhalb von Absorptionsbereichen des zu detektierenden Stoffes liegt, verwendet. Aus Unterschieden in der Extinktion wird die Konzentration des betreffenden Gases bestimmt. Für die Messung der Stoffkonzentration innerhalb von Wolken ist das DIAL-Verfahren nicht geeignet. Sie läßt sich jedoch nach dem Raman-DIAL-Verfahren durchführen. Anstelle der elastischen Rückstreuensignale werden hierbei die Vibrations-Raman-Signale verwendet, die zwei Laserpulse unterschiedlicher Primärwellenlänge, in der Regel an Stickstoff, hervorrufen; das elastische Signal der Partikel überlagert diese Signale nicht. Beim GKSS-Ramanlidar werden sowohl das DIAL- als auch das Raman-DIAL-Verfahren zur Messung der Ozonkonzentration eingesetzt.

3.3 Die Lidargleichung

Die Anzahl detektierter Photonen $P(\lambda, z)$ bei einer Wellenlänge λ , die aus einem Höhenbereich Δz um die Höhe z in 180° -Richtung zurückgestreut werden, beschreibt die Lidargleichung. Sie lautet in allgemeiner Form

$$\frac{P(\lambda, z)}{P_0(\lambda_0)} = K(\lambda) A \frac{ct_L}{2} \frac{\Delta z}{z^2} O(z) \beta(\lambda, z) \exp\left(-\int_{z_0}^z [\alpha(\lambda_0, \xi) + \alpha(\lambda, \xi)] d\xi\right) \quad (3.1)$$

mit $P_0(\lambda_0)$ für die Anzahl emittierter Photonen bei der Laserwellenlänge λ_0 . A bezeichnet die Fläche des Empfangsteleskops, t_L die Dauer des ausgesendeten Lichtpulses und c die Lichtgeschwindigkeit. $K(\lambda)$ ist eine Konstante, die die Effizienz des Empfängers für den Nachweis bei der Wellenlänge λ berücksichtigt, also die Transmission bzw. Reflektivität sämtlicher beteiligter optischer Komponenten sowie die Effizienz des Photonendetektors. $O(z)$ ist ein Parameter, der den Überlapp zwischen ausgesendetem Laserstrahl und dem Gesichtsfeld des Empfangsteleskops beschreibt. Üblicherweise befindet sich ab einer bestimmten Höhe der Laserstrahl vollständig im Gesichtsfeld, so daß für diese Höhen $O(z) = 1$ gilt. Dies ist beispielsweise bei den Nahkanälen des GKSS-Ramanlidars ab etwa 5 km der Fall. $O(z)$ ist unter Umständen unterhalb des vollständigen Überlapps für einzelne Nachweiskanäle unterschiedlich.

$\beta(\lambda, z)$ steht für den totalen Volumen-Rückstreukoeffizienten. Er gibt die Leistung an, die relativ zu der einfallenden Strahlung pro Raumwinkelelement und Länge der betrachteten Gassäule um die 180° -Rückstreurichtung gestreut wird. Es gilt

$$\beta(\lambda, z) = \sum_i \beta_i(\lambda, z),$$

wobei $\beta_i(\lambda, z)$ für die einzelnen Rückstreukoeffizienten unterschiedlicher Streuprozesse steht.

Die Rückstreuoeffizienten hängen über die Beziehung

$$\beta_1(\lambda, z) = N_i \, d\sigma_i^\pi / d\Omega \quad (3.2)$$

von der Anzahldichte der an dem jeweiligen Streuprozess beteiligten Teilchen N_i und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses in 180° -Richtung $d\sigma_i^\pi / d\Omega$ ab. $\alpha(\lambda, \xi)$, der Volumen-Extinktionskoeffizient am Ort ξ , beschreibt die Abschwächung der Strahlung pro zurückgelegter Strecke durch die Atmosphäre. Zur Abschwächung tragen Absorption (Index „abs“) und Streuung („str“) durch Moleküle („mol“) oder Partikel („par“) bei. Es gilt daher

$$\alpha(\lambda, \xi) = \alpha_{\text{mol}}^{\text{str}}(\lambda, \xi) + \alpha_{\text{mol}}^{\text{abs}}(\lambda, \xi) + \alpha_{\text{par}}^{\text{str}}(\lambda, \xi) + \alpha_{\text{par}}^{\text{abs}}(\lambda, \xi). \quad (3.3)$$

Für den Zusammenhang zwischen einem Extinktionskoeffizienten α_i und dem zugehörigen totalen Wirkungsquerschnitt σ_i für Streuung in den gesamten Raumwinkelbereich bzw. Absorption sowie der Teilchenzahldichte N_i gilt

$$\alpha_i(\lambda, \xi) = N_i(\xi) \sigma_i(\lambda). \quad (3.4)$$

Die Transmission τ der Atmosphäre ergibt sich aus

$$\tau(\lambda) = \exp(-t_e(\lambda)) \quad (3.5)$$

mit der optischen Dicke zur Basis e

$$t_e(\lambda) = \int_{z_0}^z \alpha(\lambda, \xi) d\xi. \quad (3.6)$$

In der Lidargleichung (3.1) steht jeweils ein Faktor für die Transmission bei der Anregungswellenlänge λ_0 zum Ort der Streuung und für die Transmission bei λ zurück zum Empfänger.

Mit den Formeln (3.1) bis (3.6) wird ein Lidar-Signal beschrieben, das durch jeweils genau eine Photonenstreuung entsteht. Der empfangene Anteil mehrfach gestreuten Lichts ist gering und führt in der Regel zu keinen wesentlichen Abweichungen. Lediglich innerhalb dichter Wolken führen Mehrfachstreuungsprozesse unter Umständen zu deutlichen Effekten [33].

4 Theorie der Raman-Streuung

Im Folgenden wird die Theorie der Raman-Streuung beschrieben. Es werden Formeln aufgeführt, die zur Berechnung der reinen Rotations-Raman-Signale bei der Optimierung der Filterparameter (Kapitel 9) und bei der Bestimmung der zu erwartenden Kalibrierfunktion (Abschnitt 5.2) dienen.

4.1 Der Raman-Effekt

Der Raman-Effekt ist ein inelastischer Streuprozess von Photonen an Molekülen. Das beteiligte Molekül ändert instantan über einen virtuellen Zwischenzustand seinen Vibrations- und/oder Rotationszustand; das gestreute Photon weist daher eine andere Frequenz auf als das anregende. Es bezeichne $\tilde{\nu}_0$ die Wellenzahl des einfallenden Photons. Die Wellenzahl des gestreuten Photons ist dann

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 + \Delta\tilde{\nu} \quad (4.1)$$

mit

$$\Delta\tilde{\nu} = \Delta E / (hc) . \quad (4.2)$$

ΔE steht für die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand des Moleküls, c für die Lichtgeschwindigkeit und h für das Plancksche Wirkungsquantum.

Die Energieniveaus $E_{\text{vib},V}$ der Vibrationszustände homonuklearer zweiatomiger Moleküle wie von N_2 oder O_2 können näherungsweise mit dem Modell des harmonischen Oszillators beschrieben werden [34]. Für die unter atmosphärischen Bedingungen praktisch allein zu berücksichtigenden Niveaus kleiner Vibrationsquantenzahlen V ist der Fehler durch diese Näherung gering. Man erhält

$$E_{\text{vib},V} = hc\tilde{\nu}_{\text{vib}} (V + 1/2) , \quad (4.3)$$

mit $V = 0, 1, 2, \dots$.

$\tilde{\nu}_{\text{vib}}$ ist die molekülspezifische Grundvibrationswellenzahl.

Die Rotationsenergie eines homonuklearen zweiatomigen Moleküls in einem Zustand mit der Drehimpuls-Quantenzahl J berechnet sich nach Ref. [35] zu

$$E_{\text{rot},J} = hc [B_V J(J+1) - D_V J^2(J+1)^2] , \quad (4.4)$$

mit $J = 0, 1, 2, \dots$.

B_V und D_V sind die Rotations- und die zentrifugale Verschiebungskonstante. Ihre Werte hängen vom Vibrationszustand V des Moleküls ab. Jedem Vibrationsniveau läßt sich also eine Reihe von Rotationsniveaus zuordnen. Jede Vibrations-Raman-Linie ist daher von Vibrations-Rotations-Raman-Banden umgeben. Der Term zweiter Ordnung in J berücksichtigt eine Verlängerung der Molekülachse durch wachsende Zentrifugalkraft bei größer werdenden Werten von J .

Zusammenfassend gilt für die Vibrations-Rotations-Energie eines homonuklearen zweiatomigen Moleküls

$$E_{\text{vib-rot},V,J} = hc \left[\tilde{\nu}_{\text{vib}} \left(V + \frac{1}{2} \right) + \left[B_V J(J+1) - D_V J^2 (J+1)^2 \right] \right]. \quad (4.5)$$

Für Vibrations- bzw. Rotationsübergänge zweiatomiger Moleküle gelten die Auswahlregeln $\Delta V = 0, \pm 1$ und $\Delta J = 0, \pm 2$. Übergänge mit $\Delta V = 0$ und $\Delta J = 0$ führen zur elastischen Streuung der einfallenden Strahlung (Cabannes-Streuung), mit $\Delta V = -1$ bzw. $\Delta J = -2$ zur Anti-Stokes- und mit $\Delta V = +1$ bzw. $\Delta J = +2$ zur Stokes-Raman-Streuung.

Bild 2 zeigt die Energieniveaus der Vibration und der Rotation am Beispiel des Stickstoff-Moleküls. Für N_2 ist $\tilde{\nu}_{\text{vib}} = 2330,7 \text{ cm}^{-1}$. Man erhält somit bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda_0 = 532,25 \text{ nm}$ für die Wellenlänge der Stokes-Vibrations-Raman-Linie einen Wert von $607,63 \text{ nm}$.

4.2 Reine Rotations-Raman-Streuung

Im Folgenden werden für zweiatomige homonukleare Moleküle die Rotations-Raman-Übergänge des Vibrationsgrundzustandes, die reinen Rotations-Raman-Übergänge, beschrieben. Für Rotations-Raman-Banden höherer Vibrationszustände sind die entsprechenden Rotations- und zentrifugalen Verschiebungskonstanten einzusetzen.

Für den Stokes-Zweig des Rotations-Raman-Spektrums, den Bereich, in dem das gestreute Licht geringere Energie als die Anregungsstrahlung aufweist, führt die Auswahlregel $J \rightarrow J + 2$ zu einer Raman-Verschiebung von

$$\Delta \tilde{\nu}_S = -B_0 2(2J + 3) + D_0 [3(2J + 3) + (2J + 3)^3], \quad (4.6)$$

mit $J = 0, 1, 2, \dots$,

während für den Anti-Stokes-Zweig $J \rightarrow J - 2$ zu

$$\Delta \tilde{\nu}_{AS} = B_0 2(2J - 1) - D_0 [3(2J - 1) + (2J - 1)^3], \quad (4.7)$$

mit $J = 2, 3, 4, \dots$, führt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Werte für B_0 und D_0 sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Das RRRS besteht also aus zwei Zweigen von Spektrallinien, deren Abstände symmetrisch zur Wellenzahl der anregenden Strahlung $\tilde{\nu}_0$ liegen. Im Modell des starren Rotators, d.h. unter Vernachlässigung der Einflüsse des Zentrifugalterms, hat die erste Rotationslinie auf jeder Seite einen Abstand zu $\tilde{\nu}_0$ von $6 B_0$. Die weiteren Linien folgen äquidistant in Abständen von $4 B_0$. Für manche homonuklearen Moleküle, z.B. O_2 , führt der Einfluß des Kernspins zur Abwesenheit von Niveaus mit geradem bzw. ungeradem J , so daß die RRRS-Linien der Stokes- und der Anti-Stokes-Bande jeweils in Abständen von $8 B_0$ aufeinander folgen. Die Berücksichtigung des Zentrifugalterms führt für Quantenzahlen bis $J = 30$, d.h. für diejenigen Niveaus, die bei atmosphärischen Temperaturen mit nicht vernachlässigbarer Wahrscheinlichkeit besetzt sind, zu Korrekturen von E_{rot} von weniger als 1 %.

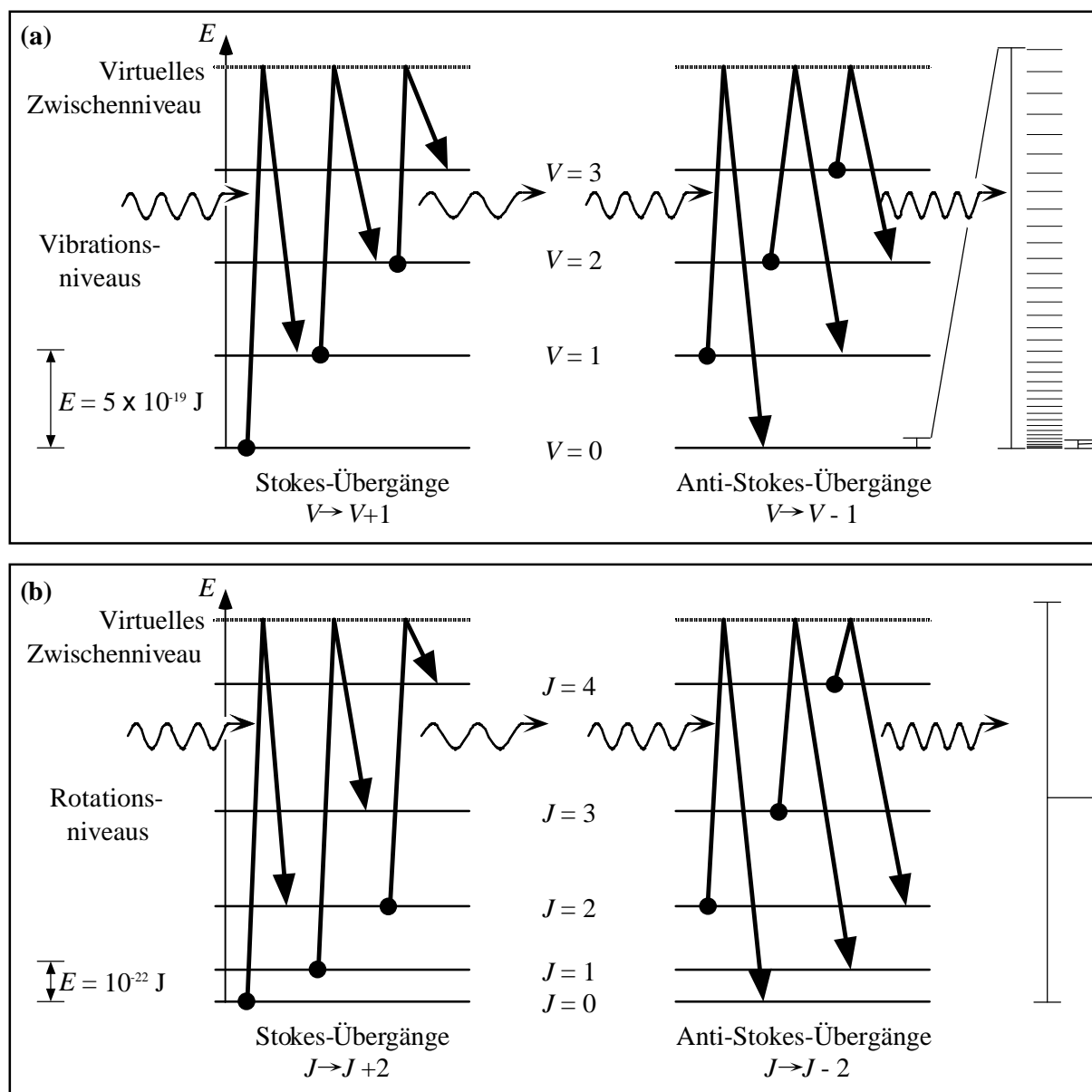


Bild 2: Schematische Darstellung des Raman-Effekts. Die Lage der (a) Vibrations- und (b) Rotations-Energieniveaus am Beispiel des Stickstoffmoleküls sowie Beispiele für Stokes- und Anti-Stokes-Übergänge sind skizziert. Für homonukleare zweiatomige Moleküle gelten für die Quantenzahlen V der Vibration und J der Rotation die Auswahlregeln $\Delta V = 0, \pm 1$ und $\Delta J = 0, \pm 2$. Die ersten 35 Rotationsniveaus zum Vibrationsgrundzustand sind in 40facher Vergrößerung in (a) dargestellt. Die Energieskala in (b) wurde im Vergleich zu der in (a) um einen Faktor 2000 gestreckt.

Die Intensität der RRRS-Linien wird im thermodynamischen Gleichgewicht durch eine Boltzmann-Verteilung beschrieben. Die Verteilung ist mit der $(2J+1)$ -fachen Entartung der Rotationsniveaus zu gewichten. Für den Anteil der Moleküle im Zustand J ergibt sich [36]

$$F_J = N_J / N = (g_J / \Phi) (2J + 1) \exp(-E_{\text{rot}, J} / (kT)), \quad (4.8)$$

mit T für die Temperatur, N_J für die Teilchenzahldichte der Moleküle einer Sorte im Zustand mit der Rotations-Quantenzahl J , N für die gesamte Teilchenzahldichte der Moleküle einer Sorte und g_J für den statistischen Gewichtungsfaktor, der vom Kernspin I abhängt. Φ steht für die Rotationsverteilungsfunktion, die durch die Normierung

$$\sum_{J=0}^{\infty} F_J = 1 \quad (4.9)$$

bestimmt ist. Für homonukleare Moleküle im Σ -Zustand, d.h. im Drehimpuls-Grundzustand der gesamten Elektronenhülle, kann näherungsweise [36]

$$\Phi = (2I + 1)^2 kT / (2hcB_0) \quad (4.10)$$

gesetzt werden.

Für die RRRS-Linie zur Rotations-Quantenzahl J , d.h. zu einem Raman-Streuprozess, bei dem sich das beteiligte Molekül anfänglich im Rotationszustand J befindet, ist der Rückstreu-
koeffizient (s. Gl. (3.2)) gegeben durch

$$\beta_{\text{RRRS}, J} = N F_J \frac{d\sigma_J}{d\Omega}. \quad (4.11)$$

$d\sigma_J/d\Omega$ bezeichnet den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Streuung in 180° -Richtung, mit

$$\frac{d\sigma_J}{d\Omega} = (64\pi^4 / 45) b_J (\tilde{\nu}_0 + \Delta\tilde{\nu})^4 \gamma^2 [(1 - \delta) \cos^2 \psi + \delta], \quad (4.12)$$

wobei b_J für einen Placzek-Teller-Koeffizienten und δ für das Polarisationsverhältnis, definiert als relativer Anteil des senkrecht zur Polarisationsrichtung der Anregungsstrahlung polarisierten Streulichts, steht. Für das RRRS gilt theoretisch $\delta = 0,75$ [37]. γ wird als Anisotropie des molekularen Polarisierbarkeitstensors bezeichnet, und ψ ist der Winkel zwischen Richtung des elektrischen Feldes des anregenden und des gestreuten Lichts. Für die lidar-relevante Streuung in 180° -Richtung gilt $\psi = 0$, so daß der Term in eckigen Klammern 1 wird.

Die Placzek-Teller-Koeffizienten sind gegeben durch

$$b_J = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+1)(2J+3)} \quad \text{für den Stokes-Zweig} \quad (4.13)$$

und

$$b_J = \frac{3J(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)} \quad \text{für den Anti-Stokes-Zweig.} \quad (4.14)$$

Zusammenfassend erhält man für den Rückstreukoeffizienten der Stokes-Linie zu dem Übergang von dem Zustand mit der Rotations-Quantenzahl J

$$\beta_{\text{RRRS},J} = \frac{64\pi^4}{15} \frac{N g_J h c B_0 (\tilde{\nu}_0 + \Delta\tilde{\nu}_S)^4 \gamma^2 (J+1)(J+2)}{(2I+1)^2 k T (2J+3)} \cdot \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{kT}\right) \quad (4.15)$$

mit $J = 0, 1, 2, \dots$

und der Anti-Stokes-Linie zur Rotations-Quantenzahl J

$$\beta_{\text{RRRS},J} = \frac{64\pi^4}{15} \frac{N g_J h c B_0 (\tilde{\nu}_0 + \Delta\tilde{\nu}_{\text{AS}})^4 \gamma^2 J(J-1)}{(2I+1)^2 k T (2J-1)} \cdot \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{kT}\right) \quad (4.16)$$

mit $J = 2, 3, 4, \dots$

Die verwendeten Werte für g_J , I und γ^2 sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Für die theoretische Behandlung der Temperaturmessung nach der Rotations-Raman-Methode reicht es, die RRRS der homonuklearen zweiatomigen Moleküle N_2 und O_2 zu betrachten. Das reine Rotations-Raman-Spektrum von Wasserdampf kann aufgrund des sehr geringen atmosphärischen Mischungsverhältnisses selbst bei Sättigung vernachlässigt werden, da der Streuquerschnitt für H_2O nicht wesentlich größer als für N_2 und O_2 ist [38]. Ebenfalls vernachlässigbar ist die Triplett-Struktur der O_2 -Linien, die durch die Multiplizität des O_2 -Grundzustands $^3\Sigma_g$ verursacht wird [39]. Durch Wechselwirkung zwischen dem Elektronenspin und Drehimpuls der Elektronenhülle werden die Molekülterme in ihre Feinstrukturkomponenten aufgespalten. Die Intensitäten der dadurch hervorgerufenen Satellitenlinien jeweils im Abstand von 0,056 nm auf beiden Seiten der durch die obigen Formeln berücksichtigten Hauptlinien des RRRS sind für die dritte und folgende Linien, d. h. in den Bereichen des RRRS, in denen die für die Rotations-Raman-Kanäle verwendeten Interferenzfilter transmittieren, mit relativen Intensitäten $< 1:30$ gering. Bei den hier vorliegenden hinreichend breiten Transmissionskurven der Filter kann weiterhin die druckabhängige Dopplerverbreiterung der Spektrallinien unberücksichtigt bleiben [46]. Dieser Effekt führt bei Systemen, die schmalbandig einzelne Linien des RRRS extrahieren, zu einer unter Umständen problematischen druck- und somit höhenabhängigen Kalibrierung für die Temperaturmessungen. Umgekehrt ist es jedoch auch denkbar, eben diesen Effekt zur gleichzeitigen Messung der Temperatur und des Drucks in der Atmosphäre zu nutzen [40].

Bild 3 zeigt das berechnete RRRS von Luft für $T = 180$ und 260 K unter Berücksichtigung eines Anteils von 78,1 % N_2 und 20,9 % O_2 . Zur Berechnung der relativen Intensität der Signale I/I_0 wurde für N eine Standardatmosphäre nach Ref. [41] herangezogen.

Tabelle 1: Rotationskonstante B_0 und zentrifugale Verschiebungskonstante D_0 des Vibrations-Grundzustandes [35], statistische Gewichtsfaktoren g_J (z.B. [36]), Kernspin I [36] und Quadrat der Anisotropie des molekularen Polarisierbarkeitstensors γ^2 ([42], Mittel der Meßwerte dreier Meßmethoden) von molekularem Stickstoff und Sauerstoff. Alle Meßwerte wurden bei einer Wellenlänge von 488 nm bestimmt. Die Werte werden ebenfalls von [43] gestützt. J bezeichnet die Rotationsquantenzahl.

Molekül	B_0 cm^{-1}	D_0 cm^{-1}	g_J, J gerade	g_J, J ungerade	I	γ^2 10^{-48}cm^6
N_2	1,989500	$5,48 \cdot 10^{-6}$	6	3	1	0,509
O_2	1,437682	$4,85 \cdot 10^{-6}$	0	1	0	1,27

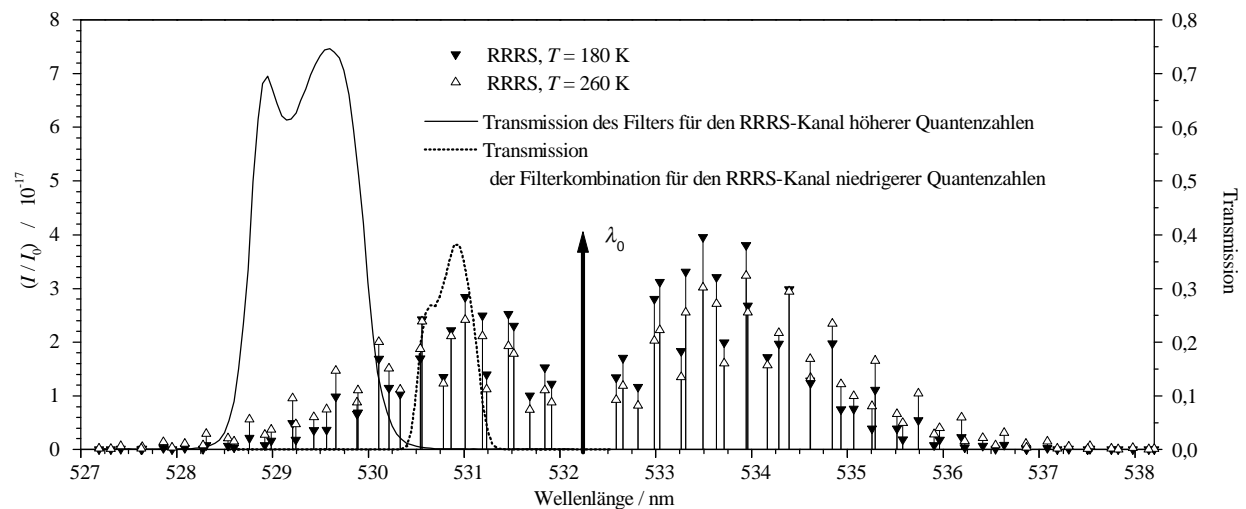


Bild 3: Berechnete Intensität I des reinen Rotations-Raman-Rückstreusignals (RRRS) am Boden relativ zur Intensität I_0 der ausgesandten Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 532,25$ nm. Es wurde Streuung durch die Atmosphärensäule zwischen 24 und 25 km Höhe angenommen und lediglich die geometrische Abschwächung der Signale berücksichtigt. Die Transmissionskurven der verwendeten Interferenzfilter für die endgültige Einstellung der Einfallswinkel sind eingezeichnet. Alle Wellenlängenangaben sind bezüglich Vakuum.

5 Rotations-Raman-Methode zur Messung atmosphärischer Temperaturprofile

5.1 Meßprinzip

Die Intensität der Linien innerhalb des reinen Rotations-Raman-Spektrums (RRRS) ist in unterschiedlicher Weise temperaturabhängig: Die Intensität von RRRS-Linien zu Übergängen von größeren Rotations-Quantenzahlen nimmt mit steigender Temperatur zu, die von Linien zu kleineren J hingegen ab. Zur Fernmessung der Temperatur nach der Rotations-Raman-Methode werden aus dem Lidar-Rückstreusignal Bereiche des RRRS unterschiedlicher Temperaturabhängigkeit separiert. Die relative Intensität der beiden Rotations-Raman-Signale sowie das Verhältnis

$$Q(T, z) = \frac{P_{\text{RR2}}(T, z)}{P_{\text{RR1}}(T, z)} \quad (5.1)$$

in Abhängigkeit von der Temperatur T zeigt Bild 4 (dargestellt bereits für die Transmissionskurven der verwendeten Interferenzfilter). $P_{\text{RR1}}(T, z)$ bezeichnet die berechnete Photonenzahl

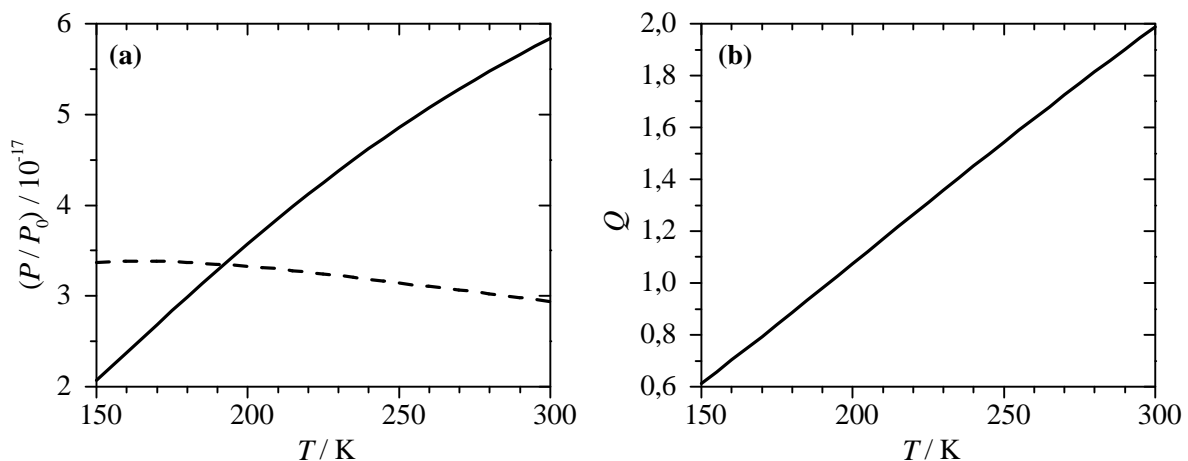


Bild 4: (a) Berechnete Photonenzahl $P(T)$ der Signale der beiden Rotations-Raman-Kanäle relativ zur Anzahl emittierter Photonen P_0 für Rückstreuung durch die Atmosphärensäule zwischen 24 und 25 km Höhe. RR1 bezeichnet den Rotations-Raman-Kanal kleinerer und RR2 den größerer Quantenzahlen. Für die Moleküldichte wurde eine Standardatmosphäre nach Ref. [41] verwendet. Die Transmission der Atmosphäre und aller Empfängerkomponenten außer der der Interferenzfilter wurde bei der Berechnung gleich 1 gesetzt. Für den Durchmesser des Teleskopspiegels wurde der Wert des Spiegels des GKSS-Ramanlidars von 0,9 m zugrunde gelegt. Die vorgegebenen Transmissionskurven der Interferenzfilter der beiden Rotations-Raman-Kanäle entsprechen denen der verwendeten Komponenten und sind in Bild 3 dargestellt. (b) Berechnetes Signalverhältnis $Q(T)$.

des Rotations-Raman-Kanals kleinerer Quantenzahlen, $P_{\text{RR2}}(T, z)$ die des Kanals größerer Quantenzahlen und z die Höhe. $Q(T)$ ist unabhängig von der atmosphärischen Transmission und der Entfernung. Aus $Q(z)$ erhält man nach einer Kalibrierung des Instruments das atmosphärische Temperaturprofil $T(z)$.

Ein Vorteil der Rotations-Raman-Methode gegenüber der Rayleigh- Integrationsmethode, der Raman-Integrationsmethode oder der Brillouin-Doppler-Methode (vgl. Kap. 7) ist, daß sie nicht auf das Vorliegen hydrostatischen Gleichgewichts angewiesen ist. Zusätzlich sind die Meßergebnisse bei ausreichend hoher Unterdrückung des elastischen Signals im Empfänger praktisch unempfindlich gegenüber Partikel in der Meßhöhe (s. Abschnitt 5.3).

5.2 Kalibrierfunktion

Als Ansatz für die Kalibrierungsfunktion des Rotations-Raman-Lidars bietet sich zunächst an, den funktionalen Zusammenhang zwischen Temperatur T und Quotient der Intensitäten zweier einzelner Rotations-Raman-Linien zu verwenden (im Folgenden als „Einzellinienansatz“ bezeichnet) [44]. Aus Gl. (4.15) bzw. Gl. (4.16) erhält man

$$Q = \exp\left(\frac{a}{T} - b\right) \quad (5.2)$$

$$\Leftrightarrow T = \frac{a}{b + \ln(Q)}$$

mit den Kalibrierkonstanten a und b .

Da dieser Ansatz jedoch für die Signale, die sich aus dem Produkt der Transmissionskurven der Rotations-Raman-Filter mit der Intensität mehrerer Rotations-Raman-Linien ergeben, zu größeren Fehlern führt (vgl. Bild 5), die, gegen die tatsächliche Temperatur aufgetragen, eine parabelähnliche Kurve ergeben, wurde von Chanin et al. vorgeschlagen, in zwei Schritten vorzugehen und nach Kalibrierung mit dem Ansatz (5.2) anschließend noch eine Näherung mit einem quadratischen Ansatz durchzuführen. Man erhält dann eine Kalibrierfunktion der Form

$$T = \frac{a}{b + \ln(Q)} + c \left(\frac{a}{b + \ln(Q)} \right)^2 + d \quad (5.3)$$

mit den weiteren Kalibrierkonstanten c und d [45, 46].

Ähnlich geringe Abweichungen, aber unter Verwendung von lediglich drei Kalibrierkonstanten, ergeben sich bei einem Exponential-Ansatz mit $1/T^2$ -Term der Form

$$Q = \exp\left(\frac{a'}{T^2} + \frac{b'}{T} + c'\right) \quad (5.4)$$

$$\Leftrightarrow T = \frac{-2a'}{b' \pm \sqrt{b'^2 - 4a'(c' - \ln(Q))}}$$

mit den Kalibrierkonstanten a' , b' und c' [3].

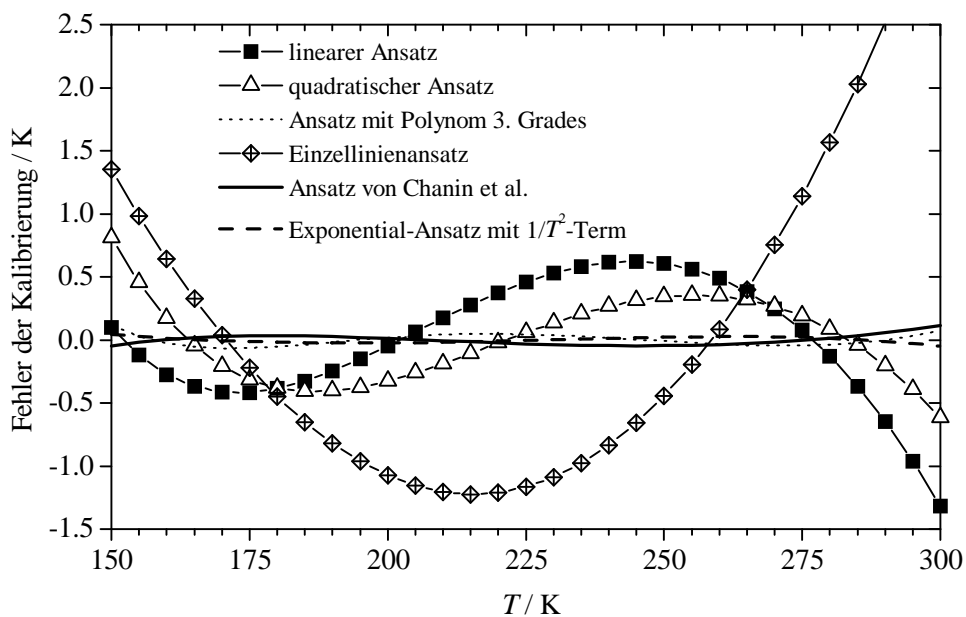


Bild 5: Anpassungsfehler bei verschiedenen Ansätzen für die Kalibrierfunktion.

Als Näherungen der in Bild 4b dargestellten Kurve erhält man schließlich

bei einem linearen Ansatz $T = (108,1 Q + 83,8) \text{ K} ,$ (5.5)

bei einem quadratischen Ansatz

$$T = (2,35 Q^2 + 102,0 Q + 87,4) \text{ K} ,$$
 (5.6)

bei einem Ansatz mit einem Polynom 3. Grades

$$T = (5,9683 Q^3 + 20,955 Q^2 + 130,5 Q + 76,6) \text{ K} ,$$
 (5.7)

bei einem Einzellinienansatz nach (5.2)

$$T = \frac{354,81}{\ln(Q) - 1,856} \text{ K} ,$$
 (5.8)

bei einem Ansatz nach Chanin et al. (Gl. (5.3))

$$T = \frac{-78,496}{(\ln(Q) - 1,856)^2} - \frac{449,798}{\ln(Q) - 1,856} - 27,564 \text{ K} \quad (5.9)$$

und bei einem Exponential-Ansatz mit $1/T^2$ -Term nach Gl. (5.4)

$$T = \frac{19747}{451,1 - \sqrt{203498 - 39494 (2,081 - \ln(Q))}} \text{ K} . \quad (5.10)$$

Die Abweichungen zwischen den in Simulation der Rotations-Raman-Signale angenommenen Temperaturen und den sich bei den verschiedenen Kalibrieransätzen aus $Q(T)$ ergebenden Temperaturwerten zeigt Bild 5. Die Kalibrierfunktion (5.8) führt zu deutlich größeren Abweichungen als selbst Gl. (5.5), der simple lineare Ansatz. Dieser führt im Fall der Transmissionskurven der verwendeten Filter zu Fehlern $\leq \pm 0,5 \text{ K}$ für Temperaturen zwischen 160 und 280 K. Bei Verwendung von drei Kalibrierkonstanten ist die Gl. (5.10) mit Fehlern $\leq \pm 0,1 \text{ K}$ der mit einem Polynom 2. Grades (Gl. (5.6)) deutlich überlegen. Die Kalibrierung (5.9) ist trotz Verwendung von vier anstelle von drei Konstanten Gl. (5.10) nicht überlegen.

Die endgültige Kalibrierung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Empfängers wurde mittels Radiosondenmessungen vorgenommen. Aufgrund der Meßunsicherheit und der begrenzten Vergleichbarkeit der experimentellen Daten beider Instrumente (zur Drift einer Radiosonde s. beispielsweise Kapitel 15) sind die geringen theoretischen Fehler des Ansatzes (5.4) in der Regel praktisch nicht nutzbar. Bei geringer Maximalhöhe der Radiosonde und folglich kleinem Temperaturbereich für die Kalibrierung wurde für das hier behandelte Instrument daher der lineare Ansatz verwendet, in Fällen, wo die Datenqualität eine sinnvolle Verwendung gestattet, der Ansatz (5.4).

Die experimentelle Kalibrierfunktion wird in Abschnitt 12.2 mit der berechneten verglichen.

5.3 Notwendige Unterdrückung des elastischen Signals

Die größte Schwierigkeit bei Temperaturmessungen nach dem Rotations-Raman-Verfahren besteht im Erreichen einer ausreichenden Abschwächung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen. Literaturangaben über die optische Dicke, die der Empfänger bei der Anregungswellenlänge λ_0 aufweisen muß, variieren von $1:10^5$ bis $1:10^8$ ([47] bzw. [44]). Daher wurde im Vorfeld die Abhängigkeit des Meßfehlers von der Abschwächung des elastischen Rückstreusignals für Wolken mit unterschiedlichem Rückstreuverhältnis untersucht.

Das Rückstreuverhältnis bei $\lambda_0 = 532,25 \text{ nm}$ ist definiert über

$$R_{532} = \frac{\beta_{\text{par}} + \beta_{\text{mol}}}{\beta_{\text{mol}}} . \quad (5.11)$$

β_{par} und β_{mol} bezeichnen den Partikel- und den molekularen Rückstreukoeffizienten bei dieser Wellenlänge. R ist keine in der Literatur exakt definierte Größe. Je nach spektraler Breite der verwendeten Filter geht in die Lidar-Signale ein unterschiedlicher Anteil des RRRS ein. Da beim GKSS-Ramanlidar im elastischen Kanal bei 532,25 nm, wie ebenfalls in dem bei 354,83 nm, praktisch die reine Cabannes-Streuung detektiert wird, bezeichnet hier und im Folgenden β_{mol} den Rückstreukoeffizienten der Cabannes-Streuung. Die Unterschiede bei den verschiedenen Definitionen sind jedoch gering, weil die Intensität des gesamten RRRS-Rückstreusignals nur etwa 3 % des der Cabannes-Streuung ausmacht.

Zur Untersuchung des Meßfehlers in Abhängigkeit von der Abschwächung des elastischen Rückstreusignals wurde zunächst das RRRS von Luft für verschiedene Temperaturen berechnet. Diese Spektren wurden dann mit den Filter-Transmissionskurven multipliziert und so die Kalibrierfunktion abgeleitet. Zur Berechnung der dargestellten Daten wurden die Transmissionskurven der verwendeten Filter (s. Bild 3) und die Kalibrierfunktion (5.10) zu Grunde gelegt. Zu den berechneten Rotations-Raman-Signalen einer bestimmten Temperatur T_{wahr} wurden anschließend entsprechend der angenommenen optischen Dicke des Empfängers bei der Anregungswellenlänge $\lambda_0 = 532,25$ nm und der relativen Intensität des elastischen Signals Störsignale addiert. Die optische Dicke ist definiert über

$$t = -\log_{10} \tau \quad (5.12)$$

mit τ für die Transmission des Empfängers. Man erhält so für den Rückstreukoeffizienten der gestörten Signale

$$\beta'_{\text{RR},i} = \beta_{\text{RR},i} + R_{532} \beta_{\text{mol}} \tau \quad (5.13)$$

mit $i=1, 2$ für den Rotations-Raman-Kanal kleinerer bzw. größerer Quantenzahlen, $\beta_{\text{RR},i}$ mit $i=1, 2$ für die Rückstreukoeffizienten der ungestörten Rotations-Raman-Signale und β_{mol} für die Rückstreukoeffizienten der Cabannes-Streuung. Der simulierte Meßwert der Temperatur $T_{\text{meß}}$ wurde anschließend aus dem Quotienten (vgl. Gl. (5.1))

$$Q' = \frac{\beta'_{\text{RR},2}}{\beta'_{\text{RR},1}} \quad (5.14)$$

mit Hilfe der Kalibrierfunktion berechnet. Der Temperaturmeßfehler ergab sich als Differenz

$$\Delta T = T_{\text{meß}} - T_{\text{wahr}} \quad (5.15).$$

Als Beispiel zeigt Bild 6 den Meßfehler ΔT bei verschiedenen Werten für die Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals bei $R_{532} = 50$ für $T_{\text{wahr}} = 180$ K und für $T_{\text{wahr}} = 250$ K. Der Meßfehler verschwindet, wenn das Verhältnis der elastischen Störsignale gleich dem Verhältnis der Rotations-Raman-Signale ist. Daher ist ΔT temperaturabhängig. Da im Fall der verwendeten Interferenzfilter die Rotations-Raman-Signale für atmosphärische Temperaturen etwa gleich intensiv sind (vgl. Bild 4), sind auch etwa gleiche Werte der optischen Dicke bei der Anregungswellenlänge anzustreben. Bild 7 zeigt bei gleicher Unterdrückung des elastischen Signals in den Rotations-Raman-Kanälen den Meßfehler ΔT bei $R_{532} = 50$ für verschiedene Werte von T_{wahr} . Tabelle 2 führt ΔT bei $R_{532} = 1$ und $R_{532} = 50$ für $T_{\text{wahr}} = 180$ K und für $T_{\text{wahr}} = 250$ K auf.

Um auch in Wolken mit einem Rückstreuverhältnis bis zu $R_{532} = 50$ innerhalb des atmosphärischen Temperaturbereichs von 190 bis 270 K geringere Meßfehler als 1 K zu erreichen, ist eine Unterdrückung des elastischen Signals in den Rotations-Raman-Kanälen um zumindest 7 Größenordnungen erforderlich. Dieser Wert war daher ein Hauptkriterium für die Bestimmung der Filterparameter des aufzubauenden Empfängers. Eine Unterdrückung um jeweils 6 Größenordnungen für beide Rotations-Raman-Kanäle führt für $T_{\text{wahr}} = 250$ K schon bei $R_{532} = 10$ zu Abweichungen von mehr als 1 K. Dieser Fall ist äquivalent zu $R_{532} = 1$, also reiner Cabannes-Rückstreuung ohne zusätzliches Partikelsignal, bei $t = 5$; bereits das nicht erhöhte elastische Rückstreusignal stört bei einer Unterdrückung um lediglich 5 Größenordnungen also empfindlich. Die in der Literatur vertretene Annahme, daß durch die Quotientenbildung bei der Berechnung von Q die Empfindlichkeit der Rotations-Raman-Methode bei ähnlicher Durchlässigkeit des elastischen Rückstreusignals so weit verringert werde, daß dieser Wert für die Unterdrückung in der Praxis generell ausreichend sei [47], ist daher falsch.

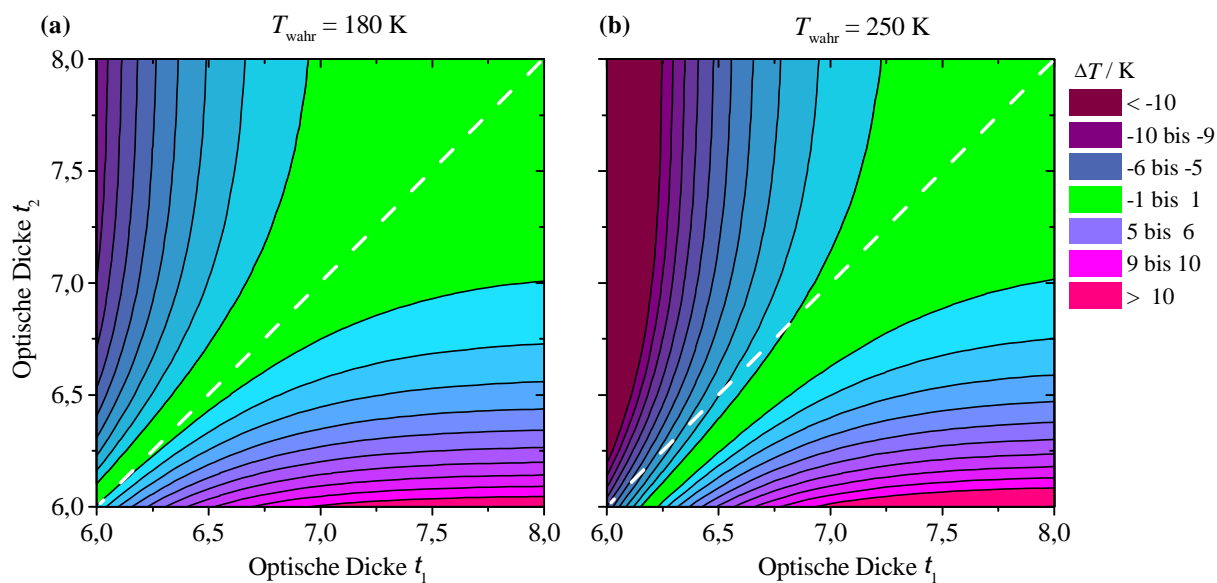


Bild 6: Absolutbetrag des Meßfehlers durch elastisches Störsignal bei einem Rückstreuverhältnis von $R_{532} = 50$ (a) bei $T_{\text{wahr}} = 180$ K, (b) bei $T_{\text{wahr}} = 250$ K. t_1 bezeichnet die optische Dicke des Empfängers bei der Anregungswellenlänge für den Rotations-Raman-Kanal kleinerer, t_2 die für den größerer Quantenzahlen. Die Konturlinien liegen äquidistant in Abständen von 1 K. Die Werte von ΔT im linken oberen Bereich des Bildes sind negativ, die im rechten unteren positiv. Die gestrichelten weiße Linie kennzeichnet jeweils den Bereich $t_1 = t_2$.

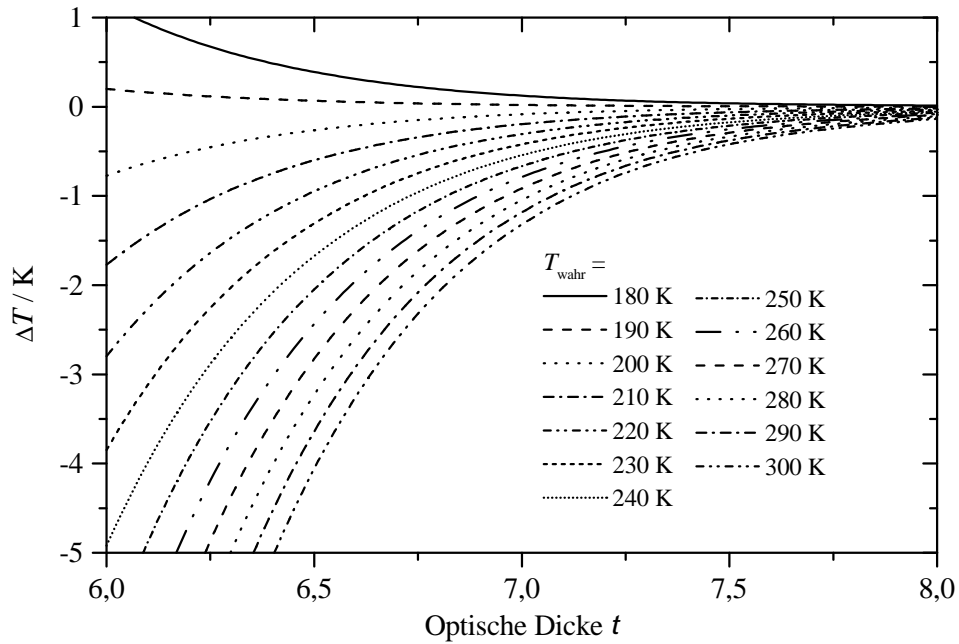


Bild 7: Meßfehler durch elastisches Störsignal bei einem Rückstreuverhältnis von $R_{532} = 50$ bei gleicher optischer Dicke t beider Rotations-Raman-Kanäle für verschiedene Temperaturen.

Tabelle 2: Meßfehler durch elastisches Störsignal bei einem Rückstreuverhältnis von $R_{532} = 1$ und $R_{532} = 50$ für gleiche Werte $t_1 = t_2 = t$ der optischen Dicke der beiden Rotations-Raman-Kanäle bei der Anregungswellenlänge. Es wurde eine Temperatur von $T_{\text{wahr}} = 180$ K bzw. $T_{\text{wahr}} = 250$ K zu Grunde gelegt.

t	$\Delta T / K$			
	$T_{\text{wahr}} = 180$ K		$T_{\text{wahr}} = 250$ K	
	$R_{532} = 1$	$R_{532} = 50$	$R_{532} = 1$	$R_{532} = 50$
4	2,1	11,0	-10,9	-53,9
5	0,25	6,2	-1,3	-31,3
6	0,025	1,2	-0,13	-6,0
7	0,0025	0,12	-0,01	-0,66
8	0,0003	0,012	-0,001	-0,07

6 Status quo ante der Rotations-Raman-Methode

Daß die im Rotations-Raman-Spektrum enthaltene Temperaturinformation zur Fernmessung der Temperatur genutzt werden kann, wird schon sehr bald mit dem Aufbau erster Lidar-Systeme erkannt [48]. Zunächst verhindern die relativ schwache Temperaturabhängigkeit der Signale in Verbindung mit der geringen spektralen Stabilität damaliger Laser und die unzureichenden Möglichkeiten, die Signale in ausreichender Güte zu separieren, eine praktische Umsetzung. Die ersten Arbeiten zur Lidar-Fernmessung atmosphärischer Temperaturprofile nach der Rotations-Raman-Methode stammen aus den 70er Jahren. Die Meßmethode wird erstmals von Cooney beschrieben [49]. Er stellt das Konzept eines Lidar-Systems vor, das die Photomultiplier-Signale der beiden Rotations-Raman-Kanäle mittels eines Differenzverstärkers in eine Spannung transformiert. Der zeitliche Verlauf dieser Spannung kann z.B. auf einem Oszilloskop dargestellt werden und gibt nach einer Kalibrierung des Systems das atmosphärische Temperaturprofil. Erste Messungen werden von Cooney und Pina 1976 veröffentlicht [50]. Als Strahlungsquelle dient ein Rubinlaser mit 20 J Pulsenergie. Das Rückstreusignal wird zunächst mit einem Strahlteiler für die beiden Rotations-Raman-Kanäle gesplittet, unterschiedliche Bereiche des RRRS werden anschließend mit je einem Filter pro Kanal separiert. Dieses Konzept wird zunächst von allen nachfolgenden Systemen, die einen Filter-Polychromator verwenden, übernommen, erst bei dem neuentwickelten Empfänger für das GKSS-Ramanlidar wird ein sequentieller Aufbau der Kanäle verwendet. Wie bei den meisten Folgesystemen werden von Cooney und Pina für die Rotations-Raman-Signale Bereiche des Anti-Stokes-Zweigs extrahiert. Vier Temperaturmeßwerte zwischen 600 und 1100 m Höhe werden gezeigt. Sie wurden aus dem Rückstreusignal eines einzigen Laserpulses berechnet. Die statistische Meßunsicherheit liegt bei mehreren K, und die Übereinstimmung mit Meßwerten einer um 3,5 Stunden zeitversetzten Radiosondenmessung ist noch wenig überzeugend. Laserwellenlänge, Zentralwellenlänge und Breite der Filter-Transmissionskurven sind für dieses und die weiteren vorgestellten Systeme in Tabelle 3 aufgeführt.

Die größte Herausforderung stellt die Unterdrückung des elastischen Signals in den Rotations-Raman-Kanälen dar. Während Cooney und Pina lediglich „schmalbandige optische Filter“ verwenden, schlagen Kobayashi, Shimizu und Inaba 1974 vor, durch ein Moleküldampf-Filter im Empfänger das elastische Rückstreusignal abzuschwächen [51]. Als Anregungswellenlänge wird die frequenzverdoppelte Emission eines Nd:YAG-Lasers in Betracht gezogen, die auf eine Iodmolekül-Absorptionslinie zu stabilisieren ist. Eine Unterdrückung um 5 Größenordnungen sei allein durch das Ioddampf-Filter erreichbar. Eine Veröffentlichung über die praktische Umsetzung dieses Konzepts ist nicht bekannt.

Ergebnisse detaillierter Berechnungen der optimalen Zentralwellenlänge der Filter für die Rotations-Raman-Kanäle werden 1976 erstmalig für den Spezialfall vorgestellt, daß die Transmissionskurven der Filter einer Gaußkurve der vollen Halbwertsbreite von 1 nm entsprechen [52]. Für drei verschiedene Temperaturen werden Filterzentralwellenlängen angegeben, die dann theoretisch zur geringsten statistischen Meßunsicherheit führen. Weitergehende theoretische Untersuchungen über die günstigsten Zentralwellenlängen und Breiten der Filtertransmissionskurven sind nicht bekannt. Daher wurde diese Frage detailliert im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht (s. Kapitel 9).

Gill et al. veröffentlichen 1979 eine Temperaturmessung nach dem Rotations-Raman-Verfahren zwischen 1300 und 2300 m Höhe [53]. Die Temperatur variiert mit der Höhe um nur 3,5 K. Bei 75 m Höhenauflösung wird als statistische Meßunsicherheit etwa 1 K über den

Tabelle 3: Übersicht über die Eigenschaften bisheriger Rotations-Raman-Lidarsysteme. Das Jahr der Veröffentlichung erster Messungen ist aufgeführt. Es bezeichnen λ_0 die Laserwellenlänge, ΔV_1 und ΔV_2 die spektralen Abstände zwischen Laserwellenlänge und Zentralwellenlänge der Transmissionsbereiche für die Rotations-Raman-Kanäle, VHWB₁ und VHWB₂ die volle Halbwertsbreite der Filter, P die Leistung der Laseremission, r den Radius des Hauptspiegels des Empfangsteleskops und z_{\max} die Maximalhöhe der veröffentlichten Temperaturmessungen. $P \cdot \pi r^2 / z_{\max}^2$ ist um so kleiner, je effizienter das System ist.

Referenz	Jahr	λ_0 nm	ΔV_1 cm ⁻¹	VHWB ₁ cm ⁻¹	ΔV_2 cm ⁻¹	VHWB ₂ cm ⁻¹	z_{\max} km	P W	r m	$\frac{P \cdot \pi r^2}{z_{\max}^2}$ nW	Kommentar
Cooney und Pina [50]	1976	694,3	-64	14,5	-110	20,7	1,1	0,33	0,55	270	
Gill et al., [53]	1979	694,3	-56	20,7	-110	41,5	2,3	4-5	0,55	57	
Arshinov et al. [44]	1983	510,6		keine Angaben			0,95	5-10	0,15	390-770	Verwendet als einziges System einen Gitterpolychromator
Nedeljkovic et al. [46]	1993	532,10	-60	(24,7)*	-106	(24,7)*	≈ 30	17,5	0,40	7,2	Messungen auch in stratosphärischer Aerosolschicht
Vaughan et al. [58]	1993	532,02	+46	16,6	+144	27,2	20	2,0	0,30	1,4	Unempfindlichkeit gegen Aerosole oder Wolken
diese Arbeit	1998	532,25	-49	19,4	-102	42,4	> 45	10	0,45	2,6	wird nicht belegt Unempfindlichkeit gegen Aerosole und Wolken
diese Arbeit	1999	532,10	-49	19,4	-102	42,4	> 45	12	0,25	0,1	wird belegt "

* Angaben für ein Filter, jeweils zwei Filter in Folge werden verwendet.

gesamten Meßbereich angegeben. Das Temperaturprofil der Lidarmessung stimmt innerhalb der Meßunsicherheit mit einer zeitgleichen Radiosondenmessung auf ± 1 K überein. Für die Messung wurden 16 Pulse eines Rubinlasers, emittiert über 4 Minuten, verwendet.

Mit einem Polychromator, der zur Signalseparation anstelle von Filtern zwei Gitter in Folge verwendet, erreichen Arshinov et al. 1983 unter der Annahme, daß die Unterdrückung eines Gitters bei etwa $1:10^4$ liegt, eine Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals von $1:10^7$ bis $1:10^8$ [44]. Dieser hohe Schätzwert der Unterdrückung geht jedoch einher mit relativ geringer Effizienz des Empfängers. Für die Gesamttransmission wird ein Wert von lediglich 0,01 für die beiden Rotations-Raman-Kanäle angegeben. Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Instrument weist hingegen eine Gesamttransmission von 0,19 bzw. 0,38 für die beiden Rotations-Raman-Kanäle (s. S. 55 in Verbindung mit Tabelle 9) auf. Als Lichtquelle dient Arshinov et al. ein Kupferdampf-Laser, der Strahlung einer Wellenlänge von 510,6 nm mit 5 bis 10 W mittlerer Leistung und 6,7 kHz Repetitionsrate aussendet. Die prinzipielle Funktionsfähigkeit dieses Systems wird mit Vergleichsmessungen zwischen Lidar und Kontaktthermometern, integriert über eine horizontale Luftsäule in 40 bis 100 m Entfernung vom Lidar, belegt. Messungen mit Temperaturen, die innerhalb von 4 Stunden von -5 auf -20 °C abfallen, stimmen auf etwa 2 K überein. Ebenfalls gute Übereinstimmung vom Boden bis in 950 m Höhe zeigen spätere Vertikalmessungen mit Lidar und Radiosonde. Zur Kalibrierung wird der funktionale Zusammenhang (5.2) verwendet. Bei einer Auflösung von 20 Minuten und 30 m beträgt die statische Meßunsicherheit in 900 m Höhe etwa 1,5 K.

Ein deutlicher Fortschritt mit Temperaturmessungen bis in eine Höhe von über 30 km wird von Chanin, Hauchecorne und Nedeljkovic erreicht [45, 46, 54, 55]. Ihr Lidar-System nutzt zur Anregung die frequenzverdoppelte Strahlung eines Nd:YAG-Lasers. Die volle Halbwertsbreite der Laseremission beträgt 0,7 pm, für die Wellenlängendrift bei 8stündigem Betrieb wird ein Wert von $< 2,5$ pm angegeben. Es wird ein temperaturstabilisierter Filter-Polychromator verwendet. Zum Erreichen einer Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals von $1:10^7$ werden für die beiden Rotations-Raman-Kanäle jeweils zwei Interferenzfilter in Folge verwendet. Die Kalibrierung des Instruments erfolgt mit einer Radiosonde, die Anpassung der Meßwerte wird nach Gl. (5.3) vorgenommen. Für die statistische Meßunsicherheit werden bei einer vertikalen Auflösung von 1 km für 6stündige Meßzeit Werte von 1 K in 15 km Höhe und 2 K in 20 km als typisch bezeichnet [54]. Auch innerhalb der stratosphärischen Aerosolschicht, die bei den gezeigten Messungen durch vulkanische Aerosole des kurz zuvor ausgebrochenen Pinatubos ein Rückstreuverhältnis bis zu 7 aufwies, stimmen die Meßwerte des Lidars und die einer Referenzradiosonde auf $< \pm 5$ K überein. Die Abweichungen sind jedoch nicht notwendigerweise auf verbleibendes elastisches Rückstreulicht in den Rotations-Raman-Kanälen zurückzuführen, sondern könnten auch durch die räumliche Distanz der Messungen bedingt sein. Es wurde abgeschätzt, daß bei diesem Instrument eine Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals von $1:10^7$ bei einem Rückstreuverhältnis von 20 theoretisch zu einem Temperaturmeßfehler von -1 K führen würde [56]. Daß die druckabhängige und damit höhenabhängige Dopplerverbreiterung der Rotations-Raman-Linien bei der Breite der eingesetzten Interferenzfilter auch bei Messungen über einen Höhenbereich von mehreren 10.000 m praktisch zu keinerlei Auswirkung auf die Kalibrierung führt, wird durch Simulationsrechnungen belegt [46]. Ein Duplikat dieses Empfängers wird seit dem Winter 1995/96 bei ALOMAR (Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research) auf Andøya ($69,5^\circ$ N, $16,0^\circ$ O), Norwegen, zur Messung troposphärischer und stratosphärischer Temperaturprofile eingesetzt [57]. Erste Messungen innerhalb von polarer stratosphärischer Wolken wurden vorgestellt [56, 57]. Am Projekt „Leewave modification of polar stratospheric clouds at the

Scandinavian mountain ridge“ der Europäischen Union nahm dieses System zusammen mit dem auf Esrange (67,9° N, 21,1° O) stationierten GKSS-Ramanlidar teil.

Zur selben Zeit wird von Vaughan et al. ein Rotations-Raman-Lidar aufgebaut, das ebenfalls die frequenzverdoppelte Emission eines Nd:YAG-Lasers als Anregungsstrahlung verwendet und als bisher einziges System Signale des Stokes-Zweigs extrahiert [58]. Bei einer vertikalen Auflösung von 300 m wird für den Meßwert in 20 km Höhe bei einer Integrationszeit von 4 Stunden eine statistische Meßunsicherheit von 4 K angegeben. Das ehrgeizige Ziel, die Kalibrierung des Systems allein durch Bestimmung der spektroskopischen Eigenschaften aller Systemkomponenten vorzunehmen, ist nur zu einem gewissen Grade erfolgreich: Es verbleiben trotz umfangreicher Maßnahmen zur Charakterisierung des Systems systematische Unsicherheiten in der Größenordnung mehrerer K. Diese sind vor allem bedingt durch Unsicherheiten in der exakten Laserwellenlänge, im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Rotations-Raman-Streuung von N₂ und O₂, in dem Korrekturwert für die polarisationsabhängige Transmission und Reflektivität der optischen Komponenten, der wegen der Depolarisation des RRRS eingeführt werden muß, und in der wellenlängenabhängigen Effizienz der Photomultiplier. Eine Studie der Empfindlichkeit dieses sehr leistungsfähigen Instruments auf die Einflüsse erhöhter elastischer Rückstreuung ist nicht bekannt.

Das erste Instrument zur Temperaturmessung in der planetaren Grenzschicht nach der Rotations-Raman-Methode auch bei Tageslicht, ATLAS (für Advanced Temperature and Humidity Lidar for Atmospheric Studies), wurde bei GKSS entwickelt und aufgebaut [59, 60]. Bei der verwendeten Anregungswellenlänge von 276,8 nm absorbiert das stratosphärische Ozon das Sonnenlicht so stark, daß sich die Rückstreusignale auch am Tag deutlich von Untergrund abheben. Zur Anregung wird das mit einer Wasserstoffzelle resonant Raman-verschobene Emission eines KrF-Exzimerlasers verwendet. Die verstärkte spontane Emission dieses Lasers, die ansonsten das RRRS überlagert hätte, wurde von einem Anteil von 8 auf 0,005 % an der gesamten emittierten Intensität reduziert [61, 62]. Der Laseroszillator wird so abgestimmt, daß die Wellenlänge des Raman-verschobenen Laserlichts mit der Absorptionslinie eines Thallium-Atomdampffilters übereinstimmt, das im Empfänger zur Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals dient. Die spektrale Separation der Signale für die Rotations-Raman-Kanäle, jeweils zwei auf der Stokes- und der Anti-Stokes-Seite, wird mit einem Echelle-Gitter vorgenommen. Während die mit ATLAS ebenfalls vorgesehene Messung von Wasserdampfprofilen bei Tage gut funktioniert, sind bisher die Temperaturmessungen mit Unsicherheiten von ± 5 K im Höhenbereich bis 1800 m nur unbefriedigend [63].

Tabelle 3 gibt eine Übersicht über die Eigenschaften der Lidar-Systeme, mit denen bisher Messungen nach der Rotations-Raman-Methode durchgeführt wurden. Die Größe $(P \cdot A)/(z_{\max})^2$, mit P für die Laserleistung, A für die Fläche des Empfangsteleskops und z_{\max} für die Maximalhöhe der veröffentlichten Messungen, ist ein Maß zur Abschätzung der Leistungsfähigkeit der bisherigen Systeme: Je kleiner diese Größe desto effizienter ist das System (vgl. Gleichung (3.1)). Die Daten für einen exakten Vergleich der Leistungsfähigkeit, der die Meßzeit, die statistische Meßunsicherheit und Höhenauflösung berücksichtigen müßte, stehen leider nicht zur Verfügung. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Instrument weist mit Abstand die größte Reichweite auf. Unter Berücksichtigung von Laserleistung und Teleskopspiegelfläche ist lediglich die Effizienz des Systems von Vaughan et al. vergleichbar. Die Empfindlichkeit dieses Systems gegenüber Einflüssen des elastischen Rückstreusignals wird jedoch nicht beschrieben, während erstmals für das in dieser Arbeit behandelte Instrument ein hohes Maß an Zuverlässigkeit auch der innerhalb von Wolken gemessenen Werte belegt ist (s. Abschnitt 11.1).

7 Andere Lidar-Verfahren zur Messung atmosphärischer Temperaturprofile

Zusätzlich zur Rotations-Raman-Methode sind vier weitere sich grundlegend unterscheidende Verfahren zur Temperaturmessung mit Lidar bekannt, die nachfolgend zunächst in einem Überblick kurz beschrieben werden. Anschließend werden die Verfahren ausführlicher behandelt, die sich zur Messung in der Troposphäre oder Stratosphäre eignen.

Die Rayleigh-Integrations-Methode (s. Abschnitt 7.1) und die aus ihr abgeleitete Raman-Integrations-Methode (s. Abschnitt 7.2) nutzen die Proportionalität der Lidar-Signale zur atmosphärischen Moleküldichte (s. Gl. (3.1)); über das ideale Gasgesetz läßt sich unter der Annahme von Anfangsbedingungen in einer Referenzhöhe bei Vorliegen hydrostatischen Gleichgewichts die Temperatur ableiten.

Die Brillouin-Doppler-Methode (s. Abschnitt 7.3), die auch als Rayleigh-Doppler-Methode bezeichnet wird, nutzt die Temperaturabhängigkeit der Breite der Brillouin-Banden. Als Brillouin-Banden werden die spektralen Bereiche des Rückstreusignals bezeichnet, die mit einer Änderung der von der Temperatur abhängigen kinetischen Energie des am Streuprozess beteiligten Moleküls einhergehen (s. Abschnitt 3.1).

Auch die DIAL-Methode (s. Abschnitt 7.4) kann prinzipiell zur Messung des Temperaturprofils verwendet werden, beispielsweise über den temperaturabhängigen Absorptionskoeffizienten der O₂-Linien nahe 770 nm.

Für Temperaturmessungen in der Mesosphäre (70 bis 110 km Höhe) läßt sich die Dopplerverbreiterung der Resonanz-Fluoreszenz von Alkaliatomen, insbesondere der Elemente Natrium und Kalium, nutzen [64, 65]. Diese Elemente werden vor allem von Meteoriten in diese Atmosphärenschicht eingebracht. Unterhalb von etwa 70 km verhindert das zu geringe Mischungsverhältnis von Alkaliatomen jedoch die Anwendbarkeit.

Eine Übersicht über die Lidar-Verfahren, die zur Messung troposphärischer und/oder stratosphärischer Temperaturprofile geeignet sind, gibt Tabelle 4.

7.1 Die Rayleigh-Integrations-Methode

Die Rayleigh-Integrations-Methode ist das apparativ einfachste Lidar-Verfahren zur Temperaturmessung. Lediglich ein elastisches Rückstreusignal wird verwendet. Aufgrund der relativ geringen Systemanforderungen ist die Rayleigh-Integrations-Methode das am weitesten verbreitete Lidartemperaturmeßverfahren für die obere Stratosphäre und untere Mesosphäre. Da als wesentliche Annahme in die Temperaturberechnung die Proportionalität zwischen Lidar-Signal und Teilchenzahldichte eingeht, ist die Rayleigh-Integrations-Methode nicht in partikelhaltigen Höhenbereichen anwendbar. Bereits ein geringer Anteil von Partikelstreuung am Signal führt zu großen Abweichungen. Deshalb ist die Anwendbarkeit auf Höhenbereiche oberhalb der stratosphärischen Hintergrundaerosolschicht, d.h. typischerweise auf Bereiche oberhalb von 30 km Höhe, begrenzt. Weitere Voraussetzung ist die Anwendbarkeit der barometrischen Höhenformel, d.h. die Atmosphäre muß sich im hydrostatischem Gleichgewicht befinden. Diese Annahme ist bei starker atmosphärischer Wellenaktivität jedoch nicht mehr erfüllt.

Tabelle 4: Übersicht über die Lidar-Verfahren zur Messung troposphärischer und/oder stratosphärischer Temperaturprofile. Die Reihung erfolgt nach apparativer Komplexität.

Meßverfahren	zugrunde liegendes physikalisches Prinzip	Einschränkungen
Rayleigh-Integrations-Methode	Proportionalität der Intensität des elastischen Rückstreusignals zur atmosphärischen Dichte	<ul style="list-style-type: none"> • Partikelrückstreuung stört empfindlich • hydrostatisches Gleichgewicht muß vorliegen
Raman-Integrations-Methode	Proportionalität der Intensität des Vibrations-Raman-Rückstreusignals zur atmosphärischen Dichte	<ul style="list-style-type: none"> • nur bis zu einem Rückstreuverhältnis von bis zu 1,1 anwendbar • hydrostatisches Gleichgewicht muß vorliegen
Rotations-Raman-Methode	entgegengesetzte Temperaturabhängigkeit der Intensität von Rotations-Raman-Linien zu Übergängen aus hohen bzw. niedrigen Quantenzahlen	<ul style="list-style-type: none"> • Rotations-Raman-Wirkungsquerschnitt ist kleiner als der Wirkungsquerschnitt für elastische Rückstreuung
Brillouin-Doppler-Methode	temperaturabhängige Doppler-Verbreiterung der Brillouin-Banden	<ul style="list-style-type: none"> • sehr hoher apparativer Aufwand • hydrostatisches Gleichgewicht muß vorliegen
DIAL	temperaturabhängiger Absorptionsquerschnitt von O ₂	<ul style="list-style-type: none"> • Störung durch Partikelstreuung • sehr hoher apparativer Aufwand • bisher keine Messungen gelungen

Im Folgenden wird zunächst kurz das Prinzip der Rayleigh-Integrations-Methode erläutert. Details können Ref. 66 entnommen werden. Die Methode verwendet das ideale Gasgesetz $p(z) = k n(z) T(z)$ für den Zusammenhang zwischen atmosphärischem Druck $p(z)$, Temperatur $T(z)$ und Teilchenzahldichte $n(z)$ in der Höhe z . k bezeichnet die Boltzmann-Konstante. Aus der barometrischen Höhenformel, die wie das ideale Gasgesetz für den thermodynamischen Gleichgewichtszustand gilt, läßt sich durch Substitution des Drucks eine Formel ableiten, die die Temperatur in der Höhe z , $T(z)$, in Abhängigkeit von $n(z)$ sowie $T(z_0)$ und $n(z_0)$, den Werten in einer Referenzhöhe z_0 , angibt:

$$T(z) = \frac{n(z_0)}{n(z)} T(z_0) + \frac{g M}{k n(z)} \int_z^{z_0} n(\xi) d\xi \quad (7.16)$$

mit g für die Erdbeschleunigung und M für die mittlere Molekülmasse für Luft. Die Teilchenzahldichte $n(z)$ ist proportional zur Intensität des elastischen Rückstreusignals, sofern lediglich molekulare Streuprozesse zum Signal beitragen (s. Gl. (3.1)). Für die Anfangswerte $T(z_0)$ und

$n(z_0)$ werden Werte einer Standardatmosphäre eingesetzt. Ausgehend von z_0 aus werden für unterhalb gelegene Höhen z schrittweise $n(z)$ und $T(z)$ mit dem Lidar-Signal berechnet. In die Berechnung der Werte für jedes Höhenintervall gehen die Ergebnisse der vorangegangenen, höhergelegenen Intervalle ein.

Die Rayleigh-Integrations-Methode ist relativ unempfindlich auf die Vorgabe der Anfangswerte. Nach ~ 100 Integrationsschritten, bei der üblichen Höhenauflösung des GKSS-Ramanlidars also nach ~ 12 km, ist der Einfluß der Initialisierungswerte vernachlässigbar. Wenn aber entweder hydrostatisches Gleichgewichts nicht vorliegt oder, typischerweise in Höhen < 30 km, stratosphärisches Hintergrundaerosol zu einer deutlichen Überhöhung des molekularen Rückstreusignals führt, entstehen systematische Meßfehler. Daher ist diese Methode z.B. ungeeignet für die Untersuchung der Bildungstemperaturen leewelleninduzierter polarer Stratosphärenwolken, die in der Arktis etwa zwischen 18 und 28 km Höhe auftreten.

In Höhenbereichen, in denen Rayleigh-Integrations- und Rotations-Raman-Methode anwendbar sind, ist ein Vergleich der unabhängig voneinander bestimmten Temperaturwerte möglich (s. Abschnitt 13.5 und Kap. 15). Bei Leewellenaktivität ist eine derartige Studie insbesondere interessant, weil sie die Kriterien für die Anwendbarkeit der Rayleigh-Integrations-Methode zu überprüfen und so auf Eigenschaften der Schwerewelle zu schließen gestattet.

7.2 Die Raman-Integrations-Methode

Bei der Raman-Integrations-Methode wird anstelle des elastischen Rückstreusignals das Vibrations-Rotations-Raman-Signal von Stickstoff verwendet [67]. Dadurch wird der Einfluß der Partikelrückstreuung vermieden. Es verbleibt aber der Einfluß der Partikelextinktion auf die Berechnung der Moleküldichte. Daher ist die Anwendbarkeit der Raman-Integrations-Methode auf Höhenbereiche mit einem Rückstreuverhältnis (s. Gl. (5.11)) von typischerweise $R < 1,1$ beschränkt [67]. Wenn, wie derzeit, die Stratosphäre nur sehr geringe Mengen an vulkanischem Aerosol enthält, ist die Raman-Integrations-Methode bis in Höhen unterhalb von 20 km anwendbar, sofern keine polaren stratosphärischen Wolken (PSCs) vorhanden sind. In Jahren direkt nach starken Vulkanausbrüchen wie z.B. zwischen 1991 und 1995 nach dem Ausbruch des Pinatubos auf den Philippinen im Juni 1991 ist der Höhenbereich, in dem die Raman-Integrations-Methode angewendet werden kann, nicht wesentlich größer als der für die Rayleigh-Integrations-Methode. Aus methodischen Gründen und wegen der geringeren Intensität der Vibrations-Raman-Signale im Vergleich zu den Rotations-Raman-Signalen (vgl. Bild 1) ist die statistische Meßunsicherheit der Raman-Integrations-Methode deutlich größer als die der Rotations-Raman-Methode.

Zusammenfassend stellt die Raman-Integrations-Methode aufgrund verbleibender Empfindlichkeit gegenüber Partikelextinktion bei relativ großer statistischer Meßunsicherheit keine Alternative zur Rotations-Raman-Methode dar.

Der Vollständigkeit halber sollen hier auch mögliche Kombinationen von Rotations-Raman- und Integrations-Methode genannt werden. Anstelle des Rayleigh- oder des Vibrations-Rotations-Raman-Signals ließe sich auch ein reines Rotations-Raman-Signal aus einem Bereich des Spektrums vernachlässigbarer Temperaturabhängigkeit innerhalb des betreffenden Temperaturbereichs für die Integrations-Methode verwenden. Vorteil gegenüber der (Vibrations-)Raman-Integrations-Methode wäre die geringere statistische Meßunsicherheit aufgrund der etwa zehnfach größeren Intensität der Rotations-Raman-Signale. Der Einfluß der

Extinktion bliebe aber bestehen und müßte durch eine unabhängige Messung verringert werden.

Ebenso ist denkbar, bei der Rotations-Raman-Methode zusätzlich zu einem reinen Rotations-Raman-Signal als zweites Signal entweder einen Bereich des Vibrations-Rotations-Raman-Spektrums entgegengesetzter Temperaturabhängigkeit zu verwenden oder breitbandig das gesamte Vibrations-Rotations-Raman-Signal als temperaturunabhängiges Referenzsignal zu nutzen. Das letztere Konzept wurde aus apparativen Gründen bei der Implementation der Temperatur-Kanäle in ein bereits bestehendes flugzeuggestütztes Lidar umgesetzt [68, 69]. Wegen der geringeren Intensität der Vibrations-Rotations-Raman-Signale (vgl. Bild 1) ist jedoch auch dieses Konzept mit größeren statistischen Meßunsicherheiten verbunden. Weil die Meßsignale hier spektral viel weiter entfernt liegen als bei der reinen Rotations-Raman-Methode, entstehen aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Partikelextinktion zusätzlich systematische Meßfehler durch Aerosolschichten und Wolken. Zusammenfassend sind daher diese abgewandelten Konzepte der reinen Rotations-Raman-Methode schon vom Grundsatz her unterlegen.

7.3 Die Brillouin-Doppler-Methode

Die Breite der Brillouin-Bande wird einerseits durch die temperaturabhängige Bewegung der atmosphärischen Moleküle (Doppler-Verbreiterung), andererseits durch die druckabhängige Anzahl intermolekularer Stöße (Druckverbreiterung) bestimmt. Diese Effekte können zur gleichzeitigen Messung der Temperatur, des Drucks und von Aerosoleigenschaften mit dem sogenannten „spektral hochauflösenden Lidar“ („high spectral resolution lidar“) genutzt werden [70, 71]. Der Algorithmus benötigt als Eingabeparameter den Atmosphärendruck in einer Referenzhöhe. Unter der Voraussetzung von hydrostatischem und lokalem thermischem Gleichgewicht kann dann aus den Lidardaten in einem iterativen Prozeß das Temperatur-, das Druck- und das Dichteprofil abgeleitet werden [72]. In die Berechnung gehen Annahmen über den Rayleigh-Wirkungsquerschnitt und die Form der Brillouin-Bande empfindlich ein. Verschiedene realistische Ansätze für die Linienform führen zu Unterschieden von bis zu 10 K für die ermittelte Temperatur. Wenn die Anregung mit einer vollen Halbwertsbreite von 0,13 GHz erfolgt, beträgt bei einer Temperatur von 275 K und einem Druck von 760 hPa die volle Halbwertsbreite der Brillouin-Bande 2,7 GHz ($\equiv 2,6 \text{ pm} \equiv 0,1 \text{ cm}^{-1}$). Diese Schmalbandigkeit der Brillouin-Bande erfordert spektral äußerst stabile Sender und Empfänger.

Trotz der hohen Anforderungen sind erste Temperaturmessungen bis in 5 km Höhe gelungen [73, 74]. Allein die statistische Meßunsicherheit beträgt bei 20-minütiger Integrationszeit und 375 m Höhenauflösung in 5 km Höhe 30 K. Es wurde ein Farbstoff-Laser verwendet, der durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG angeregt wird. Die Stabilität der Laserwellenlänge wird durch Einkopplung des Lichts eines kontinuierlichen, mit einem Argon-Ionen-Laser angeregten Farbstofflasers erreicht. Das atmosphärische Rückstreusignal wird über Strahlteiler mit zwei Barium-Dampf-Filtern unterschiedlicher Temperatur und unterschiedlichen Drucks für die beiden Nachweiskanäle gefiltert. Diese Atomdampffilter dienen zum einen der Unterdrückung des elastischen Signals um drei Größenordnungen, zum anderen der Extrahierung unterschiedlicher Bereiche der Brillouin-Banden. Typische Werte für die volle Halbwertsbreite der Filter sind 2 und 3 GHz. Damit die Messung der atmosphärischen Temperatur auf 1 K Genauigkeit durchgeführt werden kann, müssen die Lidarsignale auf 0,2 % genau bestimmt werden. Dies erfordert, daß die Temperaturen der Atomdampffilter bei etwa 800 K auf 0,1 K konstantgehalten werden.

Die Beschreibung der apparativen Details soll den sehr hohen Aufwand illustrieren, der dennoch erst zu recht bescheidenen Ergebnissen geführt hat. Die Brillouin-Doppler-Methode ist nicht bei instabiler atmosphärischer Schichtung anwendbar. Auch wenn bisher nur Nachmessungen publiziert wurden, so scheint die Methode durch die Schmalbandigkeit das Nachweises prinzipiell auch für Tagesmessungen geeignet.

7.4 DIAL: Heterodyne Systeme und BELINDA

Es wurde vorgeschlagen, für Temperaturmessungen nach dem DIAL-Verfahren (Differential Absorption Lidar, vgl. Abschnitt 3.2) die Temperaturabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten dreier O₂-Absorptionslinien nahe 770 nm mit einer temperaturabhängigen relativen Intensitätsänderung von 1,4 bis 2,4 % / K zu nutzen [75]. DIAL ist eine Technik, bei der zeitgleich oder in kurzen zeitlichen Abständen zwei Laserpulse unterschiedlicher Wellenlänge emittiert werden. Die Wellenlängen werden so gewählt, daß eine mit der einer Absorptionslinie der nachzuweisen Spezies übereinstimmt (Meßsignal), die andere nicht (Referenzsignal). Damit die atmosphärische Transmission näherungsweise nur von der unterschiedlichen Absorption durch diesen Stoff abhängt, sollten die Wellenlängen möglichst eng beieinander liegen, um nicht von anderen atmosphärischen Bestandteilen unterschiedlich beeinflusst zu werden. Anders als die Messung von Spurengasen [z.B. 76] erfordert allerdings die der Wasserdampfkonzentration oder bei den temperaturabhängigen O₂-Absorptionslinien sehr viel aufwendigere Lidar-Systeme, denn der durch Doppler- und Druckverbreiterung höhen- und temperaturabhängigen Schmalbandigkeit der Absorptionslinien ist durch einen komplexen Sender- und Empfängeraufbau Rechnung zu tragen.

Als Konzepte für Wasserdampf- und Temperaturmessungen nach dem DIAL-Verfahren wurden bisher heterodyne Systeme [77, 78, 79] sowie BELINDA (Broad Emission Lidar with Narrowband Determination of Absorption) [80] vorgeschlagen. Heterodyne Systeme erreichen die Schmalbandigkeit des Empfängers durch Interferenz der beispielsweise mit einem Fabry-Perot-Etalon gefilterten Rückstreusignale mit Signalen eines lokalen Oszillators. Während Messungen erster Wasserdampfprofile nach diesem Verfahren bereits durchgeführt werden konnten, sind Temperaturmessungen bisher nicht veröffentlicht worden.

Mit BELINDA wird versucht, über die Verwendung eines Lasers, dessen Emission etwa die doppelte Breite der jeweiligen Absorptionslinie aufweist, ein Rückstreusignal zu erzeugen, aus dem sowohl das Meß- als auch das Referenzsignal extrahiert werden können. Das Verfahren verspricht theoretisch eine Verringerung der Querempfindlichkeit gegenüber der Druck- und Temperaturverbreiterung der Cabannes-Linie um einen Faktor 4 im Vergleich zu dem konventionellen DIAL-Verfahren. Die spektrale Abtrennung des Referenzsignals erfolgt im Empfänger mit einem Fabry-Perot-Etalon, für die Separation des Meßsignals aus zwei Bereichen nahe dem Zentrum der Linie wurde ein spezielles Drei-Kavitäten-Etalon entwickelt [81]. Erste Wasserdampf-Messungen mit BELINDA wurden inzwischen vorgestellt [82]. Bei Anwesenheit von Wolken- oder Aerosolpartikeln jedoch sind für Temperaturmessungen bis in 1900 m Höhe bereits nach theoretischen Abschätzungen je nach Stärke der Partikelrückstreuung systematische Meßfehler zwischen 2,5 und 25 K zu erwarten.

Ob DIAL-Systeme zukünftig auch für Temperaturmessungen eingesetzt werden können, ist also derzeit noch offen. Gegebenenfalls wären durch die spektrale Schmalbandigkeit des Empfängers jedoch voraussichtlich auch Messungen am Tage möglich.

8 Auswahl der Anregungswellenlänge

Als Anregungsstrahlung für die Rotations-Raman-Temperaturmessungen kommt von den vorhandenen Laserwellenlängen des GKSS-Ramanlidars, dessen Aufbau in Kapitel 10 ausführlich beschrieben wird, das vom Nd:YAG-Laser emittierte Licht bei 354,83 oder bei 532,25 nm in Frage. Die Emission des vorhandenen XeCl-Exzimer-Lasers ist nicht ausreichend schmalbandig. Die Nd:YAG-Laser-Strahlung bei 1064,50 nm eignet sich aufgrund der sehr geringen Effizienz der derzeit erhältlichen Detektoren für Einzelphotonennachweis bei dieser Wellenlänge nicht. Es blieb daher zu prüfen, ob die Implementierung der Rotations-Raman-Kanäle bei einer Anregungswellenlänge von 354,83 oder von 532,25 nm günstiger sei.

Das Verhältnis der zu erwartenden Photonenzählraten bei Anregungswellenlängen $\lambda_1 = 532,25$ nm und $\lambda_2 = 354,83$ nm ist (vgl. Gl. (3.1))

$$\frac{P_{\text{RotRam}}(\lambda_1, J)}{P_{\text{RotRam}}(\lambda_2, J)} = \frac{P_0(\lambda_1)}{P_0(\lambda_2)} \frac{K(\lambda_1)}{K(\lambda_2)} \frac{d\sigma_J/d\Omega(\lambda_1)}{d\sigma_J/d\Omega(\lambda_2)} \left(\frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} \right)^2 \quad (8.1)$$

mit $P_{\text{RotRam}}(\lambda_i, J)$ für die Photonenzählrate zu einer Linie des RRRS mit der Quantenzahl J , $P_0(\lambda_i)$ die Anzahl pro Zeiteinheit emittierter Photonen, $(d\sigma_J/d\Omega)(\lambda_i)$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Rotations-Raman-Rückstreuung, $K(\lambda_i)$ die Effizienz des Empfängers und $\tau(\lambda_i)$ die Transmission der Atmosphäre, wobei $i = 1, 2$ gilt. Die weiteren Faktoren in Gl. (3.1) sind unabhängig von der Anregungswellenlänge und treten bei der Bildung des Quotienten daher nicht in Erscheinung; die atmosphärische Transmission und die Effizienz des Empfängers innerhalb des RRRS zu einer Anregungswellenlänge wurde als konstant angenommen.

Nach Gl. (4.12) gilt für das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Rotations-Raman-Streuung in 180°-Richtung näherungsweise unabhängig von J

$$\frac{d\sigma_J}{d\Omega}(\lambda_1) / \frac{d\sigma_J}{d\Omega}(\lambda_2) \approx (\lambda_2/\lambda_1)^4 = (2/3)^4 \approx 0,2. \quad (8.2)$$

Die weiteren Faktoren von Gl. (8.1) werden im Folgenden betrachtet.

8.1 Atmosphärische Abschwächung der Lidar-Signale

Die durch Rayleigh-Streuung und Ozon-Absorption verringerte Transmission der Atmosphäre wurde untersucht. Absorption durch andere atmosphärische Gase ist bei den betreffenden Wellenlängen nicht zu berücksichtigen. Die Abschwächung der Signale durch Partikelstreuung und -absorption ist von Art, Größe und Form der streuenden Partikel abhängig und kann daher hier für beide Wellenlängen näherungsweise als gleich angesehen werden.

8.1.1 Ozonabsorption

Für den atmosphärischen Ozonabsorptionskoeffizienten gilt [83]

$$\alpha_{\text{Ozon}}(\lambda, \xi) = a_{\text{Ozon}}(\lambda) D_{\text{Ozon}}(\xi) \quad (8.3)$$

mit $a_{\text{Ozon}}(\lambda)$ für den reinen Ozonabsorptionskoeffizienten und $D_{\text{Ozon}}(\xi)$ für die ozonäquivalente Dicke am Ort ξ . Die Absorption durch Ozon unterscheidet sich für die betrachteten Wellenlängen mit $a_{\text{Ozon}}(\lambda = 532,25 \text{ nm}) = 7,13 \text{ m}^{-1}$ und $a_{\text{Ozon}}(\lambda = 354,83 \text{ nm}) = 1,74 \text{ m}^{-1}$.

Bild 8 zeigt die über Gl. (3.5) und Gl. (3.6) aus Gl. (8.3) berechnete säulenintegrierte Transmission der Atmosphäre bis zu einer Höhe z

$$\tau_{\text{Ozon}}(z) = \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\text{Ozon}}(\lambda, \xi) d\xi\right) \quad (8.4)$$

für ein Standardozonprofil nach Ref. [83]. Die Absorption durch Ozon ist mit $< 2 \%$ für 532,25 nm und $< 0,5 \%$ für 354,83 nm bis 30 km Höhe zwar unterschiedlich, aber gering.

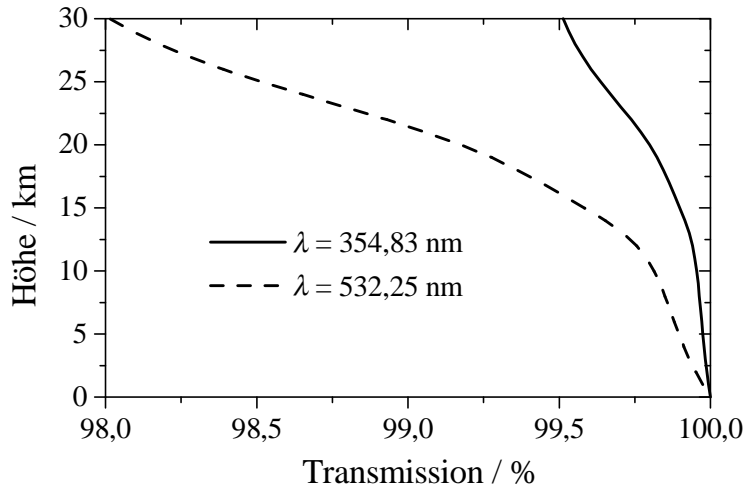


Bild 8: Verringerte atmosphärische Transmission durch Ozonabsorption, dargestellt für die im Fall des GKSS-Ramanlidars in die Atmosphäre emittierte Strahlung des Nd:YAG-Lasers bei 354,83 und 532,25 nm.

8.1.2 Rayleigh-Streuung

Einen Vergleich der in der Literatur aufgeführten Formeln und Parameterwerte zur Berechnung der Rayleigh-optischen Dicke der Atmosphäre, zu der nach der hier verwendeten Nomenklatur Cabannes- und reine Rotations-Raman-Streuung beitragen, findet man beispielsweise in Ref. 84. Je nach Wert für die molekulare Depolarisation der Luft, den Brechungsindex der Luft und der Teilchenzahldichte ergeben sich für den Wert des Wirkungsquerschnitts geringe Unterschiede von bis zu 4 %.

Der totale Wirkungsquerschnitt für Rayleigh-Streuung, d.h. für Streuung in den gesamten Raumwinkel, bei Nachweis der gestreuten Strahlung ohne Trennung der Polarisationsrichtungen, wird nach Ref. [83, 85] beschrieben durch

$$\sigma_{\text{Ray}}(\lambda) = \frac{8\pi^3(n(\lambda)^2 - 1)^2}{3\lambda^4 N_s^2} \left(\frac{6 + 3\gamma}{6 - 7\gamma} \right), \quad (8.5)$$

wobei n den Brechungsindex der Luft bei atmosphärischen Standardbedingungen (1013 hPa, 15 °C), γ die Depolarisation des Rayleigh-gestreuerten Lichts und N_s die molekulare Teilchenzahldichte der Luft bei Standardbedingungen bezeichnen.

Es gilt

$$n(\lambda = 354,83 \text{ nm}) - 1 = 2,85706 \times 10^{-4} \quad [83],$$

$$n(\lambda = 532,25 \text{ nm}) - 1 = 2,78197 \times 10^{-4} \quad [83],$$

$$\gamma = 0,0279 \quad [86] \text{ und}$$

$$N_s = 2,547 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} \quad [83].$$

Die durch Rayleigh-Streuung verringerte Transmission der Atmosphäre (vgl. Gl. (3.4) bis (3.6))

$$\tau_{\text{Ray}}(z) = \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\text{Ray}}(\lambda, \xi) d\xi\right) = \exp\left(-\int_0^z N(\xi) \sigma_{\text{Ray}}(\lambda) d\xi\right) \quad (8.6)$$

ist in Bild 9 dargestellt. Für die atmosphärische Teilchenzahldichte $N(z)$ wurde ein Standardprofil nach Ref. [83] zugrundegelegt.

Die Abschwächung durch Rayleigh-Streuung ist für die betrachteten Wellenlängen mit beispielsweise $\tau_{\text{Ray}}(20 \text{ km}) = 0,89$ für 532,25 nm und $\tau_{\text{Ray}}(20 \text{ km}) = 0,55$ für 354,83 nm deutlich unterschiedlich. Daß die Frage, welche Anregungswellenlänge die günstigere ist, von der Höhe abhängt, wird im wesentlichen durch $\tau_{\text{Ray}}(z)$ bestimmt.

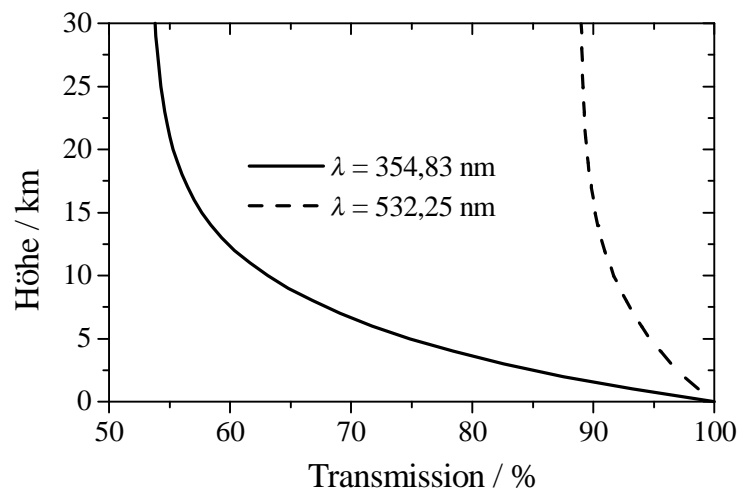


Bild 9: Verringerte atmosphärische Transmission durch Rayleigh-Streuung, dargestellt für die im Fall des GKSS-Ramanlidars in die Atmosphäre emittierte Strahlung des Nd:YAG-Lasers bei 354,83 und 532,25 nm.

8.2 Apparative Faktoren

Faktoren, die in die apparativen Größen $K(\lambda_1)$ und $K(\lambda_2)$ (Gl. (8.1)) mit $\lambda_1 = 532,25 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 354,83 \text{ nm}$ für beide Wellenlängen näherungsweise gleich eingehen und daher gekürzt werden können, sind die Transmission der Aufweiteteleskope, die Reflektivität der Sendelumlenkspiegel, die Reflektivität des Teleskopspiegels, die Transmission bzw. Reflektivität der beteiligten optischen Komponenten in der Primärfokuseinheit (s. Kap. 10.3) und die Transmission der optischen Fasern. Es wird des weiteren angenommen, daß jeweils das gesamte Rückstreusignal einer Anregungswellenlänge für die Rotations-Raman-Signale zur Verfügung steht, d.h. die polarisationsabhängige Trennung der Rückstreusignale bei der jeweils anderen

Wellenlänge stattfindet. Bei Extraktion der Rotations-Raman-Signale aus dem stärkeren parallel polarisierten Zweig ginge ansonsten ein Anteil von 3/7 am gesamten Rotations-Raman-Signal verloren, weil die reinen Rotations-Raman-Signale zu 75 % depolarisiert sind [37].

Deutliche Unterschiede ergeben sich für die betrachteten Wellenlängen bei der Reflektivität und Transmission der Interferenzfilter der Rotations-Raman-Kanäle. Auf einer Frequenzskala ist die relative Position der Rotations-Raman-Linien unabhängig von der Anregungswellenlänge (vgl. Gl. (4.6), (4.7)). Daher ist bei der Anregungswellenlänge λ_2 für die Breite der Filter-Transmissionskurven ein in Wellenlängeneinheiten nur 2/3 so großer Wert zu wählen wie bei λ_1 , wenn Linien mit gleichen Rotations-Quantenzahlen extrahiert werden sollen. Da für die Dicke der dielektrischen Beschichtungen die Interferenzfilter-Parameter in Einheiten der Wellenlänge entscheidend sind, ergeben sich im Fall kürzerer Anregungswellenlängen höhere Anforderungen an die Herstellung der Interferenzfilter. Typische Werte für die Maximaltransmission äquivalenter Filter sind [87]

$$\frac{\tau_{\text{Filter}}(\lambda_1)}{\tau_{\text{Filter}}(\lambda_2)} = \frac{50\%}{15\%} \approx 3,3. \quad (8.7)$$

Zusätzlich zur geringeren Transmission sind bei λ_2 die Flanken der Transmissionskurven deutlich flacher und die erreichbare Unterdrückung des spektral dicht benachbarten elastischen Rückstreusignals geringer [87].

Die Quanteneffizienz der Photomultiplier für die Rotations-Raman-Kanäle beträgt [88]

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1)}{\varepsilon(\lambda_2)} = \frac{12\%}{20\%} = 0,6. \quad (8.8)$$

Bei der Auswahl der Anregungswellenlänge für die Rotations-Raman-Kanäle wurde von gleicher Laserleistung bei den beiden in Frage kommenden Wellenlängen ausgegangen (vgl. S. 53). Für die Anzahl emittierter Photonen erhält man dann

$$\frac{P_0(\lambda_1)}{P_0(\lambda_2)} = 1,5 \quad (8.9)$$

wegen $E_{\text{Photon}} = (h c)/\lambda$ mit den üblichen Bezeichnungen und E_{Photon} für die Photonenenergie.

Zusammenfassend erhält man für die apparativen Faktoren also einen Wert von

$$\frac{P_0(\lambda_1)}{P_0(\lambda_2)} \cdot \frac{K(\lambda_1)}{K(\lambda_2)} = 1,5 \cdot 3,3 \cdot 0,6 = 3,0 ,$$

d.h. die Effizienz für Einzelphotonennachweis ist bei gleicher Laserleistung für $\lambda_1 = 532,25 \text{ nm}$ dreimal so groß wie für $\lambda_2 = 354,83 \text{ nm}$.

8.3 Intensität der elastischen Rückstreusignale

Zur Untersuchung von Unterschieden bei der notwendigen Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen wurde die Wellenlängenabhängigkeit der Intensität der elastischen Rückstreusignale untersucht.

8.3.1 Cabannes-Rückstreuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Cabannes-Rückstreuung ist wie der für Rotations-Raman-Streuung proportional zu λ^{-4} [83]. Es ergeben sich für verschiedene Anregungswellenlängen daher keine Unterschiede im Verhältnis der Intensität von Cabannes- zu der von Rotations-Raman-Streuung.

8.3.2 Partikelrückstreuung

Die Wellenlängenabhängigkeit der Partikelrückstreuung ist von Art, Größe und Form der Partikel abhängig. Für Partikel, die viel größer als die Wellenlänge der betrachteten Strahlung sind, ergibt sich für verschiedene Wellenlängen näherungsweise derselbe Wirkungsquerschnitt.

Für dielektrische, kugelförmige, isotrope Partikel (Mie-Streuung) mit einem Durchmesser in der Größenordnung der Wellenlänge gilt [89]

$$\frac{d\sigma_{\text{Mie}}}{d\Omega}(\lambda) \propto \lambda^2. \quad (8.10)$$

Dielektrische, kugelförmige, isotrope Partikel, die wesentlich kleiner als die Wellenlänge sind, streuen elektromagnetische Strahlung mit derselben Wellenlängenabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts wie Moleküle [90]

$$\frac{d\sigma_{\text{Mie}}}{d\Omega}(\lambda) \propto \lambda^{-4}. \quad (8.11)$$

Für das Verhältnis

$$\chi = \frac{\beta_{\text{Mie}}(\lambda)}{\beta_{\text{RotRam}}(\lambda)} \quad (8.12)$$

von Partikelrückstreuungskoeffizient für Mie-Streuung $\beta_{\text{Mie}}(\lambda)$ und Rotations-Raman-Rückstreuungskoeffizient $\beta_{\text{RotRam}}(\lambda)$ erhält man also je nach Größe d der Partikel

$$\text{für } d \gg \lambda: \quad \chi \propto \lambda^4 \Rightarrow \frac{\chi(\lambda_1)}{\chi(\lambda_2)} = 5,1, \quad ,$$

$$\text{für } d \approx \lambda: \quad \chi \propto \lambda^6 \Rightarrow \frac{\chi(\lambda_1)}{\chi(\lambda_2)} = 11,4 \quad \text{und}$$

$$\text{für } d \ll \lambda: \quad \chi \propto \lambda^0 \Rightarrow \frac{\chi(\lambda_1)}{\chi(\lambda_2)} = 1.$$

Die Intensität der Partikelrückstreuung ist für eine Anregungswellenlänge von 354,83 im Vergleich zu 532,25 nm in diesem Spezialfall (dielektrische, kugelförmige, isotrope Partikel) relativ zu der der Rotations-Raman-Streuung je nach Partikelgröße gleich (für $d \ll \lambda$) oder um bis zu etwa eine Größenordnung geringer (für $d \approx \lambda$).

Eine gebräuchliche Größe ist das Farbverhältnis

$$C = \frac{R(\lambda_1) - 1}{R(\lambda_2) - 1} = \frac{\beta_{\text{par}}(\lambda_1)}{\beta_{\text{mol}}(\lambda_1)} \bigg/ \frac{\beta_{\text{par}}(\lambda_2)}{\beta_{\text{mol}}(\lambda_2)}. \quad (8.13)$$

R bezeichnet das Rückstreuverhältnis (s. Gleichung (5.11)).

Für dielektrische, kugelförmige, isotrope Partikel gilt

$$C = \frac{\chi(\lambda_1)}{\chi(\lambda_2)},$$

da dann

$$\beta_{\text{par}}(\lambda) = \beta_{\text{Mie}}(\lambda)$$

und allgemein der differentielle Wirkungsquerschnitt für Cabannes-Rückstreuung wie der für Rotations-Raman-Streuung proportional zu λ^{-4} ist [83] und daher

$$\frac{\beta_{\text{mol}}(\lambda_1)}{\beta_{\text{mol}}(\lambda_2)} = \frac{\beta_{\text{Cab}}(\lambda_1) + \beta_{\text{RotRam}}(\lambda_1)}{\beta_{\text{Cab}}(\lambda_2) + \beta_{\text{RotRam}}(\lambda_2)} = \frac{\beta_{\text{RotRam}}(\lambda_1)}{\beta_{\text{RotRam}}(\lambda_2)}$$

gilt.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit im Januar 1998 durchgeführten Messungen traten für PSC-Partikel bei $\lambda_1 = 532,25$ nm und $\lambda_2 = 354,83$ nm experimentell Werte von $C \approx 2,5$ auf (s. Abschnitt 13.2).

Die notwendige Unterdrückung des elastischen Partikelrückstreusignals wäre also bei einer Anregung mit 354,83 nm in diesen PSCs etwa um den Faktor 2,5 geringer als bei 532,25 nm. Allerdings gab dieser Punkt nicht den Ausschlag bei der Auswahl der Anregungswellenlänge für die Rotations-Raman-Temperaturmessungen, weil die Güte, d.h. die Flankensteilheit und die Unterdrückung außerhalb des Transmissionsbereichs, von Interferenzfiltern, die im ultravioletten Spektralbereich transmittieren, deutlich geringer ist als die von Filtern für den sichtbaren Spektralbereich.

8.4 Zusammenfassung

Mit den obigen Überlegungen erhält man für das zu erwartende Verhältnis der Rotations-Raman-Signale (Gl. (8.1))

$$\begin{aligned} \frac{P_{\text{RotRam}}(\lambda_1, J)}{P_{\text{RotRam}}(\lambda_2, J)} &= 3,0 \cdot 0,2 \cdot \left(\frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} \right)^2 \\ &= 0,6 \cdot T^*(z) \end{aligned}$$

$$\text{mit } T^*(z) = \left(\frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} \right)^2 \text{ und } \lambda_1 = 532,25 \text{ nm, } \lambda_2 = 354,83 \text{ nm.}$$

Die Werte der in Gl. (8.1) auftretenden Faktoren sind in Tabelle 5 zusammengefaßt. Bild 10 zeigt die berechneten Werte für $T^*(z)$ und das Signalverhältnis $P_{\text{RotRam}}(\lambda_1, J)/P_{\text{RotRam}}(\lambda_2, J)$ in Abhängigkeit von der Höhe. Bei einer Anregungswellenlänge von 532,25 nm ergeben sich

unter der Annahme gleicher Laserleistung aus dem Höhenbereich zwischen 20 und 30 km etwa 60 % größere Zählraten als bei einer Anregung bei 354,83 nm. Da die Empfindlichkeit des Lidarempfängers vor allem für diesen Höhenbereich, in dem polare stratosphärische Wolken in der nördlichen Polarregion auftreten, optimiert werden sollte, wurde als Anregungswellenlänge für die Rotations-Raman-Signale 532,25 nm gewählt.

Aus Bild 10 ist ersichtlich, daß man mit einem Instrument für troposphärische Messungen bis in etwa 5,5 km Höhe bei einer Anregungswellenlänge von 354,83 nm stärkere Rückstreuungssignale erhalten würde. Für Rotations-Raman-Messungen in der unteren Troposphäre wäre es also günstiger, diese Anregungswellenlänge zu verwenden.

Tabelle 5: Zusammenfassung der in das Intensitätsverhältnis der Rotations-Raman-Signale eingehenden Faktoren für die Anregungswellenlängen $\lambda_1 = 532,25$ nm und $\lambda_2 = 354,83$ nm (vgl. Gl. (8.1)). Es bezeichnen P_0 die Anzahl der pro Zeit emittierten Photonen bei gleicher Laserleistung, ε die Quanteneffizienz der Photomultiplier, τ_{Filter} die Transmission der Interferenzfilter, $d\sigma_j/d\Omega$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Rotations-Raman-Streuung in Rückstreurichtung, τ_{Ozon} und τ_{Ray} die Transmission der Atmosphäre bezüglich Ozonabsorption bzw. Rayleigh-Streuung.

Parameter x	$x(\lambda_1=532,25 \text{ nm})/x(\lambda_2=354,83 \text{ nm})$
P_0	1,5
ε	0,6
τ_{Filter}	3,3
$d\sigma_j/d\Omega$	0,2
$P_0 \times \varepsilon \times \tau_{\text{Filter}} \times d\sigma_j/d\Omega$	0,6
τ_{Ozon}	≈ 1
τ_{Ray}	< 1,7 (höhenabhängig)
τ_{Ray}^2	< 2,8 (höhenabhängig)

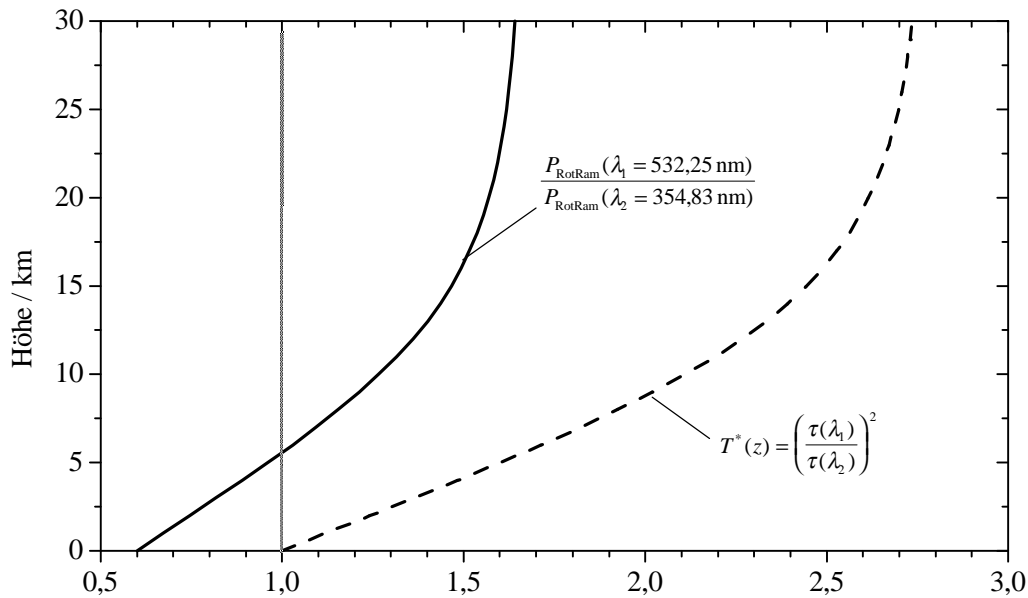


Bild 10: Ergebnis der Abschätzungen für die günstigere Anregungswellenlänge der Rotations-Raman-Kanäle: Verhältnis T^* der quadratischen atmosphärischen Transmissionswerte sowie berechnetes Intensitätsverhältnis der Rotations-Raman-Signale $P_{\text{RotRam}}(\lambda_1)/P_{\text{RotRam}}(\lambda_2)$ für die Anregungswellenlängen $\lambda_1 = 532,25 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 354,83 \text{ nm}$ in Abhängigkeit von der Höhe und unter der Annahme gleicher Laserleistung bei beiden Wellenlängen. Bei Implementierung der Rotations-Raman-Kanäle im Nachweisweig für die Rückstreusignale im sichtbaren Spektralbereich ist mit etwa 60 % höheren Zählraten aus dem Höhenbereich zwischen 20 und 30 km zu rechnen.

9 Bestimmung optimaler Filterparameter

Als Untersuchungen zur Optimierung der Filterparameter für Rotations-Raman-Temperaturmessungen wurden bisher lediglich Studien der Meßempfindlichkeit des Empfängers für den Spezialfall gaußförmiger Filter-Transmissionskurven einer vollen Halbwertsbreite von 1 nm [52] sowie für einzelne Rotations-Raman-Linien veröffentlicht [91]. Literaturangaben zur Minimierung der statistischen Meßunsicherheit hingegen sind nicht bekannt. Daher wurden im Vorfeld zur Optimierung der instrumentellen Eigenschaften neben der günstigeren Anregungswellenlänge (s. Kapitel 8) ebenfalls die günstigsten spektralen Filterparameter bestimmt, d.h. Breite (VHWP) und Zentralwellenlänge (ZWL) der Filter-Transmissionsbereiche in Hinblick auf ein Instrument mit minimaler statistischer Meßunsicherheit und minimalem systematischem Meßfehler optimiert. Diese Betrachtung berücksichtigt (a) möglichst hohe Temperaturabhängigkeit der extrahierten Bereiche des RRRS sowie (b) möglichst große Signalintensitäten unter der Nebenbedingung (c), daß die Forderung ausreichender Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen erfüllt ist.

Die Signale für Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode können sowohl aus der Anti-Stokes- wie der Stokes-Bande extrahiert werden (s. Kapitel 6). Aufgrund möglicher Überlagerung des Stokes-Zweigs des RRRS mit dem Fluoreszenzsignal von Aerosolen [92, 93] wurden für diese Arbeit jedoch die Signale der geringfügig schwächeren Anti-Stokes-Bande verwendet.

Zunächst wurden VHWP und ZWL im Hinblick auf die Punkte (a) und (b) betrachtet (s. unten). Anschließend wurden in Zusammenarbeit mit dem Filterhersteller, der Firma Barr Associates Inc., Westford, MA, USA, diejenigen Filterparameter spezifiziert, die einen Kontrast zwischen elastischem und Rotations-Raman-Rückstreusignal besser als $1:10^7$ versprochen. Die Voruntersuchungen (s. Abschnitt 5.3) hatten gezeigt, daß dieser Wert notwendig ist, systematische Temperaturmeßfehler < 1 K in partikelhaltigen Luftschichten mit einem Rückstreuverhältnis von 50 zu gewährleisten. Der endgültige Wert der ZWL wurde über den Einfallswinkel des Lichts auf die Filter experimentell so eingestellt, daß tatsächlich keine systematischen Effekte innerhalb von Wolkenschichten zu beobachten sind (s. Abschnitt 11.1).

Die Wahrscheinlichkeit p , bei einer mittleren Anzahl von Photonenzählpulsen \bar{P} in einem bestimmten Zeitraum genau P Zählpulse in diesem Zeitraum zu erhalten, wird durch eine Poisson-Verteilung beschrieben. Es gilt

$$p(P) = 100 \times \frac{\bar{P}^P \exp(-\bar{P})}{P!} . \quad (9.1)$$

Die Standardabweichung dieser Verteilung ist gegeben durch

$$\sigma_{\text{Sta}} = \sqrt{\bar{P}} . \quad (9.2)$$

Für große Werte von \bar{P} ist die Poisson-Verteilung näherungsweise symmetrisch zu \bar{P} und nähert sich einer Gaußverteilung an. Es liegen dann im Mittel 68,27 % aller Meßwerte im Intervall $[P - \sigma_{\text{Sta}}, P + \sigma_{\text{Sta}}]$.

$$\Delta P = \sigma_{\text{Sta}} \quad (9.3)$$

wird im Folgenden als (absolute) „statistische Meßunsicherheit“ bezeichnet. Man erhält

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{\sqrt{P}}, \quad (9.4)$$

mit der Näherung $P = \bar{P}$, d.h. des Mittelwerts der Verteilung durch den gemessenen Wert.

Nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz gilt für die statistische Unsicherheit einer Temperaturmessung nach dem Rotations-Raman-Verfahren

$$\Delta T = \frac{\partial T}{\partial Q} \Delta Q \quad (9.5)$$

mit

$$Q = \frac{P_{\text{RR2}}}{P_{\text{RR1}}} \quad (5.1)$$

für den Quotienten der detektierten Photonenzahlen P_{RR1} und P_{RR2} in den beiden Rotations-Raman-Kanälen kleinerer bzw. größerer Quantenzahlen. Aus (9.5) erhält man

$$\Delta Q = \sqrt{\left(\frac{\partial Q}{\partial P_{\text{RR1}}}\right)^2 \Delta P_{\text{RR1}}^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial P_{\text{RR2}}}\right)^2 \Delta P_{\text{RR2}}^2},$$

also mit

$$\frac{\partial Q}{\partial P_{\text{RR1}}} = -\frac{Q}{P_{\text{RR1}}} \quad \text{und} \quad \frac{\partial Q}{\partial P_{\text{RR2}}} = \frac{Q}{P_{\text{RR2}}},$$

$$\Delta Q = Q \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{\text{RR1}}}{P_{\text{RR1}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{\text{RR2}}}{P_{\text{RR2}}}\right)^2},$$

d.h.

$$\Delta T = \frac{\partial T}{\partial Q} Q \sqrt{\frac{1}{P_{\text{RR1}}} + \frac{1}{P_{\text{RR2}}}}. \quad (9.6)$$

Da gilt

$$\frac{\partial Q}{\partial T} \frac{1}{Q} = \frac{\partial P_{\text{RR1}}}{\partial T} \frac{1}{P_{\text{RR1}}} - \frac{\partial P_{\text{RR2}}}{\partial T} \frac{1}{P_{\text{RR2}}},$$

erhält man aus Gl. (9.6) für den Zusammenhang zwischen ΔT und Temperaturempfindlichkeit der einzelnen Rotations-Raman-Signale sowie der Intensität der Signale

$$\Delta T = \left(\frac{\partial P_{RR1}}{\partial T} \frac{1}{P_{RR1}} - \frac{\partial P_{RR2}}{\partial T} \frac{1}{P_{RR2}} \right)^{-1} \sqrt{\frac{1}{P_{RR1}} + \frac{1}{P_{RR2}}}. \quad (9.7)$$

Gl. (9.7) zeigt, daß eine Separation in Faktoren, die allein die Temperaturempfindlichkeit der einzelnen Rotations-Raman-Signale, und welche, die die Intensität beschreiben, nicht möglich ist. Eine getrennte Behandlung dieser Größen in Hinblick auf die Minimierung von ΔT ist also nur näherungsweise zulässig.

Für die Untersuchung der Abhängigkeit der statistischen Meßunsicherheit ΔT von der vollen Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_{VHWB,1}$ bzw. $\Delta\lambda_{VHWB,2}$ und der Zentralwellenlänge $\lambda_{ZWL,1}$ bzw. $\lambda_{ZWL,2}$ der beiden Filter für die Rotations-Raman-Kanäle wurde der Differentialquotient in Gl. (9.6) durch die Steigung der Sekante nach

$$\frac{\partial T}{\partial Q} \approx \frac{T_2 - T_1}{Q(T_2) - Q(T_1)} \quad (9.8)$$

mit $T_1 = 185$ K und $T_2 = 190$ K, dem Kondensationsbereich polarer stratosphärischer Wolken, approximiert. Das atmosphärische Rotations-Raman-Spektrum wurde nach Gl. (4.6), Gl. (4.7), Gl. (4.15) und Gl. (4.16) für das Mischungsverhältnis von Stickstoff und Sauerstoff für Luft von 0,781 bzw. 0,209 berechnet. Die Transmissionskurven heutiger Interferenzfilter weisen steile Flanken auf. Daher wurden die Transmissionskurven in dieser Untersuchung durch $\tau = 1$ innerhalb und $\tau = 0$ außerhalb der Filter-Transmissionsbereiche genähert.

Die Temperaturabhängigkeit der Rotations-Raman-Signale

$$\frac{\partial P}{\partial T} \approx \frac{P(T_2) - P(T_1)}{T_2 - T_1}, \quad (9.9)$$

mit $T_1 = 185$ K und $T_2 = 190$ K, ist in Bild 11 dargestellt. Als Berechnungsschrittweite wurde 0,025 nm verwendet. Für Zentralwellenlängen λ_{ZWL} größer bzw. kleiner als etwa 530,75 nm treten positive bzw. negative Werte von $\partial P/\partial T$ auf. In je einem dieser Bereiche sollen die ZWL der beiden Rotations-Raman-Filter liegen. Dies ist im Fall der verwendeten Filter erfüllt, wobei die Temperaturabhängigkeit des Signals des Rotations-Raman-Kanals kleiner Quantenzahlen gering ist. Mit zunehmender spektraler Breite der Filter nimmt auch die Temperaturabhängigkeit des Instruments generell zunächst zu; lediglich in schwächer temperaturabhängigen Bereichen gibt es geringe Abweichungen von diesem Verhalten. Wenn die Transmissionsbereiche der Filter bei größerer spektraler Breite Linien des Rotations-Raman-Spektrums unterschiedlicher Temperaturabhängigkeit umfassen, nimmt die Gesamttemperaturabhängigkeit des extrahierten Bereichs des RRRS wieder ab. Die größte Temperaturempfindlichkeit erreicht man mit dem Filter, dessen Transmissionsbereich näher an der Anregungswellenlänge liegt, bei Zentralwellenlängen um 531,3 nm mit einer spektralen Filterbreite um 1,2 nm, mit dem weiter entfernten Filter bei etwa 529,3 nm mit einer Breite um 3 nm. Aufgrund zu geringer Unterdrückung bei der dicht benachbarten Anregungswellenlänge konnten Filter mit diesen Parametern allerdings nicht verwendet werden. Im Fall der verwendeten Halbwertsbreiten und Zentralwellenlängen wären nur mit größeren Werten günstigere

Meßeigenschaften erreichbar, derartige Filter jedoch würden das elastische Rückstreusignal nur ungenügend unterdrücken.

Bild 12 zeigt exemplarisch die Ergebnisse der Berechnung der statistischen Meßunsicherheit in Abhängigkeit von der Zentralwellenlänge der Filter für feste Werte der vollen Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_{\text{VHWB},1} = 0,55 \text{ nm}$ und $\Delta\lambda_{\text{VHWB},2} = 1,20 \text{ nm}$, den Werten der verwendeten Interferenzfilter. Die Berechnungsschrittweite ist $0,025 \text{ nm}$. Die minimale statistische Meßunsicherheit wird bei Werten um $\lambda_{\text{ZWL},1} = 531,70 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{ZWL},2} = 529,35 \text{ nm}$ erreicht.

Um nach Abschätzungen des Filterherstellers ausreichende Unterdrückung bei $532,25 \text{ nm}$ zu erreichen, mußte $\lambda_{\text{ZWL},1} = 531,35 \text{ nm}$, d.h. ein größerer spektraler Abstand von der Anregungswellenlänge, gewählt werden. Auch bei diesen Werten traten jedoch experimentell systematische Meßfehler innerhalb von Wolkenschichten auf (s. Abschnitt 11.1). Daher wurde der Empfänger auf $\lambda_{\text{ZWL},1} = 530,85 \text{ nm}$ umgestellt. Die Vergrößerung der statistischen Meßunsicherheit durch diese Veränderung der ZWL ist gering. Setzt man sonst gleiche apparative Parameter des Lidar-Systems voraus, so könnte bei gleicher voller Halbwertsbreite der Filter auch mit zukünftig zu erwartenden, noch besseren Filtern mit höheren Werten für die optische Dicke außerhalb des Transmissionsbereichs die statistische Meßunsicherheit lediglich um 26 % verringert werden.

Welche Filterparameter am günstigsten sind, hängt von der Temperatur ab, die gemessen werden soll. Innerhalb des atmosphärischen Temperaturbereichs bis 30 km Höhe (etwa 185 bis 300 K) sind die Unterschiede jedoch moderat. Es sei hier nur kurz erwähnt, daß beispielsweise mit unveränderten Halbwertsbreiten die statistische Meßunsicherheit mit Zentralwellenlängen, die für $T_1 = 245 \text{ K}$ und $T_2 = 250 \text{ K}$ optimiert wurden und $\lambda_{\text{ZWL},1} = 531,35 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{ZWL},2} = 528,65 \text{ nm}$ betragen, bei Messungen in diesem Temperaturbereich nur um 15 % geringer wären als mit $\lambda_{\text{ZWL},1} = 531,35 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{ZWL},2} = 529,35 \text{ nm}$.

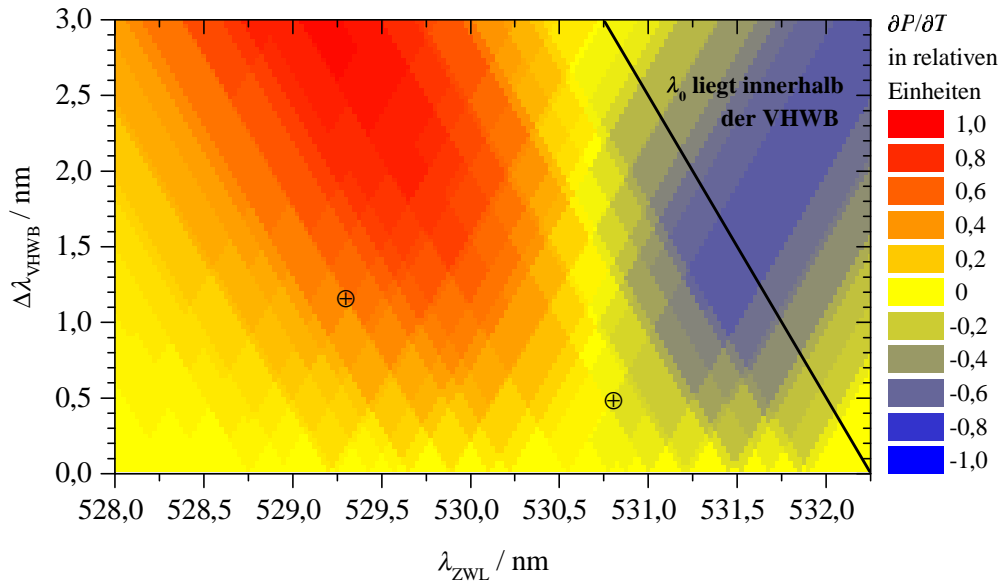


Bild 11: Temperaturabhängige Intensität $\partial P/\partial T$ von Bereichen des atmosphärischen reinen Rotations-Raman-Spektrums, die um eine Zentralwellenlänge (ZWL) λ_{ZWL} mit einer vollen Halbwertsbreite (VHVB) $\Delta\lambda_{VHVB}$ extrahiert werden. Der Berechnung wurden eine Anregungswellenlänge von 532,25 nm und Temperaturen zwischen 185 K und 190 K zugrundegelegt. Über den gesamten Transmissionsbereich des Filters wurde die Transmission auf 1 gesetzt. $\partial P/\partial T$ ist positiv für Werte von λ_{ZWL} größer bzw. negativ für Werte kleiner als 530,75 nm. Die Parameter der verwendeten Interferenzfilter (in der endgültigen Einstellung) sind gekennzeichnet (\oplus).

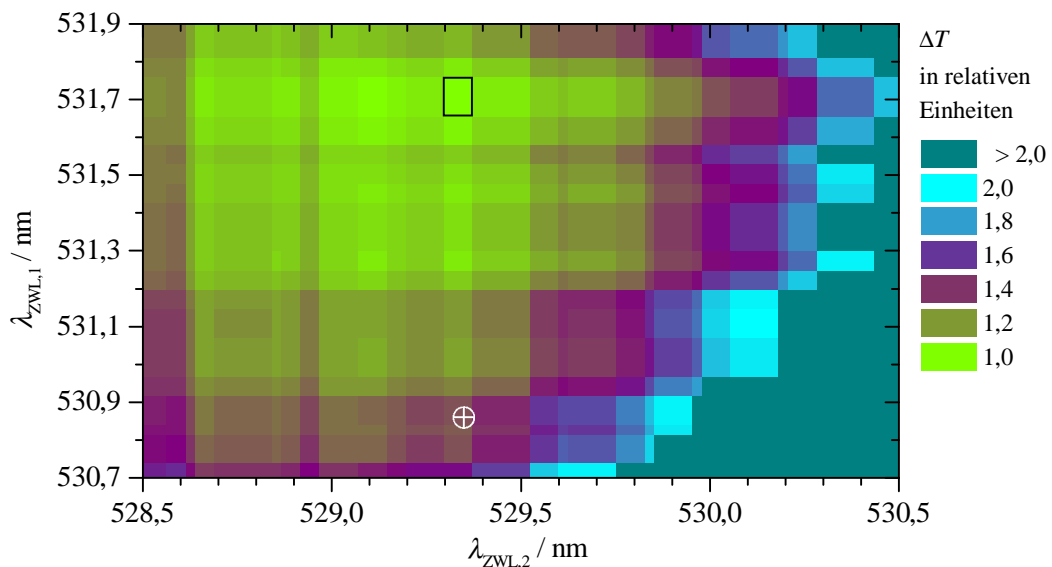


Bild 12: Statistische Temperaturunsicherheit ΔT in Abhängigkeit von den Zentralwellenlängen $\lambda_{ZWL,1}$ und $\lambda_{ZWL,2}$ und für feste Werte der spektralen Breite der Filter von $\Delta\lambda_{VHVB,1} = 0,55$ nm und $\Delta\lambda_{VHVB,2} = 1,20$ nm. ΔT ist dargestellt relativ zum Minimum im Bereich um $\lambda_{ZWL,1} = 531,70$ nm und $\lambda_{ZWL,2} = 529,35$ nm (\square). Den Berechnungen wurde eine Anregungswellenlänge von 532,25 nm und Temperaturen zwischen 185 K und 190 K zugrundegelegt. Über den gesamten Transmissionsbereich des Filters wurde die Transmission auf 1 gesetzt. Die Parameter der verwendeten Interferenzfilter (in der endgültigen Einstellung) sind gekennzeichnet (\oplus).

10 Das GKSS-Ramanlidar

Erste Forschungsarbeiten zur Raman-Lidar-Technik begannen bei GKSS im Jahr 1983. Das ursprüngliche GKSS-Ramanlidar wurde seit den Anfangstagen mehrfach umgebaut und schrittweise erweitert. Die Grundlage des heutigen Systems wurde mit dem Aufbau eines Lidars zur Messung von troposphärischem Wasserdampf und Kohlendioxid gelegt [94, 32]. Ein XeCl-Exzimerlaser mit einer Wellenlänge von 308 nm diente als Lichtquelle. Die atmosphärischen Rückstreusignale wurden in einem Gitterpolychromator separiert und in drei Raman-Kanälen nachgewiesen (zur Detektion des O₂-, H₂O- und CO₂-2ν₂-Stokes-Vibrations-Rotations-Raman-Signals). Später wurde dieses System zur Bestimmung von Wolken- und Aerosoleigenschaften umgebaut. Das XeCl-Laserlicht konnte mit einem Polarisator linear polarisiert ausgesendet werden. Ein 5-Kanal-Filterpolychromator ermöglichte die simultane Messung des elastisch gestreuten Lichts in paralleler und senkrechter Polarisation, des an Stickstoff Raman-gestreuten Lichts sowie des Wasserdampf-Raman-Signals in paralleler Polarisation [30, 31, 95, 96]. Zur Messung der Ozonkonzentration wurde später zusätzlich ein Nd:YAG-Laser eingebaut. Er ermöglichte auch die Bestimmung von Partikeleigenschaften bei einer zweiten Wellenlänge [33, 97]. Die frequenzverdreifachte Emission bei 354,83 nm dient seitdem als Primärstrahlung für das Referenzsignal zur Bestimmung der stratosphärischen und troposphärischen Ozonkonzentration nach dem DIAL- und dem Raman-DIAL-Verfahren, während die innerhalb der Ozonabsorption liegende XeCl-Laserwellenlänge für das Meßsignal verwendet wird. Die polarisationsabhängige Detektion der Rückstreusignale und die Bestimmung des Wasserdampf-Raman-Signals wurden auf Nd:YAG-Kanäle verlagert. Insgesamt acht Empfangskanäle wurden betrieben, fünf mit dem Nd:YAG- und drei mit dem XeCl-Laserlicht als Anregungsstrahlung.

Zeitgleich mit der Entwicklung des Rotations-Raman-Temperatur-Polychromators wurde das GKSS-Ramanlidar erneut umgebaut. Als dritte Primärwellenlänge des Lidar-Systems wurde für die Rotations-Raman-Temperaturmessungen die frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laserstrahlung bei 532,25 nm hinzugefügt. Simulationsrechnungen hatten gezeigt, daß die Verwendung einer Laserwellenlänge von 354,83 nm für stratosphärische Temperaturmessungen ungünstiger ist (siehe Kap. 8). Ein Empfangsteleskop mit größerer Spiegelfläche und kürzerer Brennweite erlaubt nun die Unterbringung des gesamten Systems in einem 20-Fuß-Standardcontainer. Die Signalseparation findet in einem ersten Schritt über dem Fokus des Empfangsteleskop-Hauptspiegels statt. Vier optische Fasern führen die Rückstreusignale zu zwei Filter-Polychromatoren, wo sie in insgesamt 13 Kanälen detektiert werden. Im Folgenden wird ein Überblick über den Aufbau des GKSS-Ramanlidars in seiner aktuellen Konfiguration und über die Eigenschaften seiner wichtigsten Bauteile gegeben.

10.1 Überblick

Die aktuelle Konfiguration des GKSS-Ramanlidars ist schematisch in Bild 13 dargestellt. Ein XeCl-Exzimerlaser und ein Nd:YAG-Laser (siehe Abschnitt 10.2) dienen als Strahlungsquellen. Die Primärstrahlung des Nd:YAG-Lasers mit einer Vakuumwellenlänge von 1064,50 nm wird frequenzverdoppelt und -verdreifacht, und die Strahlung bei 532,25 und bei 354,83 nm ebenso wie die Exzimerlaserstrahlung bei 308 nm werden mit jeweils einem Galileischen Lin-

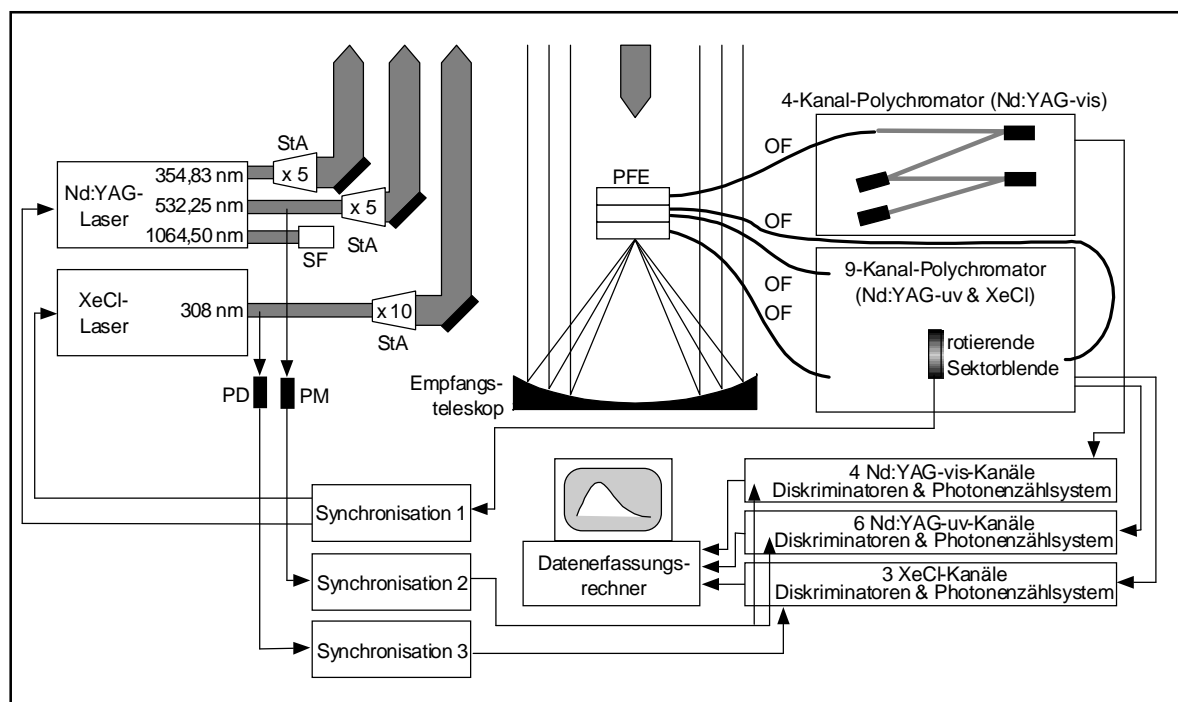


Bild 13: Aufbau des GKSS-Ramanlidars: Drei Laserstrahlen (bei den Wellenlängen 308, 354,83 und 532,25 nm) werden nach Aufweitung (StA: Strahlaufler) lotrecht in die Atmosphäre gesendet. Die Nd:YAG-Laserstrahlung bei 1064,50 nm wird mit einer Strahlfalle (SF) zurückgehalten. Über dem Primärfokus des Empfangsteleskops (PFE: Primärfokuseinheit) werden die atmosphärischen Rückstreusignale in einem ersten Schritt separiert, in vier optische Fasern (OF) geleitet und anschließend in zwei Polychromatoren mittels insgesamt 13 Photomultipliern in Einzelphotonenzählung detektiert; die Rückstreusignale im sichtbaren Spektralbereich, einschließlich der Rotations-Raman-Signale, in einem 4-Kanal-Polychromator, die Rückstreusignale im ultravioletten Spektralbereich in einem 9-Kanal-Polychromator. Ein Datenerfassungsrechner speichert die Signale der drei Photonenzählsysteme, denen Diskriminatoren vorgeschaltet sind. Eine rotierende Sektorblende liefert das Signal zur Synchronisation der Laserpulsemission. Die Zähl-elektronik wird direkt auf die Zeitpunkte der Emissionen, die mit einem Photomultiplier (PM) bzw. einer Photodiode (PD) aufgenommen werden, synchronisiert.

senteleskop aufgeweitet. Die restliche Strahlung bei 1064,50 nm wird nicht für Messungen verwendet. Die Strahldivergenz liegt bei allen drei Sendewellenlängen unterhalb von 100 μrad . Die drei Sendestrahlen werden anschließend mit je einem Spiegel lotrecht in die Atmosphäre gelenkt. Das aus der Atmosphäre rückgestreute Licht wird mit einem Parabolspiegel gebündelt und nach Durchtritt durch eine Fokalblende mit einer Bikonvexlinse kollimiert. Die Rückstreusignale werden dann nach der Sendewellenlänge, die Signale zu 354,83 nm zusätzlich polarisationsabhängig (siehe Abschnitt 10.3) separiert und die getrennten Signale mit vier optischen Fasern zu zwei Polychromatoren geleitet.

Tabelle 6 gibt einen Überblick über die Empfängerkanäle des GKSS-Ramanlidars. Der Polychromator für die Rückstreusignale im ultravioletten Spektralbereich umfaßt neun Kanäle (s. Abschnitt 10.4); ein Polychromator mit vier Kanälen detektiert das elastische Rückstreu-

signal bei 532,25 nm, Rückstreusignale in zwei Bereichen des reinen Rotations-Raman-Spektrums und das Vibrations-Rotations-Raman-Signal von Stickstoff um 607,63 nm (s. Kapitel 11). Die Rotations-Raman-Signale werden für die Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode verwendet. Als Detektoren dienen für Einzelphotonenzählung optimierte Photomultiplier. Eine einzelne rotierende Sektorblende schattet die empfindlichen Photomultiplier zweier sogenannter Fernkanäle bei 308 und 354,83 nm gegen die intensiven Rückstreusignale aus geringeren Höhen ab. Das Steuergerät der Sektorblende gibt ein Signal aus, über welches die Emission beider Laser unabhängig voneinander zeitlich so eingestellt wird, daß bei maximaler Signalintensität keine Sättigungseffekte bei den Fernkanal-Photomultipliern, d. h. kein signalinduziertes Rauschen und keine starken Totzeiteffekte (s. Abschnitt 12.2), auftreten.

Für die Meßkanäle zu jeder Laserwellenlänge werden voneinander unabhängige Photonen-zählssysteme mit vorgeschalteten Diskriminatoren verwendet. Die Signale des 4-Kanal-Polychromators werden zuvor invertiert, weil die Vorverstärker der dort verwendeten Photomultiplier Signale positiver anstatt negativer Polarität erzeugen. Die Startsignale für die Photonen-zählssysteme liefert je ein Detektor für die Streustrahlung eines der beiden Laser. So wird die Datenaufnahme direkt auf den Zeitpunkt der Emission der Laserstrahlung synchronisiert. Mit einem Computer werden die Zählraten der Photonen-zähler erfaßt und gespeichert. Die Systemsteuerung des vorherigen Aufbaus wurde übernommen; Details sind in Ref. 33 und Ref. 97 beschrieben.

Tabelle 6: Empfängerkanäle des GKSS-Ramanlidars; ZWL, VHWB und τ_{\max} bezeichnen die Zentralwellenlänge, volle Halbwertsbreite und Transmission im Maximum der Interferenzfilter.

9-Kanal-Polychromator

Anregungs- strahlung Kanal-Nr.	308 nm (XeCl-Laser)			354,83 nm (Nd:YAG-Laser, frequenzverdreifacht)					
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
ZWL, nm	308	308	332	355	355	355	387	387	408
Quelle	el.	el.	N ₂ -R	el.	el.	el.	N ₂ -R	N ₂ -R	H ₂ O-R
Polarisation	Der Laser ist unpolarisiert.					⊥		⊥	
Höhenbereich	gesamt	fern	gesamt	gesamt	fern	gesamt	gesamt	gesamt	gesamt
VHWB / nm	1,8	1,8	1,5	0,5	0,5	0,5	0,4	0,4	0,4
τ_{\max} / %	45	45	49	46	48	47	45	45	50

el.: elastische Rückstreuung; N₂-R: N₂-Vibrations-Rotations-Raman-Rückstreuung; H₂O-R: H₂O-Vibrations-Rotations-Raman-Rückstreuung

4-Kanal-Polychromator

Anregungs- strahlung Kanal-Nr.	532,25 nm (Nd:YAG-Laser, frequenzverdoppelt)			
	10	11	12	13
ZWL, nm	532,40	530,85	529,35	606,40
Quelle	el.	RR1	RR2	N ₂ -R
Polarisation	⊥+	⊥+	⊥+	⊥+
Höhenbereich	gesamt	gesamt	gesamt	gesamt
VHWB / nm	0,74	0,55	1,20	9,0
T_{\max} / %	83	38	75	75

el.: elastische Rückstreuung; RR1: reine Rotations-Raman-Rückstreuung kleinerer Quantenzahlen; RR2: reine Rotations-Raman-Rückstreuung größerer Quantenzahlen; N₂-R: N₂-Vibrations-Rotations-Raman-Rückstreuung

10.2 Aufbau der Senderseite

Die jetzigen Sendelaser des GKSS-Ramanlidars wurden von dem Vorgängersystem übernommen. Die frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laserstrahlung bei 532,25 nm wurde im Rahmen dieser Arbeit als dritte Primärwellenlänge hinzugefügt. Der XeCl-Laser ist in Ref. 96 und 33 beschrieben. Tabelle 7 führt die technischen Daten der Sendelaser und der Sendeteleskope auf.

Bild 14 zeigt schematisch den Aufbau des Nd:YAG-Lasers. Der Laser, Modell Spectra Physics GCR 290-50, besteht aus einer Oszillatorstufe mit anschließender Verstärkerstufe. Beide Stufen enthalten je zwei Einheiten, bestehend aus einer Blitzlichtlampe, einem Parabolspiegel und einem Nd:YAG-Kristall. Diese vier Einheiten sind baugleich. Das Licht eines kontinuierlich strahlenden, diodenlasergepumpten Nd:YAG-Kristalls (Injection-seeder) wird zur Stabilisierung der Fundamentalwellenlänge bei 1064,50 nm in den Resonator eingekoppelt. In einem temperaturstabilisierten Gehäuse befinden sich zwei KD*P-Kristalle zur Erzeugung der frequenzverdoppelten und der frequenzverdreifachten Strahlung bei 532,25 bzw. 354,83 nm. Mit zwei dichroitischen Strahlteilern wird das Laserlicht nach Wellenlängen getrennt. Die spektrale Reinheit der Trennung ist > 98 %. Das Laserlicht des Nd:YAG-Lasers ist linear polarisiert; die Polarisationssebene der frequenzverdoppelten Strahlung liegt parallel zur Ebene des optischen Tisches, die der frequenzverdreifachten Strahlung senkrecht zu ihr.

Der Nd:YAG-Laser wurde für das Vorgängersystem auf maximale Ausgangsleistung bei 354,83 nm optimiert. Bei einer Pulsrepetitionsfrequenz von 50 Hz wurden von dem betriebs-

Tabelle 7: Technische Daten der Laser und der Sendeteleskope; Ø: Durchmesser.

Laser	XeCl-Exzimerlaser		Nd:YAG-Laser	
			frequenzverdreifacht	frequenzverdoppelt
Modell	Lambda Physik, LPX 220i		Spectra Physics, GCR 290-50 mit Injection-seeder 6350	
Wellenlänge (Vakuum)	308 nm		354,83 nm	532,25 nm
Repetitionsrate	200 Hz		50 Hz	
Pulsenergie	170 mJ		200 mJ	200 mJ
Spektrale Breite	400 pm		0,038 pm	0,085 pm
Pulsdauer (VHWP)	17 ns		5 ns	7 ns
Resonatorgeometrie	instabil		instabil	
Divergenz (vor Strahlaufweitung)	< 1 mrad		< 0,5 mrad	< 0,5 mrad
Strahlprofil	rechteckig, 7 x 20 mm ²		rund, Ø = 9 mm	rund, Ø = 9 mm
Sendeteleskope				
Typ	Linsenteleskop		Linsenteleskop	Linsenteleskop
Geometrie	Galileisch		Galileisch	Galileisch
Beschichtung			Antireflex, 355 nm	Antireflex, 532 nm
Eintrittsapertur	30 mm		10 mm	10 mm
Vergrößerung	10:1		5:1	5:1
Divergenz des aufgeweiteten Laserstrahls	< 0,1 mrad		< 0,1 mrad	< 0,1 mrad

neuen Laser 350 mJ pro Puls emittiert, derzeit liegt die maximale Pulsenergie noch bei ~270 mJ. Die Pulsenergie bei 532,25 nm betrug zu Beginn dieser Arbeit nach Entfernung des THG-Kristalls ~570 mJ (THG: Third Harmonic Generator zur Erzeugung des frequenzverdreifachten Laserlichts). Da sich die frequenzverdreifachte Strahlung als Anregungsstrahlung für die Rotations-Raman-Kanäle als weniger gut geeignet erwies, wenn vorwiegend in Höhen > 6 km gemessen werden soll (s. Kapitel 8), wird der Nd:YAG-Laser nun mit etwa gleicher Pulsenergie von ~200 mJ bei 354,83 und 532,25 nm betrieben. Je nach wissenschaftlicher Fragestellung und Interesse an bestimmten Meßgrößen kann die Laserleistung bei einer dieser beiden Wellenlänge jedoch auf Kosten der Leistung bei der anderen variiert werden.

Im Rahmen einer Praktikumsarbeit [98] wurde die Stabilität der Nd:YAG-Laserwellenlänge untersucht. Über einen Zeitraum von 70 Minuten zeigte das Wellenlängenmeßgerät, Modell LM-007, der Firma ATOS GmbH eine im wesentlichen lineare Wellenlängenzunahme von 532,24633 auf 532,24654 nm (bzgl. Vakuum) für die frequenzverdoppelte Strahlung an. Die Wellenlängendrift betrug innerhalb des Meßzeitraumes also 3×10^{-15} m/Minute. Unter der konservativen Annahme konstanter Drift erhält man durch Extrapolation für einen Zeitraum von zehn Stunden eine Vergrößerung der Wellenlänge um lediglich 1,8 pm. Damit ist die Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers ausreichend stabil für Temperaturmessungen nach dem Rotations-Raman-Verfahren.

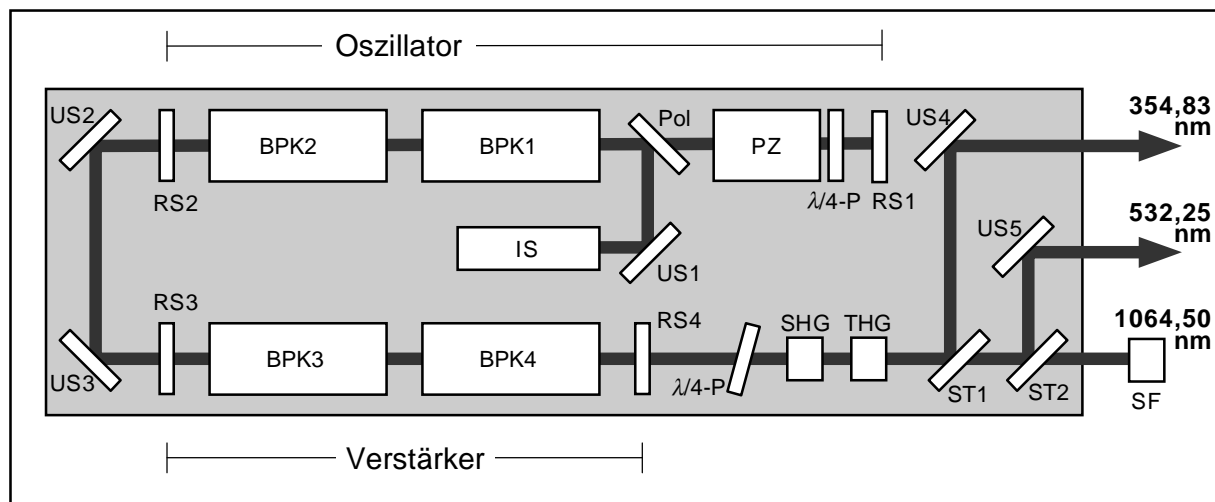


Bild 14: Aufbau des Nd:YAG-Lasers Modell Spectra Physics GCR 290-50 mit zusätzlichem Injection-seeder Modell 6350 (IS), dessen Strahlung über einen Polarisator (Pol) in den Resonator gekoppelt wird. Der Laser besteht aus einer Oszillatorstufe mit anschließender Verstärkerstufe. Beide Stufen enthalten je zwei Einheiten, bestehend aus einer Blitzlichtlampe, einem Parabolspiegel und einem Nd:YAG-Kristall (BPK1 bis BPK4). Es bezeichnen US1 bis US6 Umlenkspiegel, RS1 bis RS4 Resonatorspiegel, ST1 und ST2 dichroitische Strahlteiler, PZ eine Pockelszelle, $\lambda/4$ -P $\lambda/4$ -Platten, SHG und THG Kristalle zur Erzeugung frequenzverdoppelter bzw. -verdreifachter Strahlung und SF eine Strahlfalle.

10.3 Aufbau der Empfängerseite

Tabelle 8 gibt eine Übersicht über die technischen Daten des Empfangsteleskops und die Kenndaten der elektronischen Geräte des Empfängers. Die Eigenschaften der optischen Elemente, die bis zur Einkopplung der Signale in die Polychromatoren an der Signalseparation beteiligt sind, werden im Folgenden kurz beschrieben.

Das aus der Atmosphäre rückgestreute Licht wird von einem Parabolspiegel gebündelt, tritt durch eine Fokalblende, die einen Durchmesser von 1,5 mm aufweist und so das Teleskopgesichtsfeld auf $420 \mu\text{rad}$ begrenzt, und wird mittels einer Bikonvexlinse aus Quarz kollimiert. Die Reflektivität des aluminiumbeschichteten Parabolspiegels beträgt bei den Laserwellenlängen von 308, 354,83 und 532,25 nm 80 %, 90 % bzw. 87 %. Anschließend findet in einer Einheit über dem Primärfokus des Teleskopspiegels (Primärfokuseinheit, PFE) in drei Ebenen eine Trennung der Rückstreusignale nach der Laserwellenlänge und für den Zweig zur 354,83-nm-Anregungsstrahlung zusätzlich nach der Polarisationsrichtung statt (Bild 15). Der Durchmesser des Strahlenbündels ist innerhalb der gesamten PFE kleiner als 12 mm. Der erste Strahlteiler im Strahlengang (ST1) koppelt horizontal die Rückstreusignale des XeCl-Laserlichts mit einer Reflektivität $\rho > 99\%$ bei einer Wellenlänge von 308 nm und $\rho = 88\%$ bei 332 nm aus. Die Transmission τ für 355 nm ist 80 % und $> 85\%$ für Wellenlängen > 500 nm. In einer zweiten Ebene wird mit dem Strahlteiler ST2 Licht einer Wellenlänge zwischen 355 und 430 nm mit $\rho > 98\%$ horizontal umgelenkt. In dieser Ebene befindet sich ein Foster-Prisma (FP), das für eine polarisationsabhängige Trennung der Rückstreusignale verwendet wird. Die Güte der Trennung ist in Durchgangsrichtung, senkrecht zur Ebene der Polarisation der Laserstrahlung bei 354,83 nm, nach Angaben des Herstellers, der Firma Halle Nachfolger, besser als $1:10^6$. Rückstreusignale mit paralleler Polarisation werden um 45° abgelenkt. Mit $\tau \approx 90\%$ tritt Licht einer Wellenlänge > 500 nm durch den Strahlteiler ST2 und wird in einer dritten Ebene mit einem Aluminiumspiegel (ST3) in die Horizontale umgelenkt. Die vier getrennten Signale werden jeweils mit einer Plankonvexlinse in vier optische Fasern gekoppelt. Diese Fasern haben bei einem Kerndurchmesser von 1,5 mm eine numerische Apertur von 0,4. Die Transmission der 9,80 m langen Faser, die zum 4-Kanal-Polychromator führt, beträgt 88% bei 532 nm. Die Gesamttransmission des Empfängers bis zum Eintritt der Signale aus dem sichtbaren Spektralbereich in den 4-Kanal-Polychromator liegt bei etwa 50 % .

Der Aufbau der Polychromatoren wird in den folgenden Abschnitten behandelt.

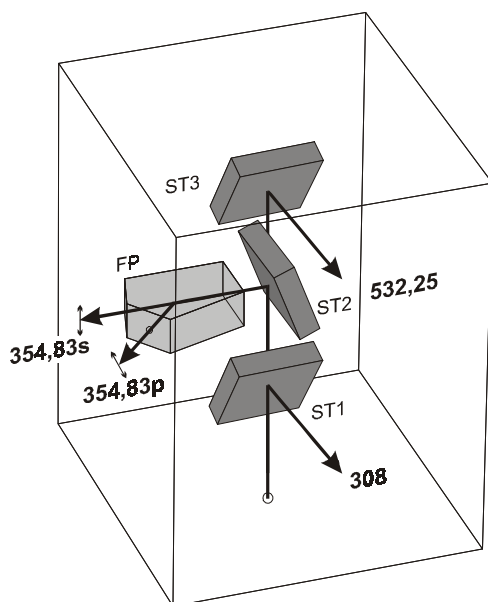


Bild 15: Aufbau der Primärfokuseinheit. Es bezeichnen ST1 bis ST3 Strahlteiler und FP das Fosterprisma. Die Anregungswellenlängen der Strahlung in den jeweiligen Zweigen sowie die Polarisationsrichtung relativ zu der des Lasers bei 354,83 nm (p: parallel, s: senkrecht) sind bezeichnet. Die Fokalblende, die Linse zur Kollimierung und die Linsen zur Einkoppelung in die vier optischen Fasern sind nicht dargestellt.

Tabelle 8: Technische Daten des Empfängers

Teleskop	Aufbau	Parabolspiegel und Plankonvexlinse aus Quarz
	Spiegelmaterial	Sitall Glaskeramik, aluminium- und quarzbeschichtet
	Spiegeldurchmesser	940 mm
	Brennweite	$f = (1804 \pm 1) \text{ mm}$
	Durchmesser der Fokalblende	1,5 mm
	Gesichtsfeld (halber Öffnungswinkel)	420 μrad
Glasfasern	Material	Quarz
	Länge (zum 4-Kanal-Polychromator)	9,8 m
	Kerndurchmesser	1,5 mm
	Numerische Apertur	0,4
	Transmission bei 532 nm	0,88
	Photomultiplier 4-Kanal- Polychromator	Modell
Vorverstärker		Seefeldler Meßtechnik ME30SF-V5D
Dunkelzählrate		3-7 Pulse pro Sekunde (4220P) 41 Pulse pro Sekunde (4632)
9-Kanal- Polychromator		Modell
	Dunkelzählrate	< 1 Puls pro Sekunde
Signalinverter		EG&G Reticon IT100
Pegelwandler		Phillips Scientific 726
Diskriminatoren	Modell	Phillips Scientific 708
	Maximale Pulsrate	300 MHz
Photonenzählssysteme	Modell	MEDAV Purana
	Anzahl der Kanäle	13
	Maximale Pulsrate	300 MHz
	Minimale Zeitfensterlänge	100 ns
	⇒ minimale Höhenauflösung	15 m
	Übliche Zeitfensterlänge	800 ns
	⇒ übliche Höhenauflösung	120 m
	Maximale Anzahl der Zeitfenster	1024
Datenerfassungs- rechner	Modell	HP Vectra ES/12
	Prozessor	INTEL 80386
	Taktrate	16 MHz

10.4 Aufbau des Polychromators für die Signale im ultravioletten Spektralbereich

Bild 16 zeigt den Aufbau des Polychromators für die Signale im ultravioletten Spektralbereich. Neun Kanäle werden hier betrieben: für die Detektion des elastischen Signals bei 308 nm aus kleineren und aus größeren Höhen, des Vibrations-Rotations-Raman-Signals von Stickstoff bei 332 nm, des elastischen Signals bei 354,83 nm aus kleineren Höhen und des Vibrations-Rotations-Raman-Signals von Stickstoff bei 387 nm, jeweils parallel und senkrecht zur Polarisationssebene der Nd:YAG-Laserstrahlung, des Vibrations-Rotations-Raman-Signals von Wasserdampf bei 408 nm und des elastischen Signals bei 354,83 nm aus größeren Höhen, beide zur Polarisierung des Nd:YAG-Lasers parallel polarisiert. Die Parameter der verwendeten Interferenzfilter sind in Tabelle 6 aufgeführt, weitere Details können Ref. 96 und Ref. 97 entnommen werden.

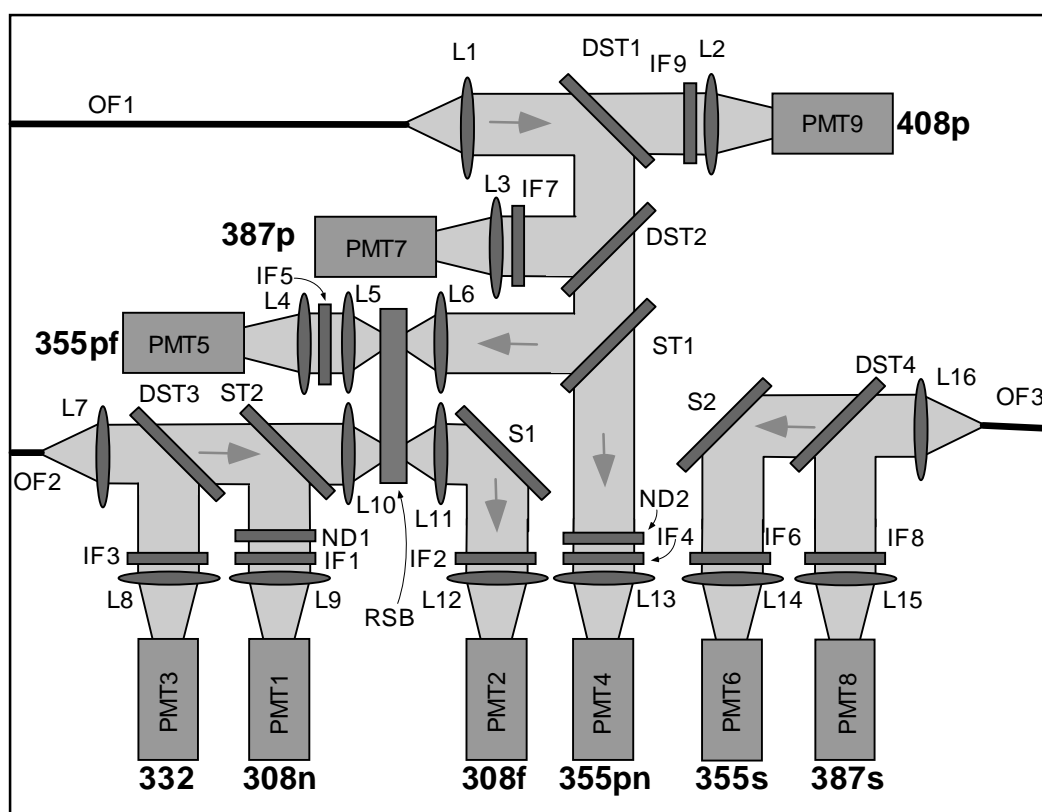


Bild 16: Aufbau des Polychromators für die neun Kanäle im ultravioletten Spektralbereich. Die Zentralwellenlängen der Interferenzfilter für die einzelnen Kanäle, der Höhenbereich (n: nah; f: fern) sowie die Polarisation relativ zu der emittierten Strahlung (p: parallel; s: senkrecht) sind angegeben. Es bezeichnen OF1 bis OF3 optische Fasern, L1 bis L16 Linsen, IF1 bis IF9 Interferenzfilter, DST1 bis DST4 dichroitische Strahlteiler, ST1 und ST2 Strahlteiler, S1 und S2 Umlenkspiegel, ND1 und ND2 Neutraldichtefilter, PMT1 bis PMT9 Photomultiplerröhren, RSB die rotierende Sektorblende. Die Numerierung der Photomultiplerröhren und Interferenzfilter folgt Tabelle 6.

11 Aufbau des Polychromators für die Rotations-Raman-Signale und die weiteren Signale im sichtbaren Spektralbereich

Die Rückstreusignale zur Anregungswellenlänge 532,25 nm werden mit einer optischen Faser von der Primärfokuseinheit des Empfangsteleskops zu einem separaten Polychromator geleitet (s. Abschnitt 10.3). Dort wird das eingekoppelte Licht nach Kollimation durch eine bikonvexe Linse (L1) kaskadenartig von einem Kanal zum nächsten geführt (Bild 17). Bei der Wahl der Brennweite von L1 war abzuwägen zwischen möglichst geringer Divergenz des kollimierten Lichts und einem Strahldurchmesser, der den Durchmesser der Interferenzfilter auch am Ende des Strahlenwegs möglichst wenig übersteigt. Die Divergenz der Strahlung ist insbesondere deshalb ein kritischer Parameter, weil die Transmissionseigenschaften der verwendeten schmalbandigen Interferenzfilter empfindlich vom Einfallswinkel abhängen. Mit der gewählten Brennweite von 50 mm beträgt der Strahldurchmesser direkt hinter der Linse 45 mm und in 1,1 m Abstand 75 mm entsprechend einer Divergenz von $0,8^\circ$. Interferenzfilter mit einem Durchmesser von 50 mm, die von der Firma Barr Associates Inc., Westford, MA, USA, hergestellt wurden, werden sowohl in Transmission als auch in Reflexion betrieben. Aufgrund steiler Transmissionsflanken ist die Reflektivität dieser Komponenten für die Signale der nachfolgenden Kanäle nahe 1 (Bild 18). Der Intensitätsverlust bei der spektralen Separation ist daher sehr gering.

Die optimalen Werte für die Zentralwellenlänge der Filter für die beiden Rotations-Raman-Kanäle ergaben sich aus Simulationsrechnungen, die zur Bestimmung der spektralen Eigenschaften eines Instruments mit minimaler statistischer Meßunsicherheit der Temperatur durchgeführt wurden (s. Kapitel 9). In Zusammenarbeit mit dem Hersteller der Interferenzfilter wurden sodann Filterparameter spezifiziert, die bei möglichst kleiner statistischer Meßunsicherheit auch eine ausreichende Unterdrückung bei der Anregungswellenlänge versprachen.

Als erstes wird mit den Interferenzfiltern IF1a und IF1b das elastische Rückstreusignal bei 532,25 nm abgetrennt. Die Linse L2 fokussiert das transmittierte Licht auf die Photomultiplieröhre PMT1. IF1b dient der weiteren Unterdrückung bei den ultravioletten Laserwellenlängen 308 und 354,83 nm. Ein Neutraldichtefilter schwächt das elastische Signal, so daß es zu keiner Übersteuerung des Photomultipliers kommt. Die reinen Rotations-Raman-Banden werden von IF1a vollständig und so gut wie ohne Intensitätsverlust reflektiert. IF2a und IF2b extrahieren einen Bereich des Anti-Stokes-Zweigs des reinen Rotations-Raman-Spektrums mit kleineren Quantenzahlen, IF3 einen Bereich größerer Quantenzahlen (vgl. Bild 3). Das transmittierte Licht wird mit den Linsen L3 und L4 fokussiert und mit den Photomultiplieröhren PMT2 und PMT3 aufgenommen. Der letzte Kanal der Reihe ist für das um 607,63 nm zentrierte N_2 -Vibrations-Rotations-Signal.

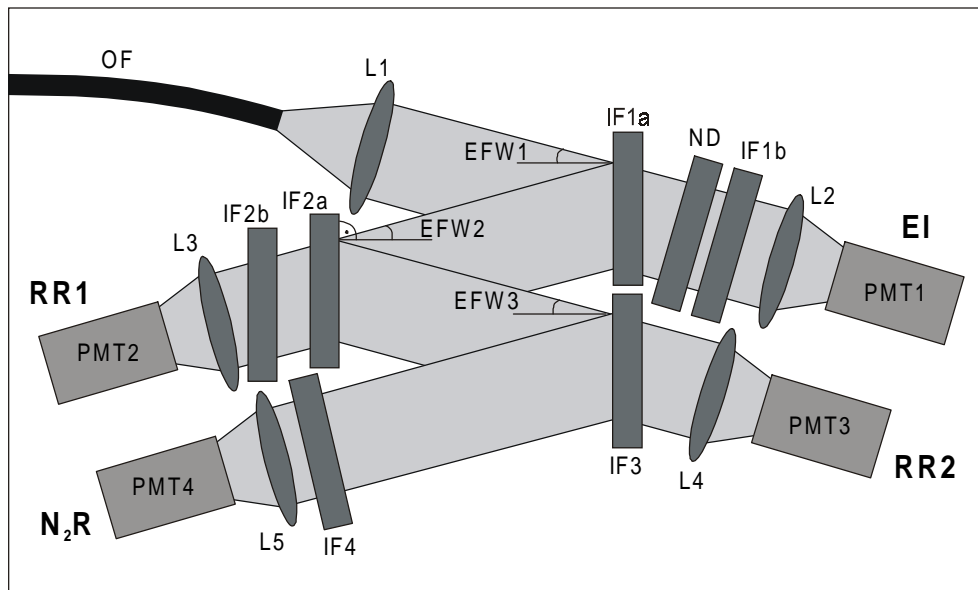


Bild 17: Aufbau des zur Temperaturfernmessung verwendeten Polychromators für die vier Kanäle des sichtbaren Spektralbereichs: das elastische Rückstreusignal bei 532,25 nm (EI), das reine Rotations-Raman-Rückstreusignal kleinerer (RR1) und größerer Rotationsquantenzahlen (RR2) und das N_2 -Vibrations-Rotations-Raman-Rückstreusignal (N_2R). Es bezeichnen OF eine optische Faser, L1 bis L5 Linsen, IF1a bis IF4 Interferenzfilter, ND ein Neutraldichtefilter, PMT1 bis PMT4 Photomultiplierrohre und EFW1 bis EFW3 die Einfallswinkel des Lichts auf die Interferenzfilter (hier vergrößert dargestellt).

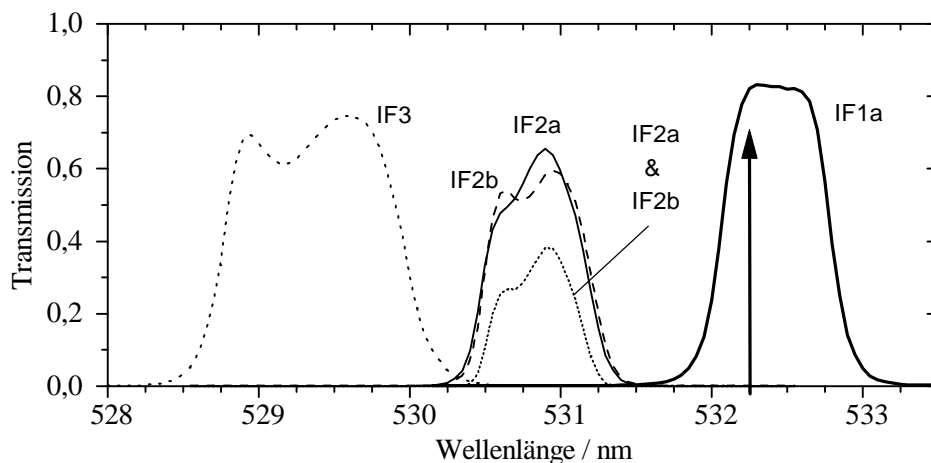


Bild 18: Transmission der schmalbandigen Interferenzfilter des 4-Kanal-Polychromators in Abhängigkeit von der Wellenlänge (endgültige Einstellung der Einfallswinkel, d. h. 5° für IF3 und 7° für IF2a und IF2b). Die Messungen wurden bei GKSS durchgeführt. Zur Lage und Intensität des reinen Rotations-Raman-Spektrums siehe Bild 3.

Während für den zweiten Rotations-Raman-Kanal ein einziges Filter verwendet werden kann, sind für den ersten zur ausreichenden Unterdrückung des elastischen Signals bei 532,25 nm zwei Filter in Reihe notwendig. IF3 ist ein 6-Kavitäten-Interferenzfilter, zusammengesetzt aus einer breit- und einer schmalbandigen 3-Kavitäten-Komponente. IF2a und IF2b sind baugleiche 3-Kavitäten-Interferenzfilter. Zur Vermeidung von Etalonneffekten sind letztere so platziert, daß Rückreflexionen von der IF2a-Rückseite nicht auf die Photomultierröhre PMT2 treffen. Das elastische Rückstreusignal bei 532,25 nm wird an IF1a in Reflexion um eine Größenordnung abgeschwächt. Eine Unterdrückung um je mehr als 3 Größenordnungen wird laut Herstellerangaben mit IF2a und IF2b und um zumindest 6 Größenordnungen mit IF3 erreicht. Insgesamt ergibt sich damit theoretisch für die Rotations-Raman-Kanäle eine Abschwächung des elastischen Rückstreusignals um mehr als 7 Größenordnungen. Dies entspricht der Unterdrückung, die erforderlich ist (s. Abschnitt 5.3).

Nach Herstellerangaben beträgt die thermische Drift der zentralen Wellenlänge (ZWL) des Transmissionsbandes weniger als 2 pm / K. Eigene Messungen bestätigen diese Werte. Es wurde daher keine über die Klimatisierung des Meßcontainers hinausgehende Temperaturstabilisierung des Filterpolychromators durchgeführt.

Je kleiner der Einfallswinkel des Lichts auf die Interferenzfilter gewählt wird, desto größer sind die Maximaltransmission und die Unterdrückung außerhalb des Transmissionsbereichs. Als Kompromiß zwischen Filtergüte und möglichst kleiner optischer Weglänge im Polychromator wurden daher die Interferenzfilter zunächst für Einfallswinkel von 5° konzipiert. Durch die kaskadenartige Anordnung der Kanäle sind die Intensitätsverluste bei der Signalseparation im Vergleich zu dem bisherigen Konzept, bei dem durch Verwendung eines Strahlteilers nur jeweils die Hälfte des Rückstreusignals für jeden Rotations-Raman-Kanal zur Verfügung steht (vgl. Kapitel 6), deutlich geringer. Die Zentralwellenlänge der Filter $\lambda_{\text{ZWL}}(\varphi)$ kann durch Veränderung des Einfallswinkels φ zu kleineren oder auch größeren Werten gestimmt werden. So ist auch nachträglich eine spektrale Justage des Empfängers möglich. Es gilt näherungsweise [99]

$$\lambda_{\text{ZWL}}(\varphi) = \lambda_{\text{ZWL},\perp} \sqrt{1 - \sin^2(\varphi) / n^2} \quad (11.1)$$

mit $\lambda_{\text{ZWL},\perp}$ für die Zentralwellenlänge bei senkrechtem Lichteinfall und n für den effektiven Brechungsindex der Filter. Die Abhängigkeit der Zentralwellenlänge vom Einfallswinkel der im Aufbau verwendeten schmalbandigen Interferenzfilter zeigt Bild 19.

Das bei den in Bild 19 dargestellten Messungen verwendete Spektrometer ist in Bild 20 skizziert. Als Lichtquelle diente eine Xe-Lampe. Über einen in 0,01-nm-Schritten durchstimmbaren Gittermonochromator wurde ihre Strahlung mit einer vollen Halbwertsbreite von 0,05 nm gefiltert und über eine optische Faser auf das zu untersuchende Interferenzfilter geleitet. Die durch das Filter tretende Strahlung wurde mit einem Photomultiplier detektiert. Das Ausgangssignal des Photomultiplier wurde analog über einen Lock-in-Verstärker auf eine rotierende Sektorblende synchronisiert und mit einem Computer ausgelesen. Als Referenzsignal diente zur Normierung das mit einem Spiegel bekannter Reflektivität aus dem Strahlengang gelenkte Licht. Die Xe-Lampe wurde vor jeder Messung durch eine Hg-Dampfampe ersetzt und der Monochromator anhand der Hg-Linie bei einer Wellenlänge (in Vakuum) von 546,226 nm kalibriert. Bei Messungen zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Interferenzfilter-Transmission wurde die Umgebungstemperatur der Filter über einen Bereich von 20 K variiert und mit einem Digitalthermometer bestimmt.

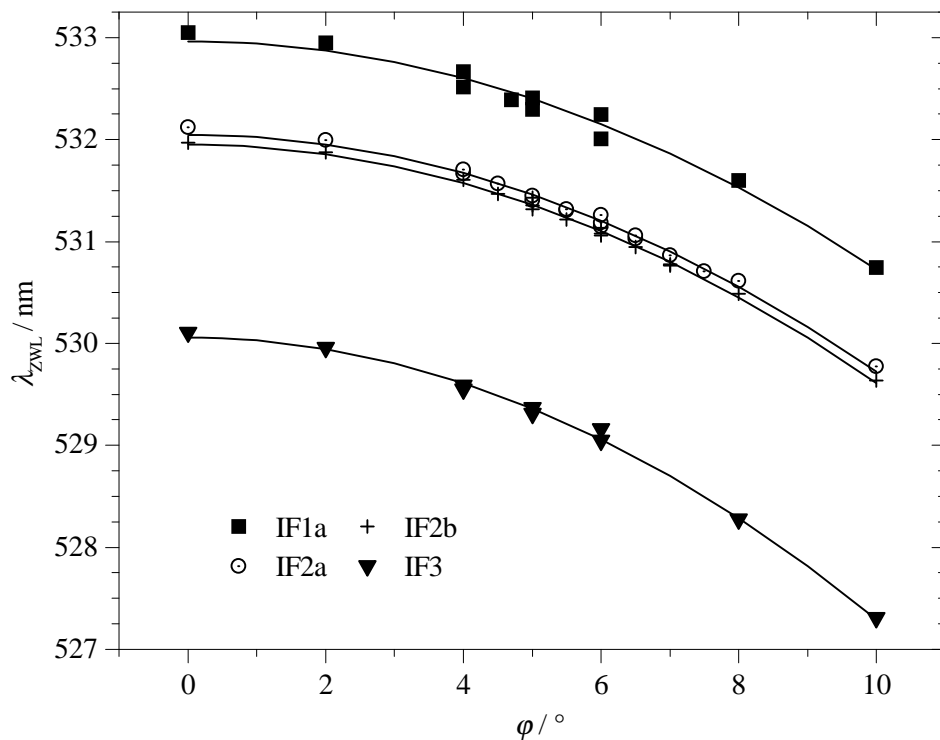


Bild 19: Gemessene Zentralwellenlänge $\lambda_{ZWL}(\varphi)$ der im 4-Kanal-Polychromator verwendeten schmalbandigen Interferenzfilter in Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ . Die Meßpunkte sind mit Approximationskurven nach Gleichung (11.1) verbunden.

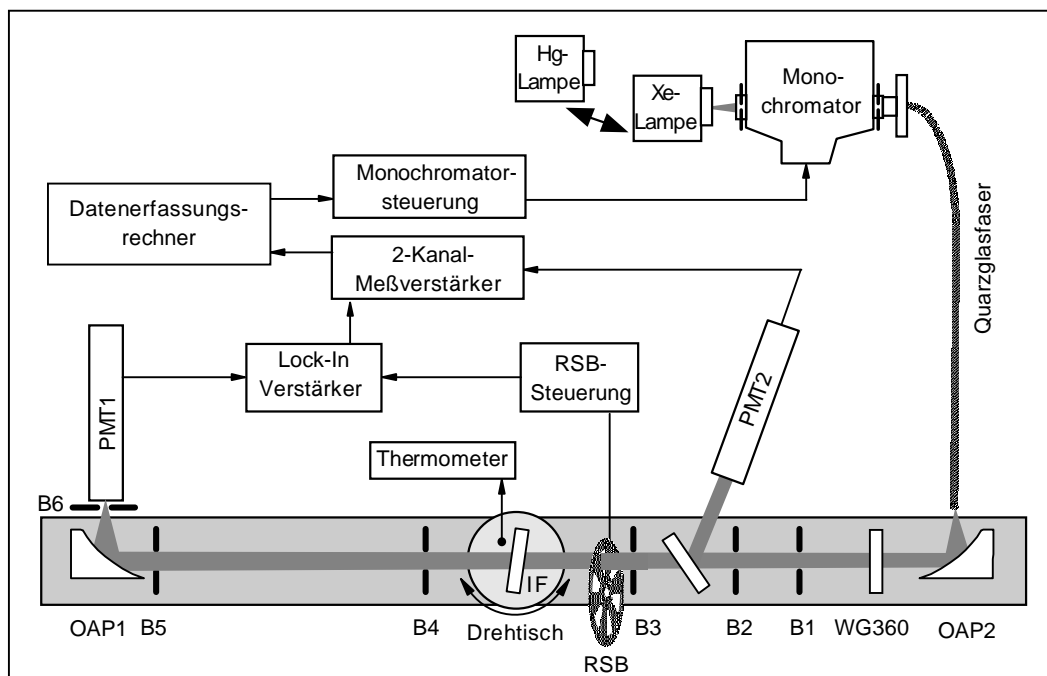


Bild 20: Aufbau des zur Messung der Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit der Interferenzfilter-Transmission verwendeten Spektrometers. Es bezeichnen B1 bis B6 Blenden, PMT1 und PMT2 Photomultiplerröhren, RSB eine rotierende Sektorblende, OAP1 und OAP2 Off-axis-Parabolspiegel.

Da für die Temperaturmessung Bereiche der Anti-Stokes-Bande des RRRS verwendet werden, die Filter-Transmissionsbereiche also bei kürzeren Wellenlängen als λ_0 liegen, wird im Polychromator entstehendes Streulicht der Laserwellenlänge λ_0 , auch falls es in größerem Winkel auf die Filter trifft, nicht transmittiert (vgl. Bild 19); auf die bei Transmissionsbereichen innerhalb der Stokes-Bande notwendigen Raumfilter [58] kann daher verzichtet werden.

11.1 Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen

Die endgültige Ausrichtung der Interferenzfilter wurde anhand atmosphärischer Rückstreusignale vorgenommen. In Höhenbereichen, in denen Wolkenpartikel zu einer Erhöhung des elastischen Rückstreusignals führen, soll das Signal in den Raman-Kanälen durch die Extinktion der Wolkenpartikel lediglich stärker abfallen, als durch den zunehmenden Abstand und die molekulare Extinktion allein zu erwarten ist. Die Einfallswinkel der Interferenzfilter wurden so eingestellt, daß in Höhenbereichen mit Wolken keine Signalüberhöhung in den Rotations-Raman-Kanälen erkennbar war. IF2a und IF2b, die Filter, deren Transmissionbereich näher an der Anregungswellenlänge von 532,25 nm liegt, mußten zur ausreichenden Unterdrückung des elastischen Signals von einem Einfallswinkel von 5° auf 7° umgestellt werden. In Wolken mit einem Rückstreuverhältnis von $R_{532} \approx 45$ wurden anschließend keine Abweichungen mehr zwischen Lidarmessung und den Daten einer Referenzradiosonde beobachtet (Bild 21). Damit zeigt das entwickelte Instrument eine zuvor von keinem Lidar-System erreichte Unempfindlichkeit gegenüber dem Einfluß elastischer Partikelstreuung.

Die Umstellung des Einfallswinkels von IF2a und IF2b von 5° auf 7° entspricht einer Verschiebung der ZWL von 531,40 auf 530,85 nm. Die hierdurch hervorgerufene Verringerung der Systemleistung ist nur gering: Die statistische Meßunsicherheit ist bei der ursprünglich geplanten Einstellung von 5° um 21 % kleiner (vgl. Bild 12). Diese Verringerung ist in erster

Tabelle 9: Parameter der im 4-Kanal-Polychromator verwendeten Interferenzfilter in der endgültigen Ausrichtung, EFW Einfallswinkel, ZWL Zentralwellenlänge, VHWB volle Halbwertsbreite, τ Transmission und ρ Reflektivität. Transmissionswerte $\tau < 10^{-3}$ konnten bei GKSS nicht gemessen werden und sind den Datenblättern des Herstellers entnommen.

Wellenlänge / nm	Parameter	IF1a	IF1b	IF2a & IF2b kombiniert	IF3	IF4
	EFW / °	4,5	2,0	7,0	5,0	2,0
	ZWL / nm	532,40	532,60	530,85	529,35	606,40
	VHWB / nm	0,74	10,1	0,55	1,20	9,0
532,25	τ	0,83	0,75	$< 10^{-6}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-5}$
	ρ	0,11				
530,85	τ			0,38	$< 2 \cdot 10^{-4}$	$< 10^{-5}$
	ρ	$> 0,95$				
529,35	τ				0,75	$< 10^{-5}$
	ρ	$> 0,96$		$> 0,96$		
608	τ					0,75
	ρ	$> 0,96$		$> 0,96$	$> 0,96$	
308	τ	0,08	$< 10^{-5}$	$< 10^{-10}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-5}$
355	τ	0,50	$< 10^{-5}$	$< 10^{-10}$	$< 10^{-6}$	$< 10^{-5}$

Linie auf eine Abnahme der Temperaturempfindlichkeit zurückzuführen (vgl. Bild 11), während die Intensität der Signale etwa konstant bleibt (vgl. Bild 3). Die Parameter der im 4-Kanal-Polychromator verwendeten Interferenzfilter in der endgültigen Ausrichtung sind in Tabelle 9 aufgeführt.

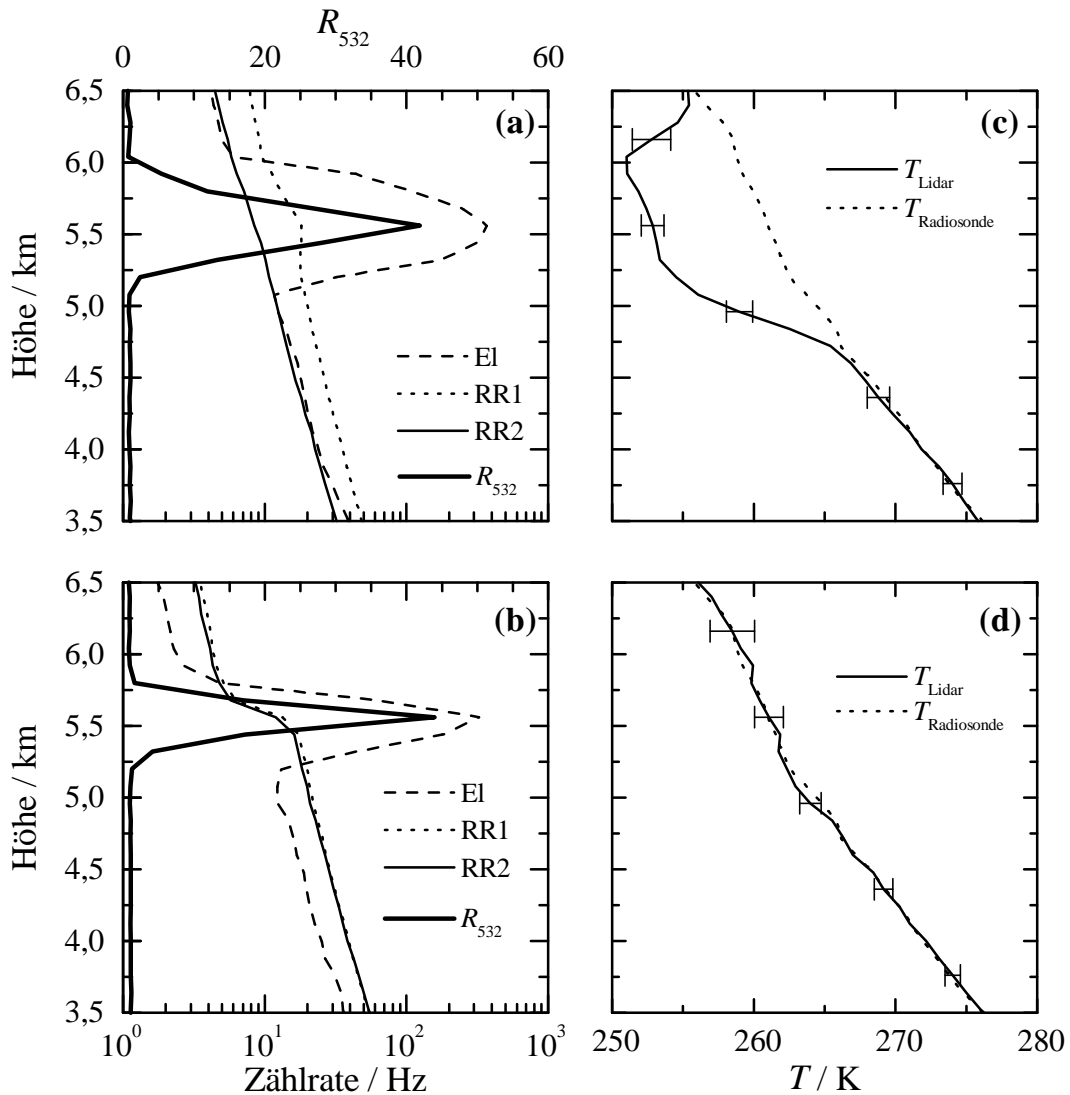


Bild 21: Zählraten der Signale des elastischen Kanals bei 532,25 nm (El), des Rotations-Raman-Kanals kleinerer (RR1) bzw. größerer Quantenzahlen (RR2) sowie Rückstreuverhältnis R_{532} für Einfallswinkel von (a) $5,5^\circ$ und $3,5^\circ$ sowie (b) 7° und 5° . Die Meßzeiten betragen 16 bzw. 10 Minuten, die Höhenauflösung ist 120 m. (c, d) Aus den in (a) bzw. (b) dargestellten Rohdaten abgeleitete Rotations-Raman-Temperaturmeßwerte sowie Meßwerte einer am Lidar-Standort zeitgleich gestarteten Radiosonde. Im Fall der größeren Einfallswinkel ist keinerlei Einfluß des in der Wolke erhöhten elastischen Rückstreusignals auf die Temperaturmessung erkennbar. Für die Temperaturdaten wurden die Lidarrohsignale über 1.200 m gleitend gemittelt. Die statistische Meßunsicherheit der Lidar Daten ist mit Fehlerbalken gekennzeichnet.

12 Leistungsfähigkeit des Temperaturmeßzweigs

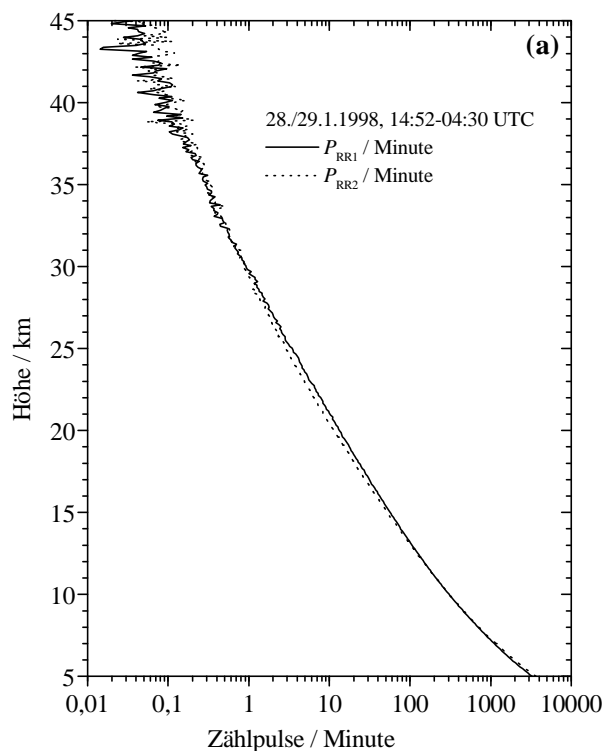
Nachdem die hohe, für Messungen in Wolken ausreichende Unterdrückung des elastischen Rückstreusignals in den Rotations-Raman-Kanälen bereits in Abschnitt 11.1 behandelt wurde, wird in diesem Kapitel ein exemplarisches Meßbeispiel vorgestellt, die experimentelle Kalibrierfunktion mit der theoretisch berechneten verglichen, die Stabilität der Kalibrierung diskutiert und die Effizienz des Empfängers, d.h. die statistische Meßunsicherheit bei bestimmter Höhen- und Zeitauflösung, beschrieben.

12.1 Meßbeispiel

Exemplarisch sind in Bild 22a die am 28.1.1998 gemessenen Rotations-Raman-Signale und in Bild 22b das gemessene Temperaturprofil dargestellt. Das GKSS-Ramanlidar befand sich zu dieser Zeit auf dem Gelände von Esrange (67,9° N, 21,1° O), einer Forschungseinrichtung der Swedish Space Corporation, in der Nähe von Kiruna in Nordschweden (vgl. Kap. 13). Modelluntersuchungen belegen, daß für diesen Tag keine oder nur sehr geringe mesoskaligen Effekte auftraten. Die Vergleichbarkeit der Radiosondendaten, die über den Meßbereich der Sonde von typischerweise 150 bis 250 km horizontaler Weglänge aufgenommen werden, mit der lotrechten Messung des Lidars sind damit ebenso gegeben wie die mit Analysedaten des Globalmodels T106L31 des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), das eine horizontale Gitterauflösung von $1,125^\circ \times 1,125^\circ$ aufweist. Für die Bestimmung der Temperaturwerte wurde das Lidar zwischen 5 und 10 km Höhe mit den Daten einer auf dem Gelände von Esrange gestarteten Radiosonde kalibriert. Mit dem Instrument können Temperaturmessungen mit vernünftiger vertikaler Auflösung und geringer Meßunsicherheit bis in eine Höhe von über 40 km durchgeführt werden.

Über den gesamten vergleichbaren Höhenbereich stimmen die Lidarmeßwerte und die Meßdaten der Radiosonde gut überein (Bild 22b). Die Abweichungen sind kleiner als ± 2 K (Bild 22c). Deutliche Unterschiede in der Tropopausenregion um 8 km Höhe werden als tatsächliche Temperaturunterschiede, bedingt durch die nicht exakte Übereinstimmung von Ort und Zeitraum der Messungen, interpretiert. Die Analysedaten des L31-Modells des ECMWF für den Rasterpunkt des Lidar-Standortes liegen in der Stratosphäre ebenfalls sehr nahe an den Lidarmeßwerten. Lediglich der höchste Datenpunkt der Modellanalyse zeigt größere Abweichungen, doch die L31-Analyse für das 10-hPa-Niveau ist als weniger zuverlässig bekannt (s. Abschnitt 13.4).

Sämtliche im Winter 1997/98 durchgeführten Temperaturmessungen sind, gemittelt über die jeweilige Meßnacht, im Abschlußbericht des BMBF-Projekts „Koordinierte Feldmessungen zum Einfluß von Leewellen auf Wolkenfelder in der polaren Stratosphäre“ [100] veröffentlicht.

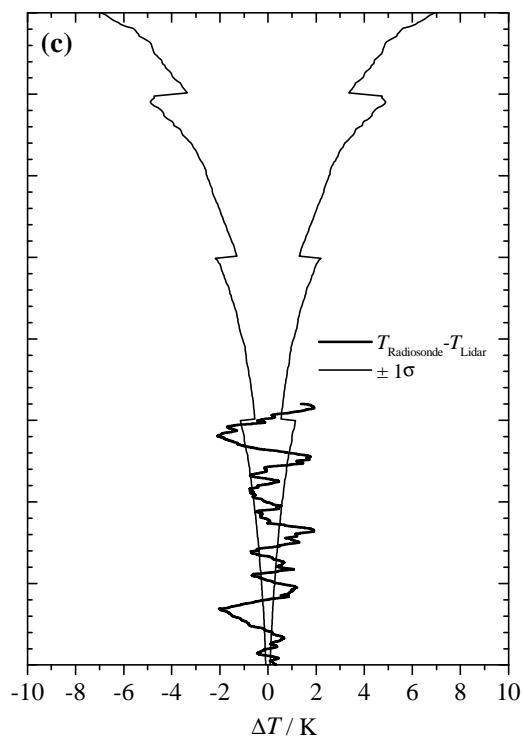
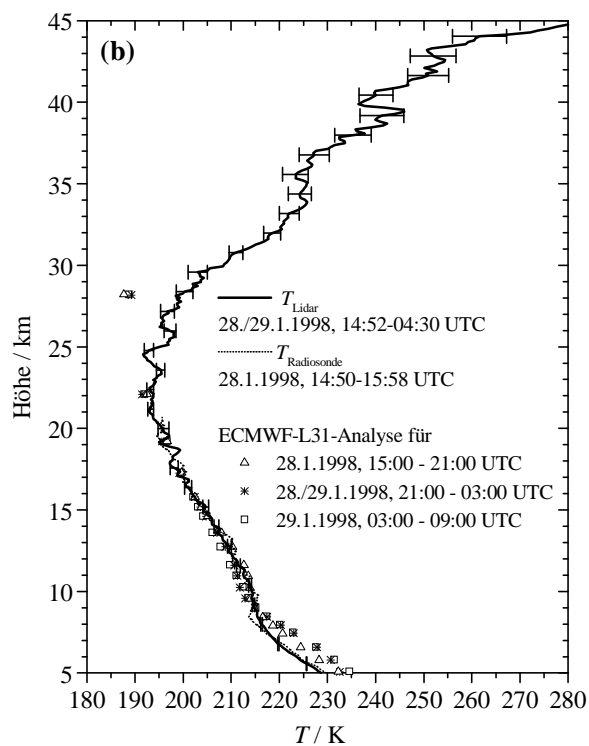
**Bild 22:**

Messungen des GKSS-Ramanlidars am 28./29.1.1998 bei $(67,9^\circ \text{ N}, 21,1^\circ \text{ O})$ in der Nähe von Kiruna, Nordschweden:

(a) Rohsignale, Mittelwert über die gesamte Meßnacht mit 120 m Höhenauflösung (nach Hintergrundabzug, vgl. Abschnitt 12.4)

(b) Temperaturmessung des GKSS-Ramanlidars und einer lokalen Radiosonde sowie L31-Analysedaten des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) für denselben Zeitraum und Ort. Die Lidardaten wurden oberhalb von 40 km Höhe über 6.000 m, zwischen 30 und 40 km über 3.000 m und zwischen 20 und 30 km über 960 m gleitend gemittelt. Fehlerbalken zeigen die statistische $\pm 1\sigma$ -Unsicherheit der Lidarmessung.

(c) Differenz zwischen Radiosonden- und Lidarmessung sowie statistische $\pm 1\sigma$ -Unsicherheit der Lidarmessung.



12.2 Experimentelle Kalibrierung

Bild 23 zeigt die experimentelle Kalibrierung der zwischen dem 28.1.1998 und dem 28.5.1998 durchgeführten Rotations-Raman-Temperaturmessungen, d.h. für alle Meßtage des GKSS-Ramanlidars, an denen Vergleichsdaten einer lokalen Radiosonde verfügbar sind. Während des betrachteten Zeitraumes blieb die Justage des Polychromators gleich, bei den vorhergehenden und den nachfolgenden Messungen wurden andere Einstellungen verwendet. Aufgetragen sind die Temperaturmeßwerte einer lokalen Radiosonde jeweils gegen das in gleicher Höhe mit dem Lidar gemessene Verhältnis der Rotations-Raman-Signale. Die jeweilige Höhe, aus der die für die Kalibrierung verwendeten Daten stammen, sowie die statistische Meßunsicherheit ist am Beispiel des 5.2.1998 in Bild 24 dargestellt.

Trotz erheblicher Schwankungen der Temperatur und der Luftfeuchte um das Instrument ist die Kalibrierung über den gesamten betrachteten Zeitraum auf ± 3 K stabil. Selbst die Daten des 28.5.1998, aufgenommen unter gänzlich anderen klimatischen Bedingungen als die Daten zwischen dem 28.1.1998 und 5.2.1998, machen keine Ausnahme, obwohl in der fast viermonatigen Zwischenzeit das System von Nordschweden zu GKSS und von dort zum Meteorologischen Observatorium Lindenberg transportiert wurde.

Für den Vergleich zwischen experimenteller und berechneter Kalibrierfunktion sind aufgrund der über den betrachteten Höhenbereich um mehrere Größenordnungen variierenden Zählraten (vgl. Bild 22 a) die Totzeiteffekte der Photomultiplier zu berücksichtigen. Aus der beobachteten Sättigungszählrate der verwendeten Photomultiplier von

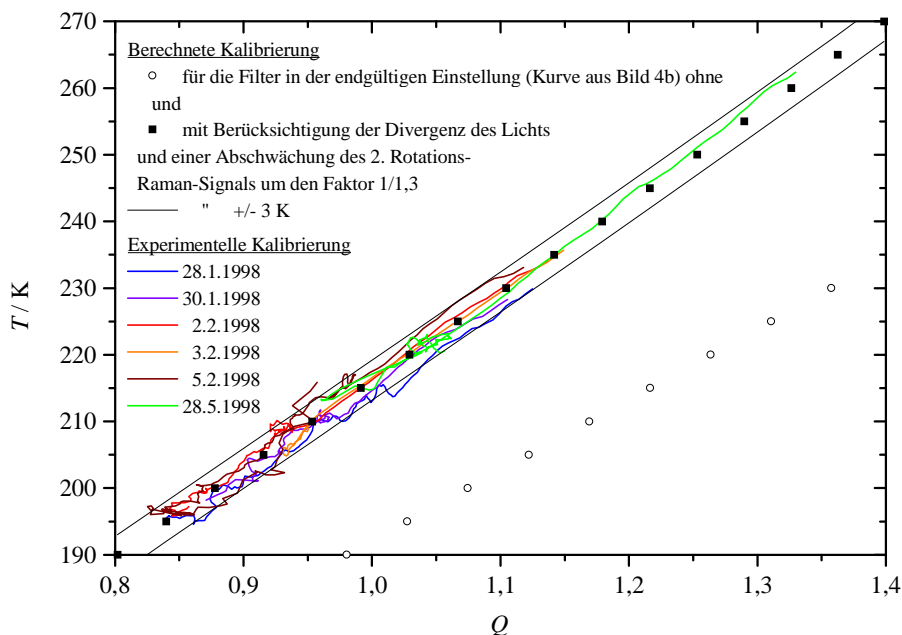
$$\rho_{\text{sätt}} = 2,18 \times 10^7 \text{ Hz}$$

erhält man numerisch über [32]

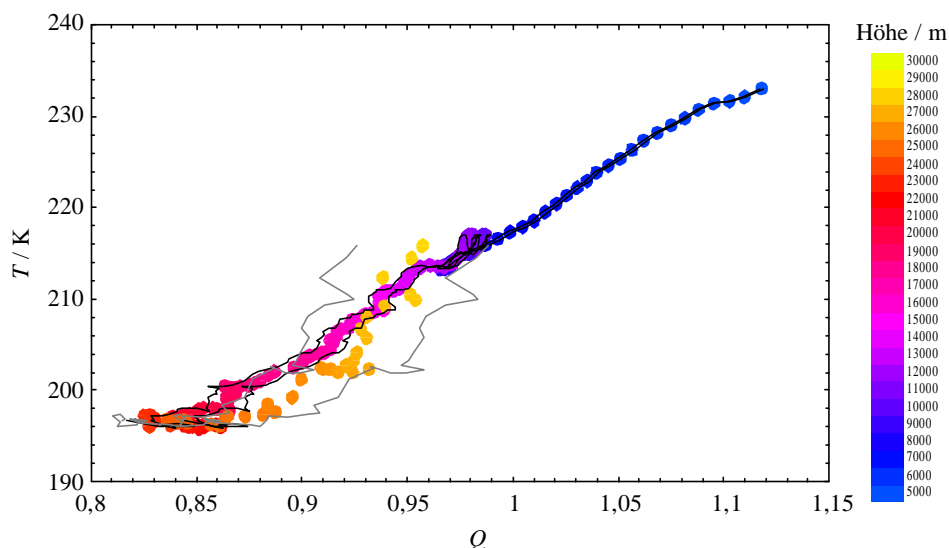
$$\rho_{\text{gemessen}} = \rho_{\text{wahr}} \exp(-\rho_{\text{wahr}} t_{\text{tot}})$$

mit ρ_{gemessen} für die beobachtete und ρ_{wahr} für die tatsächliche Zählrate einen Wert von $t_{\text{tot}} = 16,9$ ns für die Totzeit. Dieser Wert wurde bei der Korrektur der Lidar-Signale zu Grunde gelegt. Die recht große Totzeit im Vergleich zu der der im 9-Kanal-Polychromator verwendeten Photomultiplier von 3,9 ns [32], wird durch elektronische Vorverstärkung sowie anschließende Invertierung der Signale verursacht, welches bei dem verwendeten Photomultipliermodell unvermeidlich ist.

Die Divergenz des auf die Interferenzfilter fallenden Lichts im Polychromator von etwa $0,8^\circ$ (s. Kapitel 11) ist bei einer detaillierten Betrachtung ebenfalls nicht vernachlässigbar. Näherungsweise kann man von einem kegelförmigen Strahl mit homogener Intensitätsverteilung ausgehen. Den Transmissionskurven für divergente Beleuchtung wurde daher durch Mittelung der in Bild 18 dargestellten Kurven über Einfallswinkel von $4,2^\circ$ bis $5,8^\circ$ für den Rotations-Raman-Kanal größerer Quantenzahlen bzw. von $6,2^\circ$ bis $7,8^\circ$ für den kleineren Quantenzahlen in Schritten von $0,1^\circ$ Rechnung getragen (Zur Abhängigkeit der Zentralwellenlänge vom Einfallswinkel vgl. Bild 19). Die gemittelten Transmissionskurven sind in Bild 25 dargestellt. Neben einer geringfügigen Abnahme der Maximaltransmission bewirkt die Divergenz des Lichts im Polychromator vor allem eine Abflachung der Flanken der Filter-Transmissionskurven.

**Bild 23:**

Experimentelle Kalibrierung der Rotations-Raman-Temperaturmessungen (aufeinanderfolgende Meßtage, gleichbleibende Justage des Polychromators) und berechnete Kalibrierfunktion. Die Temperaturmeßwerte T einer lokalen Radiosonde sind jeweils gegen das in gleicher Höhe gemessene Verhältnis der Rotations-Raman-Signale Q aufgetragen. Die Lidardaten wurden über 960 m gleitend gemittelt. Berücksichtigt man die Meßunsicherheiten (vgl. Bild 24), die Divergenz des auf die Interferenzfilter fallenden Lichts im Polychromator sowie eine relative Abschwächung des zweiten Rotations-Raman-Signals, so stimmen Meßwerte und Berechnung sehr gut überein. Die experimentelle Kalibrierung ist trotz erheblicher Temperatur- und Feuchteschwankungen in der Umgebungsluft des Instruments über den gesamten betrachteten Zeitraum auf ± 3 K stabil.

**Bild 24:**

Jeweilige Höhe, aus der die für die Kalibrierung verwendeten Datenpunkte stammen, am Beispiel der Daten des 5.2.1998. Linien kennzeichnen die statistische $\pm 1\text{-}\sigma$ Unsicherheit der Lidardaten (schwarz: bis 23 km Höhe, grau: ab 23 km Höhe).

Ein weiterer mit der Divergenz des Lichts im Polychromator verbundener Effekt, der noch durch die der sphärischen Aberration der stark gekrümmten Kollimationslinse L1 (vgl. Bild 17) verstärkt wird, ist, daß zunehmende Abschattungseffekte für aufeinander folgenden Kanäle im Polychromator auftreten. Daher trifft ein geringerer Anteil des jeweiligen Rückstreusignals auf PMT3 als auf PMT2. Zusätzlich treten möglicherweise polarisationsabhängige Effekte auf, da das RRRS zu 75% depolarisiert ist [37] und die das Licht zum Polychromator leitende Faser mit einem Durchmesser von 1,6 mm keine vollständig stochastische Verteilung der Polarisationsrichtungen gewährleistet. Um diese Effekte zu berücksichtigen, wurde daher der Einfluß unterschiedlicher relativer Abschwächungen der beiden Rotations-Raman-Signale untersucht. Setzt man bei der Simulation der Kalibrierfunktion eine Abschwächung des Rotations-Raman-Signals höherer Quantenzahlen P_{RR2} (vgl. Gleichung (5.1)) von 1:1,3 an, so stimmen die experimentelle und die simulierte Kalibrierung innerhalb der Meßunsicherheit (vgl. Bild 24) überein.

Dies zeigt auch, daß durch Verringerung der Divergenz des Lichts im Polychromator eine Erhöhung der Signalstärke des zweiten Rotations-Raman-Signals um 30 % erreichbar wäre. Dies würde allerdings die Verwendung von Fasern mit geringerer numerischer Apertur oder einem geringeren Kerndurchmesser erfordern. Beides ist im Fall des derzeitigen Empfangsteleskops des GKSS-Ramanlidars nicht möglich.

Ein Auftragen der absoluten Feuchte der bodennahen Luft (Meßwerte der Wetterstation des GKSS-Ramanlidars) gegen den Temperaturwert bei $Q = 1$ für die Meßtage in Nordskandinavien (28.1. bis 5.2.1998) zeigt Bild 26. Für diesen Vergleich wurde die Kalibrierfunktion zwischen 5 und 20 km Höhe bzw. der Obergrenze der Radiosondenmessung, falls diese niedriger

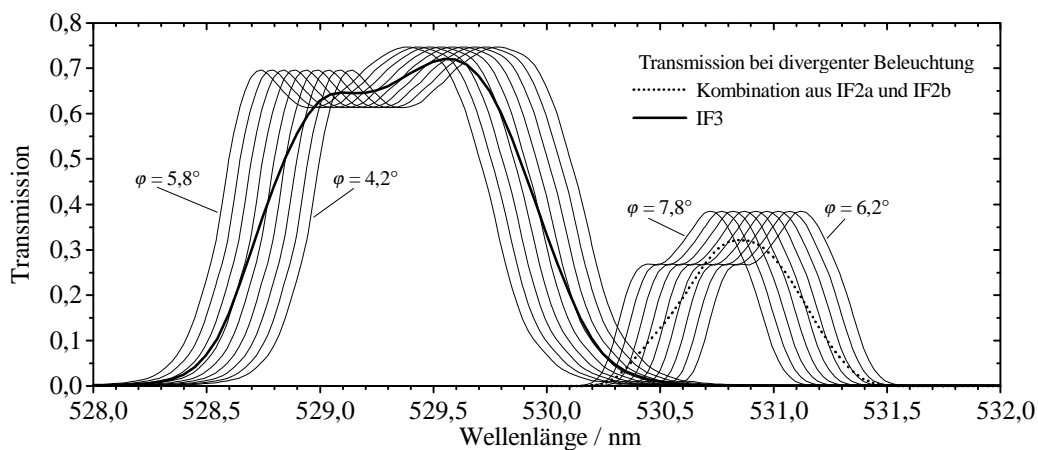


Bild 25: Berechnete Transmission der Filter für die Rotations-Raman-Kanäle unter Berücksichtigung der divergenten Beleuchtung im Polychromator von $0,8^\circ$. IF3 bezeichnet den Filter für den RRRS-Kanal höherer Quantenzahlen, IF2a und IF2b die Filter für den RRRS-Kanal niedrigerer Quantenzahlen. Die Transmission bei divergenter Beleuchtung (dicke gepunktete und dicke durchgezogene Linie) wurde durch Mittelung der Transmissionskurven über Einfallswinkel φ von $-0,8^\circ$ bis $0,8^\circ$ um die mittleren Werte der Einfallswinkel von 7° bzw. 5° in Schritten von $0,1^\circ$ (dargestellt als dünne Linien) berücksichtigt.

lag, bestimmt. Für größere Höhen sind aufgrund der größeren Entfernung der von Lidar und Radiosonde untersuchten Luftmassen die Meßdaten weniger gut vergleichbar. Der hohe Korrelationskoeffizient der linearen Regression der Datenpunkte spricht für die Abhängigkeit der Kalibrierung von der absoluten Luftfeuchte. Schwankungen der spektralen Parameter der verwendeten Interferenzfilter sind weniger bei unterschiedlicher Umgebungstemperatur (vgl. Kapitel 11) als bei der Aufnahme von Luftfeuchtigkeit durch die Interferenzfilter zu erwarten [87]. Zur weiteren Verbesserung der Stabilität des Instruments könnte daher in Zukunft eine bessere Isolierung der Filter gegen Feuchtigkeitsschwankungen erwogen werden.

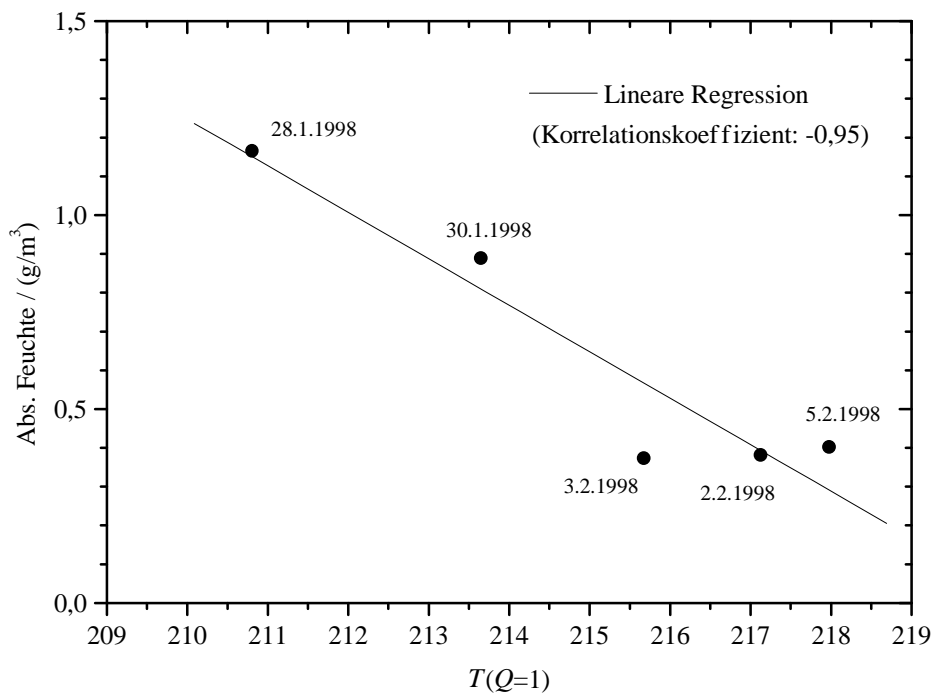


Bild 26: Absolute Feuchte der Bodenluft, aufgetragen gegen den Temperaturmeßwert bei $Q = 1$, also bei gleicher Intensität der Rotations-Raman-Signale, für die Kalibrierungen der Meßtage 28.1.1998 bis 5.2.1998. Der hohe Korrelationskoeffizient spricht für eine Abhängigkeit der Kalibrierung von der absoluten Luftfeuchtigkeit.

12.3 Kombination von Höhen- und Zeitauflösung sowie statistischer Meßunsicherheit

Im Vergleich zu den Lidar-Systemen, mit denen bisher nach der Rotations-Raman-Methode Temperaturmessungen durchgeführt wurden, ist der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Empfänger deutlich effektiver und zeigt deutlich bessere Werte für die Kombination von statistischer Meßunsicherheit, zeitlicher Auflösung und Höhenauflösung (vgl. Kapitel 6). Bei einer Höhenauflösung von 960 m sind - bei sehr klarer Atmosphäre - für eine statistische Meßunsicherheit von ± 1 K in 10 km Höhe nur noch 5 Minuten, in 20 km Höhe nur 1,5 Stunden Meßzeit notwendig (Bild 27). Zur Bestimmung dieser Werte wurde die durchschnittliche Photonenzahlrate aus den besten 30 Meßdatensätzen einer Meßnacht berechnet, d.h. aus den Daten, die in 20 km Höhe die größten Zählraten aufweisen. Die Integrationszeit pro Meßdatensatz betrug zwei Minuten. Anschließend wurde unter der Annahme konstanter Photonenzahlrate die statistische Meßunsicherheit in Abhängigkeit von der Höhe und der Meßzeit bestimmt.

Gründe für hohe Effizienz sind zum einen die geringen Intensitätsverluste bei der Separation der Rückstreusignale durch den sequentiellen Aufbau des Empfängers anstelle der in bisherigen Systemen verwendeten Strahlteilern, zum anderen die Verbesserung der spektralen Filterparameter im Hinblick auf Intensität und Temperaturabhängigkeit der extrahierten Bereiche des RRRS (s. Kapitel 9).

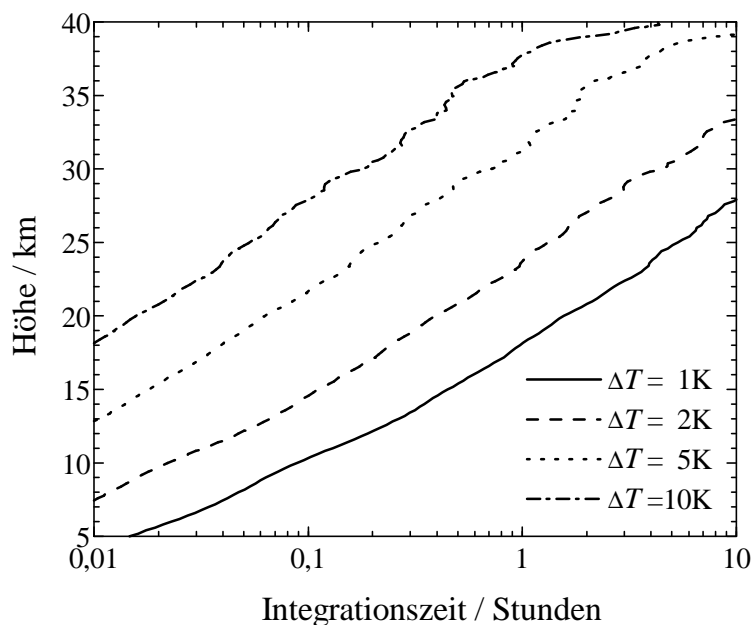


Bild 27: Notwendige Meßzeit unter optimalen atmosphärischen Bedingungen, um in einer gegebenen Höhe eine statistische Meßunsicherheit von ± 1 , ± 2 , ± 5 und ± 10 K zu unterschreiten. Für die Berechnung wurden die besten 30 Meßdatensätze (s. Text) einer Meßzeit von jeweils 2 Minuten summiert und über 960 m gleitend gemittelt.

12.4 Hintergrundsignal in den Rotations-Raman-Kanälen

Bild 28 zeigt anhand der am 20./21.6.1998 in Lindenberg (52,2° N, 14,1° O) durchgeführten Messung exemplarisch die Intensität des Hintergrundsignals in den Rotations-Raman-Kanälen und im elastischen Kanal bei 532,25 nm. Für die Bestimmung wurden die zwischen 600 und 800 μ s nach Aussenden des Laserpulses empfangenen Signale (entsprechend einem Höhenbereich von 90 bis 120 km über dem System) über jeweils 2 Minuten Meßzeit des Lidars summiert. Die Laserrepetitionsrate betrug 50 Hz. Die effektive Gesamtmeßzeit in 2 Minuten betrug daher 1,2 s. Dargestellt sind die Mittelwerte für einminütigen Lidarbetrieb je 120-m-Höhenintervall, d.h. je Meßintervall von 800 ns, also für eine Gesamtmeßzeit von 2,4 ms. Die Anzahl an Dunkelzählpulsen in diesem Zeitraum beträgt laut Datenblatt des Herstellers 0,017, 0,011 bzw. 0,007 für die Photomultiplier des elastischen Kanals bei 532,25 nm, des Rotations-Raman-Kanals kleinerer und des größerer Quantenzahlen (vgl. Tabelle 8). Dies entspricht den Werten, die um den tiefsten Sonnenstand als Minimalwerte des Hintergrundsignals gemessen wurden. Der Mond, der um 00:44 UTC aufging, erhöhte das Hintergrundsignal nicht signifikant, denn drei Tage später, am 24.6.1998, war Neumond. Mit steigendem Sonnenstand nimmt das Hintergrundsignal zunächst im elastischen Kanal, anschließend im Rotations-Raman-Kanal niedriger, dann im Rotations-Raman-Kanal höherer Quantenzahlen zu. Diese Reihenfolge spiegelt die unterschiedliche Effizienz der Kanäle (vgl. Gl. (3.1)) wider, die vor allem durch ihre Abfolge bestimmt wird, da das Licht im Polychromator deutlich divergent ist und wegen des gleichbleibenden Filterdurchmessers zunehmende Blendeneffekte entstehen.

Da die Bestimmung eines Hintergrundsignals P' der Poisson-Statistik (Gl. (9.1)) folgt, gilt für die statistische Meßunsicherheit des korrigierten Signals

$$P_{\text{wahr}} = P_{\text{gemessen}} - P',$$

das man nach Abzug des Hintergrunds von der gemessenen Photonzahl P_{gemessen} erhält, nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\begin{aligned} \Delta P_{\text{wahr}} &= \Delta P_{\text{gemessen}} + \Delta P' \\ &= \sqrt{P_{\text{gemessen}}} + \sqrt{P'}. \end{aligned}$$

Beispielsweise gilt also für $P' = P_{\text{wahr}}$

$$\Delta P_{\text{wahr}} = \sqrt{2 P_{\text{wahr}}} + \sqrt{P_{\text{wahr}}} = (1 + \sqrt{2}) \sqrt{P_{\text{wahr}}} \approx 2,4 \sqrt{P_{\text{wahr}}},$$

d.h. die statistische Meßunsicherheit erhöht sich um 141 % im Vergleich zum ungestörten Signal, wenn die Intensität des Hintergrundsignals gleich der des eigentlichen Signals ist.

Der Zeitraum, in dem das Hintergrundsignal die Rotations-Raman-Meßsignale bei dem aufgebauten Instrument nicht übersteigt, beträgt selbst für den dargestellten Extremfall der Sommersonnenwendnacht für 40, 30, 20 und 10 km Höhe immer noch etwa 4, 5, 6 bzw. 7 Stunden.

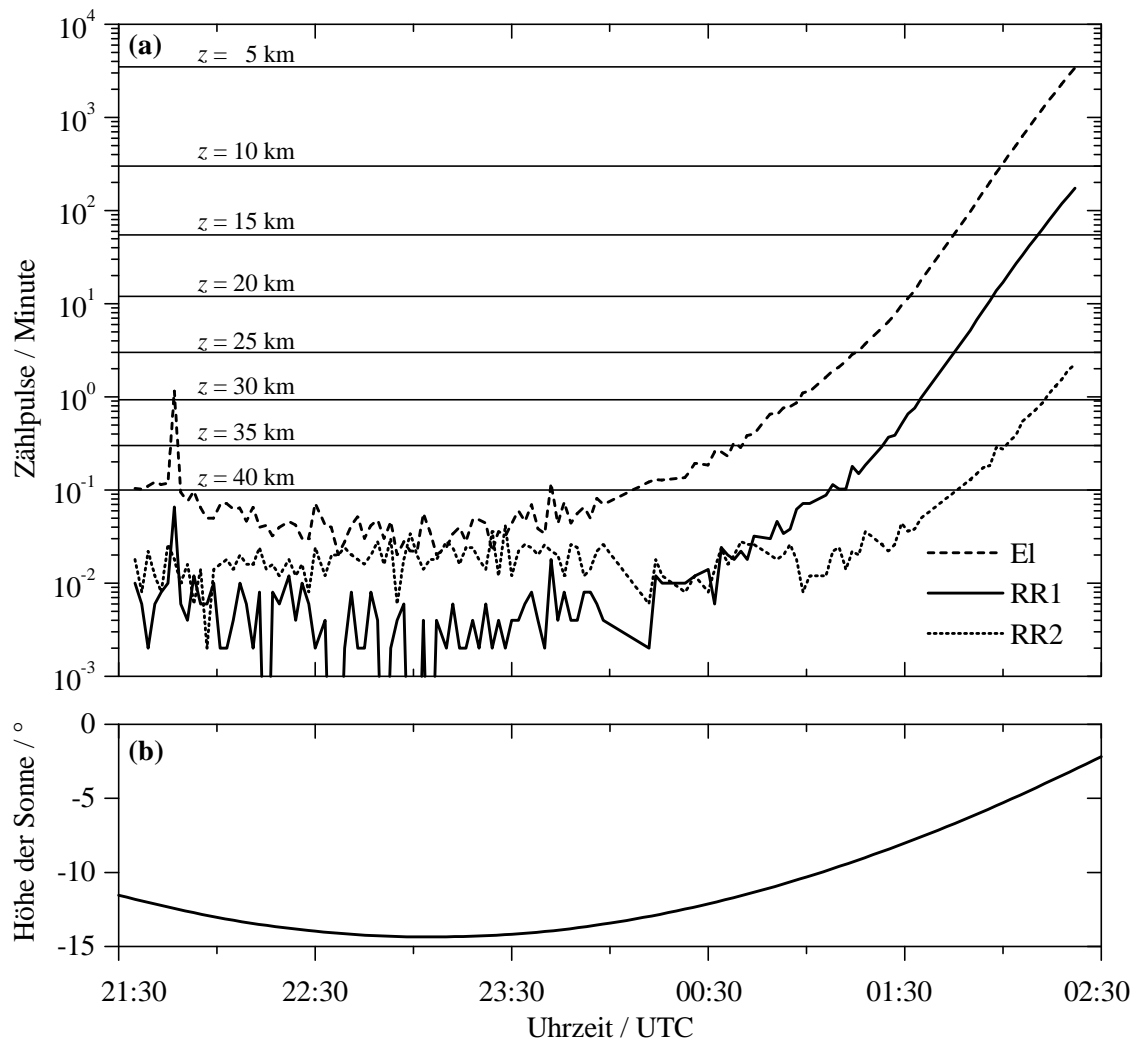


Bild 28: (a) Hintergrundsignale pro 120-m-Höhenintervall im elastischen Kanal bei 532,35 nm (El), im Rotations-Raman-Kanal kleinerer (RR1) und im Rotations-Raman-Kanal größerer Quantenzahlen (RR2), aufgenommen in der Nacht vom 20. auf den 21.6.1998 in Lindenberg ($52,2^\circ$ N, $14,1^\circ$ O), für die Betriebszeit des GKSS-Ramanlidars bei 50 Hz Laserrepetitionsrate. Waagerechte Linien zeigen zum Vergleich die mittlere Zählrate der beiden Rotations-Raman-Signale nach Hintergrundabzug in verschiedenen Höhen z (entnommen Bild 22a, ebenfalls 120 m Höhenauflösung). (b) Höhe des Sonnenstandes. Die Sonne ging in dieser Nacht um 19:20 UTC unter und um 02:49 UTC auf. UTC + 2 Stunden entspricht Mitteleuropäischer Sommerzeit.

13 Temperaturmessungen im Januar und Februar 1998

Mit dem entwickelten Empfänger wurden auf einer Meßkampagne, die im Rahmen des EU-Projekts „Leewave modification of polar stratospheric clouds at the Scandinavian mountain ridge“ und des BMBF-Projekts „Koordinierte Feldmessungen zum Einfluß von Leewellen auf Wolkenfelder in der polaren Stratosphäre“ [100] gefördert wurde, weltweit erstmalig Lidar-Temperaturmessungen innerhalb orographisch induzierter polarer stratosphärischer Wolken (Leewellen-PSCs) durchgeführt [5, 6, 7]. Es wird angenommen, daß Leewellen-PSCs in der arktischen Stratosphäre anders als in der Antarktis zu den ozonzerstörenden Prozessen wesentlich beitragen (s. Abschnitt 13.1). Das GKSS-Ramanlidar wurde durch die Implementierung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Instruments zu einem bisher einzigartigen System für die zeitgleiche Beobachtung der optischen Eigenschaften von PSC-Partikeln und ihrer direkten Umgebungstemperatur. Fragen zur PSC-Zusammensetzung und den Bedingungen ihrer Bildung konnten so detailliert untersucht werden.

Es folgt zunächst ein Überblick. Die verwendeten Begriffe werden in den jeweiligen Abschnitten definiert.

Messungen der Temperatur, des Rückstreuverhältnisses bei 354,83 und bei 532,25 nm, des Farbverhältnisses und der Volumendepolarisation der PSCs, die im Winter 1997/98 beobachtet wurden, werden in Abschnitt 13.2 vorgestellt. Bei all diesen PSCs mit Ausnahme einer am 23.1.1998 untersuchten war die Depolarisation durch die PSC-Partikel verschwindend gering. Es trat für das Rückstreuverhältnis bei 532,25 nm maximal ein Wert von $7,8 \pm 1,3$ auf. Bei fast allen Beobachtungen nichtdepolarisierender PSCs (Typ 1b) wurden in demselben Höhenbereich lokale Temperaturminima unterhalb von T_{STS} , der Kondensationstemperatur unterkühlter ternärer Lösung aus H_2O , HNO_3 und H_2SO_4 (STS, engl. supercooled ternary solution), gemessen - übereinstimmend mit der These, daß PSCs diese Typs aus STS-Tröpfchen bestehen [101, 102].

Zur weitergehenden Interpretation der Lidar-Messungen am 25. und 26.1.1998, an den Tagen stärkster Leewellenaktivität im Beobachtungszeitraum, wurden die Analysen eines mesoskaligen Atmosphärenmodells herangezogen und Vergleichsdaten speziell für diesen Zweck extrahiert (s. Abschnitt 13.3). Obwohl im Projekt vorgesehen, konnten keine Lidarmessungen von der Luvseite des Skandinavischen Gebirgskamms verwendet werden, weil wegen schlechter Wetterbedingungen an diesen Tagen dort keine Messungen erfolgten. Die mit dem Modell berechneten Rückwärtstrajektorien sind ein Indiz dafür, daß auch bei mesoskaligen Temperaturosillationen Typ-1b-PSCs nicht in feste Teilchen übergehen, sofern die Temperatur über der Kondensationstemperatur von Wassereis, T_{ice} , bleibt [103].

Des weiteren wurde mit den Temperaturmeßdaten nach der Rotations-Raman-Methode eine Vergleichsstudie mit Analysen des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) erstellt (Abschnitt 13.4). Die Übereinstimmung der Analysendaten des operationellen L31-Modells mit den Meßwerten ist in der Regel sehr gut. Starke Abweichungen für das oberste Niveau des Modells bei 10 hPa belegen jedoch deutlich die Unzuverlässigkeit der Angaben für dieses Modellniveau. Unterschiede für das 30-hPa- und das 50-hPa-Niveau an Tagen mit Leewellenaktivität zeigen, daß mesoskalige Effekte bei der Abschätzung der Bildungswahrscheinlichkeit von PSCs in der nördlichen Hemisphäre, wie erwartet, nicht vernachlässigbar sind. Noch geringere Abweichungen zeigt eine sich derzeit in der Entwicklungsphase befindliche Weiterentwicklung des ECMWF-Globalmodells höherer räumlicher

Auslösung (s. Abschnitt 13.4). Die Temperaturmessungen konnten zur Validierung des neuen Modells beitragen.

Schließlich wird in Abschnitt 13.5 die Messung einer ungewöhnlichen Stratosphärenenerwärmung vorgestellt, die Anfang Februar 1998 beobachtet wurde.

13.1 Polare Stratosphärenwolken und stratosphärischer Ozonabbau

In chemischen Multiphasenreaktionen auf den Oberflächen bzw. im kondensierten Volumen von PSC-Partikeln werden chemisch inaktive Chlor- und Bromverbindungen, die am Ozonabbau in der polaren Stratosphäre nicht beteiligt sind, in aktive Verbindungen umgewandelt, die in einem katalytischen Prozess Ozon abbauen [12]. Erst in den letzten zehn Jahren hat die Erforschung dieser Wolken und der mit ihnen verbundenen physikalischen und chemischen Prozesse viele unerwartete Aspekte aufgedeckt. Heute sind verschiedene Typen polarer Stratosphärenwolken bekannt. Ihre gebräuchliche Typisierung basiert auf Lidar-Fernmessungen des Depolarisationsverhältnisses und des Rückstreuverhältnisses bei 532 nm. Zunächst wurde zwischen PSC-Typ 1 und 2 unterschieden, je nachdem, ob R_{532} kleinere bzw. größere Werte als etwa 5 aufweist [104]. Spätere Messungen des Depolarisationsverhältnisses ließen weiter zwischen depolarisierenden PSC 1a und nichtdepolarisierenden PSC 1b differenzieren [105]. Neben diesen Hauptklassen, sind inzwischen auch PSCs beobachtet worden, die nicht in dieses grobe Schema passen. So zeigten unter anderem die Messungen des GKSS-Ramanlidars im Winter 1996/97, daß auch Zwischentypen von PSC 1 auftreten, „Typ 1a enhanced“ genannt, die wahrscheinlich aus einer Mischung verschiedener Teilchenarten bestehen [106, 107, 108].

Stratosphärische Wolken sind auch in der Arktis seit langem bekannt. Man nimmt an, daß es sich bei den um 1870 erstmalig wissenschaftlich beschriebenen irisierenden Wolken [109], den so genannten „Perlmutterwolken“, um PSC 2 handelt. Ihre Höhe konnte durch Triangulation bereits Ende der 20er Jahre grob bestimmt werden [110].

Die Zusammensetzung der PSCs unterschiedlichen Typs ist derzeit noch nicht abschließend geklärt. Daher werden die Bedingungen, unter denen sich unterschiedliche polare Stratosphärenwolken bilden, z. Zt. intensiv wissenschaftlich untersucht. Die Anzeichen verdichten sich, daß PSCs des Typ 2, ähnlich wie Zirruswolken, aus Wassereiskristallen, PSC 1a aus Salpetersäuretrihydrat-Partikeln (NAT, engl. nitric acid trihydrate) und PSC 1b aus flüssigen Tröpfchen einer unterkühlten ternären Lösung aus HNO_3 und H_2SO_4 in H_2O (STS, engl. supercooled ternary solution) bestehen [19].

Der PSC-Typ ist von besonderer Bedeutung bei der Abschätzung der Ozonabbaurate: Zwischen 191 K und T_{ice} ist die heterogene Chloraktivierung viel effizienter an flüssigen STS- als an festen NAT-Partikeln [13]. Nur feste Teilchen jedoch können in den betreffenden Höhenbereichen durch Sedimentation zur Denitrifikation und Dehydratation, d.h. zur Verringerung der HNO_3 - bzw. H_2O -Konzentration in der Gasphase, führen. Flüssige Teilchen hingegen passen sich aufgrund des höheren Dampfdrucks über der Flüssigkeitsoberfläche durch Verdunstung bzw. Kondensation relativ schnell veränderten Umgebungsbedingungen an. Diese Prozesse sind von entscheidender Bedeutung für die Erhöhung der Ozonabbaurate, da sie eine Verringerung der Konzentration von Verbindungen bewirken, die ansonsten Ozon gegen eine massive, chlorinduzierte Zerstörung schützen [14].

Für sämtliche PSCs, die im Rahmen dieser Arbeit beobachtet werden konnten, wurden die berechneten Kondensationstemperaturen der verschiedenen PSC-Typen mit den in den PSCs

nach der Rotations-Raman-Methode gemessenen Temperaturen verglichen. Die Kondensations-temperaturen von Wassereis, $T_{\text{ice}}(z)$, und von Salpetersäuretrihydrat, $T_{\text{NAT}}(z)$, wurden nach Ref. 111 für typische Konzentrationen der betreffenden Gase in der arktischen Stratosphäre und ein arktisches Standarddruckprofil in Abhängigkeit von der Höhe z berechnet. $T_{\text{STS}}(z)$, die Kondensations-temperaturen von STS, wurden Ref. 112 entnommen. Man erhält für z.B. 20 km Höhe $T_{\text{ice}} \approx 188$ K, $T_{\text{STS}} \approx 191$ K, $T_{\text{NAT}} \approx 195$ K. Für jede Höhe z gilt $T_{\text{ice}}(z) < T_{\text{STS}}(z) < T_{\text{NAT}}(z)$.

Neueste Untersuchungen lassen annehmen, daß die Bildung fester PSC-Partikel (Typ 1a oder Typ 2) notwendigerweise über die vorherige Bildung von Typ-2-PSCs vonstatten geht [15]. Anders als in der Antarktis sind in der nördlichen Hemisphäre zwar die synoptischen, d.h. großskaligen Temperaturen in der Stratosphäre in der Regel zu hoch für die Kondensation von Eispartikeln, innerhalb mesoskaliger Bereiche jedoch, die von den derzeitigen Globalmodellen nicht aufgelöst werden, treten, hervorgerufen durch atmosphärische Schwerewellen, niedrigere Temperaturen auf, in denen sich auch in der Arktis Typ-2-PSCs bilden [113, 114].

Möglicherweise könnte schädlichen Auswirkungen zivilisatorischer Emissionen, z.B. durch die geplante Ausweitung des zivilen Flugverkehrs in die Stratosphäre, bei einem besseren Verständnis der chemischen und physikalischen Vorgänge in der Stratosphäre in Zukunft besser als in der Vergangenheit vorgebeugt werden. Erst seit kurzem ist beispielsweise bekannt, daß die Emission einer gleichen Menge an Brom- anstelle von Chlor-Kohlenstoff-Verbindungen sich verheerend ausgewirkt hätte und schon heute in der nördlichen Polarregion zu einem dem antarktischen „Ozonloch“ in nichts nachstehendem Phänomen geführt hätte [115].

13.2 Temperaturmessungen in polaren Stratosphärenwolken

Die weltweit ersten Lidar-Temperaturmessungen in leewelleninduzierten PSCs wurden am 22./23., 24., 25./26. und 26.1.1998 mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Instrument durchgeführt. Während der Messungen bis einschließlich zum Morgen des 26.1.1998 betrug der Einfallswinkel für die Interferenzfilter beider Rotations-Raman-Kanäle noch 5° . In dieser Einstellung weist das Signal des ersten Rotations-Raman-Kanals einen Anteil elastischen Rückstreusignals auf, der zu systematischen Meßfehlern in den Höhenbereichen von Wolken führt (vgl. Bild 21c). Die Größe dieses Fehlers betrug in partikelhaltigen Höhenbereichen etwa

$$\Delta T \approx -0,25 \text{ K } (R_{532} - 1)$$

mit R_{532} als Rückstreuverhältnis bei 532 nm (s. Gl. (5.11)). Der Partikeleinfluß wurde mit dem in Anhang 1 beschriebenen Verfahren korrigiert. Der mit der Korrektur verbundene Anstieg der statistischen Meßunsicherheit ist moderat. Die Messungen ab dem Abend des 26.1.1998 wurden mit einem Einfallswinkel von 7° für die Interferenzfilter des ersten Rotations-Raman-Kanals durchgeführt und werden durch elastische Partikelrückstreuung nicht gestört (vgl. Bild 21d).

Die im Folgenden dargestellten und diskutierten Rückstreuverhältnisse R_{355} und R_{532} bei 354,83 bzw. 532,25 nm wurden über ein simuliertes reinmolekulares Rückstreusignal (vgl. Gl. (3.1))

$$P_{\text{mol,sim}}(z) = \frac{1}{z^2} \exp(-a \cdot z)$$

nach (vgl. Gl. (5.11))

$$R_i(z) = \frac{P_i(z) P_{\text{mol,sim}}(z_0)}{P_{\text{mol,sim}}(z) P_i(z_0)}$$

berechnet, weil sich die detektierten Vibrations-Raman-Signale für die diskutierten Meßfälle innerhalb der Stratosphäre aufgrund höher statistischer Meßunsicherheit als weniger geeignet erwiesen. z bezeichnet die Höhe, z_0 eine partikelfreie Referenzhöhe, P_i , mit $i = 355$ oder 532 , die mit den elastischen Kanälen gemessene Anzahl an Photonen. Der freie Parameter a wurde jeweils so gewählt, daß innerhalb partikelfreier Höhenbereiche $R_i \approx 1$ gilt.

13.2.1 Messungen am 22./23.1.1998

In der Meßnacht vom 22. zum 23.1.1998 wurden zunächst vereinzelte Bereiche schwach erhöhter elastischer Rückstreuung beobachtet (Bild 29a), dann trat um 00:50 UTC in 19,6 km Höhe für etwa 30 Minuten eine PSC mit einem mittleren Wert für R_{532} von $1,3 \pm 0,02$ in das Gesichtsfeld des Lidar (Bild 29d). Bild 29b zeigt aufeinanderfolgende Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode von jeweils einer Stunde Integrationszeit. Die Meßwerte schwanken in dieser Nacht um T_{STS} , die Kondensationstemperatur unterkühlter ternärer Lösung (STS) für Konzentrationen von 5 ppmv H_2O , 10 ppbv HNO_3 und 0,5 ppbv H_2SO_4 in der Gasphase (entnommen aus Ref. [116]). Zum Vergleich sind ebenfalls die Kondensationstemperaturen von Wassereis, T_{ice} , für typische Konzentrationen von 5 ppmv H_2O und die von Salpetersäuretrihydrat (NAT), $T_{\text{NAT},1}$ und $T_{\text{NAT},2}$, für 7 ppbv HNO_3 und 5 bzw. 2 ppmv H_2O dargestellt, die nach Ref. [117] berechnet wurden. Im Höhenbereich zwischen 18,5 und 25,0 km liegt die über die gesamte Meßnacht gemittelte Temperatur unter $T_{\text{NAT},1}$ und zwischen 23,5 und 24,3 km sogar unter T_{STS} (Bild 29c). Höhenbereiche, in denen T_{STS} unterschritten wird, sind, anders als an den Folgetagen, weniger gut mit dem Auftreten von PSCs korreliert.

Anders als alle später detektierten Stratosphärenwolken weist die in dieser Nacht zwischen 00:50 und 01:24 UTC in 19,8 km Höhe beobachtete PSC mit im Mittel $\delta_{\text{vol,korrigiert}} = (3,0 \pm 0,1) \%$ ein Volumendepolarisationsverhältnis bei 354,83 nm auf, das sich deutlich von dem molekularen Volumendepolarisationsverhältnis, d.h. von 1,4 %, unterscheidet (Bild 29e). Für $\delta_{\text{vol,korrigiert}}$ wurde in diesem Fall der gemessene Wert δ_{vol} unter Berücksichtigung der z.Zt. vorliegenden Dejustage der Primärfokuseinheit von 5° , die nur durch aufwendige Umbauarbeiten apparativ behoben werden könnte, korrigiert. Das Farbverhältnis $C = (R_{532}-1)/(R_{355}-1)$ (s. Gl. (8.13)) für diese PSC beträgt in 19,8 km Höhe $2,5 \pm 0,4$ (Bild 29e).

13.2.2 Messungen am 24.1.1998

Am frühen Morgen des 24.1.1998 wurden ab Meßbeginn um 00:21 bis 00:43 UTC sowie zwischen 04:18 und 05:06 UTC im wesentlichen zwei PSC-Ereignisse mit Zentren in Höhen von 20,2 und 22,5 km beobachtet (Bild 30a). R_{532} nahm im Mittel Werte von $(2,15 \pm 0,03)$ für die erste und $(1,5 \pm 0,02)$ für die zweite PSC an (Bild 30e, g). Die relativ guten Beobachtungsbedingungen in dieser Meßnacht lassen es zu, die mit dem Lidar gemessenen Temperaturwerte innerhalb des Höhenbereichs der PSCs mit etwa 45minütiger Auflösung anzugeben (Bild

30b). Die Profile weisen deutlich eine für Schwerewellen typische wellenartige Struktur auf; Temperaturen von bis zu $(6,5 \pm 2,2)$ K unter $T_{\text{NAT},1}$ (Bild 30c) traten auf, gemessen in 20,1 km Höhe zwischen 00:23 und 01:04 UTC. Lediglich in den Höhenbereichen relativer Temperaturminima wurde T_{STS} unterschritten. Diese Höhen sind eng korreliert mit dem Auftreten erhöhter elastischer Rückstreuung, der starke Einfluß der Schwerewelle auf die hier beobachteten PSCs ist erkennbar. Die über die gesamte Meßnacht gemittelte Temperatur (Bild 30c) liegt für alle Höhen oberhalb von T_{STS} , weist jedoch ein lokales Minimum zwischen 19,5 und 23,5 km Höhe auf, also knapp unterhalb des Bereichs, in dem PSCs beobachtet wurden, mit Werten von bis zu $(2,5 \pm 0,6)$ K unterhalb von $T_{\text{NAT},1}$ in 21,3 km Höhe.

Am Abend des 24.1.1998 konnten ab 19:06 UTC für etwa 30 Minuten noch Messungen geringerer Datenqualität durchgeführt werden. Um 23,5 km Höhe ist eine PSC mit $R_{532}=1,3 \pm 0,05$ erkennbar; Temperaturen nach der Rotations-Raman-Methode können nicht angegeben werden.

Das Volumendepolarisationsverhältnis δ_{vol} aller an diesem Tag beobachteten PSCs unterscheidet sich nicht von dem molekularen Wert (Bild 30f,h,j). Im Farbverhältnis unterscheiden sich die Beobachtungen mit Werten zwischen 2,0 und 2,5 wenig (Bild 30f,h,j).

13.2.3 Messungen am 25./26.1.1998

Am 25./26.1.1998 wurde eine PSC mit variierendem Rückstreuverhältnis und näherungsweise konstanter vertikaler Ausdehnung von 3 km beobachtet (Bild 31a). Das Rückstreuverhältnis weist bei gleitender Mittelung der Daten über 20 Minuten und 960 m einen Maximalwert von $R_{532} = 4,5 \pm 0,1$ auf. Bei der Rohdatenauflösung von 120 m und 2 Minuten nimmt R_{532} um 22:50 UTC in 20,1 km Höhe sogar Maximalwerte von $7,8 \pm 1,3$ an. Innerhalb des 8stündigen Beobachtungszeitraums sank die mittlere Höhe der PSC über dem Lidar von 21,0 auf 20,0 km. Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode konnten nur zwischen 16:53 und 18:20 UTC durchgeführt werden. Es traten Werte von bis zu $(3,0 \pm 1,9)$ K unterhalb von T_{STS} mit einem Minimum in 20,7 km Höhe auf (Bild 31b). Das Temperaturprofil weist ein zweites Minimum in einer Höhe von 25,0 km auf, in der auch zeitweise eine Erhöhung des elastischen Rückstreusignals beobachtet wurde. R_{532} nimmt im Mittel über die gesamte Meßnacht einen Maximalwert von $3,6 \pm 0,07$ in 21,0 km Höhe an (Bild 31c). Für das über die gesamte Meßnacht gemittelte Farbverhältnis wurde in 21,5 km Höhe ein Wert von $2,4 \pm 0,06$ bestimmt (Bild 31c). Das Volumendepolarisationsverhältnis ist innerhalb der PSC-Schicht, wie es für stärker rückstreuende nichtdepolarisierende Partikel erwartet wird, mit $\delta_{\text{vol}} = (1,15 \pm 0,05)$ % geringer als 1,4 %, d.h. als die rein molekulare Volumendepolarisation.

13.2.4 Messungen am 26.1.1998

Am Abend des 26.1.1998 wurden zwei PSC-Schichten beobachtet (Bild 32a). Die Schichtzentren befanden sich in Höhen von 24,0 und 20,0 km. Die vertikalen Ausdehnungen der Schichten betragen zu Beginn der Beobachtung etwa 1,0 bzw. 1,5 km und nahmen im Laufe der Messung leicht ab. R_{532} nahm im dreistündigen Beobachtungszeitraum für die obere Schicht von einem Maximalwert von $2,5 \pm 0,09$ auf einen Wert von $1,2 \pm 0,03$ und für die untere von $3,8 \pm 0,06$ auf $1,5 \pm 0,03$ ab (bei gleitender Mittelung der Daten über 960 m und 10 Minuten). Im Mittel nimmt R_{532} bei 120 m Höhenauflösung Maximalwerte von $3,1 \pm 0,1$ in 23,9 km Höhe und von $4,1 \pm 0,05$ in 19,8 km Höhe an. Relative Temperaturminima wurden in der ersten Hälfte des Beobachtungszeitraums in 19,5 und 22,5 km, in der zweiten Hälfte in 19,5 und 23,0 km Höhe beobachtet (Bild 32b). Auch wenn die Datenqualität der Temperaturmessung an diesem Tag, wie bereits an dem vorherigen, aufgrund stärkerer troposphärischer

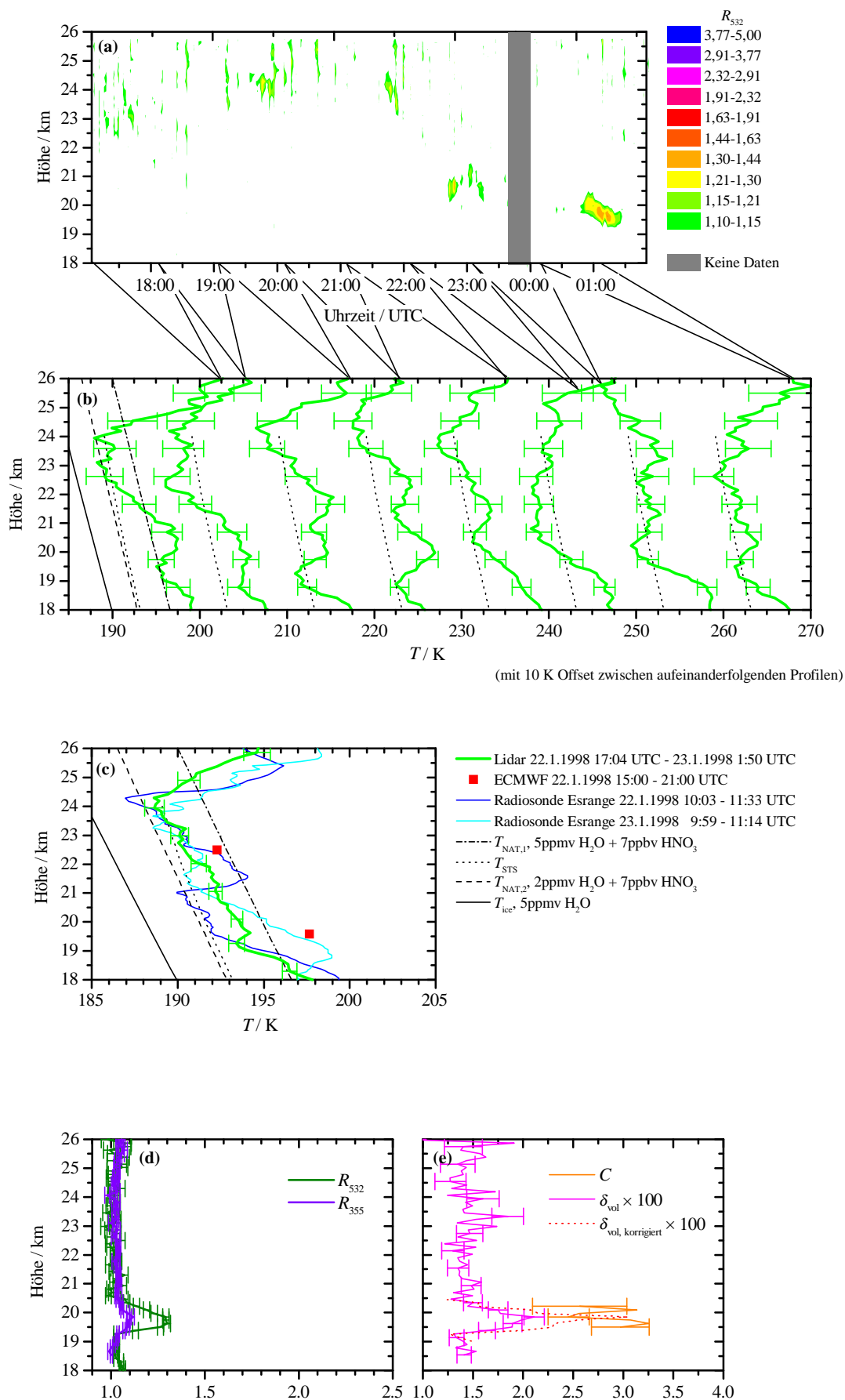
Bewölkung weniger gut ist, so ist doch der Höhenunterschied zwischen den PSC-Zentren und den lokalen Temperaturminima auffällig; beide PSC-Schichten befinden sich in Höhenbereichen ansteigender Temperatur. Mit Werten von $2,4 \pm 0,1$ und $2,6 \pm 0,2$ in den beiden Schichtzentren unterscheiden sich die zeitlich gemittelten Farbverhältnisse beider PSC-Schichten nicht signifikant (Bild 32d). Das Volumendepolarisationsverhältnis liegt auch innerhalb der PSCs bei 1,4 %, die PSC-Partikel depolarisieren also nicht.

Bild 29:

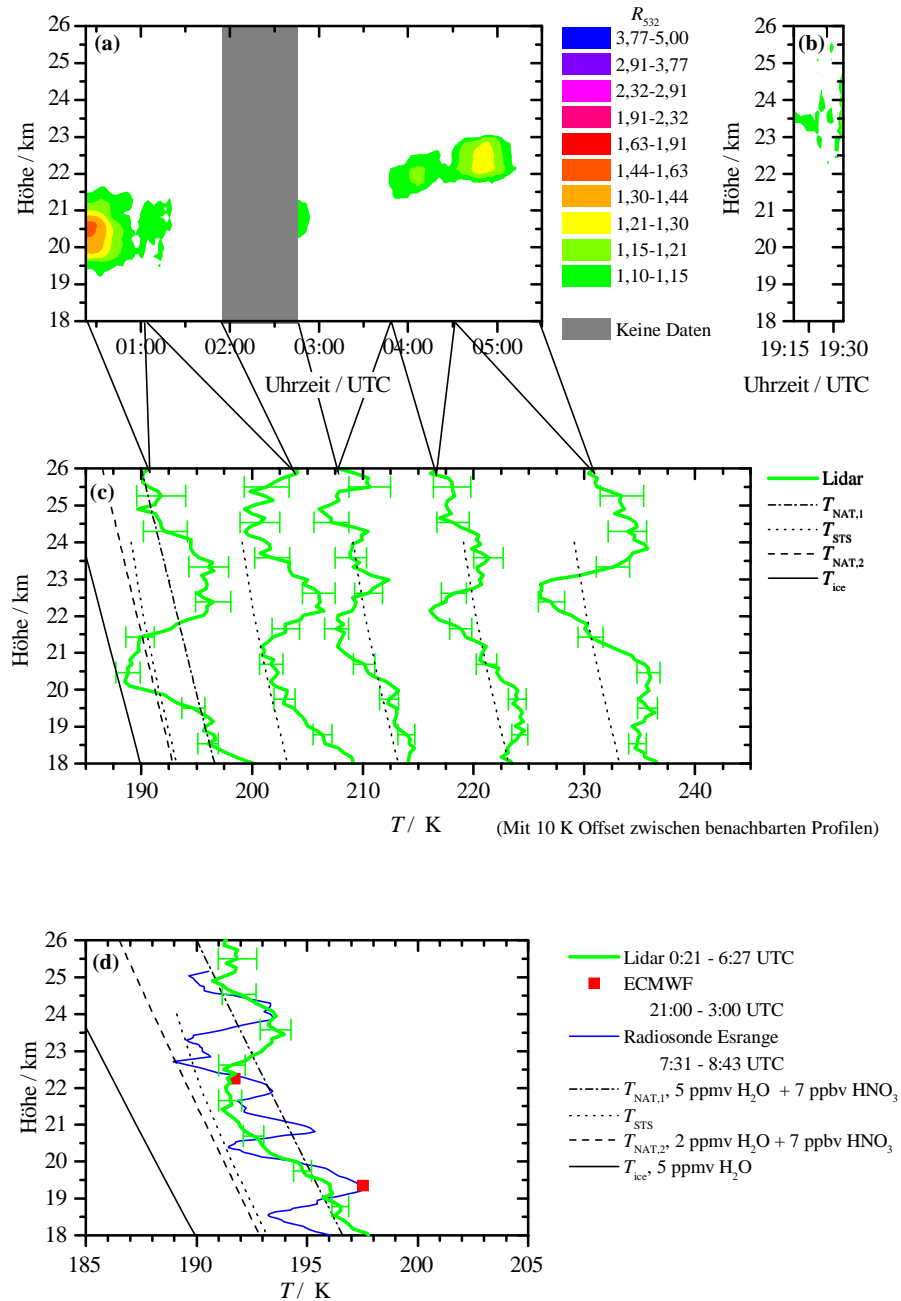
PSC-Beobachtung am 22./23.1.1998. **(a)** Rückstreuverhältnis R_{532} zwischen 17:04 UTC und 01:50 UTC. **(b)** Aufeinanderfolgende Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode mit jeweils einstündiger Integrationszeit, beginnend um 17:04 UTC, und Bildungstemperaturen von NAT, STS und Eis für verschiedene Spurengaskonzentrationen in der Gasphase. Profile gleichen Stils sind um jeweils +10 K verschoben dargestellt. **(c)** Rotations-Raman-Temperatur, gemittelt über den Meßzeitraum, Temperaturmessungen einer am 22.1.1998 um 10:03 UTC und einer am 23.1.1998 um 09:59 UTC gestarteten lokalen Radiosonde, Temperaturanalyse des ECMWF für 15:00 bis 21:00 UTC und Bildungstemperaturen von NAT, STS und Eis für verschiedene Spurengaskonzentrationen in der Gasphase. **(d)** Rückstreuverhältnisse R_{532} und R_{355} sowie **(e)** Farbverhältnis C und Volumendepolarisationsverhältnis δ_{vol} zwischen 00:52 und 01:24 UTC. $\delta_{\text{vol,korrigiert}}$ gibt das Volumendepolarisationsverhältnis an, welches aus δ_{vol} unter Berücksichtigung der Dejustage der Primärfokuseinheit berechnet wurde.

Fehlerbalken kennzeichnen die statistische Unsicherheit der Lidarmessungen. Die Lidardaten wurden mit einer Höhenauflösung von 120 m aufgenommen und anschließend für **(a-c)** über 960 m gleitend gemittelt. Die Daten in **(a)** sind mit der Zeitauflösung der Rohdaten von 2 Minuten dargestellt.

Messungen am 22./23.1.1998



Messungen am 24.1.1998



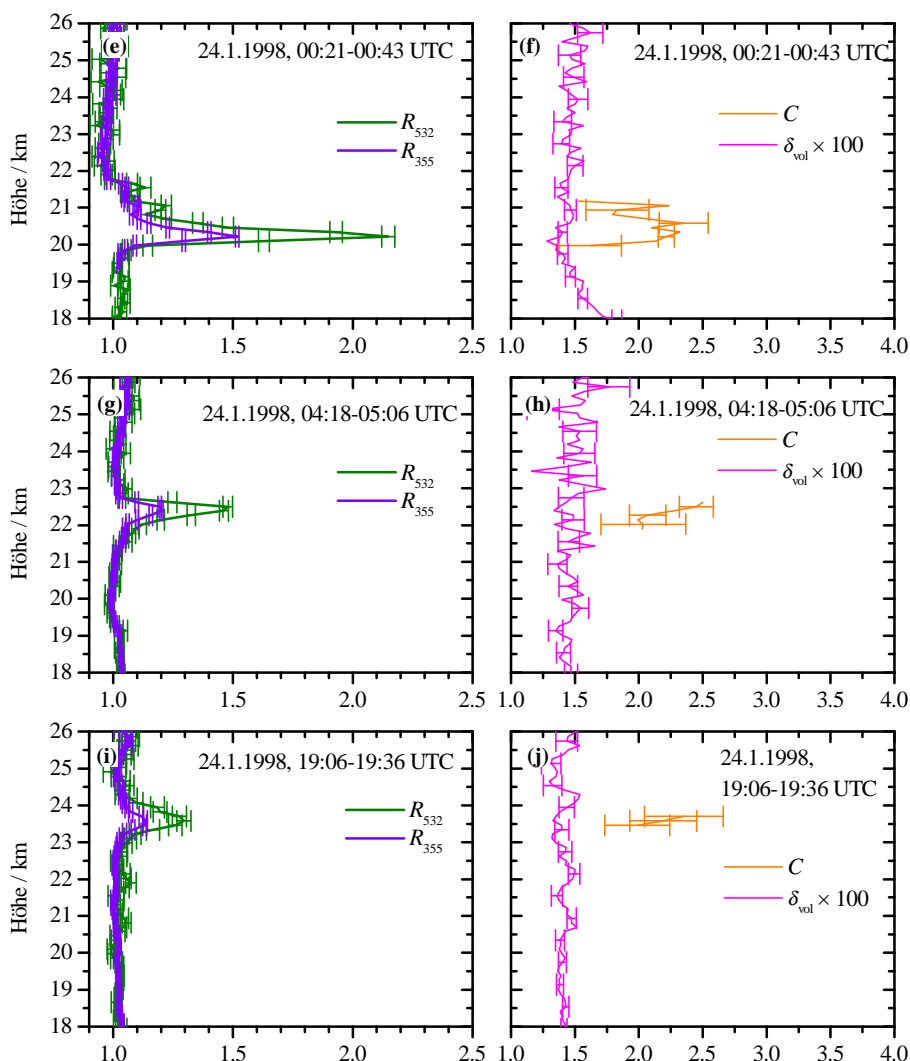
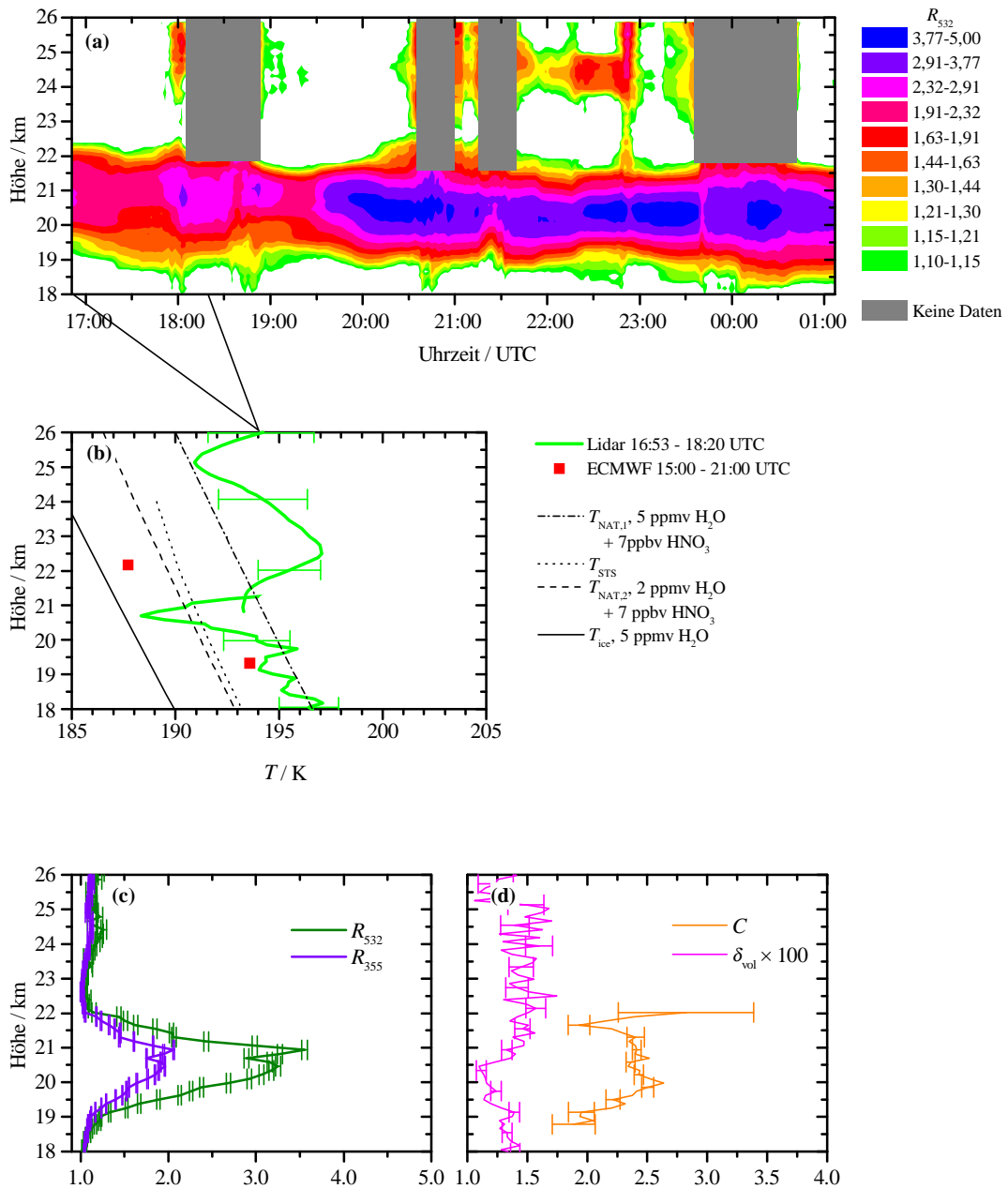


Bild 30:

PSC-Beobachtungen am 24.1.1998. Rückstreuverhältnis R_{532} (a) zwischen 00:23 und 06:27 UTC und (b) zwischen 19:06 und 19:36 UTC. (c) wie Bild 29b, aufeinanderfolgende Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode zwischen 00:23 und 01:03 UTC, 01:03 und 01:56 UTC, 02:53 und 03:49 UTC, 03:49 und 04:46 UTC sowie 04:46 und 05:26 UTC. (d) wie Bild 29c, Rotations-Raman-Temperatur gemittelt zwischen 00:23 und 05:26 UTC. Die lokale Radiosonde wurde um 07:31 UTC gestartet. Die Temperaturanalyse des ECMWF ist für 21:00 bis 03:00 UTC. (d) Rückstreuverhältnisse R_{532} und R_{355} zwischen (e) 00:21 und 00:43 UTC, (g) 04:18 und (i) 05:06 UTC, 19:09 und 19:36 UTC. Farbverhältnis C und Volumendepolarisationsverhältnis δ_{vol} zwischen (f) 00:21 und 00:43 UTC, (h) 04:18 und 05:06 UTC, (j) 19:09 und 19:36 UTC.

Fehlerbalken kennzeichnen die statistische Unsicherheit der Lidarmessungen. Die Lidardaten wurden mit einer Höhenauflösung von 120 m aufgenommen und anschließend für (a-d) über 960 m bzw. für (i, j) über 600 m gleitend gemittelt. Die Zeitauflösung der Rohdaten beträgt 2 Minuten, die Daten in (a, b) wurden über 10 Minuten gleitend gemittelt.

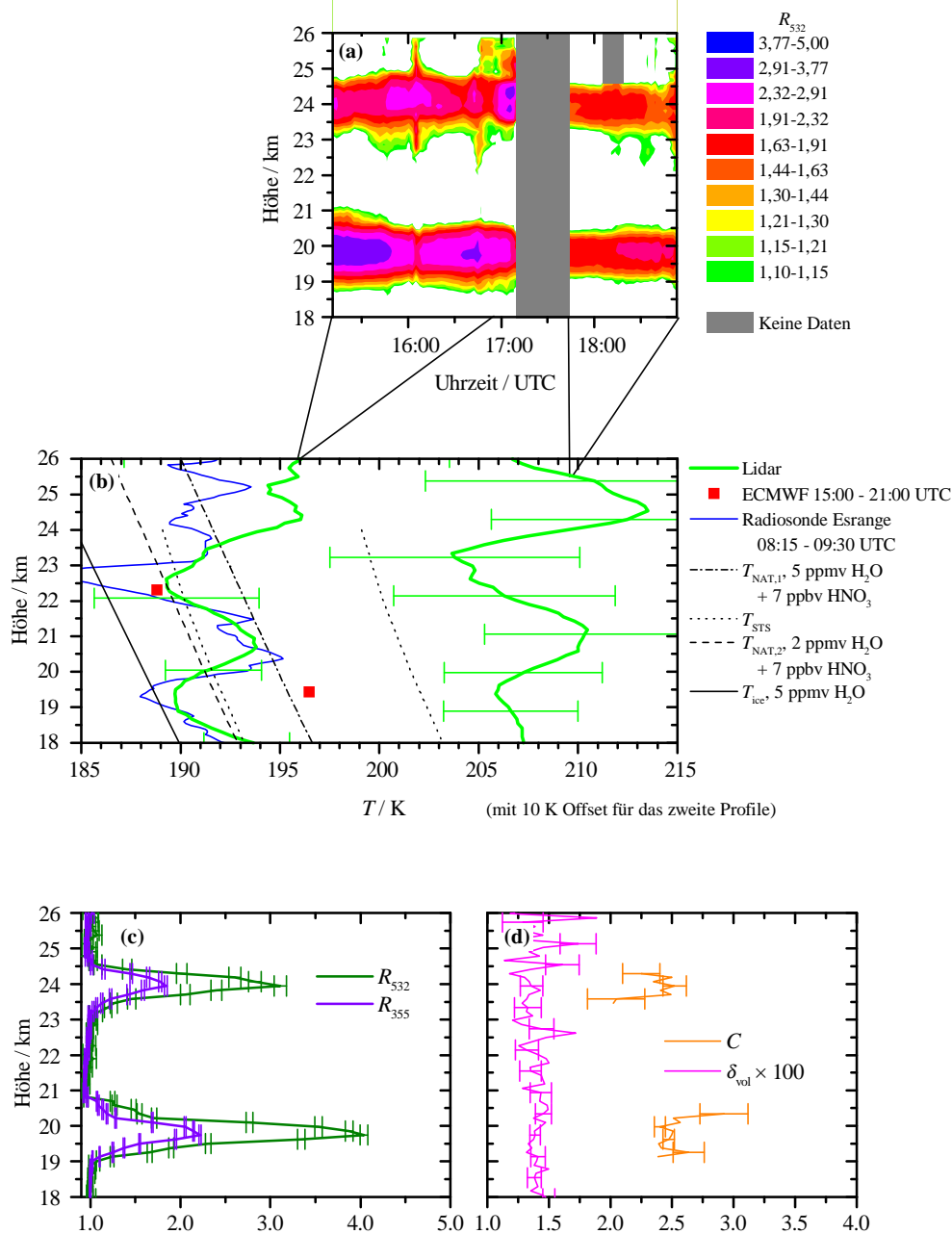
Messungen am 25./26.1.1998

**Bild 31:**

PSC-Beobachtung am 25./26.1.1998. **(a)** Rückstreuverhältnis R_{532} zwischen 16:53 und 01:07 UTC. **(b)** wie Bild 29c, jedoch für den 25.1.1998 zwischen 16:53 und 18:20 UTC. Die Temperaturanalyse des ECMWF ist für 15:00 bis 21:00 UTC. **(c)** Rückstreuverhältnisse R_{532} und R_{355} sowie **(d)** Farbverhältnis C und Volumendepolarisationsverhältnis δ_{vol} zwischen 16:53 und 01:07 UTC.

Fehlerbalken kennzeichnen die statistische Unsicherheit der Lidarmessungen. Die Lidardaten wurden mit einer Höhenauflösung von 120 m aufgenommen und anschließend für **(a)** über 960 m bzw. für **(b)** unterhalb von 21 km Höhe über 960 m und oberhalb über 2160 m gleitend gemittelt. Die Zeitauflösung der Rohdaten beträgt 2 Minuten, die Daten in **(a)** wurden über 20 Minuten gleitend gemittelt.

Messungen am 26.1.1998

**Bild 32:**

PSC-Beobachtung am 26.1.1998. **(a)** Rückstreuverhältnis R_{532} zwischen 15:11 und 18:53 UTC. **(b)** wie Bild 29b, jedoch für den 26.1.1998 zwischen 15:11 und 16:57 UTC sowie 17:47 und 18:53 UTC (letzteres Profil um +10 K verschoben aufgetragen). Die lokale Radiosonde wurde um 08:15 UTC gestartet. Die Temperaturanalyse des ECMWF ist für 15:00 bis 21:00 UTC. **(c)** Rückstreuverhältnisse R_{532} und R_{355} sowie **(d)** Farbverhältnis C und Volumendepolarisationsverhältnis δ_{vol} zwischen 15:11 und 18:53 UTC.

Fehlerbalken kennzeichnen die statistische Unsicherheit der Lidarmessungen. Die Lidar-daten wurden mit einer Höhenauflösung von 120 m aufgenommen und anschließend für **(a)** über 960 m bzw. für **(b)** über 2.160 m gleitend gemittelt. Die Zeitauflösung der Roh-daten beträgt 2 Minuten, die Daten in **(a)** wurden über 10 Minuten gleitend gemittelt.

13.2.5 Interpretation der Messungen

Die meteorologische Situation über Nordeuropa wurde zwischen dem 23.1.1998 00:00 UTC und dem 27.1.1998 00:00 UTC durch ein relativ stabiles Hoch über Schottland und ein sich ausbildendes Tief über Nordnorwegen bestimmt. Diese Wetterlage führte zu zunehmenden nordöstlichen Winden über Nordskandinavien. Starke bodennahe Winde am 25. und Abend des 26.1.1998 von bis zu Windstärke 7 nach der Beaufort-Skala (bis 60 km/h Windgeschwindigkeit), verbunden mit einem senkrecht zum Skandinavischen Scheidegebirge stehendem Windvektor, führten zu Leewelleneffekten auf der windabgewandten Seite des Gebirges, dort, wo das GKSS-Ramanlidar stationiert war und PSCs detektierte. Am 26.1.1998 ab etwa 19:00 UTC passierte eine mit Schneefällen verbundene Kaltfront den Lidar-Standort. Nach Aufklaren des Himmels in den frühen Morgenstunden des 27.1.1998 wurden in diesem Winter (vgl. Tabelle 10) mit dem GKSS-Ramanlidar keine PSCs mehr beobachtet.

Mesoskalige Modellanalysen zeigen, daß es sich bei den PSC-Beobachtungen am 25. und 26.1.1998 möglicherweise um eine einzige synoptischen PSC-Schicht handelt, die durch die Leewelleneffekte am Ort der Lidarmessung beeinflusst wird (s. Abschnitt 13.3).

Das Farbverhältnis der beobachteten PSCs ist mit Werten zwischen 2,0 und 2,5 auffallend konstant und näherungsweise unabhängig von dem jeweiligen Wert des Rückstreuverhältnisses. Die Partikeldepolarisation der vom 24.1. bis zum 26.1.1998 beobachteten PSCs ist im Rahmen der Meßunsicherheit 0. Die Wolkenteilchen sind also entweder sehr klein gegenüber der für die Depolarisationsmessungen verwendeten Wellenlänge von 354,83 nm oder aber nahezu perfekt sphärisch [118]. Auch wenn wohl nicht generell ausgeschlossen werden kann, daß sehr schnelle Abkühlung, wie sie in starken Leewellen stattfinden kann, prinzipiell zu nahezu perfekt sphärischen Kristallen führen könnte, so ist es doch wahrscheinlicher, daß nichtdepolarisierende PSC-Partikel aus Flüssigkeitströpfchen bestehen. Derzeit wird angenommen, daß diese Flüssigkeit STS ist [119]. Die am 25.1.1998 gemessenen Werte für R_{532} von bis zu $7,8 \pm 1,3$ liegen am oberen Bereich der bisher beobachteten Werte für nichtdepolarisierende PSC 1b von $R_{532} \leq 7$ [120, 121, 122].

Die Beobachtung relativ konstanter Werte für das Farbverhältnis bei nichtdepolarisierenden PSCs belegt, daß eine Unterscheidung in Typ-1a- und Typ-1b-PSCs nach Rückstreue- und Farbverhältnis, wie sie bei Messungen mit Rückstreusonden [123] und Lidar-Systemen [124], die über keine Depolarisationsdaten verfügen, vorgenommen wird, mit der üblichen Typisierung nach Partikeldepolarisierung übereinstimmt.

Für die Bildungs- und Existenztemperaturen von STS unterhalb von 195 K liegen lediglich Modellrechnungen [112] vor; zuverlässige Ergebnisse von Laborexperimenten sind bisher nicht verfügbar. Es wird angenommen, daß STS-Tröpfchen bis hinunter zu T_{ice} flüssig bleiben können [103]. Die im Rahmen dieser Arbeit nach der Rotations-Raman-Methode gemessenen Temperaturen in PSCs stützen diese These.

Leider waren die Beobachtungsbedingungen im Untersuchungszeitraum 1998 nicht optimal. Insbesondere am 25. und 26.1.1998, den Tagen mit stärkster Leewellenaktivität und dem Auftreten der am stärksten rückstreuenden PSCs, beeinträchtigte troposphärische Bewölkung die Messungen in der Stratosphäre. Bei besseren Beobachtungsbedingungen sind mit dem entwickelten Instrument Messungen in dem Höhenbereich von PSCs mit viel besserer zeitlicher und räumlicher Auflösung möglich (vgl. Bild 27).

13.3 Weitergehende Interpretation der Lidarmessungen mit Hilfe eines mesoskaligen Atmosphärenmodells

Für die beiden Tage mit stärkster Leewellenaktivität im Beobachtungszeitraum, den 25. und 26.1.1998, wurde die Analyse des Atmosphärenmodells MM5, welches beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Oberpfaffenhofen für Vorhersage und Analyse des mesoskaligen Wind-, Druck- und Temperaturfelds über Skandinavien entwickelt wurde [125, 126], für eine weitergehende Interpretation der Lidarmessungen verwendet [6, 7, 8]. Eine örtlich relativ stabile Schwerewelle ist an diesen Tagen über Nordskandinavien bestimmend. Die Temperaturstörung, d.h. die durch die Schwerewellen hervorgerufene Abweichung zwischen synoptischem und lokalem Temperaturprofil, nimmt mit der Zeit zu. Östlich der norwegischen Küste zeigt das Modell eine einzige Kaltschicht um 22,0 km Höhe. Diese wird durch Leewelleneffekte mesoskalig moduliert. Lokal über dem Lidar-Standort werden zwei Temperaturminima induziert, die in der Höhe mit den beiden beobachteten PSC-Schichten übereinstimmen.

Die für beide Tage mit dem MM5-Modell berechneten Rückwärtstrajektorien zeigen für die Luftmassen, die in 21,5 km Höhe über dem Lidar beobachtet werden, ungefähr 5 Stunden zuvor Temperaturwerte nahe bzw. knapp unterhalb von T_{ice} . Anschließend findet eine Erwärmung auf Werte oberhalb von T_{NAT} statt, wiederum gefolgt von Abkühlung. Daß das Lidar keine festen asphärischen, also depolarisierenden, Partikel beobachtet, scheint im Widerspruch zu Vorhersagen zu stehen, nach denen NAT-Kondensation schnell auf so genannten „präaktivierten“ Teilchen stattfindet [127], d.h. auf Partikeln, die sich noch nicht im thermischen Gleichgewichtszustand befinden und sich teilweise aus kristallinem NAT zusammensetzen, welches aus Zeiten niedrigerer Umgebungstemperatur stammt. Aufgrund der relativ moderaten Abkühlungsrate von bis zu -7 K/Stunde vor dem Temperaturminimum bei T_{ice} , welche das Modell zeigt, wäre es möglich, daß in diesem Fall lediglich ein kleiner Anteil der Teilchen zur Hydratnukleation geeignet war. Daher könnte das Lidar-Signal der NAT-Partikel von dem Signal der STS-Tröpfchen vollständig überdeckt gewesen sein. Die Bildung flüssiger PSC-Partikel findet nach Ref. 128 statt, wenn eine ausreichende Menge HNO_3 in der Gasphase vorhanden ist und feste Salpetersäuretetrahydrat-Partikel unterhalb der Grenztemperatur T_{STS} dann HNO_3 aufnehmen. Die Beobachtungen mit dem GKSS-Ramanlidar stützen diese These.

Die hier vorgestellte Interpretation der Messungen deckt sich mit der einer massenspektrometrischen Untersuchung von PSC-Partikeln, welche am 25.1.1998 zwischen 02:00 und 04:00 UTC etwa 100 bis 200 km südöstlich des Lidar-Standortes zwischen 20,0 und 23,5 km Höhe vorgenommen wurde [129]. Das ballongetragene Instrument detektierte um 22 km Höhe eine PSC-Schicht, also in einem Höhenbereich, in dem zwischen 19:06 und 19:36 UTC über dem GKSS-Ramanlidar keine PSC beobachtet wurde (s. Bild 30). Es wurden für die PSC-Partikel relative Mischungsverhältnisse von H_2O zu HNO_3 größer als 10 gemessen. Dieses Ergebnis übersteigt deutlich den für NAT zu erwartenden Wert von 3 und wird daher als Indiz für STS-Partikel interpretiert, obwohl das H_2SO_4 -Signal nicht signifikant war. Insbesondere die interessantesten starken Leewellen-Ereignisse, die im Januar 1998 kurze Zeit später zwischen dem Abend des 25. und dem des 26.1.1998 zu beobachten waren, sind leider derartigen ballongetragenen Instrumenten nicht zugänglich: Starke Leewellenereignisse gehen mit kräftigen Bodenwinden einher, die den Start der Stratosphärenballons nicht zulassen.

13.4 Übersicht und Vergleich mit Temperaturanalysen des ECMWF

Für den Zeitraum der Anfang 1998 durchgeführten Messungen wurde ein Vergleich der Temperaturmeßdaten des GKSS-Ramanlidars mit den Analysewerten des operationellen L31-Globalmodells des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), das eine vertikale Auflösung von 31 Druckniveaus ≤ 10 hPa und eine horizontale Auflösung von $1,25^\circ \times 1,25^\circ$ aufweist, erstellt. Die gemittelten Meßdaten jeder Nacht vom 23.1. bis zum 6.2.1998 wurden hierfür der Analyse für die obersten Modellniveaus bei 10 hPa, 30 hPa und 50 hPa sowie, als Beispiel für die untere Stratosphäre, bei 100 hPa gegenübergestellt (Bild 33). In Anlehnung an das Modell wurden zur Extraktion der Lidardaten feste Höhenintervalle von 6.000, 3.120, 2.160 und 960 m um mittlere Höhen von 28.500, 22.500, 19.050 und 14.940 m verwendet. Die ursprüngliche Vertikalauflösung der Meßdaten betrug 120 m. Zum damaligen Zeitpunkt befand sich das L50-Modell des ECMWF, das 50 Niveaus ≤ 1 hPa berücksichtigt, in der Erprobungsphase. Die L50-Analysenwerte wurden für eine Validierung des Modells ebenfalls entsprechend der Höhenauflösung des L31-Modells interpoliert und den Lidarmessungen gegenübergestellt [130].

Die Kondensationstemperaturen von Wassereis, T_{ice} , und Salpetersäuretrihydrat, T_{NAT} , wurden für typische Konzentrationen in der arktischen Stratosphäre von 5 ppmv H_2O und 7 ppbv HNO_3 als Indikatoren für PSC-Bildungsbedingungen nach Ref. 111 berechnet. Wie in Abschnitt 13.2 ausgeführt wurde, stimmen die Rückstreuungseigenschaften der PSCs, die mit dem GKSS-Ramanlidar zwischen dem 24. und 26.1.1998 beobachtet wurden, jedoch nicht mit denen für NAT- oder Eiswolken zu erwartenden überein, da keine Depolarisierung durch die Wolkenpartikel stattfand.

Im Meßzeitraum nach dem 27.1.1998, in dem keine PSCs beobachtet wurden, sind die Abweichungen zwischen der Analyse des L31-Modells, der des L50-Modells und den Lidarmessungen auf dem 30-hPa-, 50-hPa- und dem 100-hPa-Niveau < 2 K. Größere Unterschiede von mehr als 5 K treten für das 30-hPa-Niveau des L31-Modells am 25.1. und das 50-hPa-Niveau am 26.1.1998 auf. Die Analyse des L50-Modells liegt hier etwa 2 K näher an den Meßdaten. Sowohl die Wellensignatur des vom Lidar gemessenen Temperaturprofils als auch mesoskalige Analysen des Windfelds weisen auf starke Leewellenaktivität an diesen Tagen hin, welche das Globalmodell also, wie erwartet, nur eingeschränkt abbildet.

Die für das 30-hPa-Niveau gemittelte Temperatur der Lidarmessung liegt am 25.1.1998 über T_{NAT} ; es traten innerhalb dieses Höhenbereichs jedoch PSCs auf (vgl. Bild 31). Die Lidar-Temperaturprofile höherer Auflösung zeigen auch, daß ein Höhenbereich mit $T < T_{NAT}$ existiert. Dessen Ausdehnung ist jedoch kleiner als die für den Vergleich verwendeten Mittelungslängen, so daß die höhengemittelten Daten das Unterschreiten von T_{NAT} nicht zeigen. Erstaunlicherweise weisen die Analysedaten mit Temperaturwerten unterhalb von T_{NAT} auf die PSC-Bildung hin.

Für das 50-hPa-Niveau liegen die L31-Analysenwerte des ECMWF am 23. und 24.1.1998 oberhalb, die L50-Analysenwerte in nahezu perfekter Übereinstimmung mit den Lidarmessungen knapp unterhalb von bzw. auf T_{NAT} , übereinstimmend mit der Beobachtung von PSCs. Eine deutliche Abweichung zeigen die Daten wiederum am 26.1.1998. Die Lidarmessung liegt $(5,2 \pm 2,1)$ K unterhalb von T_{NAT} , die L31-Analyse jedoch knapp oberhalb von T_{NAT} , die L50-Analyse nur $1,2$ K unterhalb von T_{NAT} .

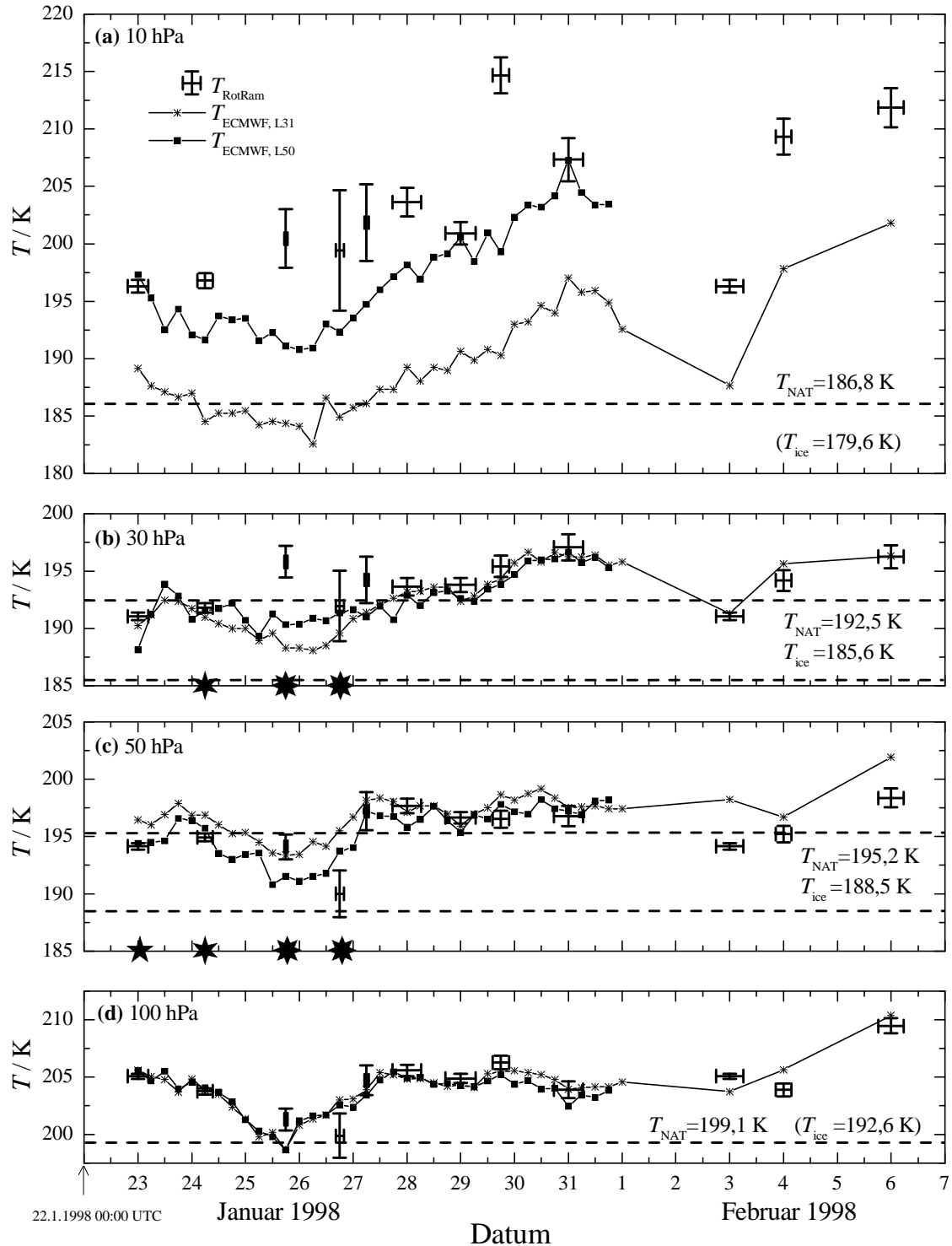
Am 2./3.2.1998 wurde keine PSC beobachtet, die Temperaturmessung des Lidars zeigt jedoch einen Wert von $(1,0 \pm 0,3)$ K unterhalb von T_{NAT} für das 30-hPa- und das 50-hPa-Niveau unter der Annahme der oben genannten Spurengaskonzentrationen. Die Analyse des L31-

Modells liegt für das 30-hPa-Niveau auf dem Datenpunkt der Lidarmessung, für das 50-hPa-Niveau ($4,0 \pm 0,3$) K darüber und somit oberhalb von T_{NAT} . (Eine Analyse mit dem L50-Modell wurde für Februar 1998 nicht erstellt.) Ähnliche Temperaturwerte wie die mit dem Lidar am 2./3.2.1998 gemessenen gingen im Januar mit der Beobachtung von PSCs einher. Erklären ließe sich diese Diskrepanz mit der Verringerung der Konzentrationen von H_2O und/oder HNO_3 durch Dehydratation und/oder Denitrifikation. Daß am 2./3.2.98 keine PSC beobachtet wurde, könnte daher ein Indiz für die vorhergehende Bildung und anschließende Sedimentation kristalliner PSC-Partikel in den gleichen Luftmassen sein.

Für das 100-hPa-Niveau wurde am 25.1.1998 mit ($2,7 \pm 0,7$) K die größte Abweichung der Analysen von der Lidarmessung beobachtet: Das ECMWF gibt einen Wert von etwa 1 K unterhalb von T_{NAT} an, während der Meßwert des Lidars ($2,2 \pm 0,7$) K oberhalb von T_{NAT} liegt. Die ebenfalls beobachteten Unterschiede am 26.1.1998 sind aufgrund der größeren Unsicherheit der Lidarmessung weniger signifikant.

Überraschend große Abweichungen zeigen sich für das 10-hPa-Niveau. Die L31-Analyse des ECMWF liegt im gesamten Vergleichszeitraum mehr als 8 K unterhalb des Lidarmeßwerte; die größte Abweichung von ($24,5 \pm 0,6$) K tritt am 29.1.1998 auf. Die Meßwerte befinden sich während des gesamten Zeitraums für das 10-hPa-Niveau deutlich oberhalb von T_{NAT} , übereinstimmend mit der Beobachtung keiner PSC in diesem Höhenbereich. Der ECMWF-L31-Analysenwert hingegen liegt am 25.1.1998 bis zu 2,6 K und am 26.1.1998 bis zu 4,2 K unterhalb von T_{NAT} . Diese starken Abweichungen zwischen den Meßwerten und den L31-Modellwerten für das 10-hPa-Niveau belegen deutlich, daß die Analysenwerte dieses ECMWF-Modells auf diesem Niveau für eine PSC-Klimatologie nicht ausreichend zuverlässig sind. Die Analysenwerte des weiterentwickelten Modells L50 zeigen für das 10-hPa-Niveau für Januar 1998 fast konstant 8 K höhere Werte als das Standardmodell L31 und liegen damit deutlich näher an den Meßwerten. Jedoch bestehen teilweise weiterhin große Unterschiede von bis zu ($15,4 \pm 0,6$) K (am 29.1.1998). Diese werden mit der noch relativ geringen Zuverlässigkeit und Dichte der für die obere Stratosphäre in das Modell eingehenden Temperaturmeßwerte erklärt.

Die größeren Unterschiede für das 30-hPa- und das 50-hPa-Niveau zwischen beiden Globalmodellen und den Messungen am 25. und 26.1.1998, den Tagen mit Leewellenaktivität, zeigen, daß mesoskalige Effekte bei der Abschätzung der Bildungswahrscheinlichkeit von PSCs nicht vernachlässigbar sind. Auch im Mittel zeigt die Modellanalyse nicht mit gleicher Häufigkeit unterhalb einer bestimmten Grenztemperatur, beispielsweise unterhalb von T_{NAT} , liegende Werte wie die Messungen. Mesoskalige Effekte werden also auch im Mittel nicht durch das Globalmodell wiedergegeben. Eine klimatologische Betrachtung der PSC-Häufigkeit, die mesoskalige Effekte vernachlässigt, berücksichtigt daher wie zu erwarten die Anzahl lokal tatsächlich auftretender PSCs nur ungenau.

**Bild 33:**

Temperaturmeßwerte nach dem Rotations-Raman-Verfahren und Temperaturanalyse des ECMWF mit dem operationellen L31- sowie dem zum damaligen Zeitpunkt in der Erprobungsphase befindlichen L51-Modell für den gesamten Meßzeitraum Anfang 1998 auf dem (a) 10-hPa-, (b) 30-hPa-, (c) 50-hPa- und (d) 100-hPa-Niveau. Die Lidardaten sind Mittelwerte der Meßnächte; horizontale Balken markieren den Meßzeitraum, vertikale die statistische Meßunsicherheit. Die Analysenwerte gelten jeweils für 6 Stunden. Die Bildungstemperaturen von Wassereis und Salpetersäuretrihydrat, T_{ice} und T_{NAT} , für typische Konzentrationen in der arktischen Stratosphäre von 5 ppmv H_2O und 7 ppbv HNO_3 sind angegeben. PSC-Beobachtungen sind mit Sternen gekennzeichnet.

13.5 Beobachtung einer außergewöhnlichen Stratosphärenenerwärmung

Anfang Februar 1998 traten über Nordskandinavien in der oberen Stratosphäre ungewöhnlich hohe Temperaturen von bis zu 320 K auf [131]; die üblichen Werte liegen ungefähr 70 K niedriger. Die annahmefreien Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode (Bild 34) trugen hier zur Validierung von Lidarmessungen nach der Rayleigh-Integrations-Methode sowie von Satellitenmessungen bei [132].

Plötzliche stratosphärische Erwärmungen werden von planetaren Wellen hervorgerufen, die sich von der Troposphäre in die Stratosphäre und Mesosphäre propagieren und mit den dortigen zonalen Strömungen wechselwirken [133]. Der erhöhte nach oben und polwärts gerichtete Impulsübertrag führt zu einer Abbremsung der mittleren Strömung und so zu einem Temperaturanstieg in der polaren Stratosphäre. Ein schnelles Absinken der Stratopause, dem Höhenbereich des lokalen Temperaturmaximums, von der üblichen Höhe um 50 km auf unter 40 km Höhe, verbunden mit einem starken Temperaturanstieg, sind die Folge. Das Verständnis stratosphärischer Mittwinter-Erwärmungen ist insbesondere deshalb wichtig, weil diese bei intensiven, länger anhaltenden Störungen zu einem Zusammenbruch des in der winterlichen polaren Stratosphäre vorherrschenden Vortex führen [133].

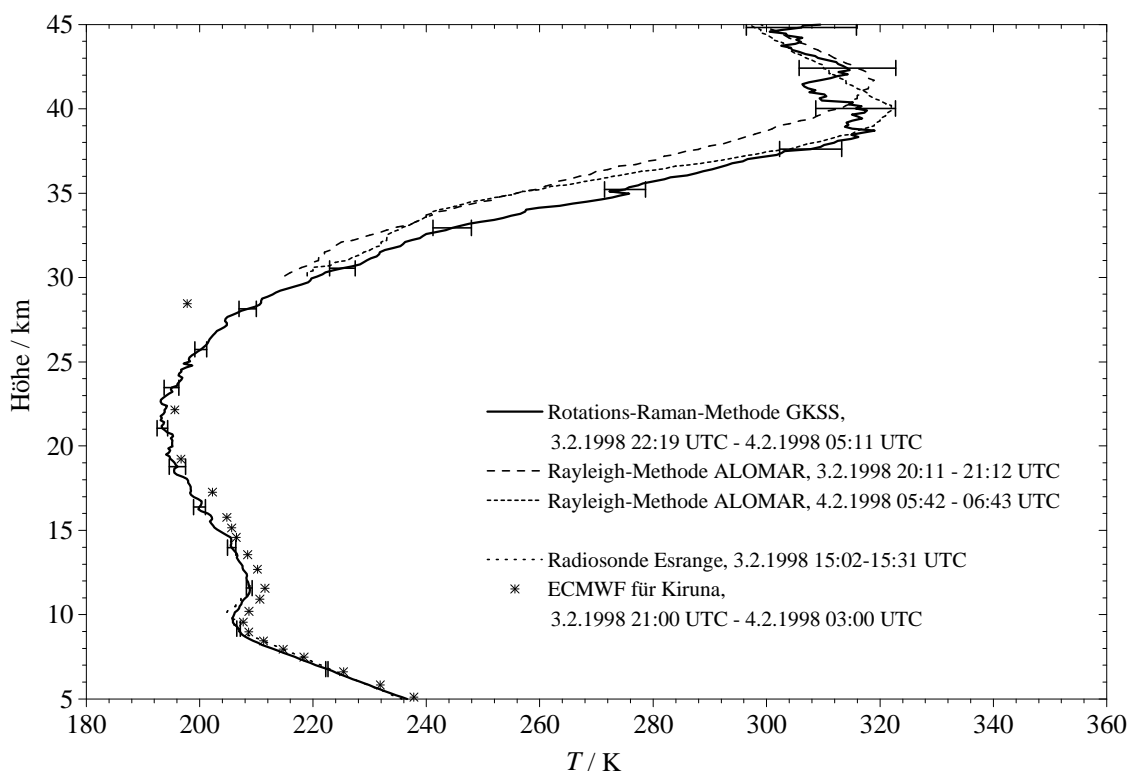


Bild 34: Lidar-Temperaturmessungen am 3./4.2.1998 nach der Rotations-Raman-Methode mit dem GKSS-Ramanlidar bei Esrange (67,9° N, 21,1° O), Schweden, und nach der Rayleigh-Methode von ALOMAR (Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research) bei Andenes (69,5° N, 16,0° O), Norwegen, sowie Meßdaten einer lokalen Radiosonde und Analysenwerte des L31-Modells des ECMWF für ein 1,25°×1,25°-Gitterelement um den Standort des GKSS-Ramanlidars. Für die Meßwerte nach der Rotations-Raman-Methode wurden die mit 120 m Höhenauflösung aufgenommenen Daten mit der Rohdatenauflösung bis in 19.980 m verwendet und für Höhen bis 25.020 m über 960 m, bis 34.980 m über 3.000 m und oberhalb von 34.980 m über 6.000 m gleitend gemittelt. Fehlerbalken kennzeichnen die statistische $\pm 1\text{-}\sigma$ -Meßunsicherheit der Rotations-Raman-Temperaturdaten. Um 40 km Höhe treten ungewöhnlich hohe Temperaturen von etwa 320 K auf; die hier üblichen Werte liegen ~ 70 K niedriger.

14 Messungen im Frühjahr 1998 (LITFASS-Kampagne)

Im Frühjahr 1998 wurde das GKSS-Ramanlidar im Rahmen der Meßkampagne LITFASS (Lindenberg Inhomogeneous Terrain - Fluxes between Atmosphere and Surface: a Long-term Study) des Deutschen Wetterdienstes (DWD) auf dem Gelände des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg (52,2° N, 14,1° O) stationiert. Vorrangiges Projektziel war die Untersuchung des Wasserdampfes über unterschiedlichem Terrain. Zur Umrechnung des nach dem Raman-Verfahren direkt gemessenen Wasserdampfverhältnisses in Werte für die relative Feuchte konnten die Temperaturmeßdaten nach der Rotations-Raman-Methode verwendet werden. Eine Vergleichsstudie der Wasserdampfmessungen des GKSS-Ramanlidars mit denen einer neu entwickelten Radiosonde wurde erstellt [134].

Durch den Einbau einer Blende im Strahlengang vor dem Interferenzfilter IF2a (s. Bild 17) wurde auf Kosten der Signalintensität der Höhenbereich, für den zuverlässige Meßwerte abgeleitet werden können, bis weit unterhalb von 5 km, also der Höhe, ab der sich beim GKSS-Ramanlidar typischerweise der Sendestrahle vollständig im Gesichtsfeld des Empfangsteleskop befindet, erweitert (Bild 35). Erklären läßt sich dies dadurch, daß der Strahldurchmesser im Polychromator mittels der Blende soweit verringert wurde, daß anschließend die Faktoren, die die geometrische Kompression für beide Rotations-Raman-Kanäle beschreiben (vgl. Gl. (3.1)), über einen größeren Höhenbereich näherungsweise gleich waren. Bei der Quotientenbildung heben sich diese daher auf. Zuvor wurde aufgrund der Divergenz des Lichts der äußere Bereich des Strahlenbündels zwar von PMT2, jedoch nicht mehr von PMT3 erfaßt (vgl. Bild 16, s. Abschnitt 12.2).

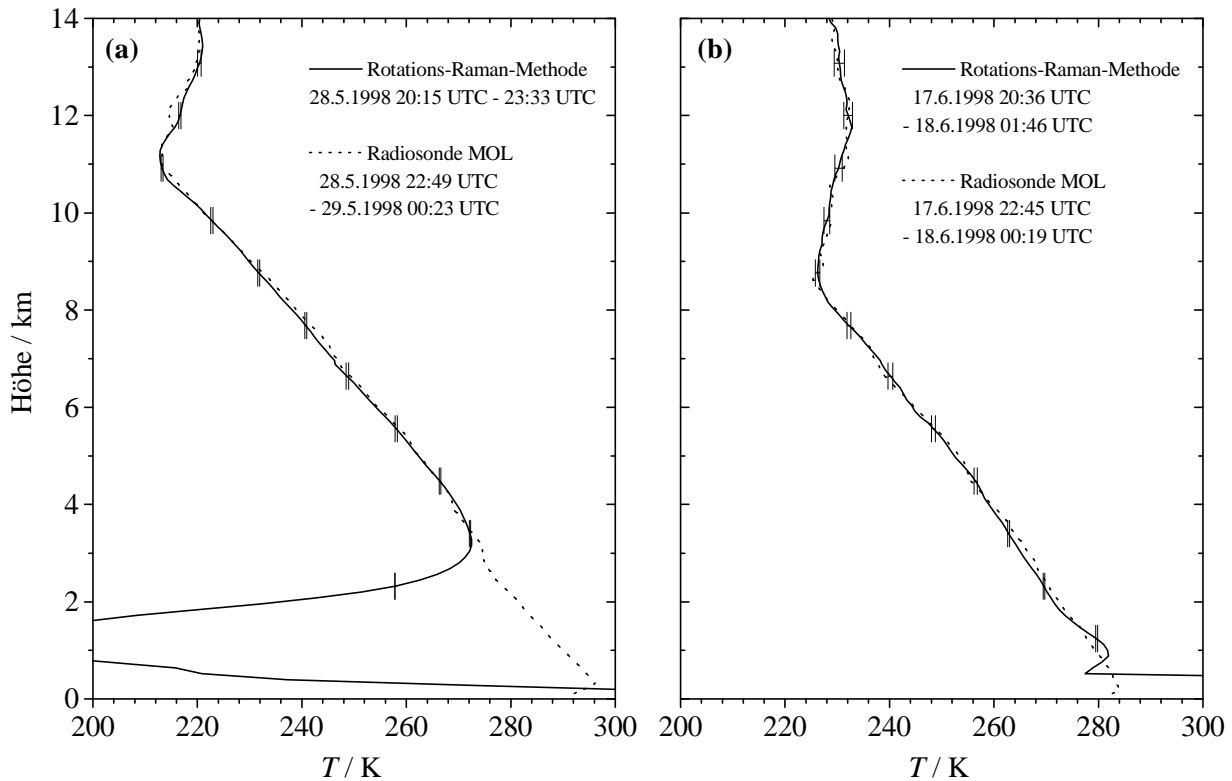


Bild 35: Ausdehnung des Meßbereichs auf Höhen unterhalb des vollständigen Überlapps von Teleskopgesichtsfeld und Laserstrahl: Temperaturmessungen auf dem Gelände des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg (MOL, $52,2^{\circ}$ N, $14,1^{\circ}$ O). **(a)** Ohne zusätzlicher Blende im Polychromator sind Messungen ab $\sim 3,5$ km Höhe möglich, **(b)** mit zusätzlicher Blende schon ab $\sim 1,0$ km Höhe. Die Lidardaten wurden mit der Rohdatenaufösung von 120 m bis in 6.960 m verwendet und für Höhen oberhalb über 960 m gleitend gemittelt. Fehlerbalken kennzeichnen die statistische $\pm 1-\sigma$ -Unsicherheit der Lidarmeßwerte.

15 Messungen im Winter 1998/99 (THESEO-Kampagne)

Der modulare Charakter und die Robustheit des entwickelten Polychromators bewährten sich hervorragend, als im Januar und Februar 1999 das Instrument an das stationäre Lidar bei Esrange (67,9° N, 21,1° O), das von der Universität Bonn betrieben wird, gekoppelt wurde, um die im Winter zuvor begonnenen Temperaturstudien in polaren stratosphärischen Wolken (vgl. Kapitel 13) fortzusetzen. In Nordskandinavien wurden im Rahmen der europäischen Meßkampagne THESEO (Third European Stratospheric Experiment on Ozone) zu dieser Zeit umfangreiche Messungen vor allem mit ballon- und flugzeuggetragenen Instrumenten durchgeführt. Im Meßzeitraum zwischen 15.1.1999 und 4.2.1999 wurden keine PSCs über Nordskandinavien beobachtet. Die synoptischen Temperaturen in der arktischen Stratosphäre waren durch eine Mitte Dezember 1998 aufgetretene frühe Stratosphärenenerwärmung, verbunden mit einem Zusammenbruch des Polarwirbels, ungewöhnlich hoch [135]. Es konnten jedoch ein Leewellenereignis detailliert untersucht und erstmals eine Vergleichsstudie der nach der Rotations-Raman-Methode und der Rayleigh-Integrations-Methode mit Lidar gemessenen Temperaturwerte erstellt werden [9].

Das stationäre Lidar auf Esrange verwendet als Sendewellenlänge die frequenzverdoppelte Strahlung eines Nd:YAG-Lasers, der mit einem Injection-seeder stabilisiert wird. Die Repetitionsrate beträgt 20 Hz, die Pulsenergie etwa 600 mJ. Drei baugleiche Teleskope mit jeweils einem Spiegeldurchmesser von 0,5 m sammeln die atmosphärischen Rückstreusignale. In je einem optischen Separator über den Primärfokussen werden das Vibrations-Rotations-Raman-Signal und das senkrecht sowie das parallel polarisierte elastische Signal getrennt und in jeweils eine optische Faser gekoppelt. Die je drei Fasern, die das gleiche Signal von den Teleskopen leiten, werden anschließend im Empfänger zusammengeführt. Das parallel polarisierte elastische Rückstreusignal wird in drei Kanälen, deren Empfindlichkeiten auf unterschiedliche Höhenbereiche optimiert sind, nachgewiesen. Details des Aufbaus können Ref. 136 entnommen werden.

Für die Ankopplung des Rotations-Raman-Polychromators wurden unterschiedliche Konfigurationen erprobt. Bei den hier gezeigten Messungen wurde das gesamte Signal eines der Teleskope mit einer etwa 15 m langen Faser in den Rotations-Raman-Polychromator geleitet, der in einem klimatisierten Nebenraum aufgebaut war. Die numerische Apertur der verwendeten Faser betrug 0,2, ihr Durchmesser 0,365 mm. Das im Vergleich zum GKSS-Ramanlidar fast zehnfach geringere Divergenz-Durchmesser-Produkt ($7,3 \times 10^{-5}$ anstatt $6,6 \times 10^{-4}$ rad m) ermöglichte eine noch verlustärmere Separation der Rotations-Raman-Rückstreusignale, da der Strahldurchmesser im Polychromator für keinen Kanal den Durchmesser der Filter überstieg.

Als Zentralwellenlängen der Filter wurden 532,05 nm für IF1a, 530,50 nm für IF2a und IF2b und 529,05 nm für IF3 verwendet. Die Bestimmung der Laserwellenlänge erfolgte durch direkte Einkopplung eines Teils der von Sendelaser emittierten Strahlung in den Polychromator. IF1a (vgl. Bild 17) wurde auf minimale Intensität der reflektierten Strahlung eingestellt, so daß die Zentralwellenlänge des Transmissionsbereichs mit der Laserwellenlänge übereinstimmte. Anhand der in Bild 19 dargestellten Kurven wurden anschließend die Einstellungen der weiteren Interferenzfilter abgeleitet.

Die stärkste Leewellenaktivität des Beobachtungszeitraumes trat in der Nacht vom 31.1. zum 1.2.1999 auf (Bild 36). Zwar wurden zwischen 19:34 und 22:28 UTC in 27,0 km Höhe sowie zwischen 04:21 und 06:51 UTC in 28,5 km Höhe Temperaturwerte nahe bzw. knapp unterhalb von T_{NAT} (berechnet für 5 ppmv H_2O und 7 ppbv HNO_3) gemessen, doch auch in diesen Höhenbereichen keine PSCs beobachtet.

Bild 37 zeigt die Flugbahnen zweier lokaler Radiosonden relativ zum Standort des Lidars. Die in Abisko gestartete Sonde passierte Esrange in etwa 15 km Höhe, die auf dem Gelände von Esrange gestartete Sonde erreichte erst mehr als 100 km windabwärts diese Höhe.

Die durch die Schwerewellen hervorgerufenen Temperaturstörungen, d.h. die Abweichungen zu einem als ungestört angenommenen Temperaturprofil (s. Bild 36), sind in Bild 38a-d dargestellt. Sie betragen im Bereich zwischen 12 und 30 km Höhe bis zu $-(6,6 \pm 1,8)$ K und $+(3,4 \pm 1,3)$ K, gemessen zwischen 04:21 und 06:51 UTC in 28,2 km bzw. 24,2 km Höhe. Das relative Minimum bei etwa 10 km Höhe kennzeichnet die Tropopause. Die Phasenbeziehung zwischen der lotrechten Lidarmessung und den Meßdaten zweier lokaler Radiosonden sind in Bild 38e erkennbar. Die mit der in Abisko gestarteten Sonde gemessene Temperaturstörung ist bis in etwa 30 km Höhe näherungsweise in Phase mit der Lidarmessung, während die Messung der auf dem Gelände von Esrange gestarteten Sonde gegenläufig ist.

Die in Bild 38a-d gezeigten Temperaturwerte nach der Rayleigh-Integrations-Methode wurden mit den Daten eines Kanals berechnet, dessen Empfindlichkeit für den oberen Bereich der Stratosphäre und die Mesosphäre optimiert war, und für einen Vergleich der nach der Rotations-Raman-Methode und der Rayleigh-Integrations-Methode gemessenen Temperaturwerte zur Verfügung gestellt [137]. Die Meßwerte der beiden Lidar-Methoden stimmen in dem Höhenbereich zwischen 30 und 40 km, in dem beide Methoden zuverlässige Meßwerte liefern, näherungsweise überein. Bei den über die gesamte Nacht integrierten Messungen werden jedoch statistisch signifikante Abweichungen deutlich (Bild 38f), die in der Höhe näherungsweise mit den relativen Extremwerten der Temperaturstörung korreliert sind. Die Unterschiede betragen bis zu $+(3,0 \pm 1,4)$ K (in 30,9 km Höhe), $+(4,5 \pm 2,5)$ K (in 36,1 km Höhe) und $+(9,0 \pm 3,6)$ K (in 40,0 km Höhe). Bei der Berechnung der Temperaturwerte nach der Rayleigh-Integrations-Methode geht, anders als für die Rotations-Raman-Methode, die Annahme hydrostatischen Gleichgewichts ein (s. Abschnitt 7.1). Die Abweichungen sind also ein klarer Hinweis darauf, daß, wenn dieser Gleichgewichtszustand nicht vorliegt, insbesondere in den Höhenbereichen stärkster Temperaturstörung die Rayleigh-Integrationsmethode deutliche systematische Meßfehler liefert. Weitergehende theoretische und experimentelle Untersuchungen der synergetischen Effekte zeitgleicher Messungen nach der Rotations-Raman- und Rayleigh-Integrations-Methode werden derzeit geplant.

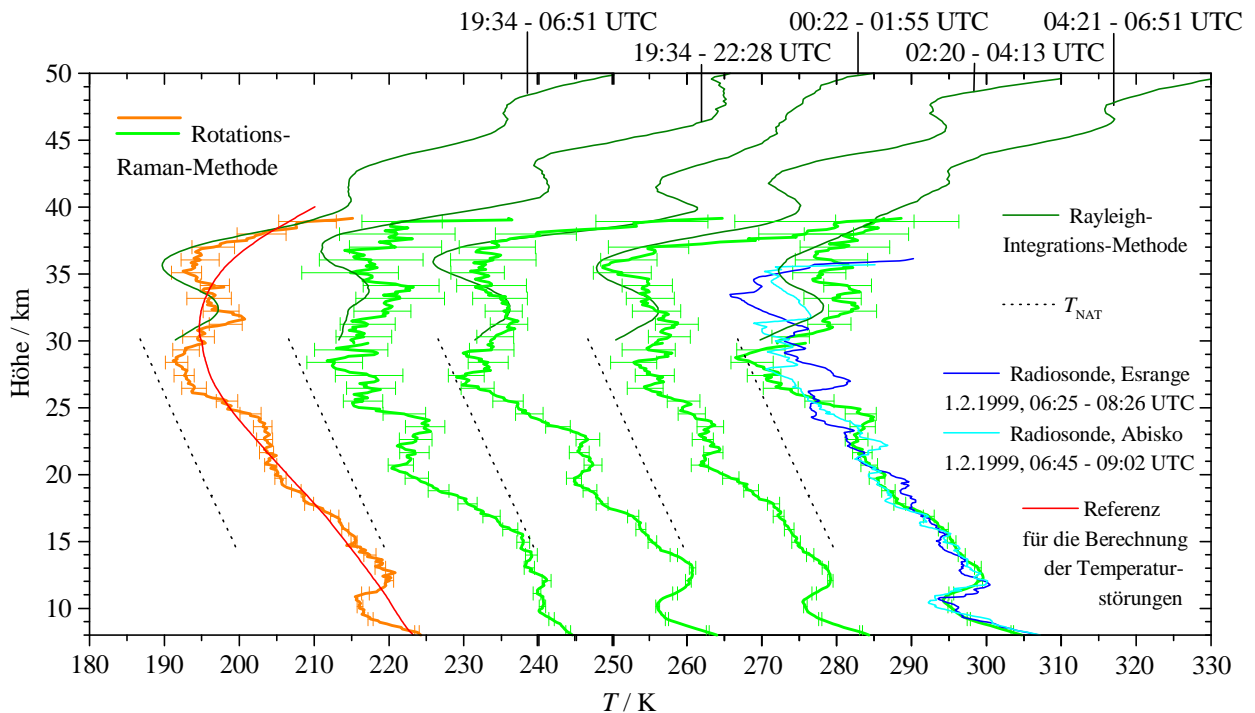


Bild 36: Lidar-Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman- und nach der Rayleigh-Integrations-Methode in der Nacht vom 31.1. zum 1.2.1999. Die Kondensationstemperatur von NAT, T_{NAT} , berechnet für 5 ppmv H_2O und 7 ppbv HNO_3 , und zwei lokale Radiosondenmessungen sind zum Vergleich dargestellt. Aufeinander folgende Temperaturprofile sind um jeweils 20 K verschoben aufgetragen. Die Temperaturwerte nach der Rotations-Raman-Methode wurden im Fall des Nachmittags unterhalb von 14820 m mit der Rohdatenauflösung von 120 m berechnet und die Rohdaten zwischen 14.820 und 26.820 m über 600 m, zwischen 26.820 und 34.020 m über 960 m sowie oberhalb von 34.020 m über 2.520 m gleitend gemittelt. Die übrigen Rotations-Raman-Daten wurden unterhalb von 30 km Höhe mit 960 m und oberhalb mit 2.520 m gleitend gemittelt; die Meßwerte nach der Rayleigh-Methode über 2.550 m. Fehlerbalken stellen die statistische $\pm 1\text{-}\sigma$ -Unsicherheit der Rotations-Raman-Messungen dar. Mit dem ersten Temperaturprofil ist das Referenzprofil, das für die Berechnung der Temperaturstörungen verwendet wurde, aufgetragen.

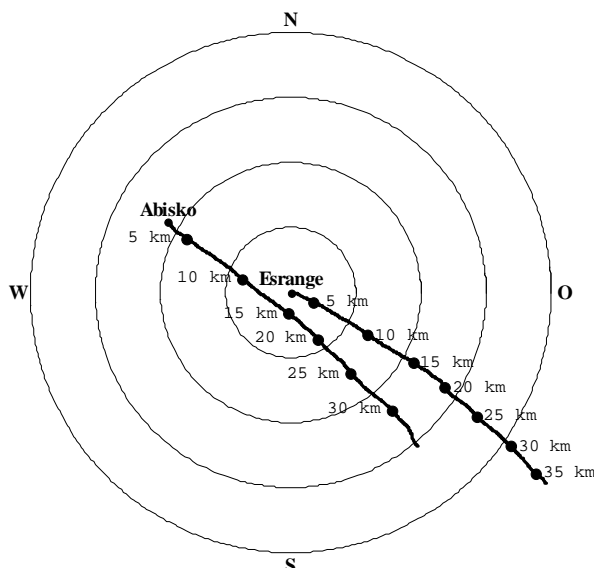
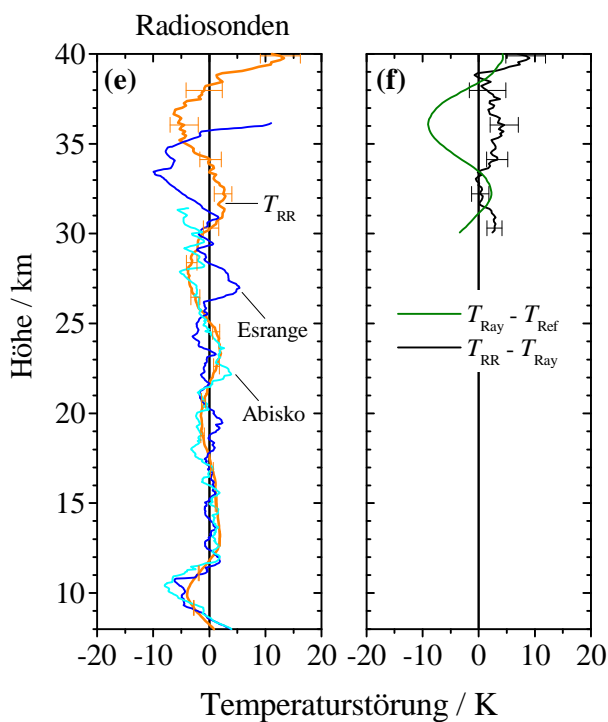
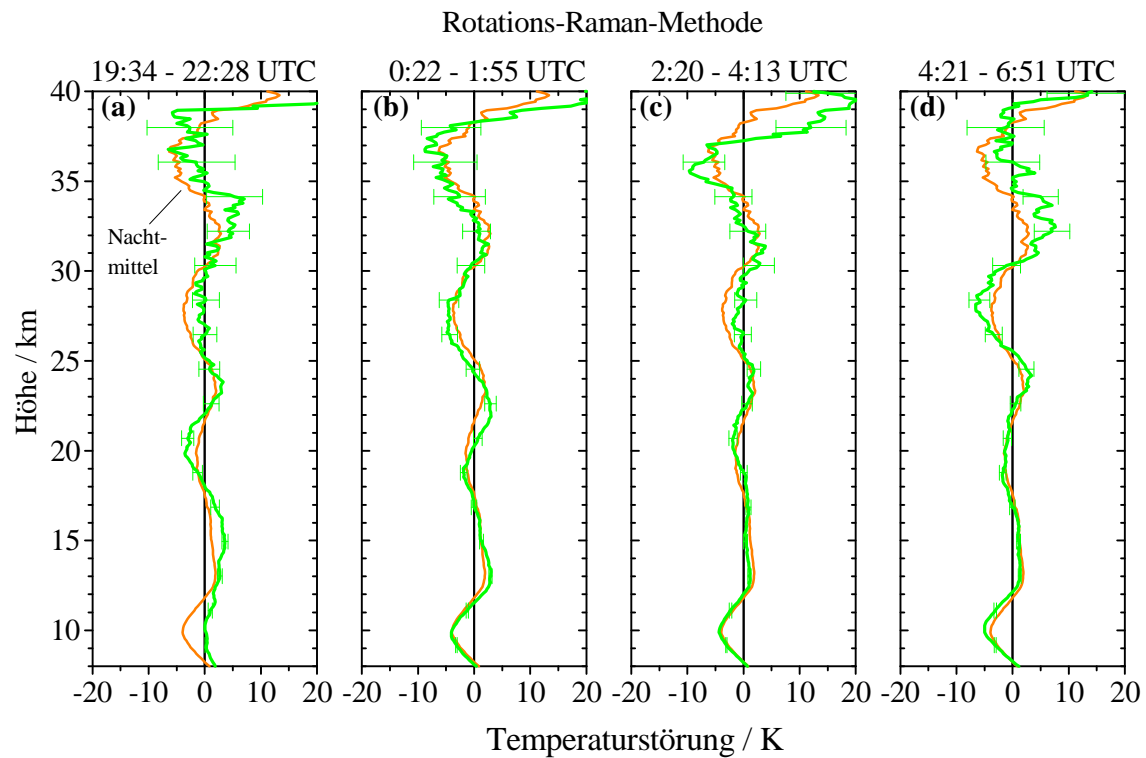


Bild 37:

Flugbahnen der auf dem Gelände von Esmange sowie in Abisko am 1.2.1999 um 06:25 UTC bzw. 06:45 UTC gestarteten Radiosonden. Punkte kennzeichnen die Koordinaten, an denen die Sondenhöhen ein Vielfaches von 5 km betragen, konzentrische Kreise um den Standort des Lidars Abstände von 50, 100, 150 und 200 km. Die Temperaturmeßwerte der Sonden sind in Bild 38e dargestellt.

**Bild 38:**

Gemessene Temperaturstörungen in der Nacht vom 31.1. zum 1.2.1999 (**a-d**) für die einzelnen Messungen (grüne Linien) sowie für das Mittel über die gesamte Meßnacht (orange) nach der Rotations-Raman-Methode, (**e**) für die am Morgen des 1.2.1999 bei Esrange (dunkelblaue Linie) und Abisko (hellblau) gestarteten Radiosonden sowie das Mittel der Rotations-Raman-Methode über die gesamte Meßnacht (T_{RR}) und (**f**) für die Messung nach der Rayleigh-Integrations-Methode (T_{Ray}) sowie die Differenz $T_{RR} - T_{Ray}$ (jeweils Nachtmittel).

Die Lidardaten wurden für T_{RR} mit 120 m und für T_{ray} mit 150 m Höhengauflösung aufgenommen und anschließend über 2.520 m bzw. 2.550 m gleitend gemittelt. Fehlerbalken kennzeichnen die statistische Meßunsicherheit der Temperaturmessungen nach der Rotations-Raman-Methode.

16 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Lidar-Empfänger für die optische Fernmessung atmosphärischer Temperaturprofile nach der Rotations-Raman-Methode entwickelt und auf mehreren Feldmeßkampagnen eingesetzt. Mit diesem Instrument wurden erstmals ungestörte Temperaturfernmessungen innerhalb von Wolken durchgeführt. Eine weitere Besonderheit des Empfängers ist die hohe Effizienz, die vor allem durch ein neues Konzept mit kaskadenartiger Anordnung der Nachweiskanäle erreicht wurde. Dieses Design führt zu sehr geringen Verlusten bei der Separation der atmosphärischen Rückstreuensignale. Eine Verbesserung der Temperatursensitivität und der Signalintensität gelang durch Optimierung der spektralen Filterparameter.

Die Unempfindlichkeit der Messungen gegenüber Wolken konnte durch eine zeitgleiche Radiosondenmessung für Rückstreuverhältnisse von bis zu 45 zweifelsfrei belegt werden. Die minimale Meßzeit, die notwendig ist, um unter klaren atmosphärischen Bedingungen in beispielsweise 10 km Höhe bei einer Höhengauflösung von 960 m eine statistischen Unsicherheit von ± 1 K zu erreichen, beträgt mit dem entwickelten Instrument nur noch 5 Minuten und in 20 km Höhe lediglich 1,5 Stunden. Der Meßbereich erstreckt sich von etwa 1,5 km bis in über 45 km Höhe.

Das entwickelte Instrument erweiterte das GKSS-Ramanlidar zu einem weltweit einzigartigen Fernmeßsystem atmosphärischer Parameter. Vom unteren Bereich der freien Troposphäre bis zur oberen Stratosphäre kann nun die Temperatur zeit- und ortsgleich mit optischen Partikeleigenschaften und der Ozonkonzentration bestimmt werden, in der Troposphäre zusätzlich noch das Wasserdampf-mischungsverhältnis. Die Meßergebnisse nach der Rotations-Raman-Methode sind, im Gegensatz zu denen der üblicherweise angewendeten Rayleigh-Integrations-Methode, frei von der Annahme hydrostatischen Gleichgewichts und der Vorgabe von Standardwerten in einer bestimmten Höhe.

Mit dem erweiterten GKSS-Ramanlidar wurden im Winter 1997/98 erstmals Temperaturfernmessungen innerhalb orographisch induzierter polarer stratosphärischer Wolken durchgeführt. Das Ramanlidar wurde hierfür auf dem Gelände von Erange ($67,9^\circ$ N, $21,1^\circ$ O) in Nordschweden stationiert. Es wird vermutet, daß Leewellen-PSCs gravierend zu den ozonzerstörenden Prozessen in der arktischen Stratosphäre beitragen. Die beobachteten PSCs zeigten bis auf eine Ausnahme keine Partikeldepolarisation und moderate Werte des Rückstreuverhältnisses (Typ-1b-PSC). Fast alle diese PSC-Beobachtungen sind mit lokalen Temperaturminima unterhalb der Kondensationstemperatur einer ternären Lösung aus H_2O , HNO_3 und H_2SO_4 (STS) korreliert - in Übereinstimmung mit der These, daß Typ-1b-PSCs aus STS-Partikeln bestehen. Die Messungen in Verbindung mit Analysen des mesoskaligen Atmosphärenmodells des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) stützen die Vermutung, daß auch mesoskalige Temperaturosillationen PSC-Partikel des Typs 1b nicht in feste depolarisierende Teilchen übergehen lassen, sofern die Temperatur über der Kondensations-

temperatur von Wassereis verbleibt. Eine Vergleichsstudie der Meßergebnisse mit den Analysendaten des operationellen und eines sich in der Erprobungsphase befindlichen Globalmodells des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts wurde erstellt.

Im Frühjahr 1998 wurde das System im Rahmen einer Meßkampagne des Deutschen Wetterdienstes auf dem Gelände des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg ($52,2^\circ$ N, $14,1^\circ$ O) eingesetzt. Der Meßbereich wurde auf die untere Troposphäre erweitert.

Der modulare Charakter und die Robustheit des entwickelten Polychromators bewährten sich hervorragend, als im Januar und Februar 1999 das Instrument an das stationäre Lidar bei Esrange gekoppelt wurde, um die im Winter zuvor begonnenen Temperaturstudien in polaren stratosphärischen Wolken fortzusetzen. In Nordskandinavien wurden zu dieser Zeit im Rahmen der europäischen Meßkampagne THESEO (Third European Stratospheric Experiment on Ozone) vor allem mit ballon- und flugzeuggetragenen Instrumenten umfangreiche Messungen durchgeführt. Im Kampagnenzeitraum wurden zwar keine PSCs beobachtet, doch es konnte ein Leewellenereignis mit hoher Auflösung untersucht werden. Für den Meßbereich über 30 km Höhe, in dem unter der Annahme hydrostatischen Gleichgewichts auch die Rayleigh-Integrations-Methode Lidar-Temperaturmessungen gestattet, wurde eine Vergleichsstudie beider Methoden durchgeführt. Die Meßwerte stimmen qualitativ gut überein, deutliche Abweichungen in den Extremwerten der wellenartigen Temperaturstörung belegen jedoch die systematischen Meßfehler der Rayleigh-Integrations-Methode, wenn die hydrostatische Schichtung der Atmosphäre stark gestört ist.

Für die Zukunft ist geplant, den entwickelten Empfänger oder eine Kopie an ein flugzeuggetragenes Lidar-System zu koppeln. Quasi-Lagrange-Studien des Temperaturfelds, z. B. bei orographisch induzierten PSCs, wären mit guter räumlicher Auflösung aus einer in Tropopausehöhe fliegendem Flugzeug möglich. Vorüberlegungen für einen Betrieb mit den Lidar-Systemen auf der Falcon, dem Flugzeug des DLR, und auf der DC-8 des NASA Goddard Space Flight Center wurden bereits angestellt. Ein Einsatz im Winter 1999/2000 konnte noch nicht realisiert werden, weil die Kopplung an das DLR-System aus Platzgründen scheiterte und eine an das NASA-System daran, daß der verwendete Sendelaser ohne Modifikationen nicht ausreichend frequenzstabile Strahlung emittiert. Eine Realisierung dürfte aber nur eine Frage der Zeit sein, da der entwickelte Empfänger ausreichend robust und deutlich leistungsfähiger ist als alle bisher auf Flugzeugen eingesetzten Instrumente zur Fernmessung der Temperatur.

Beim Radio Atmospheric Science Center (RASC) an der Universität Kyoto, Japan, wird zur Zeit bereits ein Rotations-Raman-Empfänger nach dem entwickelten Konzept aufgebaut. Für das stationäre Lidar bei Esrange ist ein derartiges Instrument geplant.

Anhang 1: Verfahren zur Korrektur nicht-reiner Rotations-Raman-Signale

Zur Umgehung der nicht zufriedenstellenden Leistungsfähigkeit verfügbarer Filter wurde bereits früher vorgeschlagen [53], das rein elastische Rückstreusignal zur Korrektur von Rotations-Raman-Signalen zu verwenden, die noch einen deutlichen Anteil elastischer Rückstreuung enthalten. Nach Bestimmung der Durchlässigkeit der Filter ließe sich so der Beitrag des elastisch-rückgestreuten Lichts an den Signalen der Rotations-Raman-Kanäle korrigieren. Besser ist es, das Signal eines ungestörten Vibrations-Raman-Kanals als Referenzsignal zur Bestimmung des Anteils elastischen Rückstreusignals in einem Rotations-Raman-Kanal zu verwenden. Die relative Abschwächung der Signale durch die Partikel kann so berücksichtigt und die Korrektur ohne weitere Annahmen durchgeführt werden. Dieses Verfahren wurde zur Korrektur der Messungen bis einschließlich zum Morgen des 26.1.1998, die noch mit Einfallswinkeln von 5° für die Interferenzfilter beider Rotations-Raman-Kanäle durchgeführt wurden, verwendet. Die späteren Messungen wurden mit einem Einfallswinkel von 7° für die Interferenzfilter des ersten Rotations-Raman-Kanals durchgeführt und sind praktisch ungestört durch elastische Partikelrückstreuung.

Wenn das Rotations-Raman-Signal in einer Wolkenschicht überhöht ist (s. beispielweise das Signal des Rotations-Raman-Kanals kleinerer Quantenzahlen in Bild 21a), kann eine im Folgenden „Undichtigkeit“ genannte instrumentelle Größe γ für diesen Rotations-Raman-Kanal aus dem Vergleich der Überhöhung des elastischen Signals und des betreffenden Rotations-Raman-Signals innerhalb der Wolkenschicht bestimmt werden. Anschließend läßt sich bei bekanntem γ für den jeweiligen Meßzeitraum über das Rückstreuverhältnis $R(z)$ die Anzahl elastisch gestreuter Photonen im Rotations-Raman-Signal in einer Näherung erster Ordnung bestimmen und vom Rotations-Raman-Signal abziehen.

Es werden im Folgenden als weitere Bezeichnungen verwendet:

z	für die Höhe,
z_0	für eine partikelfreie Referenzhöhe,
$S(z)$	für das gemessene Signal, d.h. die Anzahl der detektierten Photonen,
$N(z)$	für das wahre Signal, d.h. die Anzahl der zu detektierenden Photonen der jeweiligen Rücksteuprozesse,
γ	für die Undichtigkeit des Raman-Kanals,
κ	für die Transmission des betrachteten Rotations-Raman-Kanals bei der Anregungswellenlänge relativ zu der Transmission für das zu detektierende Rotations-Raman-Signal

mit den Indizes

el	für das elastische Signal,
vr	für das Vibrations-Rotations-Raman-Signal (hier von N_2),
rr	für das betrachtete Rotations-Raman-Signal,
par	für das elastische Partikelsignal,
mol	für das molekulare Partikelsignal (hier Cabannes-Signal, da das betrachtete Signal des GKSS-Ramanlidars die Rotations-Raman-Banden nicht umfaßt).

Das Rückstreuverhältnis erhält man nach

$$R(z) = \frac{S_{\text{el}}(z) S_{\text{vr}}(z_0)}{S_{\text{vr}}(z) S_{\text{el}}(z_0)}. \quad (16.1)$$

In Analogie zu R läßt sich

$$R^*(z) = \frac{S_{\text{rr}}(z) S_{\text{vr}}(z_0)}{S_{\text{vr}}(z) S_{\text{rr}}(z_0)} \quad (16.2)$$

einführen.

Es gilt
$$R(z) = \frac{N^{\text{par}}(z) + N^{\text{mol}}(z)}{N^{\text{mol}}(z)}$$

$$\Leftrightarrow R(z) - 1 = \frac{N^{\text{par}}(z)}{N^{\text{mol}}(z)}, \quad (16.3)$$

sowie in Analogie
$$R^*(z) = \frac{\kappa N_{\text{el}}(z) + N_{\text{rr}}(z)}{N_{\text{rr}}(z)}$$

$$\Leftrightarrow R^*(z) - 1 = \frac{\kappa N_{\text{el}}(z)}{N_{\text{rr}}(z)}, \quad (16.4)$$

wobei
$$S_{\text{rr}}(z) = N_{\text{rr}}(z) + \kappa N_{\text{el}}(z). \quad (16.5)$$

Die Größe γ wird nun definiert als

$$\gamma = \frac{R^* - 1}{R - 1}. \quad (16.6)$$

γ ist bei gleicher Einstellung des Systems eine Konstante des betrachteten Rotations-Raman-Kanals, d.h. zeit- und höhenunabhängig.

Das wahre Rotations-Raman-Signal erhält man über

$$\begin{aligned} N_{\text{rr}}(z) &= S_{\text{rr}}(z) - \kappa N_{\text{el}}(z) && \text{(aus Gl. (16.5))} \\ &= S_{\text{rr}}(z) - N_{\text{rr}}(z) (R^*(z) - 1) && \text{(mit Gl. (16.4))} \\ &= S_{\text{rr}}(z) - N_{\text{rr}}(z) \gamma (R(z) - 1) && \text{(mit Gl. (16.6))} \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow N_{\text{rr}}(z) = S_{\text{rr}}(z) / [\gamma (R(z) - 1) + 1]. \quad (16.7)$$

In die Berechnung von $N_{\text{rr}}(z)$ nach Gl. (16.7) gehen die Meßgrößen $S_{\text{rr}}(z)$ und $R(z)$ sowie die zu bestimmende apparative Konstante γ ein.

Die Temperaturabhängigkeit des Rotations-Raman-Signals wird bei dieser Korrektur vernachlässigt. Da die Intensität des betroffenen Rotations-Raman-Signals kleinerer Quantenzahlen jedoch weniger temperaturabhängig ist, ist der Fehler gering. Das korrigierte Signal wurde jedoch allein in partikelhaltigen Höhenbereichen für die Berechnung der Temperatur verwendet.

Im Fall der korrigierten Meßdaten des Januar 1998 wurde für $S_{vr}(z)$ das parallel polarisierte Signal bei 387 nm verwendet. Bei polarisierenden Wolken ist das so bestimmte γ kleiner als das tatsächliche. Die in diesem Zeitraum beobachteten polaren stratosphärischen Wolken wiesen jedoch - bis auf eine Ausnahme - keine Depolarisation auf.

Zur Korrektur der Daten des 22. bis 25.1.1998, die mit einem Einfallswinkel von 5° für IF2a und IF2b, die Filter des Rotations-Raman-Kanals kleiner Quantenzahlen, gemessen wurden, wurde ein Wert von $\gamma = 0,1$ verwendet. Der systematische Meßfehler, der durch dieses Verfahren korrigiert wurde, betrug in partikelhaltigen Höhenbereichen etwa

$$\Delta T \approx -0,25 \text{ K } (R_{532} - 1) .$$

Wie hier nicht weiter ausgeführt wird, bewirkt die Korrektur des Partikelsignals einen Anstieg der statistischen Meßunsicherheit nach

$$\frac{\Delta N_{rr}}{N_{rr}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S_{rr}}{S_{rr}}\right)^2 + (\gamma(R-1) + 1)^2 \gamma^2 \Delta R^2} .$$

Für beispielsweise $R = 2$, $\Delta R = 0,2$ und $\gamma = 0,1$ erhält man bei $\Delta S_{rr}/S_{rr} = 1\%$ einen Anstieg der statistischen Meßunsicherheit auf $\Delta N_{rr}/N_{rr} = 2,4\%$. Die betreffenden Werte für ΔR bei der Korrektur der Anfang 1998 gemessenen Lidar-Signale sind jedoch deutlich kleiner als in diesem Beispiel (vgl. Abschnitt 13.2).

Anhang 2: Übersicht über durchgeführte Temperaturmessungen

Tabelle 10: Temperaturmessungen mit dem GKSS-Ramanlidar im Rahmen des EU-Projekts „Leewave modification of polar stratospheric clouds at the Scandinavian mountain ridge“ auf dem Gelände von Esrange (67,9° N, 21,1° O), einer Forschungseinrichtung der Swedish Space Corporation, in der Nähe von Kiruna in Nordschweden.

Datum	Meßzeit / UTC	Kommentar
20.01.1998	17:28-18:47	
22./23.01.1998	17:04-01:48	sehr schwache PSC 1a, Bild 29
23./24.01.1998	00:23-07:13	schwache PSC 1b, Bild 30
24.01.1998	19:06-20:05	sehr schwache PSC 1b
25./26.01.1998	16:53-01:34	PSC 1b, Bild 31
26.01.1998	15:11-21:39	PSC 1b, Bild 32
27.01.1998	00:19-06:00	
27./28.01.1998	16:29-06:10	
28./29.01.1998	14:52-04:27	Bild 22
29.01.1998	15:13-23:12	
30./31.01.1998	14:55-04:33	
01.02.1998	17:03-18:21	
02./03.02.1998	15:28-03:22	
03./04.02.1998	22:19-05:11	Stratosphärenenerwärmung, Bild 34
04./05.02.1998	23:21-01:45	
05./06.02.1998	15:36-02:50	

Tabelle 11: Temperaturmessungen mit dem GKSS-Ramanlidar im Rahmen der Meßkampagne LITFASS (Lindenberg Inhomogeneous Terrain - Fluxes between Atmosphere and Surface: a Long-Term Study) des Deutschen Wetterdienstes auf dem Gelände des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg (52,2° N, 14,1° O).

Datum	Meßzeit / UTC	Kommentar
28.05.1998	20:15-23:33	Bild 35a
29./30.05.1998	19:40-00:37	
30./31.05.1998	21:11-00:22	

Fortsetzung von Tabelle 11:

Datum	Meßzeit / UTC	Kommentar
02./03.06.1998	20:23-02:10	
03./04.06.1998	20:00-01:37	
04./05.06.1998	20:14-02:13	
06./07.06.1998	22:40-01:40	
08./09.06.1998	20:15-01:30	
09./10.06.1998	20:24-01:45	
13./14.06.1998	20:37-01:36	
15./16.06.1998	21:36-23:15	
17./18.06.1998	20:36-01:46	Bild 35b
19./20.06.1998	20:32-22:37	
20./21.06.1998	21:35-02:22	

Tabelle 12: Messungen zeitgleich mit der Meßkampagne THESEO (Third European Stratospheric Experiment on Ozone) der Europäischen Union auf dem Gelände von Esrange (67,9° N, 21,1° O) in Nordschweden.

Datum	Meßzeit / UTC	Kommentar
15.01.1999	20:50-21:37	
17./18.01.1999	23:12-00:19	
18./19.01.1999	23:26-07:15	
19./20.01.1999	21:48-23:11	
21./22.01.1999	22:14-03:15	
24.01.1999	02:43-05:52	
25.01.1999	03:01-05:17	
26./27.01.1999	16:48-07:19	
27./28.01.1999	15:22-06:37	
28./29.01.1999	20:33-06:57	
29./30.01.1999	22:53-06:59	
30./31.01.1999	22:05-01:46	
31.01./01.02.1999	19:34-06:51	Leewellenereignis, Bild 36
03.02.1999	05:57-06:49	
03./04.02.1999	20:28-06:31	

Literatur

-
- [1] Behrendt, A.; Reichardt, J.; Weitkamp, C.; Neidhart, B.: „Sequential Tilted Interference Filter Polychromator as a Lidar Receiver for Rotational Raman Temperature Measurements in the Troposphere and Stratosphere“. In: U.N. Singh; Ismail, S.; Schwemmer, G.K. (Hg.), *Proceedings of the 19th International Laser Radar Conference*, 6.-10. Juli 1998, Annapolis, Maryland, USA, NASA/CP-1998-207671/PT2, 1998, S. 641-634. (GKSS 98/E/35)
- [2] Behrendt, A.; Reichardt, J.; Weitkamp, C.: „Tropospheric and Stratospheric Temperature Profiling with Rotational Raman Lidar: Design of a Highly Efficient Receiver and Measurement Results“. *Proceedings of the International Laser Sensing Symposium - ILSS '99*, 6.-8. September 1999, Fukui-City, Japan, 1999, S. 25-28.
- [3] Behrendt, A.; Reichardt, J.: „Atmospheric Temperature Profiling in the Presence of Clouds with a Pure Rotational Raman Lidar by Use of an Interference-Filter-Based Polychromator“. *Applied Optics*, 39, 2000, S. 1372-1378.
- [4] Behrendt, A.; Weitkamp, C.: „Optimizing the Spectral Parameters of a Lidar Receiver for Rotational Raman Temperature Measurements“. In: *Proceedings of the 20th International Laser Radar Conference*, 10.-14. Juli 2000, Vichy, Frankreich, eingereicht.
- [5] Behrendt, A.; Reichardt, J.; Weitkamp, C.: „Temperature Profiles From Rotational Raman Lidar: Parameter for the Interpretation of PSC Composition“. In: Carslaw, K.S. and Amanatidis G.T. (Hg.): *Mesoscale Processes in the Stratosphere: Their Effect on Stratospheric Chemistry and Microphysics, Proceedings of the European Workshop*. 8.-11. November 1998, Bad Tölz, Deutschland, European Commission Air Pollution Report 69, 1999, S. 13-18. (GKSS 99/E/71)
- [6] Behrendt, A.; Reichardt, J.; Dörnbrack, A.; Weitkamp, C.: „Leewave PSCs in Northern Scandinavia between 22 and 26 January, 1998: Lidar Measurements of Temperature and Optical Particle Properties above Esrange and Mesoscale Model Analyses“. In: *Proceedings of the Fifth European Workshop on Stratospheric Ozone*. 26. September - 1. Oktober 1999, St. Jean de Luz, Frankreich, in Druck.
- [7] Behrendt, A.; Reichardt, J.; Dörnbrack, A.; Weitkamp, C.: „Lidar Temperature Profiling in the Lee of the Scandinavian Mountain Ridge: Investigation of Polar Stratospheric Cloud Formation Conditions“. *Proceedings of the 19th Quadrennial Ozone Symposium*. 3.-8. Juli 2000, Sapporo, Japan, eingereicht.
- [8] Behrendt, A.; Reichardt, J.; Dörnbrack, A.; Weitkamp, C.: „Mountain Wave Induced Polar Stratospheric Clouds in Northern Scandinavia on 25 and 26 January, 1998: Lidar Observations and Mesoscale Model Analyses“, *Journal of Geophysical Research D*, in Vorbereitung.
- [9] Behrendt, A.; Reichardt, J.; Siebert, J.; Fricke, K.-H.; Weitkamp, C.: „Tropospheric and Stratospheric Temperature Measurements by Lidar above Esrange in January and February 1999“. *Proceedings of the Fifth European Workshop on Stratospheric Ozone*, 26. September - 1. Oktober 1999, St. Jean de Luz, Frankreich, in Druck.
- [10] Leutbecher, M.: *Die Ausbreitung orographisch angeregter Schwerewellen in die Stratosphäre: Lineare Theorie, idealisierte und realitätsnahe numerische Simulation*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998, DLR-Forschungsbericht 98-17.
- [11] Solomon, S.: „Stratospheric Ozone Depletion: A Review of Concepts and History“. *Reviews of Geophysics*, 37, 1999, S. 275-316.
- [12] Crutzen, P.J.; Arnold, F.: „Nitric Acid Cloud Formation in the Cold Antarctic Stratosphere: A Major Cause for the Springtime ‘Ozone Hole’“. *Nature*, 324, 1986, S. 651-655.
- [13] Carslaw, K.S.; Volkert, H.; Haynes, P.; Harris, N.R.P.; Larsen, N.; Amanatidis, G.T.; Peter, Th.: „The European workshop on Mesoscale Processes in the stratosphere - Overview and Outcomes“. In: Carslaw, K.S. and Amanatidis G.T. (Hg.): *Mesoscale Processes in the Stratosphere: Their Effect on Stratospheric Chemistry and Microphysics, Proceedings of the European Workshop*. 8.-11. Nov. 1998, Bad Tölz, Deutschland, European Commission Air Pollution Report 69, 1999, S. 1-6.
- [14] Waibel, A.E.; Peter, Th.; Carslaw, K.S.; Oelhaf, H.; Wetzell, G.; Crutzen, P.J.; Pöschl, U.; Tsias, A.; Reimer, E.; Fischer, H.: „Arctic Ozone Loss Due to Denitrification“. *Science*, 283, 1999, S. 2064-2069.
- [15] Larsen, N.: „Chemical Ozone Loss: Microphysical Understanding and Outstanding Issues“. *Proceedings of the Fifth European Workshop on Stratospheric Ozone*, 26. September - 1. Oktober 1999, St. Jean de Luz, Frankreich, in Druck.
- [16] Peter, T.: „Die Rolle polarer Stratophärenwolken bei der arktischen Ozonzerstörung“. Vortrag auf der Tagung des Fachverbandes Umweltphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Bremen, 21.-24.3.2000.

-
- [17] Carslaw, K.S.; Wirth, M.; Tsias, A.; Luo, B.P.; Dörnbrack, A.; Leutbecher, M.; Volkert, H.; Renger, W.; Bacmeister, J.T.; Reimer, E.; Peter, Th.: „Increased Stratospheric Ozone Depletion due to Mountain-Induced Atmospheric Waves”. *Nature*, 391, 1998, S. 675-678.
- [18] Carslaw, K.S.; Peter, Th.; Bacmeister, J.T.; Eckermann, S.D.: „Widespread Solid Particle Formation by Mountain Waves in the Arctic Stratosphere”. *Journal of Geophysical Research D*, 104, 1827-1836, 1999.
- [19] World Meteorological Organisation (WMO): *Scientific Assessment of Ozone Depletion: 1998*. WMO Global Ozone Research and Monitoring Project - Report 44, Genf, 1999.
- [20] Shindell, D.T.; Rind, D.; Lonergau, P.: „Increased Polar Stratospheric Ozone Losses and Delayed Eventual Recovery Owing to Increasing Greenhouse-Gas Concentrations”. *Nature*, 392, 1998, S. 589-592.
- [21] Lacis, A.A.; Wuebbles, D.J.; Logan, J.A.: „Radiative Forcing of Climate Changes in the Vertical Distribution of Ozone”. *Journal of Geophysical Research D*, 95, 1990, S. 9971-9981.
- [22] Hogg, D.C.; Decker, M.T.; Guiraud, F.O.; Earnshaw, K.B.; Merritt, D.A.; Moran, K.P.; Sweezy, W.B.; Strauch, R.G.; Westwater, E.R.; Little, C.G.: „An Automatic Profiler of the Temperature, Wind, and Humidity in the Troposphere”. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 22, 1983, S. 807-831.
- [23] Carlotti, M.; Ridolfi, M.: „Derivation of Temperature and Pressure from Submillimetric Limb Observations”. *Applied Optics*, 38, 12, 1999, S. 2398-2409.
- [24] Peters, G.; Timmermann, H.; Hinzpeter, H.: „Temperature Sounding in the Planetary Boundary Layer by RASS - System Analysis and Results”. *International Journal of Remote Sensing*, 4, 1983, S. 49-63.
- [25] Westwater, E.R.; Han, Y.; Irisov, V.G.; Leutskiy, V.; Kadygrov, E.N.; Viazankin, S.A.: „Remote Sensing of Boundary Layer Temperature Profiles by a Scanning 5-mm Microwave Radiometer and RASS: Comparison Experiments”. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 16, 1999, 805-818.
- [26] Young, A.T.: „Rayleigh Scattering”. *Applied Optics*, 20, 1981, S. 533-535.
- [27] Schrötter, H.W.: „Raman and Infrared Spectroscopic Techniques for Remote Analysis of the Atmosphere”. In: R.J.H. Clark, R.E. Hester (Hg.): *Advances in Infrared and Raman Spectroscopy*, Vol. 8, London: Heyden, 1982.
- [28] Inaba, H.: „Detection of Atoms and Molecules by Raman Scattering and Resonance Fluorescence”. In: E.D. Hinkley (Hg.), *Topics in Applied Physics*, Vol. 14, *Laser Monitoring of the Atmosphere*, Berlin: Springer-Verlag, 1976, S. 153-232.
- [29] Murphy, W.F.: „The Rovibrational Raman Spectrum of Water Vapor ν_1 and ν_3 ”. *Molecular Physics*, 36, 1978, S. 727-732.
- [30] Ansmann, A.; Wandinger, U.; Riebesell, M.; Weitkamp, C.; Michaelis, W.: „Independent Measurement of Extinction and Backscatter Profiles in Cirrus Clouds by Using a Combined Raman-Elastic Backscatter Lidar”. *Applied Optics*, 31, 1992, S. 7113-7131.
- [31] Wandinger, U.; Ansmann, A.; Reichardt, J.; Deshler, T.: „Determination of Stratospheric Aerosol Microphysical Properties from Independent Extinction and Backscatter Measurements with a Raman Lidar”. *Applied Optics*, 34, 1995, S. 8315-8329.
- [32] Riebesell, M.: *Raman-Lidar zur Fernmessung von Wasserdampf- und Kohlendioxid-Höhenprofilen in der Troposphäre*. Dissertation, Universität Hamburg, 1990. (GKSS 90/E/13)
- [33] Reichardt, J.: *Optische Fernmessung von Ozon in Zirruswolken*. Dissertation, Universität Hamburg, 1998. (GKSS 98/E/11)
- [34] Long, D.A.: *Raman Spectroscopy*. McGraw-Hill International Book Company, 1977.
- [35] Butcher, R.J.; Willetts, D.V.; Jones, W.J.: „On the Use of a Fabry-Perot Etalon for the Determination of the Rotational Constants of Simple Molecules - the Pure Rotational Raman Spectra of Oxygen and Nitrogen”. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 324, 1971, S. 231-245.
- [36] Penney, C.M.; McPeters, R.L.; Lapp, M.: „Absolute Rotational Raman Cross-Sections for N_2 , O_2 , and CO_2 ”. *Journal of the Optical Society of America*, 64, 1974, S. 712-716.
- [37] Placzek, G., In: G. Marx (Hg.): *Handbuch der Radiologie*, Vol. 6, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, S. 205, 1934.
- [38] Penney, C.M.; Lapp, M.: „Raman-Scattering Cross Sections for Water Vapor”. *Journal of the Optical Society of America*, 66, 1976, S. 422-425.
- [39] Renschler, D.R.; Hunt, J.L.; McCubbin, T.K.; Polo, S.R.: „Triplet Structure of the Rotational Raman Spectrum of Oxygen”. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 31, 1969, S. 173-176.
- [40] Ivanova, I.D.; Gurdev, L.L.; Mitev, V.M.: „Lidar Technique for Simultaneous Temperature and Pressure Measurements Based on Rotational Raman Scattering”. *Journal of Modern Optics*, 40, 1993, S. 367-371.
- [41] U. S. Standardatmosphäre, z.B. in Ref. 83 wiedergegeben.
- [42] Buldakov, M.A.; Matrosov, I.I.; Papova, T.N.: „Determination of the Anisotropy of the Polarizability Tensor for N_2 and O_2 Molecules”. *Optics and Spektroskopie (USSR)*, 46, 1979, S. 867-869.

-
- [43] Kondilenko, I.I.; Korotkov, P.A.; Klimenko, V.A.; Golubova, N.G.: „Absolute Raman Scattering Cross Sections of the Rotational Lines of Nitrogen and Oxygen“. *Optics and Spectroscopy (USSR)*, 48, 1980, S. 411-412.
- [44] Arshinov, Yu.; Bobrovnikov, S.M.; Zuev, V.E.; Mitev, V.M.: „Atmospheric Temperature Measurements Using a Pure Rotational Raman Lidar“. *Applied Optics*, 22, 1983, S. 2984-2990.
- [45] Chanin, M.L.; Hauchecorne, A.; Nedeljkovic, D.: „Temperature Measurements by Rotational Raman Lidar“. SPIE Vol. 1714 Lidar for Remote Sensing, 1992, S. 242-250.
- [46] Nedeljkovic, D.; Hauchecorne, A.; Chanin, M.L.: „Rotational Raman lidar to measure atmospheric temperature from the ground to 30 km“. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 31, 1993, S. 90-101.
- [47] Cooney, J.A.: „Use of Raman Scattering for Remote Sensing of Atmospheric Properties of Meteorological Significance“. *Optical Engineering*, 22, 1983, S. 292-301.
- [48] Cooney, J.; In: *Proceedings of the MRI Symposium on Electromagnetic Sensing of the Earth from Satellites*, J. Fox (Hg.), Polytechnic Press, Booklyn, 1965.
- [49] Cooney, J.A.: „Measurement of Atmospheric Temperature Profiles by Raman Backscatter“. *Journal of Applied Meteorology*, 11, 1972, S. 108-112.
- [50] Cooney, J.; Pina, M.: „Laser Radar Measurements of Atmospheric Temperature Profiles by Use of Raman Rotational Backscatter“. *Applied Optics*, 15, 1976, S. 602-603.
- [51] Kobayashi, T.; Shimizu, H.; Inaba, H.: „Laser Radar Techniques for Remote Measurement of Atmospheric Temperature“. *Proceedings of the 7th International Laser Radar Conference*. 1974, Sendai, Japan, S. 49-50.
- [52] Cohen, A.; Cooney, J.; Geller, N.: „Atmospheric Temperature Profiles from Lidar Measurements of Rotational Raman and elastic Scattering“. *Applied Optics*, 15, 1976, S. 2896-2901.
- [53] Gill, R.; Geller, K.; Farina, J.; Cooney, J.; Cohen, A.: „Measurement of Atmospheric Temperature Profiles Using Raman Lidar“. *Journal of Applied Meteorology*, 18, 1979, S. 225-227.
- [54] Chanin, M.L.; Hauchecorne, A.; Nedeljkovic, D.: „Temperature Measurement in the Presence of PSCs by Rotational Raman Lidar“. In: *Polar Stratospheric Ozone*, J.A. Pyle and N.R.P. Harris (Hg.), Air Pollution Report 34 (Commission of the European Community, Brussels, 1990), 1990, S. 207-209.
- [55] Hauchecorne, A.; Chanin, M.L.; Keckhut, P.; Nedeljkovic, D.: „Lidar Monitoring of the Temperature in the Middle and Lower Atmosphere“. *Applied Physics B*, 55, 1992, S. 29-34.
- [56] Fierli, F.; Hauchecorne, A.; Nedeljkovic, D.; Mehrtens, H.; von Zahn, U.; Fricke, K.-H.: „Relationship Between PSC Events and Temperature Measured by ALOMAR RMR Lidar at Andoya“. *Proceedings of the 18th Quadrennial Ozone Symposium*. 12.-21. September 1996, L'Aquila, Italien, 1996, S. 503-506.
- [57] Hauchecorne, A.; Nedeljkovic, D.; Chanin, M.L.; Nardi, B.; von Cossart, G.; Fiedler, J.; von Zahn, U.; Fricke, K.-H.; Nussbaumer, V.: „Evolution of the Stratospheric Temperature and Relation with the Presence of PSCs as Seen by ALOMAR Rayleigh and Raman Lidar During SESAME“. In: J.A. Pyle; Harris, N.R.P.; Amanatidis, G.T. (Hg.): *Polar Stratospheric Ozone: Proceedings of the 3rd European Symposium on Stratospheric Ozone*. 18.-22. September 1995, Schliersee, Deutschland, 1996, Air Pollution Research Report 56 (Commission of the European Community, Brussels, 1996), S. 117-121.
- [58] Vaughan, G.; Wareing, D.P.; Pepler, S.J.; Thomas, L.; Mitev, V.: „Atmospheric Temperature Profiles Made by Rotational Raman Scattering“. *Applied Optics*, 32, 1993, S. 2758-2764.
- [59] Zeyn, J.; Voss, E.; Lahmann, W.; Weitkamp, C.; Michaelis, W.: „Daytime Temperature Lidar Based on Rotational Raman Scattering“. *Proceedings of the 3rd International Symposium on Tropospheric Profiling*, 30.8.-2.9.1994, Hamburg, Deutschland, 1994.
- [60] Zeyn, J.; Lahmann, W.; Weitkamp, C.: „Remote Daytime Measurements of Tropospheric Temperature Profiles with Rotational Raman Lidar“. *Optics Letters*, 21, 1996, S. 1301-1303.
- [61] Luckow, F.: *Reduktion der breitbandigen Emission eines KrF-Lasers für ein solarblindes Temperatur-Lidar*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994. (GKSS 94/E/47)
- [62] Luckow, F.; Voss, E.; Zeyn, J.; Lahmann, W.; Weitkamp, C.; Michaelis, W.: „Raman-Shifted KrF Laser Radiation with Low Amplified Spontaneous Emission for a Rotational Raman Daytime-Temperature Lidar“. *Optics Letters*, 14, 1994, S. 1049-1051.
- [63] Lahmann, W.; Zeyn, J.; Weitkamp, C.: „Rotational Raman Lidar for Remote Daytime Measurements of Tropospheric Temperature Profiles“. In: Ansmann, A.; Neuber, R.; Rairoux, P.; Wandinger, U. (Hg.): *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar, Selected Papers of the 18th International Laser Radar Conference (ILRC)*, Berlin, 22. - 26. Juli 1996, Berlin, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [64] Blamont, J.E.; Chanin, M.L.; Megie, G.: „Vertical Distribution and Temperature Profile of the Night-time Atmospheric Sodium Layer Obtained by Lidar Backscatter“, *Applied Optics*, 28, 1972, S. 833-838.

-
- [65] Fricke, K.-H.; von Zahn, U.: „Mesopause Temperatures Derived from Probing the Hyperfine Structure of the D₂ Resonance Line of Sodium by Lidar“. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 47, 1985, S. 499-512.
- [66] Chanin, M.L.; Hauchecorne, A.: „Lidar Studies of Temperature and Density Using Rayleigh Scattering“. *Handbook for Map*, 13, 1984, S. 87-88.
- [67] Keckhut, P.; Hauchecorne, A.; Chanin, M.L.: „A Critical Review of the Database Acquired for the Long-Term Surveillance of the Middle Atmosphere by French Rayleigh Lidars“. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 10, 1993, S. 850-867.
- [68] Heaps, W.S.; Burris, J.; French, J.A.: „Lidar Technique for Remote Measurement of Temperature by Use of Vibrational-Rotational Raman Spectroscopy“. *Applied Optics*, 36, 1997, S. 9402-9404.
- [69] Burris, J.; Heaps, W.; Gary, B.; Hoegy, W.; Lait, L.; McGee, T.; Gross, M.; Singh, U.: „Lidar Temperature Measurements During the Tropical Ozone Transport Experiment (TOTE)/Vortex Ozone Transport Experiment (VOTE) Mission“. *Journal of Geophysical Research D*, 103, 1998, S. 3505-3510.
- [70] Shimizu, H.; Lee, S.; She, C.Y.: „High-Spectral-Resolution Lidar System with Atomic Blocking Filters for Measuring Atmospheric Parameters“. *Applied Optics*, 22, 1983, S. 1373-1381.
- [71] Shimizu, H.; Noguchi, K.; She, C.Y.: „Atmospheric Temperature Measurements by a High-Spectral-Resolution Lidar“. *Applied Optics*, 25, 1986, S. 1460-1466.
- [72] Krüger, D.A.; Caldwell, L.M.; Alvarez II, R.J.; She, C.Y.: „Self-Consistent Method for Determining Vertical Profiles of Aerosol and Atmospheric Properties Using a High Spectral Resolution Rayleigh-Mie Lidar“. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 10, 1993, S. 533-545.
- [73] She, C.Y.; Alvarez II, R.J.; Caldwell, L.M.; Krüger, D.A.: „High-Spectral-Resolution Rayleigh-Mie Lidar Measurement of Vertical Tropospheric Temperature and Aerosol Extinction Coefficient Profiles“. *Optics Letters*, 17, 1992, S. 541-543.
- [74] Alvarez II, R.J.; Caldwell, L.M.; Wolyn, P.G.; Krueger, D.A.; McKee, T.B.; She, C.Y.: „Profiling Temperature, Pressure, and Aerosol Properties Using a High Spectral Resolution Lidar Employing Atomic Blocking Filters“. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 10, 1993, S. 546-556.
- [75] Theopold, F.A.; Bösenberg, J.: „Differential Absorption Lidar Measurements of Atmospheric Temperature Profiles: Theory and Experiment“. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 10, 1993, S. 165-179.
- [76] Goers, U.-B.: „Laser Remote Sensing of Sulfur Dioxide and Ozone with the Mobile Differential Absorption Lidar ARGOS“. *Optical Engineering*, 34, 1995, S. 3097-3102.
- [77] Bösenberg, J.: „Ground-based Differential Absorption Lidar for Water Vapor Profiling: Methodology“. *Applied Optics*, 37, 1998, S. 3845-3860.
- [78] Wulfmeyer, V.: „Ground-based Differential Absorption Lidar for Water-Vapor and Temperature Profiling: Development and Specifications of a High-Performance Laser Transmitter“. *Applied Optics*, 37, 1998, S. 3804-3824.
- [79] Wulfmeyer, V.; Bösenberg, J.: „Ground-based Differential Absorption Lidar for Water Vapor Profiling: Assessment of Accuracy, Resolution and Meteorological Applications“. *Applied Optics*, 37, 1998, S. 3825-3844.
- [80] Theopold, F.A.; Weitkamp, C.; Michaelis, W.: „BELINDA: Broadband Emission Lidar with Narrowband Determination of Absorption: A New Concept for Measuring Water Vapor and Temperature Profiles“. *Proceedings of the 16th International Laser Radar Conference*. 20.-24. Juli 1991, Cambridge, MA, USA, NASA CP-3158, Part 2, 1992, S. 671-674.
- [81] Linow, S.: „Drei-Spiegel-Interferometer für ein DAS-Lidar mit breitbandiger Emission und schmalbandigem Nachweis“. Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Hamburg, 1994. (GKSS 94/E/62)
- [82] Flint, H.; Theopold, F.; Weitkamp, C.: „Towards Water Vapor Profiling with BELINDA“. *Proceedings of the 19th International Laser Radar Conference*, 26.-30. Juli 1998, Annapolis, MD, USA, 1998, NASA/CP-1998-207671/PT1, S. 449-451.
- [83] Elterman, L.: „UV, Visible, and IR Attenuation for Altitudes to 50 km“. *Environmental Research Papers No. 285, Office of Aerospace Research, United States Air Force*, 1968.
- [84] Teillet, P.M.: „Rayleigh Optical Depth Comparisons from Various Sources“. *Applied Optics*, 29, 1990, S. 1897-1900.
- [85] Measures, R.M.: *Laser Remote Sensing*. New York: John Wiley & Sons, 1984, S.47.
- [86] Young, A.T.: „Revised Depolarisation Corrections for Atmospheric Extinction“. *Applied Optics*, 19, 1980, S. 3427-3428.
- [87] Barr Associates Inc., MA, USA, persönliche Korrespondenz.
- [88] Hamamatsu Photonics K.K., *Technical Data: Photomultiplier Tubes R4220P*, 1994.
- [89] Measures, R.M.: *Laser Remote Sensing*. New York: John Wiley & Sons, 1984, S. 49.
- [90] Measures, R.M.: *Laser Remote Sensing*. New York: John Wiley & Sons, 1984, S. 48.

-
- [91] Sun, D.; Kobayashi, T.: „Basic Design of UV Rotational Raman Lidar for Temperature Measurements in the Troposphere“. *Memoirs of the Faculty of Engineering, Fukui University, Japan*, 47, 1999, S. 123-130.
- [92] Gelbwachs, J.; Birnbaum, M.: „Fluorescence of Atmospheric Aerosols and Lidar Implications“. *Applied Optics*, 12, 1973, S. 2442-2447.
- [93] Kitada, T.; Hori, A.; Taira, T.; Kobayashi, T.: „Strange Behaviour of the Measurement of Atmospheric Temperature Profiles of the Rotational Raman Lidar“. *Proceedings of the 17th International Laser Radar Conference*. 25.-29. Juli 1994, Sendai, Japan, 1994, S. 567-568.
- [94] Voß, E.: *Konzeption, Aufbau und experimentelle Erprobung eines Polychromators für ein Raman-Lidar zur simultanen Fernmessung von Kohlendioxid und Wasserdampf relativ zu Sauerstoff*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1987. (GKSS 87/E/20)
- [95] Wandinger, U.: *Entwicklung und Erprobung eines Filterpolychromators für ein Raman-Lidar*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990. (GKSS 90/E/48)
- [96] Wandinger, U.: *Theoretische und experimentelle Studien zur Messung stratospherischen Aerosols sowie zum Einfluß der Mehrfachstreuung auf Wolkenmessungen mit einem Polarisations-Raman-Lidar*. Dissertation, Universität Hamburg, 1994. (GKSS 94/E/9)
- [97] Reichardt, J.; Wandinger, U.; Serwazi, M.; Weitkamp, C.: „Combined Raman Lidar for Aerosol, Ozone, and Moisture Measurements“. *Optical Engineering*, 35, 1996, S. 1457-1465.
- [98] Ludzay, J.: *Untersuchungen zur Wellenlängenstabilität eines Nd:YAG-Lasers*. Hauptpraktikumsbericht, Fachhochschule Hamburg, Fachbereich Naturwissenschaftliche Technik, Studiengang Umwelttechnik, 1996.
- [99] Macleod, H.M.: *Thin-Film Optical Filters*. Adam Hilger Ltd., Bristol, 2. Aufl., 1986.
- [100] Reichardt, J.; Behrendt, A.; Baumgart, R.; Weitkamp, C.: *Koordinierte Feldmessungen zum Einfluß von Leewellen auf Wolkenfelder in der polaren Stratosphäre: Abschlußbericht für das Projekt Förderzeichen 01LO9504/5 im Leitprojekt 1.2 POLECAT des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF)*, 1999, S. 101-103. (GKSS 99/E/43)
- [101] Carslaw, K.S.; Luo, B.P.; Peter, Th.: „Stratospheric Aerosol Growth and HNO₃ Gas Phase Depletion from Coupled HNO₃ and Water Uptake by Liquid Particles“. *Geophysical Research Letters*, 22, 1995, S. 1877-1880.
- [102] Tabazadeh, A.; Turco, R.P.; Drdla, K.; Jacobson, M.Z.: „A Study of Type I Polar Stratospheric Cloud Formation“. *Geophysical Research Letters*, 21, 1994, S. 1619-1622.
- [103] Tabazadeh, A.; Toon, O.B.; Jensen, E.J.: „Formation and Implications of Ice Particle Nucleation in the Stratosphere“. *Geophysical Research Letters*, 24, 1997, S. 2007-2010.
- [104] Poole, L.R.; McCormick, M.P.: „Airborne Lidar Observations of Arctic Polar Stratospheric Clouds: Indications of Two Distinct Growth Stages“. *Geophysical Research Letters*, 15, 1988, S. 21-23.
- [105] Browell, E.V.; Butler, C.F.; Ismail, S.; Robinette, P.A.; Carter, A.F.; Higdon, N.S.; Toon, O.B.; Schoeberl, M.R.; Tuck, A.F.: „Airborne Lidar Observations in the Wintertime Arctic Stratosphere: Polar Stratospheric Clouds“. *Geophysical Research Letters*, 17, 1990, S. 385-388.
- [106] Reichardt, J.; Tsias, A.; Behrendt, A.; Weitkamp, C.: „Particle Properties of Enhanced Type 1a PSC at UV and Visible: Determination of Wavelength Dependencies and Comparison with Observations“. *Proceedings of Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, 21.-25. Juni 1999, Santa Barbara, CA, USA, 1999, S. 60-62.
- [107] Reichardt, J.; Tsias, A.; Behrendt, A.: „Optical Properties of PSC Ia-enhanced at UV and Visible Wavelengths: Model and Observations“. *Geophysical Research Letters*, 27, 2000, S. 201-204.
- [108] Tsias, A.; Wirth, M.; Carslaw, K.S.; Biele, J.; Mehrtens, H.; Reichardt, J.; Wedekind, C.; Weiß, V.; Renger, W.; Neuber, R.; von Zahn, U.; Stein, B.; Santacesaria, V.; Stefanutti, L.; Fierli, F.; Bacmeister, J.; Peter, T.: „Aircraft Lidar Observations of an Enhanced Type Ia Polar Stratospheric Cloud During APE-POLECAT“. *Journal of Geophysical Research D*, 104, 1999, S. 23961-23969.
- [109] Stanford, J.L.; Davis, J.S.: „A Century of Stratospheric Cloud Reports: 1870 - 1972“. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 55, 1974, S. 213-219.
- [110] Störmer, C.: „Photogrammetrische Bestimmung der Höhe von irisierenden Wolken (Perlmutterwolken) am 30. Dezember 1926“. *Geofysiske Publikasjoner*, 5, S. 5-13.
- [111] Hanson, D.; Mauersberger, K.: „Laboratory Studies of Nitric Acid Trihydrate: Implications for the South Polar Stratosphere“. *Geophysical Research Letters*, 15, 1988, S. 855-858.
- [112] Carslaw, K.S.; Peters, T.; Clegg, T.: „Modelling the Composition of Liquid Stratospheric Aerosols“. *Reviews of Geophysics*, 35, 1997, S. 125-154.
- [113] Wirth, M.: *Bestimmung und Verteilung von Aerosol, polaren stratosphärischen Wolken und Ozon in der arktischen Stratosphäre mittels eines flugzeuggetragenen Lidars*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1997, DLR-Forschungsbericht 97-16.

-
- [114] Wirth, M.; Tsias, A.; Dörnbrack, A.; Weiß, V.; Carslaw, K.S.; Leutbecher, M.; Renger, W.; Volkert, H.; Peter, T.: „Model-Guided Lagrangian Observation and Simulation of Mountain Polar Stratospheric Clouds“. *Journal of Geophysical Research D*, 104, 1999, S. 23971-23981.
- [115] Crutzen, P., Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz, Vortrag auf „Chemistry and Radiation Changes in the Ozone Layer“, NATO Advanced Study Institute, Kolympari, Kreta, Griechenland, 15.-24.5.1999.
- [116] Carslaw, K.S.; Peters, T.; Clegg, T.: „Modelling the Composition of Liquid Stratospheric Aerosols“. *Reviews of Geophysics*, 35, 1997, S. 125-154.
- [117] Hanson, D.; Mauersberger, K.: „Laboratory Studies of Nitric Acid Trihydrate: Implications for the South Polar Stratosphere“. *Geophysical Research Letters*, 15, 1988, S. 855-858.
- [118] Flesia, C.; Mugnai, A.; Emery, Y.; Godin, S.; de Schouepnikoff, L.; Mitev, V.: „Interpretation of Lidar Depolarization Measurements of the Pinatubo Stratospheric Aerosol Layer During EASOE“. *Geophysical Research Letters*, 21, 1994, S. 1443-1446.
- [119] Toon, O.B.; Browell, E.V.; Kinne, S.; Jordan, J.: „An Analysis of Lidar Observations of Polar Stratospheric Clouds“. *Geophysical Research Letters*, 17, 1990, S. 393-396.
- [120] Stein, B.; Wedekind, C.; Wille, H.; Immler, F.; Müller, M.; Wöste, L.; del Guasta, M.; Morandi, M.; Stefanutti, L.; Antonelli, A.; Agostini, P.; Rizi, V.; Readelli, G.; Mitev, V.; Matthey, R.; Kivi, R.; Kyro, E.: „Optical Classification, Existence Temperatures, and Coexistence of Different Polar Stratospheric Cloud Types“. *Journal of Geophysical Research D*, 104, 19, S. 23.983-23.993, 1999.
- [121] Stebel, K.; Neuber, R.; Beyerle, G.; Biele, J.; Beninga, I.; Scheuch, P.; Schütt, H.; von der Gathen, P.; Schrems, O.: „Polar Stratospheric Clouds over Spitsbergen“. *Proceedings of the 18th Quadrennial Ozone Symposium*, 12.-21. September 1996, L'Aquila, Italien, 1996, S. 607-610.
- [122] Stein, B.; Immler, F.; Mielke, B.; Rairoux, P.; Wedekind, C.; Wöste, L.; del Guasta, M.; Morandi, M.; Stefanutti, L.; Masci, F.; Rizi, V.; Visconti, G.: „Characterisation of Liquid and Solid PSCs by Multispectral Lidar“. *Proceedings of the 18th Quadrennial Ozone Symposium*, 12.-21. September 1996, L'Aquila, Italien, 1996, S. 611-614.
- [123] Rosen, J.M.; Kjome, N.T.; Larsen, N.; Knudsen, B.M.; Kyrö, E.; Kivi, R.; Karhu, J.; Neuber, R.; Beninga, I.: „Polar Stratospheric Cloud Threshold Temperatures in the 1995-1996 Arctic Vortex“. *Journal of Geophysical Research D*, 102, 1997, S. 28.195-28.202.
- [124] Mehrtens, H.; von Zahn, U.; Fierli, F.; Nardi, B.; Deshler, T.: „Type I PSC-Particle Properties: Measurements at ALOMAR 1995 to 1997“. *Geophysical Research Letters*, 26, 1999, S. 603-606.
- [125] Dörnbrack, A.; Leutbecher, M.; Volkert, H.; Wirth, M.: „Mesoscale Forecast of Stratospheric Mountain Waves“. *Meteorological Applications*, 5, 1998, S. 117-126.
- [126] Dörnbrack, A.; Leutbecher, M.; Reichardt, J.; Behrendt, A.; Müller, K.P.; Baumgarten, G.: „Relevance of Mountain Wave Cooling for the Formation of Polar Stratospheric Clouds over Scandinavia“. *Journal of Geophysical Research D*, in Druck, 2000.
- [127] Zhang, R.; Leu, M.T.; Molina, M.J.: „Formation of Polar Stratospheric Clouds on Preactivated Background Aerosols“. *Geophysical Research Letters*, 23, 1996, S. 1669-1672.
- [128] Koop, T.; Carslaw, K.S.: „Melting of H₂SO₄-4H₂O Particles upon Cooling: Implications for Polar Stratospheric Clouds“. *Science*, 272, 1996, S. 1638-1641.
- [129] Schreiner, J.; Voigt, C.; Kohlmann, A.; Arnold, F.; Mauersberger, K.; Larsen, N.: „Chemical Analysis of Polar Stratospheric Cloud Particles“. *Science*, 283, 1999, S. 968-970.
- [130] Untch, A., ECMWF, persönliche Korrespondenz.
- [131] von Zahn, U.; Fiedler, J.; Naujokat, B.; Langematz, U.; Krüger, K.: „A Note on Record-High Temperatures at the Northern Polar Stratopause in Winter 1997/98“. *Geophysical Research Letters*, 22, 1998, S. 4169-4172.
- [132] Fricke, K.-H., Universität Bonn, persönliche Korrespondenz.
- [133] Matsuno, T.: „A Dynamical Model of the Stratospheric Sudden Warming“. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28, 1971, S. 1479-1494.
- [134] Nagel, D.; Leiterer, U.; Dier, H.; Reichardt, J.; Behrendt, A.: „Humidity Measurements of High Accuracy with RS90 Radiosondes“. *Meteorologische Zeitschrift*, eingereicht, 2000.
- [135] European Ozone Research Coordination Unit (EORCU): *The Northern Hemisphere Stratosphere in the Winter of 1998/99*. Winter Report 98/99, erhältlich bei: European Ozone Research Coordinating Unit (EORCU), 14 Union Road, Cambridge, CB2 1HE, UK, 1999.
- [136] Müller, K.P.; Baumgarten, G.; Siebert, J.; Fricke, K.-H.: „The New Lidar Facility at Esrange, Kiruna“. *Proceedings of the 13th Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, 26.-29. Mai 1997, Öland, Schweden, ESA SP-397, S. 129-134.
- [137] Siebert, J., Universität Bonn; persönliche Korrespondenz.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für Physikalische und Chemische Analytik der GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH. Sie wurde teilweise gefördert über das Projekt „Koordinierte Feldmessungen zum Einfluß von Leewellen auf Wolkenfelder in der polaren Stratosphäre“, Förderzeichen 01 LO 9504/5 im Leitprojekt 1.2 POLECAT des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) und das Projekt „Leewave Modification of Polar Stratospheric Clouds at the Scandinavian Mountain Ridge“, Förderzeichen ENV4-CT95-0162, der Europäischen Union.

Herr Prof. Neidhart, der Leiter des Instituts für Physikalische und Chemische Analytik, sowie Prof. Huber vom Institut für Laser-Physik, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, haben diese Arbeit betreut.

Herr Dr. Weitkamp, der Leiter der Abteilung für Analytische Laserspektrometrie, hat diese Arbeit stets unterstützt und sich unermüdlich für die Sache des GKSS-Ramanlidars eingesetzt. Herr Dr. Reichardt (inzwischen am Joint Center for Earth Systems Technology, University of Maryland, MD, USA), der verantwortliche Wissenschaftler für das Ramanlidar während eines Großteils des Zeitraums, in dem die vorliegende Arbeit entstand, hat mir jederzeit freundlich beigestanden. Ich verdanke ihm viele interessante Diskussionen und Anregungen. Er und Herr Dr. Weitkamp haben diese Arbeit kritisch durchgelesen.

Sämtliche Kollegen der Abteilung für Analytische Laserspektrometrie waren stets hilfsbereit und kooperativ. Insbesondere Herrn Baumgart danke ich für die Unterstützung bei den Meßkampagnen und die sorgfältige Messung der Filtertransmissionskurven.

Herr Dr. Dörnbrack (DLR Oberpfaffenhofen) hat mit Hilfe seines mesoskaligen Atmosphärenmodells zur Interpretation der im Winter 1998 beobachteten PSCs beigetragen, Frau Dr. Untch (ECMWF) hat Analysendaten ihres L51-Globalmodells für eine Vergleichsstudie zur Verfügung gestellt und Frau Dr. Mehrstens (Institut für Meereskunde) Programme zur Berechnung von T_{NAT} und T_{ice} . Herr Baumgarten (Universität Bonn) extrahierte die ECMWF-L31T106-Daten. Herr Dr. Fricke und Herr Siebert von der Universität Bonn ermöglichten im Winter 1999 die Kopplung des entwickelten Empfängers an ihr Lidar-System bei Esrange. Die Mitarbeiter von Esrange sorgten während der Meßkampagnen allzeit für eine schnelle Lösung bei sämtlichen Logistikproblemen.

Allen die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, den Genannten und denjenigen, die nicht namentlich erwähnt sind, möchte ich an dieser Stelle ganz herzlich danken.