

Kapitel 4

PSC-Messungen mit dem Lidar

Polare Stratosphärenwolken treten in Höhen von etwa 15 bis 25 km auf. Diese Höhen sind für *in-situ* Messungen kaum erreichbar. Forschungsflugzeuge können mittlerweile in Höhen bis 20 km fliegen, auch einzelne PSC-Ballonmessungen waren während der letzten Winter im Rahmen großer Meßkampagnen möglich. Solche *in-situ* Verfahren ermöglichen jedoch nur stichprobenartige Messungen einzelner Ereignisse.

Ein bewährtes bodengebundenes Meßverfahren zur Beobachtung polarer Stratosphärenwolken ist das Lidar (*Light Detection and Ranging*). In diesem Kapitel wird das Meßprinzip des Lidar erklärt und die für diese Arbeit verwendeten Lidar-Systeme in Sodankylä, Finnland, und Ny-Ålesund, Spitzbergen, vorgestellt. Auf eine detaillierte Beschreibung der Lidar-Technik soll hier verzichtet werden, da diese bereits in einer Vielzahl von Diplom- und Doktorarbeiten in der Arbeitsgruppe von Professor Wöste ausgiebig behandelt wurde (z.B. Stein, 1993; Wedekind, 1997; Immler, 1999) und als Grundlage der vorliegenden Arbeit dient. Hier sollen vielmehr die Eigenschaften des Rückstreu-Lidar dargestellt werden, die eine Klassifizierung der verschiedenen PSC Typen ermöglichen. Zudem werden die Lidar-Meßdaten, die in diese Arbeit einfließen, vorgestellt.

4.1 Das Lidar-Meßprinzip

Ein gepulster Laserstrahl wird in die Atmosphäre gesandt, trifft dabei auf Luftmoleküle und andere Partikel (Aerosole) und wird an ihnen gestreut. Das Streulicht wird dabei in alle Richtungen gelenkt und ein kleiner Teil wird in Rückwärtsrichtung gestreut. Dieses Rückstreusignal wird mit einem Teleskop gesammelt und in die Detektionseinheit geleitet. Dort wird das Lichtsignal nach Durchlaufen von Farbfiltern mit einem Photovervielfacher (engl.: *photomultiplier*, PM) erfaßt, in elektrische Signale verwandelt

und zeitaufgelöst aufgezeichnet. Das Prinzip des Rückstreu-Lidars ist in Abb.4.1 schematisch dargestellt.

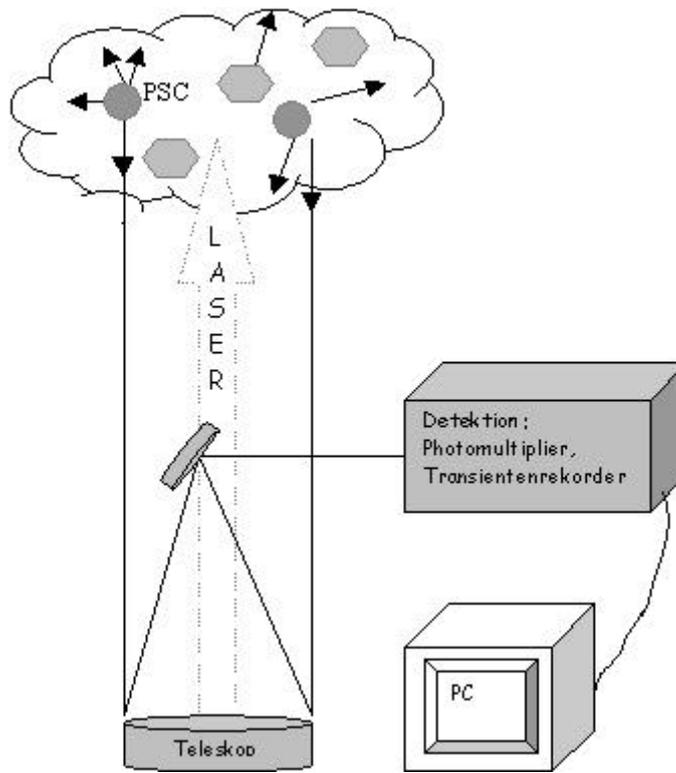


Abb.4.1: Schematischer Aufbau eines Rückstreu-Lidarsystems.

Aus der Laufzeit des Lichtes kann man die Entfernung z des aufgenommenen Signals ermitteln, die sich ergibt als

$$z = \frac{t \cdot c_{Luft}}{2} \quad [\text{Gl.4.1}]$$

mit der Lichtgeschwindigkeit in Luft c_{Luft} und der Zeit t zwischen Aussenden des Laserpulses und Empfangen des rückgestreuten Lichts. Die maximale Höhenauflösung Δz ist dabei abhängig von der Länge des Laserpulses \mathbf{t}_L , der Zeitkonstanten der Nachweiselektronik \mathbf{t}_N und der Reaktionszeit der Wechselwirkung des Laserlichts mit den Partikeln \mathbf{t}_W :

$$\Delta z = c/2 \cdot (\mathbf{t}_L + \mathbf{t}_N + \mathbf{t}_W) \quad [\text{Gl.4.2}]$$

Die Reaktionszeit der Wechselwirkung \mathbf{t}_W ist vernachlässigbar, so dass sich mit den etwa $\mathbf{t}_L = 10$ ns langen Laserpulsen eines gütegeschalteten Nd:YAG Lasers und einer typischen Zeitkonstante der Nachweiselektronik \mathbf{t}_N von 50 bis 200 ns eine Höhenauflösung Δz von 7.5 bis 30 m erreichen lässt.

4.1.1 Die Lidar-Gleichung

Aus der Intensität I_R des rückgestreuten Lichts läßt sich die Aerosolkonzentration ableiten. Die Intensität ist gegeben durch die sogenannte Lidar-Gleichung:

$$I_R(z, t) = P_0(\mathbf{I}) v_{GK}(z) \frac{Ac}{2z^2} \mathbf{b}(z, \mathbf{I}) \exp\left(-2 \int_0^z \mathbf{a}(z', \mathbf{I}) dz'\right) \quad [\text{Gl.4.3}]$$

mit $P_0(\mathbf{I})$ der Energie pro Laserpuls der Wellenlänge \mathbf{I} , v_{GK} der geometrischen Kompression, A der Fläche des Empfangsteleskops, sowie dem Rückstreukoeffizienten $\mathbf{b}(z, \mathbf{I})$ und dem Extinktionskoeffizienten $\mathbf{a}(z, \mathbf{I})$. Mit der geometrischen Kompression v_{GK} wird berücksichtigt, dass das Teleskop auf unendlich fokussiert ist und der Nahbereich nicht scharf auf der Nachweioptik abgebildet wird. Bei einigen Lidar-Systemen sind auch Laserstrahl und Teleskopachse nicht koaxial sondern versetzt, so dass sich in geringer Entfernung nur ein Teil des Laserstrahls im Sichtfeld des Teleskops befindet. Für Messungen in stratosphärischen Höhen kann jedoch ab einer bestimmten vom Lidar-Aufbau abhängigen Höhe z_0 die geometrische Kompression $v_{GK} = 1$ gesetzt werden. Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Lidar-Systemen beträgt diese Höhe z_0 zwischen 3 und 8 km.

4.1.2 Inversion der Lidar-Gleichung

In der Lidar-Gleichung sind die für die Aerosolmessung wichtigen Größen Rückstreukoeffizient $\mathbf{b}(z, \mathbf{I})$ und Extinktionskoeffizient $\mathbf{a}(z, \mathbf{I})$ enthalten. Diese Parameter beschreiben Streuprozesse sowohl an Aerosolen als auch an Luftmolekülen. Rückstreu- und Extinktionskoeffizient lassen sich daher in ihre zwei Komponenten aufteilen, den Anteil der Mie-Streuung an sphärischen Aerosolen und den Anteil der Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen (vgl.Kap.4.2):

$$\mathbf{a}(z, \mathbf{I}) = \mathbf{a}_{Aer}(z, \mathbf{I}) + \mathbf{a}_{Ray}(z, \mathbf{I}) \quad [\text{Gl.4.4}]$$

$$\mathbf{b}(z, \mathbf{I}) = \mathbf{b}_{Aer}(z, \mathbf{I}) + \mathbf{b}_{Ray}(z, \mathbf{I}) \quad [\text{Gl.4.5}]$$

Die Koeffizienten \mathbf{a}_{Ray} und \mathbf{b}_{Ray} , die sich aus der molekularen Streuung in reiner Luft ergeben, lassen sich aus dem Dichteprofil der Atmosphäre berechnen, welches aus dem von Radiosonden gemessenen Temperatur- und Druckprofil abgeleitet wird. Oberhalb der Radiosondendaten wird das Dichteprofil mit einer Modellatmosphäre ergänzt, die an das Dichteprofil der Radiosonde angeglichen wird. Die in dieser Arbeit verwendeten Lidar-Systeme sind meteorologischen Meßstationen angegliedert, die täglich einen oder mehrere Radiosondenaufstiege durchführen, so dass zu den Lidar-Messungen aktuelle Dichteprofile vorliegen.

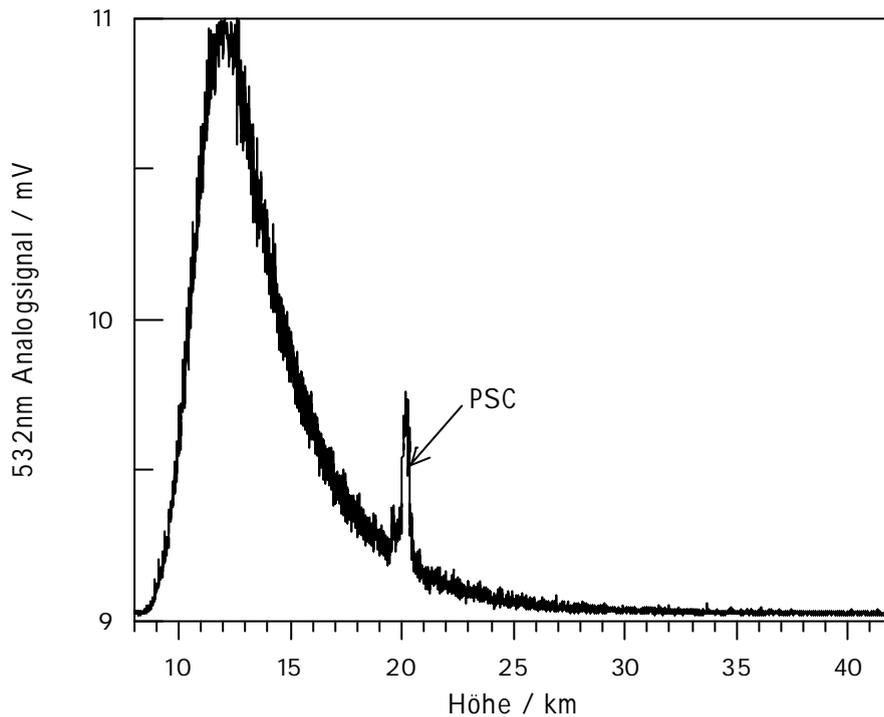


Abb.4.2: Rohsignal einer Lidarmessung in Sodankylä, am 25.01.1998 um 00:32 UTC.

Um aus dem Lidar-Signal Schlußfolgerungen über die Aerosoleigenschaften ziehen zu können, muß die Lidar-Gleichung [Gl.4.3] invertiert werden. Dazu ist es sinnvoll, zunächst das Rückstreuverhältnis R einzuführen, das die relativen Beiträge von Aerosol- und molekularer Rückstreuung beschreibt:

$$R(z) = \frac{\mathbf{b}_{Aer} + \mathbf{b}_{Ray}}{\mathbf{b}_{Ray}} = 1 + \frac{\mathbf{b}_{Aer}}{\mathbf{b}_{Ray}} \quad [\text{Gl.4.6}]$$

Als Problem bei der Inversion der Lidar-Gleichung erweist sich deren Abhängigkeit von Aerosolextinktion \mathbf{a}_{Aer} und Aerosolrückstreuung \mathbf{b}_{Aer} . Mit Hilfe des von *Klett (1981; 1985)* beschriebenen Verfahrens läßt sich unter Verwendung einer festen Beziehung $y(z)$ zwischen Aerosolextinktion und -streuung die Lidar-Gleichung umwandeln, so dass sie invertiert werden kann. Dadurch ist die Bestimmung des Rückstreuverhältnisses R aus dem Lidarsignal möglich. Wenn $y(z)$, \mathbf{a}_{Aer} , \mathbf{b}_{Aer} und das Rückstreuverhältnis in einer Höhe z_0 bekannt sind, läßt sich das Problem lösen, wenn man eine Funktion einführt, in der alle bekannten Größen enthalten sind (*Mielke et al., 1992*). Das Rückstreuverhältnis in einer Höhe z_0 ist $R_0 = 1$, wenn kein Aerosol vorhanden ist, also nur Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen erfolgt. Das ist oberhalb der stratosphärischen Hintergrundaerosolschicht der Fall, also oberhalb von etwa 25 bis 30 km Höhe. Dort sind die stratosphärischen

Temperaturen so hoch, dass die gesamte Schwefelsäure in der Gasphase vorliegt. Wählt man also als Fithöhe z_0 etwa 30 km, ist dort $R_0 = I$ bekannt und führt so zur Lösung.

Mit dem hier beschriebenen Prinzip des Rückstreu-Lidar kann man das Rückstreu-verhältnis und die Extinktion von Aerosolen bestimmen.

4.2 Atmosphärische Streuprozesse

Streuung an dielektrischen Materialien kommt allgemein dadurch zustande, dass Strahlung auf Materie trifft, welche aufgrund des elektromagnetischen Wechselfeldes der Strahlung periodisch polarisiert wird. Dabei werden die Schwerpunkte der positiven und negativen Ladungen gegeneinander verschoben, wodurch erzwungene Schwingungen angeregt werden. Die so oszillierenden Ladungen strahlen wiederum Energie ab, wobei diese Strahlung als Streustrahlung bezeichnet wird. In der Atmosphäre wird Licht sowohl an Luftmolekülen als auch an Partikeln gestreut. Während die Molekülstreuung durch die elastische Rayleigh-Streuung und die inelastische Raman-Streuung erklärt wird, läßt sich die Partikel-Streuung mit der Mie-Theorie beschreiben.

4.2.1 Molekülstreuung

Die Streuung von Licht bzw. einer elektromagnetischen Welle an Molekülen wird als Molekülstreuung bezeichnet. Diese setzt sich aus den Komponenten der Rayleigh-Streuung und der Vibrations-Raman-Streuung zusammen.

Bei der **Rayleigh-Streuung** handelt es sich um den elastischen Teil der Molekülstreuung, d.h. das gestreute Photon hat dieselbe Wellenlänge wie das eingestrahlte Photon. Die Wellenlängenabhängigkeit der Rayleigh-Streuung verläuft mit I^{-4} , so dass kürzere Wellenlängen stärker gestreut werden als lange.

Eine weitere Form der Molekülstreuung ist die **Vibrations-Raman-Streuung**. Bei diesem inelastischen Streuprozess erfolgen molekülspezifische Übergänge zwischen verschiedenen Vibrationsniveaus, denen sich die Vibrations-Raman-Linien zuordnen lassen. Das gestreute Photon hat eine andere Wellenlänge als das eingestrahlte Photon.

Für Messungen mit dem Rückstreu-Lidar ist die Rayleigh-Streuung von Bedeutung, da aus dem Dichteprofil der Atmosphäre das Rayleigh-Rückstreuprofil als aerosolfreies Hintergrundsignal berechnet werden kann. Hingegen wird die Vibrations-Raman-Streuung u.a. beim Raman-Lidar-Verfahren genutzt, z.B. zur Temperaturbestimmung in der oberen Stratosphäre anhand von Dichtemessungen an molekularem Stickstoff.

4.2.2 Partikelstreuung und Mie-Theorie

Bei der Partikelstreuung handelt es sich um elastische Streuung von Licht bzw. elektromagnetischen Wellen an Teilchen, deren Ausdehnung in der Größenordnung der Wellenlänge des einfallenden Lichts liegt. Die Aspekte der Partikelstreuung an einer homogenen Kugel sind durch die Mie-Theorie beschrieben (*Mie, 1908*). Die Mie-Theorie läßt sich im Zusammenhang mit Aerosoluntersuchungen daher für sphärische Partikel, also flüssige Aerosoltröpfchen, anwenden.

Die Mie-Streuung ist winkelabhängig und zudem abhängig vom Verhältnis der eingestrahnten Wellenlänge λ zum Radius r des Tröpfchens. Sie wird daher als Funktion des Größenparameters $k = 2\pi r/\lambda$ beschrieben. Für sehr kleine Teilchen mit $k \ll 1$ weist die Rückstreuung eine r^6 -Abhängigkeit und wie die Rayleigh-Streuung eine λ^{-4} -Abhängigkeit auf. Mit wachsendem Größenparameter k nimmt die Streuung in Vorwärtsrichtung zu, während der rückwärts gestreute Teil abnimmt. Die der Rayleigh-Streuung ähnliche Winkelsymmetrie geht dadurch verloren und es bildet sich eine ausgeprägte Vorwärts-Streucharakteristik aus, die in Abb.4.3 ersichtlich ist. Zudem treten Interferenzen zwischen den Streuwellen aus den unterschiedlichen Bereichen des Tropfens auf, die eine Auslöschung des gestreuten Lichtes in bestimmten Streurichtungen zur Folge haben und zu den für die Mie-Streuung typischen Interferenzstrukturen führen.

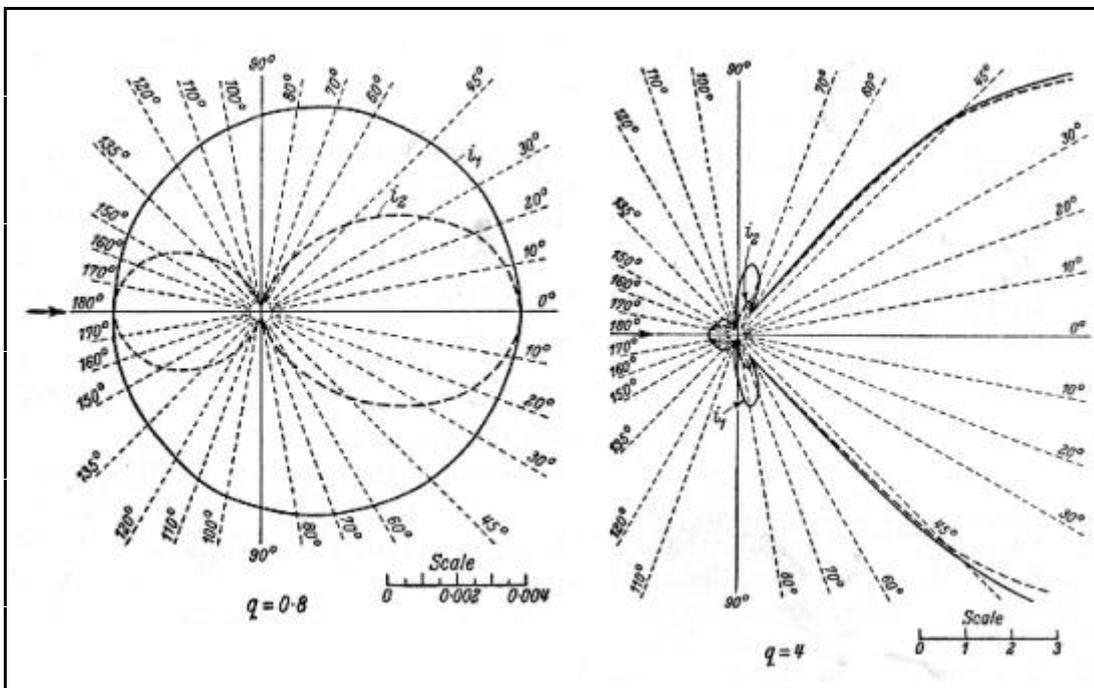


Abb.4.3: Winkelverteilung der senkrechten (i_1) und parallelen (i_2) Komponente der Intensität von an Kugeln gestreutem unpolarisiertem Licht für den Größenparameter $k = 0.8$ [links] und $k = 4.0$ [rechts]. Der Brechungsindex ist jeweils $n = 1.25$. (nach *Born und Wolf, 1970*)

Ein wesentlicher Unterschied zwischen der elastischen Streuung an Aerosolen und der Streuung an Molekülen ist die Größe des Streuquerschnitts. Während Rayleigh-Streuquerschnitte im Bereich von $10^{-24} \text{m}^2 \text{sr}^{-1}$ liegen, weisen Mie-Streuquerschnitte Werte von $10^{-6} \text{m}^2 \text{sr}^{-1}$ auf und sind damit um mehrere Größenordnungen größer.

Für feste (asphärische) Partikel ist die Mie-Theorie nicht anwendbar.

4.3 Depolarisation

Beim Lidar-Verfahren benutzt man einen linear polarisierten Laser und detektiert das zurückgestreute Licht in zwei Ebenen, nämlich parallel und senkrecht zur Polarisation des Lasers, die als Referenzebene dient. Dadurch lassen sich Aussagen hinsichtlich der bei den verschiedenen Streuprozessen erfolgenden Depolarisation treffen.

4.3.1 Depolarisation an sphärischen Partikeln

Die Mie-Theorie besagt, dass der durch die Rückstreuung an sphärischen Partikeln verursachte Grad der Depolarisation \mathbf{d}^{MIE} gegeben ist durch

$$\mathbf{d}^{MIE} \equiv \frac{I_s^\perp - I_s^\parallel}{I_s^\perp + I_s^\parallel} = 0 \quad [\text{Gl.4.7}],$$

d.h. für den rückwärts gestreuten Anteil ist die parallel polarisierte Streuintensität I_s^\parallel gleich der senkrecht polarisierten Streuintensität I_s^\perp . Bei Streuung an sphärischen Partikeln, in der Atmosphäre also an Tröpfchen, erfolgt demnach keine Depolarisation.

4.3.2 Depolarisation an Luftmolekülen

Dagegen tritt bei der Streuung an Molekülen eine geringe Depolarisation auf. Betrachtet man ausschließlich die zentrale Linie der Rayleigh-Streuung (Cabannes-Linie), dann ist die Depolarisation \mathbf{d}_C^{MOL} bei linear polarisiert einfallendem Licht gegeben durch

$$\mathbf{d}_C^{MOL} = 3\mathbf{e}/(180 + 4\mathbf{e}) \quad [\text{Gl.4.8}]$$

(Young, 1980). Dabei wird nach Buchholtz (1995) $\mathbf{e} = 0.2202$ berechnet, so dass die Depolarisation der Molekülstreuung $\mathbf{d}_C^{MOL} = 0.00365$ beträgt.

Die Cabannes-Linie der Rayleigh-Streuung ist jedoch von den Rotations-Raman-Linien umgeben, die eine molekülspezifische Frequenzverschiebung aufweisen, die den Energiedifferenzen zwischen den möglichen Rotationsübergängen entspricht. Im Rahmen der durchgeführten Lidar-Messungen sind die verwendeten Filter der Detektion nicht

immer ausreichend schmalbandig, um die Rotations-Raman-Linien auszublenden. Die Molekül-Depolarisation inklusive der Rotations-Raman-Linien ergibt:

$$\mathbf{d}_{C+R}^{MOL} = 3\mathbf{e}/(45 + 4\mathbf{e}) \quad [\text{Gl.4.9}]$$

Die molekulare Depolarisation beträgt so $\mathbf{d}_{C+R}^{MOL} = 0.0144$. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zum Teil unterschiedliche Filter an den Lidar-Systemen verwendet. Daher wird bei der Betrachtung der Lidar-Daten in Abhängigkeit vom jeweiligen System und Beobachtungszeitraum $\mathbf{d}_C^{MOL} = 0.00365$ oder $\mathbf{d}_{C+R}^{MOL} = 0.0144$ für die Moleküldepolarisation berücksichtigt.

4.3.3 Depolarisation an asphärischen Partikeln

Die asphärischen Partikel können von sphärischen Tröpfchen dadurch unterschieden werden, dass sie die Polarisation des eingestrahnten Lichts deutlich verändern. Bei Messungen mit dem Lidar wird nicht die reine Aerosoldepolarisation detektiert, sondern auch immer ein Anteil der Moleküldepolarisation durch Luftmoleküle. Diese durch Aerosole und Moleküle verursachte atmosphärische Depolarisation wird als Volumendepolarisation bezeichnet. Sie wird durch das Verhältnis der Intensitäten im senkrecht und im parallel polarisierten Kanal

$$\mathbf{d}^{Vol} = C \cdot \frac{I^\perp}{I^\parallel} \quad [\text{Gl.4.10}]$$

beschrieben. Dabei ist C ein Korrekturfaktor, der die unterschiedliche Nachweispempfindlichkeit der beiden Detektionskanäle berücksichtigt. Der Korrekturfaktor lässt sich ermitteln, wenn man die Polarisation des ausgesandten Lichts um 45° dreht, denn dann ist die gemessene Intensität auf beiden Kanälen gleich. Man kann C auch dadurch bestimmen, dass man die Volumendepolarisation \mathbf{d}^{Vol} oberhalb der stratosphärischen Aerosolschicht der Moleküldepolarisation \mathbf{d}^{MOL} gleichsetzt.

Unter der berechtigten Annahme, dass die Extinktion in beide Polarisationsrichtungen gleich ist, lässt sich die Volumendepolarisation auch als

$$\mathbf{d}^{Vol} = \frac{\mathbf{b}^\perp}{\mathbf{b}^\parallel} = \frac{\mathbf{b}_{Aer}^\perp + \mathbf{b}_{Ray}^\perp}{\mathbf{b}_{Aer}^\parallel + \mathbf{b}_{Ray}^\parallel} = \frac{R^\perp}{R^\parallel} \cdot \mathbf{d}^{MOL} \quad [\text{Gl.4.11}]$$

formulieren. Wenn im beobachteten Luftvolumen asphärische Partikel vorhanden sind, ist die Volumendepolarisation größer als die reine Moleküldepolarisation, $\mathbf{d}^{Vol} > \mathbf{d}^{MOL}$. Sind

hingegen sphärische Tröpfchen im Luftvolumen enthalten, so ist die Volumendepolarisation kleiner als die reine Moleküldepolarisation, $\mathbf{d}^{Vol} < \mathbf{d}^{MOL}$.

Dieses Verhalten der Volumendepolarisation ist in den Abbildungen 4.4 und 4.5 zusammen mit den jeweiligen Rückstreuverhältnissen dargestellt. In Abb.4.4 ist eine polare Stratosphärenwolke zwischen 16 und 18 km durch ein Rückstreuverhältnis von 1.3 bis 1.5 gekennzeichnet, mit einer Volumendepolarisation von etwa 4 %. Weil hier $\mathbf{d}^{Vol} > \mathbf{d}^{MOL}$ ist, handelt es sich eindeutig um feste Partikel (asphärische Streuer).

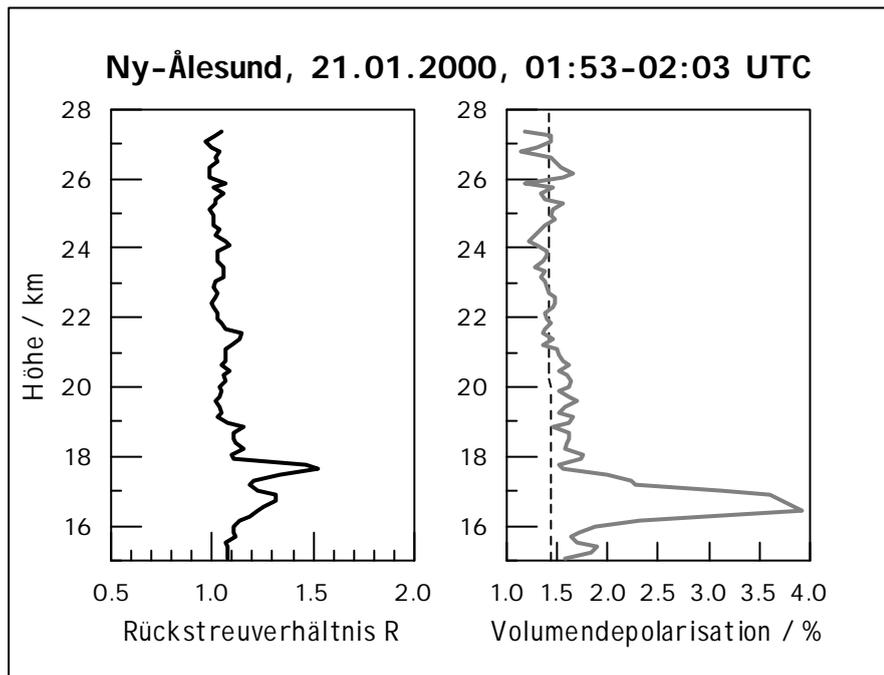


Abb.4.4: Rückstreuverhältnis R [links] und Volumendepolarisation \mathbf{d}^{Vol} [rechts] in Ny-Ålesund am 21.01.2000, 01:53-02:03 UTC. Die gestrichelte Linie in der rechten Abbildung markiert die Moleküldepolarisation $\mathbf{d}^{MOL} = 1.44\%$.

In Abb.4.5 ist eine PSC zwischen etwa 19 und 23 km gezeigt, die ein Rückstreuverhältnis von etwa $R = 4$ aufweist. Die Volumendepolarisation von $\mathbf{d}^{Vol} < \mathbf{d}^{MOL}$ deutet darauf hin, dass diese PSC aus flüssigen Tröpfchen (sphärischen Streuern) besteht. Direkt oberhalb dieser Schicht aus flüssigen Tröpfchen läßt sich anhand der höheren Volumendepolarisation noch eine Schicht von festen PSC-Partikeln ausmachen.

Die Volumendepolarisation resultiert durch ihre Abhängigkeit von der Moleküldepolarisation auch bei sphärischen Aerosolen in einem Wert, der von Null verschieden ist. Man kann jedoch auf die Aerosoldepolarisation zurückgreifen, die gerade um die Moleküldepolarisation der Luft korrigiert ist:

$$\mathbf{d}^{Aer} = \frac{R^{\perp} - 1}{R^{\parallel} - 1} \cdot \mathbf{d}^{MOL} = \frac{\mathbf{b}_{Aer}^{\perp}}{\mathbf{b}_{Aer}^{\parallel}} \quad [\text{Gl.4.12}]$$

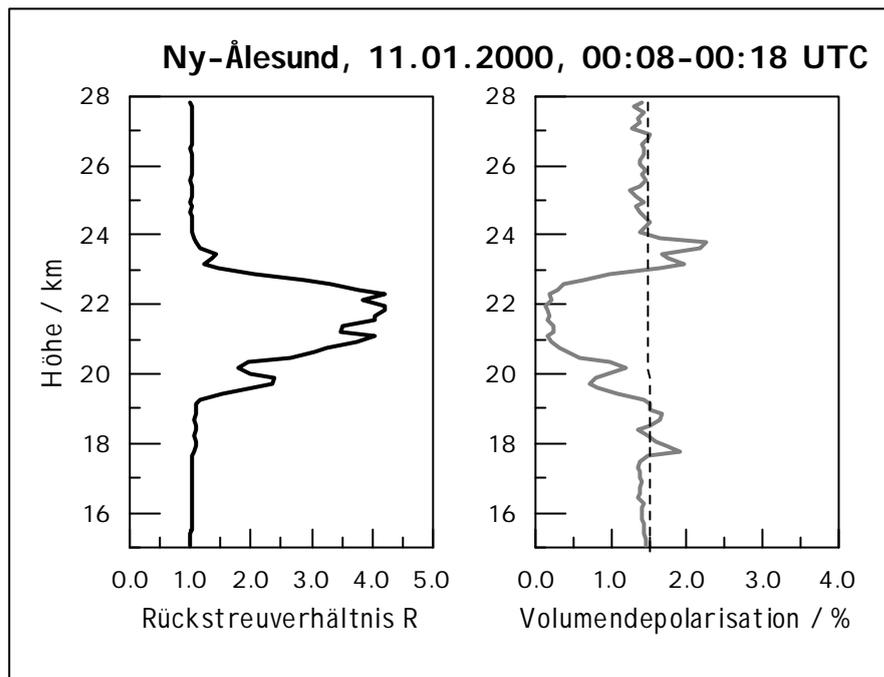


Abb.4.5: Rückstreuverhältnis R [links] und Volumendepolarisation d^{Vol} [rechts] in Ny-Ålesund am 11.01.2000, 00:08-00:18 UTC. Die gestrichelte Linie in der rechten Abbildung markiert die Molekülpolarisation $d^{MOL} = 1.44\%$

Für geringe Aerosolkonzentrationen, wenn das Rückstreuverhältnis $R \approx 1$ ist, weist die Aerosoldepolarisation allerdings große Fehler auf. Oberhalb der stratosphärischen Aerosolschicht ist daher die Berechnung von d^{Aer} gar nicht erst sinnvoll. Die Aerosoldepolarisation ist jedoch ein geeigneter Parameter zur Beschreibung der Partikelform (Abweichung von der Kugelform).

Für eine qualitative Aussage darüber, ob die detektierten Aerosole sphärisch oder asphärisch sind, ist die Verwendung der Volumendepolarisation zweckmäßig.

4.4 Teilchenensemble und Größenverteilungen

Die Mie-Theorie beschreibt die Streuung an einer einzelnen Kugel. Beim Lidar-Meßverfahren befindet sich jedoch ein Volumen mit vielen Partikeln im Sichtfeld, es wird ein Teilchenensemble gemessen. Über die Größenverteilung der Partikel muß eine Annahme gemacht werden. Summiert man der angenommenen Verteilung entsprechend die Rückstreuquerschnitte der einzelnen Kugeln auf, so ergibt sich der Rückstreuquerschnitt der gesamten Verteilung. Für den Rückstreukoeffizienten b_{Aer} und den Extinktionskoeffizienten a_{Aer} folgt

$$\mathbf{b}_{Aer}(\mathbf{I}, n) = \int_0^{\infty} \mathbf{s}_{sca}(\mathbf{I}, n, r) \cdot N(r) dr \quad [\text{Gl.4.13}]$$

$$\mathbf{a}_{Aer}(\mathbf{I}, n) = \int_0^{\infty} \mathbf{s}_{ext}(\mathbf{I}, n, r) \cdot N(r) dr \quad [\text{Gl.4.14}]$$

mit dem Rückstreuquerschnitt \mathbf{s}_{sca} , dem Extinktionsquerschnitt \mathbf{s}_{ext} und der Anzahldichte $N(r)$.

Nach der Mie-Theorie läßt sich für sphärische Partikel eine normierte Größenverteilung einführen, welche die Teilchen in einem Radiusintervall $[r, r+dr]$ erfaßt. Für die Beschreibung von PSC-Partikeln wird üblicherweise eine monomodale Lognormal-Verteilung angenommen (Wedekind, 1997), die definiert ist durch

$$G(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} r_{med} \ln(\mathbf{s})} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(r/r_{med})}{\ln(\mathbf{s})} \right)^2 \right] \quad [\text{Gl.4.15}]$$

wobei \mathbf{s} ein dimensionsloser Breitenparameter ist und der mediane Radius r_{med} den Radius bezeichnet, bei dem die Hälfte aller Partikel einen Radius $r < r_{med}$ aufweist. Es lassen sich für beliebig vorgegebene Parameter (r_{med} , \mathbf{s} , N) Größenverteilungen berechnen, aus denen sich wiederum jeweils für eine Wellenlänge ein theoretischer Rückstreuoeffizient ermitteln läßt. Mit Hilfe dieser theoretischen Größenverteilungen und ihrer berechneten Rückstreuoeffizienten lassen sich aus den mit dem Lidar gemessenen Rückstreuoeffizienten Rückschlüsse auf die Größe der beobachteten Partikel ziehen. Mit einem 3-Wellenlängen-Lidar ist die Ableitung von 3 Parametern möglich: Anzahldichte $N(r)$, Verteilungsbreite \mathbf{s} und medianer Radius r_{med} .

4.5 PSC -Klassifizierung mit dem Lidar

Aufgrund der erläuterten Streuprozesse ist es mit dem Rückstreu-Lidar schon bei Verwendung einer Wellenlänge \mathbf{I} möglich, über das Rückstreuverhältnis R Aussagen zu Volumen- und Oberflächendichte zu treffen. Mittels der Depolarisation läßt sich der Aggregatzustand der Partikel deuten, nämlich flüssig für nicht depolarisierende, sphärische Teilchen bzw. fest bei depolarisierenden, asphärischen Partikeln.

Ohne auf die mikrophysikalischen Eigenschaften der Partikel einzugehen, haben *Browell et al. (1990)* sowie *Toon et al. (1990)* die Lidar-Meßgrößen Rückstreuung und Depolarisation dazu verwendet, die beobachteten PSCs in verschiedene Kategorien zu unterteilen. Diese PSC-Klassifizierung ist in Tabelle 4.1 dargelegt. Wie sich aus späteren Laboruntersuchungen ergab (vgl. 3.4.1), handelt es sich bei den PSCs vom Typ I a um

festen NAT-Partikel, während die PSC vom Typ I b aus flüssigen Tröpfchen ternärer Lösungen bestehen. Die PSCs vom Typ II sind Wassereiswolken.

	R	d^{Aer}	T
<i>PSC Typ I a</i>	1.1 – 1.5	30 – 50 %	$T < T_{NAT}$
<i>PSC Typ I b</i>	3 - 8	0.5 – 2.5 %	$T < T_{NAT}$
<i>PSC Typ II</i>	> 10	> 10 %	$T < T_{Eis}$

Tab.4.1: PSC-Einteilung nach Lidar-Meßgrößen (nach *Browell et al., 1990*).

Ein weiterer Typ, der sich durch hohe Depolarisation bei gleichzeitig hohem Rückstreuverhältnis $R = 2 - 5$ auszeichnet, wurde zunächst als "PSC Typ I d" bezeichnet (*Wedekind, 1997; Stein et al., 1999*), bzw. dann einleuchtender als "PSC Typ I a enhanced" (engl.: *enhanced* = vergrößert) (*Tsias et al., 1999*). Es handelt sich um PSC Partikel vom Typ I a, die lange Zeit unterhalb von T_{NAT} waren und so verstärkt HNO_3 aus der Gasphase aufnehmen konnten. Die Partikel können so deutlich anwachsen, was ihr hohes Rückstreuverhältnis erklärt.

Innerhalb der Fachwelt ist man übereingekommen, sich fortan auf die Bezeichnungen

- Typ I a für feste Partikel unterhalb von T_{NAT}
- Typ I b für flüssige Partikel unterhalb von T_{NAT} bzw. T_{STS}
- Typ II für Wassereis

zu beschränken und jeweils die genauen Beobachtungsparameter zu ergänzen.

4.6 Lidar-Messungen

Für die Lidar-Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt und ausgewertet werden, wurden zwei Systemen verwendet. Ein System, das im Sommer 1999 abgebaut wurde, befand sich in Sodankylä, Nordfinland ($67.25^\circ N$, $26.65^\circ E$), und wurde im Rahmen des EU-Projekts SAONAS (*Stratospheric Aerosols and Ozone in the Northern and Southern Hemisphere*) betrieben. In diese Arbeit fließen Messungen mit diesem System aus den Wintern 1996/1997, 1997/1998 und 1998/1999 ein.

Das andere System befindet sich in Ny-Ålesund, Spitzbergen ($78.55^\circ N$, $11.55^\circ E$), und wird vom Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung betrieben. Meßdaten liegen hier seit dem Winter 1988/89 vor, wobei die Komponenten des Systems häufig verändert wurden. In diese Arbeit fließen hauptsächlich diejenigen Daten ein, die zeitlich mit den Daten aus Sodankylä übereinstimmen, also die Winter seit 1996/1997. Zusätzlich wird der Schwerpunkt auf den Messungen des Winters 1999/2000 liegen, da die meteorologischen Bedingungen in diesem Winter zu besonders intensiver PSC-Bildung führten.

4.6.1 Beschreibung der Lidar-Systeme

Im folgenden sind die technischen Daten der beiden stratosphärischen Rückstreu-Lidar-Systeme in Sodankylä und Ny-Ålesund aufgelistet.

Laser	Sodankylä	Ny-Ålesund	
<i>Typ</i>	Nd:YAG	Nd:YAG	Excimer
<i>Hersteller</i>	Quanta System	Continuum	Lambda Physics
<i>Wellenlängen / nm</i>	1064 532 355	1064 532	353, 307.9, 308.1
<i>Pulsfrequenz</i>	30 Hz	30 Hz	max.100 Hz
<i>Pulslänge</i>	10 ns	6-8 ns 5-7 ns	15 ns
<i>Pulsenergie / mJ</i>	200 150 50	200 190	~150 (max.380)
<i>Divergenz</i>	0.8 mrad	0.5 mrad	0.2 mrad
<i>Pulsform</i>	Gauß	Gauß	Rechteck

	Sodankylä	Ny-Ålesund
Teleskop		
<i>Durchmesser</i>	80 cm	60 cm
<i>Sichtfeld</i>	0.5 mrad	0.8 mrad
Halbwertsbreite der Filter / nm		
<i>bei 353 nm</i>	-	5.0
<i>bei 355 nm</i>	2.0	-
<i>bei 532 nm</i>	0.18	10.5
<i>bei 1064 nm</i>	1.0	-
Transmission der Filter		
<i>bei 353 nm</i>	-	56%
<i>bei 355 nm</i>	30%	-
<i>bei 532 nm</i>	30%	79%
<i>bei 1064 nm</i>	40%	-
Photodetektoren		
<i>UV-Kanäle</i>	Thorn EMI 9829	Thorn EMI 9893Q/350
<i>VIS-Kanäle</i>	Thorn EMI 9829	Thorn EMI 9863QA/350
<i>IR-Kanal</i>	APD	-
Quanteneffizienz der PMs bzw. APD		
<i>UV-Kanäle</i>	14 %	12%
<i>VIS-Kanäle</i>	19%	23%
<i>IR-Kanal</i>	~ 20%	-
Akquisition: Vielkanalzähler/Transientenrekorder		
<i>Hersteller</i>	Licel	EG&G Ortec
<i>max.Zählrate</i>	20 Mhz (analog) 250 MHz (photoncounting)	150Mhz
Speicherkapazität pro Kanal	16380 bins	2 ²⁴ bins
<i>max.Höhenauflösung</i>	7.5 m	30 m

Tab.4.2: Technische Daten der Lidar-Systeme in Sodankylä und Ny-Ålesund.

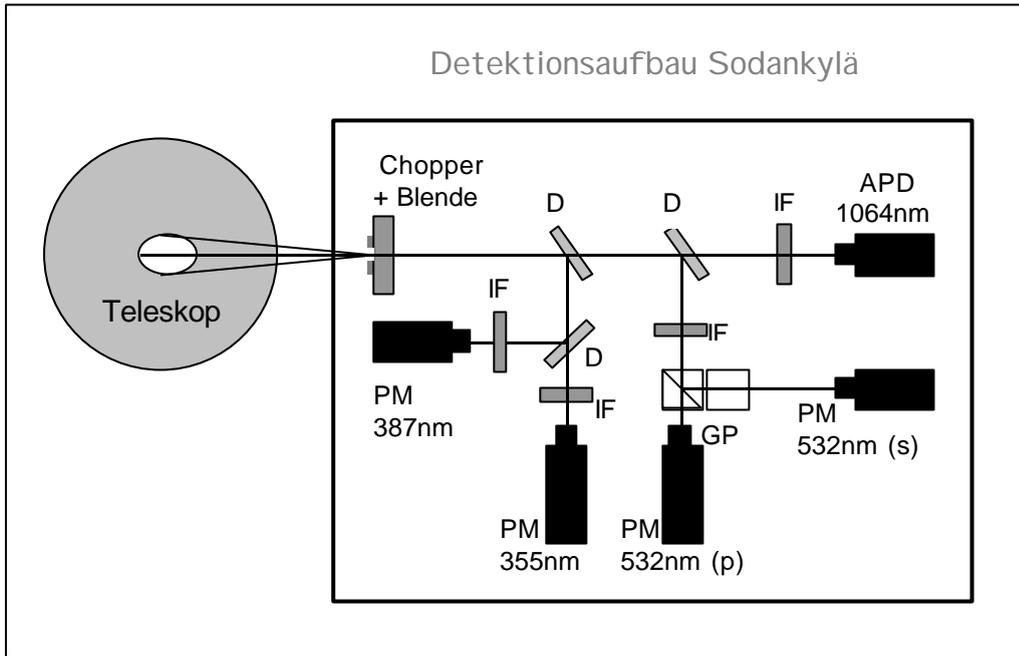


Abb.4.6: Schematische Darstellung des Lidar-Detektionsaufbaus in Sodankylä, Ansicht von oben. Die Abkürzungen stehen für PM: Photomultiplier, APD: Avalanche Photodiode IF: Interferenzfilter, D: dichroitischer Spiegel, GP: Glan Polarisator.

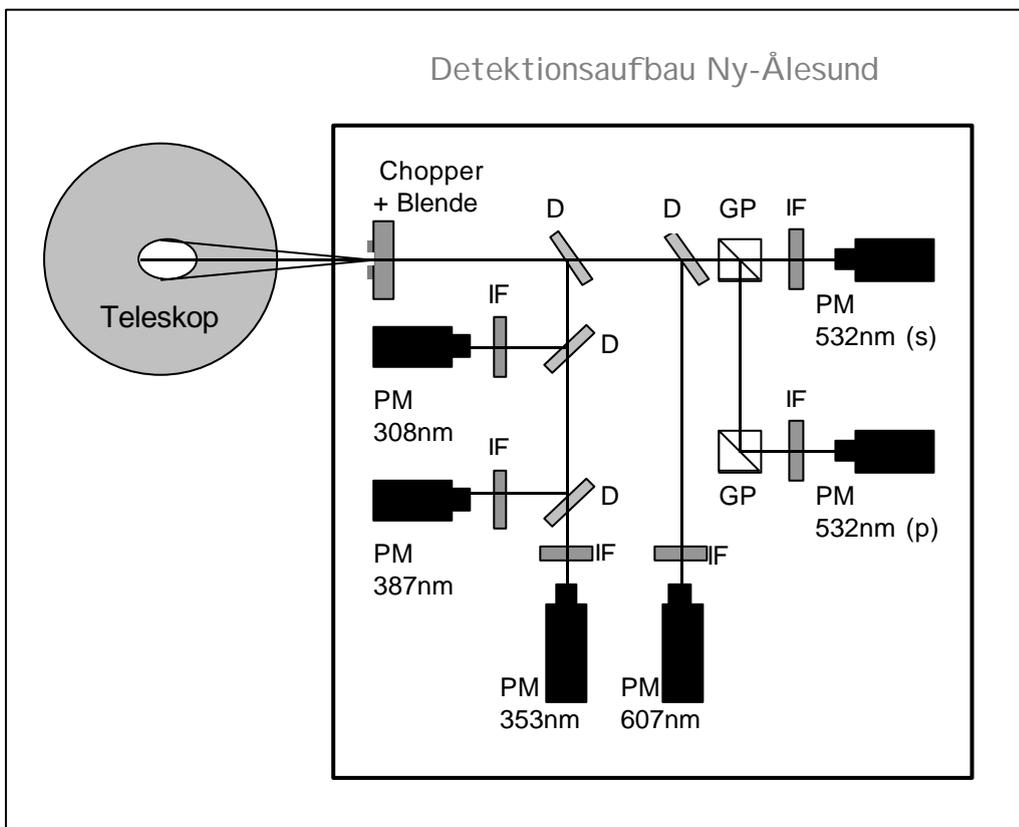


Abb.4.7: Schematische Darstellung des Lidar-Detektionsaufbaus in Ny-Ålesund, Ansicht von oben. Die Abkürzungen stehen für PM: Photomultiplier, IF: Interferenzfilter, D: dichroitischer Spiegel, GP: Glan Polarisator.

Teilweise erfolgten einige Modifikationen an den Instrumenten zwischen den einzelnen Meßwintern. Eine Auswirkung davon ist beispielsweise in Sodankylä die durch Austausch der Interferenzfilter geänderte geräteabhängige Moleküldepolarisation d^{MOL} (vgl. Abschnitt 4.3.2), die in der Auswertung beachtet wird. Mit dem stratosphärischen Lidar-System in Ny-Ålesund werden zusätzliche Wellenlängen im UV-Bereich bzw. nach Raman-Streuprozessen verschobene Wellenlängen detektiert, die hier nicht aufgeführt sind. Wie die Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen, ist der prinzipielle Aufbau der beiden Systeme sehr ähnlich, und die Messungen der beiden Lidar-Systeme sind gut zum Vergleich geeignet.

4.6.2 Fehlerabschätzung

Für eine detaillierte Fehlerbetrachtung von Lidar-Daten sei auf *Biele (1998)* verwiesen. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich bei der Auswertung der Lidarmessungen auf Aussagen über die Höhe und das mittlere Rückstreuverhältnis der gemessenen PSCs, sowie auf den Aggregatzustand der Teilchen. Die Wolkenhöhe wird in Abhängigkeit von der Detektion auf 7.5 m (Sodankylä) bzw. 30 m (Ny-Ålesund) genau bestimmt. Die anderen betrachteten Parameter sind ausschließlich abhängig vom Rückstreu- koeffizienten b , der typischerweise mit einem Fehler von $\Delta b = 5$ bis 10 % behaftet ist. Im Sinne der hier durchgeführten Auswertung ist diese Fehlerquelle unerheblich.

4.6.3 PSC-Beobachtungen während der Meßwinter

Die von den beiden Lidar-Systemen im Winter 1996/1997 gemessenen PSC-Ereignisse sind von *Wedekind (1997)* und *Biele (1998)* dokumentiert. Die in den Winterkampagnen 1997/1998, 1998/1999 und 1999/2000 detektierten PSC-Ereignisse sind in Tab.4.3 für Sodankylä und in Tab.4.4 für Ny-Ålesund aufgeführt.

<i>Sodankylä, Winter 1997/1998</i>		
16.12.1997	19.5 – 20.5 km / 21.0 – 23.2 km	PSC Typ I b / PSC Typ II
18.12.1997	19.6 – 21.8 km	PSC Typ I b
27.12.1997	22.2 – 23.8 km	PSC Typ I a
24./25.01.1998	20.3 – 21.5 km, 22.0 – 22.5 km	PSC Typ I b
26.01.1998	20.0 – 23.0 km	PSC Typ I b
17.02.1998	19.0 - 19.5 km	PSC Typ I a
<i>Sodankylä, Winter 1998/1999</i>		
02.12.1999	24.0 – 24.5 km	PSC Typ II

Tab.4.3: Auflistung der in Sodankylä während der Winter 1997/1998 und 1998/1999 gemessenen PSC-Ereignisse, mit Höhenbereich und Klassifizierung.

<i>Ny-Ålesund, Winter 1997/1998</i>		
21./22.01.1998	22.0 – 23.0 km	PSC Typ I a
<i>Ny-Ålesund, Winter 1998/1999</i>		
<i>In diesem Winter wurden keine PSCs in Ny-Ålesund detektiert.</i>		
<i>Ny-Ålesund, Winter 1999/2000</i>		
20.12.1999	20.0 – 22.5 km	PSC Typ unklar (nur 353 nm)
28.12.1999	20.0 – 24.5 km	PSC Typ unklar (nur 353 nm)
10./11.01.2000	19.0 – 24.0 km	PSC Typ I b (+ I a)
13.01.2000	16.0 – 24.0 km	PSC Typ I a
14.01.2000	17.0 – 24.0 km	PSC Typ I a
17.01.2000	19.0 – 21.0 km	PSC Typ I a
18.01.2000	16.0 – 22.0 km	PSC Typ I a
19.01.2000	18.0 – 22.0 km	PSC Typ I a / I b
20./21.01.2000	15.0 – 21.0 km	PSC Typ I a / I b
22.01.2000	18.5 – 21.0 km	PSC Typ I b
24./25.01.2000	19.0 – 22.5 km	PSC Typ I a (+ I b)
26./27.01.2000	16.0 – 22.0 km	PSC Typ I a (+ I b)
28.01.2000	15.0 – 16.5 km	PSC Typ I a
29.01.2000	13.0 – 16.0 km	PSC Typ I a
30.01.2000	13.0 – 19.0 km	PSC Typ I a / I b
31.01.2000	15.0 – 20.0 km	PSC Typ I a
01./02.02.2000	<13.0 – 18.0 km	PSC Typ I a
03./04.02.2000	<13.0 – 20.0 km	PSC Typ I a / I b
17.02.2000	<13.0 – 18.0 km	PSC Typ I b
19.02.2000	15.0 – 17.0 km	PSC Typ I a
25./26.02.2000	17.0 – 18.0 km	PSC Typ I a (nur 353 nm)
27.02.2000	<13.0 – 18.0 km	PSC Typ I a / I b
28./29.02.2000	15.0 – 17.0 km	PSC Typ I a

Tab.4.4: Auflistung der in Ny-Ålesund während der Winter 1997/1998, 1998/1999 und 1999/2000 gemessenen PSC-Ereignisse, mit Höhenbereich und Klassifizierung.

Die beobachteten PSC-Ereignisse werden im Rahmen dieser Arbeit zunächst synoptisch ausgewertet (Kapitel 6). Es zeigt sich jedoch, dass sich nicht alle PSC-Ereignisse mit makroskaliger Betrachtungsweise erklären lassen. Es werden daher in den Kapiteln 7-10 verschiedene mesoskalige Prozesse behandelt, die zur Bildung dieser PSCs führen können. Im folgenden Kapitel werden die meteorologischen Bedingungen der arktischen Winter 1996/1997 bis 1999/2000 geschildert.