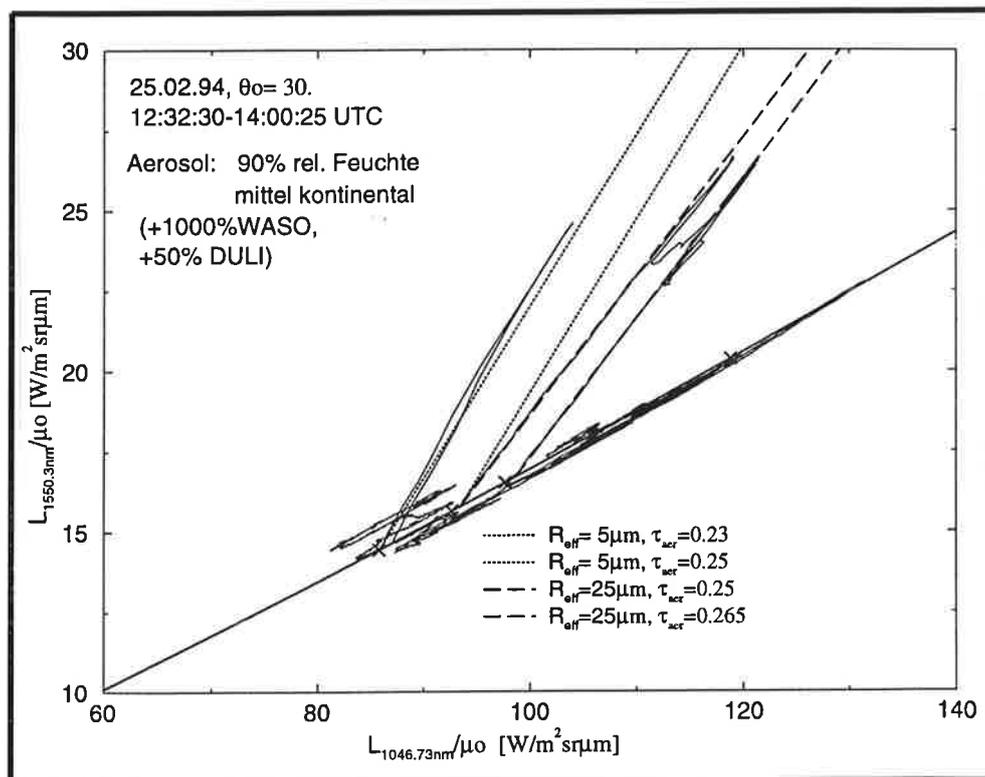




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 36



BODENGEBUNDENE FERNERKUNDUNG VON EISWOLKEN IM NAHEN INFRAROT

von

Margarita Betancor Gothe

HAMBURG, Februar 1996

Dissertation im Rahmen des Promotionsverfahrens

Autor:

Margarita Betancor Gothe

Max-Planck-Institut
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D-20146 Hamburg
F.R. GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298
E-Mail: <name> @ dkrz.de

ISSN 0938-5177

**Bodengebundene Fernerkundung
von Eiswolken
im nahen Infrarot**

**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

Margarita Betancor Gothe

Hamburg 1996

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. Hartmut Graßl
und Herrn Dr. Stephan Bakan

Hamburg, den 2. Februar 1996

Prof. Dr. M. Dunst
Sprecher des Fachbereiches Geowissenschaften

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Möglichkeiten zur bodengebundenen Fernerkundung des effektiven Radius R_{eff} und der optischen Dicke τ_{Ci} von Eiswolken im nahen Infraroten untersucht. Unter der Voraussetzung einer optisch dünnen Eiswolke wurden die Faktoren gesucht, die in den für diesen Fall wichtigen spektralen Kanälen (1046 nm und 1550 nm, in atmosphärischen Fenstern) einen Einfluß auf die Abschätzung dieser Größen haben könnten. Ein spektral und räumlich hoch auflösendes Spektrometer wurde in drei Fällen für die Messung der an unterschiedlichen Eiswolkenarten vorwärtsgestreuten Strahlung eingesetzt. Wolkenlose Spektren können erfolgreich von bewölkten getrennt werden. Wenn hexagonale säulenartige Kristalle in Eiswolken überwiegen, kann für $R_{eff} > 25\mu m$ der effektive Radius von Eiswolken mit Hilfe der optischen Eigenschaften von Kugeln abgeschätzt werden. Aus dem Vergleich der bodengebundenen Messungen mit Strahlungstransportrechnungen wurde R_{eff} für drei unterschiedliche Meßfälle zwischen 1 und $200\mu m$ abgeschätzt. Durch die Abschätzung von R_{eff} aus den Messungen konnten sowohl eine zeitliche Entwicklung der Mikrophysik von Cirren und Kondensstreifen hin zu größeren effektiven Radien als auch eine Zunahme der Partikelgröße mit der optischen Dicke bei Eiswolken festgestellt werden. Zur Abschätzung der optischen Dicke der Eiswolke aus vorwärtsgestreuten Strahldichten ist die Kenntnis der mittleren Kristallform oder der dazugehörigen Phasenfunktion notwendig. Mit Hilfe eines der Meßfälle wurde gezeigt, daß zur Ableitung der optischen Dicke des Aerosols die optischen Eigenschaften von klimatologisch gemittelten Aerosoltypen nicht immer ausreichend sind.

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Eigenschaften von Eiswolken	5
2.1	Makrophysikalische Eigenschaften von natürlichen Cirren	5
2.2	Mikrophysikalische Eigenschaften von natürlichen Cirren	6
2.3	Makrophysikalische Eigenschaften von anthropogenen Eiswolken	11
2.4	Mikrophysikalische Eigenschaften von anthropogenen Eiswolken	11
2.5	Eigenschaften optisch dünner Eiswolken	13
2.6	Auftreten unterkühlter Tropfen	13
3	OVID-Spektrometer für den kurzwelligen Spektralbereich	15
3.1	Technischer Aufbau	15
3.2	Even-Odd Problem	18
3.3	Rauschen	18
3.4	Eichung	20
4	Fernerkundung im nIR: Bisherige Arbeiten	23
5	Modellierung des Strahlungstransportes	27
5.1	Theorie	27
5.2	Modellparameter	31
5.2.1	Aerosol	31
5.2.2	Wolke	33
5.2.3	Spektraler Bereich für die Simulation	37
5.3	Optische Eigenschaften des Aerosols	38
5.4	Optische Eigenschaften der Wolke	41
5.4.1	Mie-Rechnung	41
5.4.2	Ray-Tracing	42
5.4.3	Einfachstreualbedo und Extinktionskoeffizient	43
5.4.4	Vergleich der Streuparameter für hexagonale Kristalle und ober- flächenäquivalente Eiskugeln	45
5.5	Folgen für die Fernerkundung von Wolkenparameter	49

6	Modellergebnisse	51
6.1	Einfluß des effektiven Radius	51
6.2	Einfluß der Kristallform	54
6.3	Einfluß der thermodynamischen Phase	56
6.4	Einfluß der Wolkeninhomogenität	58
6.5	Einfluß des Aerosoltyps	59
6.6	Einfluß der Bodenalbedo	61
6.7	Einfluß der Mehrfachstreuung	63
7	Messungen mit OVID im nahen Infrarot	67
7.1	Meßfall: "Warme" Cirren	69
7.1.1	Synoptische Lage: 17.02.94	69
7.1.2	Meßdurchführung	69
7.1.3	Auswertung	70
7.1.4	Vergleich Messung-Simulation	73
7.2	2. Meßfall: Kondensstreifen und Cirren	79
7.2.1	Synoptische Lage: 25.02.94	79
7.2.2	Meßdurchführung	80
7.2.3	Auswertung	80
7.2.4	Vergleich Messung - Simulation	81
7.3	3. Meßfall: Almkantarmessung	84
7.3.1	Synoptische Lage: 10.08.94	84
7.3.2	Meßdurchführung	85
7.3.3	Auswertung	86
7.3.4	Vergleich Messung-Simulation	88
7.4	Meßfehler OVIDs	91
8	Schlußbetrachtung	95
	Danksagung	99
	Literatur	100
	Anhang	108

1 Einleitung

Wolken stellen einen wichtigen Steuerungsfaktor im Klimageschehen dar. Sie bestimmen den Strahlungshaushalt des Systems Erde - Atmosphäre entscheidend mit, indem sie die einfallende kurzwellige Strahlung reflektieren und die langwellige Abstrahlung von der Erdoberfläche und der Atmosphäre modifizieren.

Cirren - natürliche Eiswolken der oberen Troposphäre - spielen hierbei eine wichtige Rolle. Sie sind verglichen zu Wasserwolken relativ durchsichtig für die solare Einstrahlung und dagegen nahezu undurchlässig für die langwellige Abstrahlung (Platt et al., 1987). Das führt zu einer positiven Rückkopplung zum Treibhauseffekt, vor allem für hohe und dünne Cirren (Stackhouse und Stephens, 1991). Die Möglichkeit einer positiven oder negativen Rückkopplung hängt allerdings von den mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften der Cirren ab (Stephens et al., 1990; Hammer et al., 1991; Stackhouse und Stephens, 1991)

Cirren sind global verteilt mit einem nicht vernachlässigbaren Bedeckungsgrad von 20 – 30% (Liou, 1986) und erscheinen in der höheren Troposphäre weitgehend unabhängig von der Jahreszeit. Bei den vorhandenen tiefen Temperaturen bestehen sie aus Eiskristallen, deren Konzentration aber viel geringer ist als die von Tröpfchen in Wasserwolken. Eiskristalle nehmen in Wolkenhöhe in Abhängigkeit von der Temperatur und von der relativen Feuchte eine Fülle verschiedener Formen an, mit Abmessungen zwischen wenigen Mikrometern und einigen Millimetern.

Zusätzlich zu den natürlichen Cirren haben Kondensstreifen und deren möglicher Klimaeinfluß infolge des zunehmenden Flugverkehrs in großen Höhen an Interesse gewonnen. Sie erscheinen, wie die natürlichen Cirren in der oberen Troposphäre bei Temperaturen unter -40°C (Appleman, 1953). Die räumliche und zeitliche Verteilung ist nicht allein vom Flugverkehrsaufkommen abhängig, sondern ist an die meteorologischen Bedingungen gekoppelt (DeGrand et al., 1990; Bakan et al., 1994). Der global durch Kondensstreifen verursachte Bedeckungsgrad ist aber nicht bekannt. Teilchenform und -größe sind nicht ausreichend vermessen worden. Es sind sowohl annähernd sphärische Teilchen (Gayet, et al., 1995), als auch die für natürliche Cirren typischen Eiskristalle (Knollenberg, 1972) festgestellt worden.

Kondensstreifen können die Häufigkeit der natürlichen Cirren beeinflussen. Außerdem sind sie, zusammen mit den Cirren, eine zusätzliche Quelle für Kondensationskeime für die tieferliegende Bewölkung, was sich in einer Veränderung der Niederschlagsbildung bzw. des Bewölkungsgrades auswirken könnte.

Da sich im Gegensatz zu den global verteilten Cirren Kondensstreifen hauptsächlich entlang der transatlantischen Flugkorridore konzentrieren, ist ein globaler Einfluß des

Auftretens von Kondensstreifen durch eine Zunahme des Flugverkehrs wohl nicht zu erwarten. Die möglichen Folgen für die meist überflogenen Gebiete, wie Mitteleuropa, können dagegen nicht vernachlässigt werden.

Für eine Vorhersage des durch Eiswolken global verursachten Klimatrends werden allgemeine Zirkulationsmodelle benötigt. Sie sollten eine genaue Parametrisierung der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Eiswolken enthalten. Eine Initialisierung bzw. Validierung des Modells erfolgt durch die Kenntnis der globalen und zeitlichen Verteilung bzw. der Variabilität von bestimmten Parametern. Um den Einfluß von natürlichen Cirren und von einer möglichen Bewölkungszunahme durch anthropogen verursachten Eiswolken auf das Klima abzuschätzen, sollten u. a. die optische Dicke und eine charakteristische Partikelgröße der Eiswolken gemessen werden (Stephens und Webster, 1981; Liou, 1986; Kinne und Liou, 1988; Matrosov et al., 1994). Vor allem die charakteristische Partikelgröße für Eiswolken ist ein unzureichend bekannter Parameter, der aber für die Parametrisierung der optischen Eigenschaften benötigt wird (Stephens et al., 1990, Hammer et al., 1991).

Aufgrund der Höhenlage der Cirren und Kondensstreifen wurde eine detaillierte Beschreibung der optischen und besonders der mikrophysikalischen Eigenschaften erst durch den Einsatz von hochreichenden Flugzeugen möglich. Nur wenige aufwendige Feldexperimente (FIRE IFO-First ISCCP Region Experiment Intensive Field Observations in Oktober/November 1986, FIRE IFO II in Dezember 1991, ICE-International Cirrus Experiment in Oktober 1989 und EUCREX-EUropean Cloud Radiation EXperiment in April 1994) haben bisher stattgefunden, um die Eigenschaften von Cirruswolken eingehend zu untersuchen.

In-situ Messungen der Mikrophysik bergen noch erhebliche technische Probleme, da die begrenzte Auflösung der bisher eingesetzten Meßinstrumente es weitgehend verhindert hat, Teilchengrößen unterhalb von $50\mu\text{m}$ absolut zu erfassen. Hohe Konzentrationen kleiner Teilchen, wie sie in Cirren und Kondensstreifen nachgewiesen (oder vermutet) wurden (Heymsfield et al., 1991; Albers et al., 1990; Gayet et al. 1995) können die langwelligen und kurzwelligen optischen Eigenschaften der Eiswolken deutlich verändern (Stackhouse und Stephens, 1991).

Obwohl die in-situ Messungen, als Fallstudien für begrenzte Gebiete der Wolken, keine verallgemeinernden Aussagen über die Eigenschaften der Cirren liefern, sind sie der einzige Weg, um Fernerkundungsmethoden zu validieren.

Der gesamte Spektralbereich vom Sichtbaren bis zum Mikrowellenbereich liefert Möglichkeiten, um aus den gemessenen Strahldichten, vom Boden oder vom Satellit aus, auf die optische Dicke und einen charakteristischen Radius der Teilchen in der Wolke zu schließen.

Der sichtbare Spektralbereich bei $0.65\mu m$ wird von Radiometern benutzt, um die optische Dicke abzuleiten (Minnis et al., 1992). Dafür müssen, sowohl wolkenfreie Pixel in der Umgebung der Cirren vorhanden sein, als auch der Ozongehalt der Atmosphäre bekannt sein. Die optischen Eigenschaften von Eis im Sichtbaren ermöglichen es nicht, zusätzlich eine Aussage über eine mittlere Partikelgröße zu machen (Liou, 1986).

Das atmosphärische Fenster im thermischen Bereich ($8 - 12\mu m$) kann ausgenutzt werden, um die optische Dicke und die Partikelgröße von Eiswolken abzuleiten. Verschiedene Methoden nutzen die spektralen Unterschiede in den optischen Eigenschaften von Eis in dem Wellenlängenbereich zwischen $10\mu m$ und $12.5\mu m$ (Prabhakara et al., 1988; Parol et al. 1989; Ackermann et al., 1990; Hammer et al., 1991; Betancor und Graßl, 1993). Der Vergleich zwischen der simulierten und der gemessenen Differenz aus den Helligkeitstemperaturen von zwei benachbarten Kanälen in diesem Spektralbereich liefert die gewünschte Information. Diese Parameter können jedoch nur für optisch dünne Wolken abgeleitet werden. Die Temperaturen in Wolkenhöhe und, bei satellitgebundenen Messungen, am Boden müssen dafür bekannt sein. Zusätzlich dazu muß Information über den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre vorliegen, da das Wasserdampfkontinuum im atmosphärischen Fenster insbesondere die Ableitung der optischen Dicke erschwert.

Die Verfügbarkeit von Sensoren im hochfrequenten Mikrowellenbereich hat in den letzten Jahren weitere Möglichkeiten eröffnet. Evans und Stephens (1995) untersuchten die Möglichkeiten der passiven Fernerkundung von Eiswolken mit Hilfe der aufwärtsgerichteten Helligkeitstemperaturen bei Frequenzen oberhalb von 85 GHz. Im Mikrowellenbereich können allerdings nur optisch dicke Cirren entdeckt werden. Erst bei Frequenzen höher als 340 GHz wird die Ableitung einer charakteristischen Partikelgröße der Eiswolke durch den Vergleich verschiedener Frequenzen möglich. Bei zunehmender Frequenz vergrößert sich der Bereich der ableitbaren Teilchengrößen hin zu kleineren Radien. Die neuesten Meßinstrumente, wie das bei TOGA COARE in 1993 eingesetzte MIR (Milimeter-wave Imaging Radiometer), enthalten nur Kanäle bis 325 GHz, so daß die Fernerkundung von Eiswolken in diesem Spektralbereich noch nicht realisierbar ist.

Innerhalb der aktiven Fernerkundung bietet sich auch der Einsatz von bodengebundenen Radars zusammen mit Lidars an, um aus dem spektral abhängigen Unterschied im zurückgestreuten Signal bei vorhandenen Eiswolken auf die Teilchengröße zu schließen (Intrieri et al., 1993).

Die Kombination von bodengebundenen Radar-Messungen der Vertikalprofile der Reflektivität und der Doppler-Geschwindigkeiten mit Messungen der abwärtsgerichteten Strahlung im atmosphärischen Fenster ($10 - 12.5\mu m$) sollte die Ableitung von Vertikalprofilen des mittleren Partikelradius in Eiswolken erlauben (Matrosov, et al., 1994). Aus solchen Messungen kann zur Zeit allerdings nur eine mittlere Partikelgröße für die gesamte Erstreckung der Wolke ermittelt werden.

Satellitengebundene Fernerkundungsmethoden haben den Nachteil, daß die optischen Eigenschaften der Bodenoberfläche bezüglich der Reflexion und Emission nicht gut genug bekannt sind, und insbesondere bei der Analyse optisch dünner Eiswolken ein Hindernis bedeuten. Sie sind zusätzlich in der horizontalen Auflösung begrenzt und zeitlich eingeschränkt. Darum sind bodengebundene Fernerkundungsmethoden zur Erprobung von zukünftigen Satelliteninstrumenten und zusätzlich dazu für Vergleichsmessungen unumgänglich. Bodengebundene Messungen haben den Vorteil gegenüber in-situ Messungen, daß sie unabhängig von aufwendigen Meßkampagnen kurzfristig und über lange Zeiträume durchgeführt werden können. Dabei können Zeitreihen erstellt werden, die die klimatologisch bedingte Entwicklung bestimmter Eigenschaften untersuchen lassen. Die höhere räumliche Auflösung im Vergleich zu den Satellitenmessungen ermöglicht eine Abschätzung der räumlichen Variabilität verschiedener Eigenschaften, die das Signal am Satelliten zusätzlich beeinflussen könnten.

Innerhalb dieser Dissertation werden die Möglichkeiten der bodengebundenen Fernerkundung einer charakteristischen Partikelgröße, wie auch der optischen Dicke von optisch dünnen Eiswolken im nahen Infraroten zwischen $0.5\mu m$ und $1.7\mu m$ vorgestellt. Dabei werden die Vorteile eines Spektrometers mit einer hohen spektralen Auflösung ausgenutzt, die die Wahl von engen Spektralintervallen ermöglichen. Im Vergleich zum thermischen Spektralbereich ist es im nahen Infraroten möglich, durch die Wahl schmaler spektraler Bereiche in atmosphärischen Fenstern vorhandene Linien von atmosphärischen Absorbergasen zu meiden. Sie bedeuten für die breiteren spektralen Kanäle eines Radiometers einen Störfaktor für das empfangene Signal.

Im Kapitel 2 werden die mikrophysikalischen Eigenschaften von natürlichen und anthropogenen Eiswolken dargestellt. Dabei werden diejenigen Parameter (Partikelform, Partikelgröße, Eisgehalt und Teilchenkonzentration) beschrieben, die bei der Modellierung des Strahlungstransportes in der Atmosphäre bei vorhandenen Wolken eine Rolle spielen. Im Kapitel 3 werden das Fernerkundungsmeßgerät und die verschiedenen Probleme, die bei der Kalibration der Messungen auftreten, vorgestellt. Die bisherigen Arbeiten zum Thema werden im Kapitel 4 zusammengefaßt. Der theoretische Teil der Fernerkundung im Kapitel 5 befaßt sich mit der Modellierung des gemessenen Signals für optisch dünne Eiswolken. Dazu werden die optischen Eigenschaften von Eiswolken im nahen Infraroten diskutiert und die Folgen, die sich für die bodengebundene Fernerkundung daraus ergeben, vorgestellt. In Kapitel 6 werden aus den Simulationsergebnissen diejenigen Parameter herausgefiltert und diskutiert, die einen Einfluß auf das Meßsignal haben. Im Kapitel 8 werden die an drei Tagen durchgeführten Messungen beschrieben und mit den Simulationsergebnissen verglichen. Die vorhandenen Unterschiede beim Vergleich werden beschrieben und diskutiert.

2 Eigenschaften von Eiswolken

Die Zusammensetzung und Struktur der Eiswolken bestimmen ihren Einfluß auf den Strahlungshaushalt der Erde und beeinträchtigen das gemessene spektralabhängige Signal, das bei Fernerkundungsinstrumenten ankommt.

Zusätzlich zu den natürlich entstandenen Cirrus-Wolken sind in der hohen Atmosphäre noch anthropogene Eiswolken zu beobachten. Sie sind die sichtbaren Spuren des in den Niveaus um die Tropopause existierenden Flugverkehrs. Aufgrund der vorhergesagten Zunahme des Flugverkehrs für die kommenden Jahre (Nüßer und Schmitt, 1990 Reichow, 1990) ist eine weitere Zunahme der hohen Bewölkung zu erwarten. Darum ist es nötig die mikrophysikalischen Eigenschaften dieser künstlichen Bewölkung ebenfalls zu kennen, um auch deren Einfluß auf das Klima abzuschätzen.

Der Schwerpunkt in diesem Kapitel soll auf die Eigenheiten gelegt werden, die für die Wolkenmodellierung bei Strahlungstransportproblemen wichtig sind, besonders für optisch dünne Eiswolken. Die räumliche Struktur der Eiswolken, unterteilt in natürlichen Cirren und anthropogenen Kondensstreifen, und einige klimatologische Charakteristika werden in den makrophysikalischen Eigenschaften zusammengefaßt. Die mikrophysikalischen Eigenschaften beschreiben die Größe, Form und Art der Eiskristalle. Die Möglichkeit der Existenz von unterkühlten Tropfen in Eiswolken wird erörtert.

2.1 Makrophysikalische Eigenschaften von natürlichen Cirren

Satellitenbilder der Erde zeigen, daß Eiswolken räumlich global verteilt sind und fast unabhängig von der Jahreszeit erscheinen. Sie bedecken im Mittel etwa 20–30% der Erde (Liou, 1986; Warren et al., 1988; Heymsfield, 1993) und erscheinen mit einer mittleren Häufigkeit von 42%.

Cirrus-Wolken befinden sich überwiegend in der oberen Troposphäre, selten in der unteren Stratosphäre und gelegentlich in der unteren winterlichen Troposphäre. Sie sind relativ stabil, langlebig und mit großskaligen synoptischen Störungen verbunden, die ihre Entstehung, Erhaltung und Auflösung mitbestimmen (Liou, 1986). Sie erscheinen meist in Höhen zwischen 5 und 15 *km*, in Abhängigkeit von der Jahreszeit und der geographischen Breite, bei Temperaturen unterhalb von -20°C . Die maximal erreichbare Wolkenoberkante ist an die Höhe der Tropopause gekoppelt (Dowling und Radke, 1990).

Cirren haben eine viel größere horizontale als vertikale Ausdehnung. Die typische Mächtigkeit eines natürlichen Cirrus wird zwischen 1.5 *km* (Dowling und Radke, 1990) und 2.6 *km* (Platt und Dillely, 1979) angegeben, wobei dünne Cirren dabei unterrepräsentiert sind (Dowling und Radke, 1990).

Mit Hilfe von Lidar- bzw. in-situ Messungen (Platt et al., 1989; Sassen et al., 1989; Quante et al., 1990; Bösenberg et al., 1990; Grund et al., 1990; Kinne et al., 1992) wurde festgestellt, daß Cirren horizontal und vertikal sehr heterogen sind. Sie charakterisieren sich durch eine zellulare Struktur mit einer typischen Größe von einigen *km* bis hin zu 100 *km*. Die kleineren Wolkeneinheiten sind vermutlich mit konvektiven Wolkenskalen verbunden (Starr und Cox, 1985; Sassen et al., 1989), wie das bei den Wachstumszellen eines Cirrus uncinus der Fall ist. Beobachtungen zufolge (Sassen et al., 1989; Grund und Eloranta, 1990) organisieren sich die individuellen Zellen in größeren mesoskaligen Strukturen in der Größenordnung von 15 – 100 *km*. Natürliche Cirren bestehen oft aus dünnen horizontalen Schichten (Spirnhirne und Hart, 1990) getrennt durch Fallstreifen (Grund et al., 1990).

2.2 Mikrophysikalische Eigenschaften von natürlichen Cirren

Das Verständnis der Mikrophysik einer Wolke setzt die Kenntnis von Größe, Form und Verteilung der Partikel voraus, die für die Sichtbarkeit einer Wolke verantwortlich sind.

Die herrschenden Druckverhältnisse in der Atmosphäre bei Temperaturen zwischen -80°C und 0°C bestimmen, daß Wasser aus der flüssigen oder gasförmigen Phase in eine kristalline Struktur mit hexagonaler Symmetrie übergeht. Laborversuche ergaben, daß Eiskristalle hexagonale Säulen bzw. Platten als Grundformen annehmen. Die Entstehung einer bestimmten Grundform wird von der Umgebungstemperatur bestimmt, während ihre weitere Entwicklung von der Übersättigung abhängt (Hobbs, 1974; Pruppacher und Klett, 1978).

Aufgrund der großen Höhen, in der Eiswolken auftreten, konnte eine detaillierte Beschreibung ihrer Mikrophysik durch in-situ Beobachtungen erst mit der Entwicklung von hochreichenden Flugzeugen, und von aufwendigen Meß- bzw. Fernerkundungsgeräten stattfinden (Liou, 1986; Dowling und Radke, 1990). Es gibt aber nur eine beschränkte Anzahl an Instrumenten, die sich bei der in-situ Messung von Partikelgröße bzw. -form bewährt haben. Replikatoren nutzen den mechanischen Abdruck der Kristalle auf einem beschichteten Film, um genaue Aufschlüsse über Form und Größe zu bekommen (Hallet, 1976). Sie eignen sich hauptsächlich für die Erfassung kleiner Teilchen, da Kristalle größer als $100\mu\text{m}$ beim Aufprall auf den Film platzen (Strauss, 1994). Sie haben aber den Nachteil, daß die Teilchenkonzentration mit abnehmender Partikelgröße immer deutlicher unterschätzt wird, weil bei der Umströmung des Gerätes bzw. des Flugzeuges ein großer Anteil der kleineren Teilchen $< 5\mu\text{m}$ (Strauss, 1994) im Sammelvolumen nicht eindringen können. Durch das kleine Sammelvolumen und die nicht bekannte Sammeleffizienz geben sie keine absolute Information über die Größenverteilung von Partikeln kleiner als $100\mu\text{m}$.

Andere Meßgeräte nutzen das an Partikel gestreute Laserlicht zur Abschätzung der

Kristallgröße und eventuell auch der Form. Die FSSP (Forward Scattering Spectrometer Probe), eigentlich für Aerosolmessungen gedacht, ist eine Teilchensonde, die die Abhängigkeit des gestreuten Lichtes im Vorwärtsstrebereich (zwischen 4 und 14°) von der Teilchengröße nutzt, um auf diesen Parameter zu schließen. Diese Sonde deckt den Größenbereich zwischen 3 und $50\mu m$ ab (Heymsfield und Platt, 1984). Ohne die Partikelform zu kennen, kann man aus den Ergebnissen nur eine relative Aussage machen.

Die 2D-OAP-(Optical Array Probe)-Sonden beleuchten die Partikel, deren Schatten auf eine Diodenzeile projiziert wird. Durch Abtasten der abgeschatteten Diodenelemente in kurzen Intervallen erhält man mehrere Querschnitte durch den Teilchenschatten, woraus sich das vollständige Schattenbild zusammensetzen läßt. Daraus gewinnt man Information über die Partikelgröße, als längste Dimension gespeichert, und, im beschränkten Maße, über die Form. Die nominelle Auflösung beträgt etwa $25\mu m$. Diese Proben ermöglichen eine Auswertung der Daten in Abhängigkeit von der Flugzeuggeschwindigkeit für Partikelgrößen ab $75\mu m$ (Quante et al. 1990).

Erste Replikatormessungen (Weickmann, 1947) bestätigten Laborbeobachtungen: bei gleichzeitiger Messung der Umgebungstemperatur, bzw. der relativen Feuchte wurden in verschiedenen Eiswolkentypen in Abhängigkeit der Temperatur die grundlegenden Kristallformen wiederentdeckt.

Die Variabilität der Temperatur und der Übersättigung innerhalb einer Wolke führt zu einer Fülle unterschiedlicher Eiskristallformen, wie die Klassifikation natürlicher Eiskristalle von Magono und Lee (1966) zeigt (s. Abb.1). Weitere Replikatormessungen (Heymsfield und Knollenberg, 1972; Heymsfield, 1975; Heymsfield und Platt, 1984) bzw. Messungen mittels Holographie (Krupp, 1991) zeigten eine definierte Entwicklung der Kristallform mit der Temperatur: bei Temperaturen oberhalb von $-45^\circ C$ treten überwiegend komplexe Kombinationen aus verschiedenen einfachen Kristallen (z.B. Flaschenprismenbüschel) oder Aggregate auf, die durch Kollision von Kristallen, bzw. unterkühlter Tropfen entstehen. Bei Temperaturen unter $-45^\circ C$ nehmen Eiskristalle eher geometrisch einfachere Formen wie Säulen, Flaschenprismen und Platten ein.

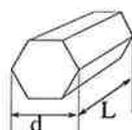
Heymsfield et al. (1990) versuchten mit Daten einer Cirrus-Meßkampagne (FIRE IFO, 27-28 Oktober 1986) eine Zuordnung zwischen Kristallgröße und Kristallform in Höhen zwischen 7 und $11 km$, wobei ihnen zweidimensionalen Abbildungen der Kristalle aus PMS(Particle measuring Systems)-Sonden und Replikatormessungen zur Verfügung standen. Kristalle, deren längere Achse $150\mu m$ überschritt, wurden überwiegend als kompakte Partikel, mit und ohne Erweiterungen klassifiziert. Ab einer Kristallgröße von mehreren $100\mu m$ wurden Aggregate viel häufiger gesammelt, besonders in wärmeren Schichten bei niedrigen Übersättigungswerten, wo ein Wachstum durch Diffusion nicht mehr dominiert. Der dominante Typ bei Partikeln in dem Größenbereich $50 - 150\mu m$ waren kompakte Kristalle. Partikel $< 50\mu m$ waren annähernd sphärisch oder isometrisch. Aufgrund der

	N1a Elementary needle		C1f Hollow column		P2b Stellar crystal with sectorial ends		P6b Plate with spatial scrolls at ends		CP3 d Plate with ends		R3c Graupelike snow with nonrimmed extensions
	N1b Bundle of elementary needles		C1g Solid thick plate		P2c Dendritic crystal with plates at ends		P6c Stellar crystal with spatial scrolls at ends		S1 Side planes		R4a Hexagonal graupel
	N1c Elementary sheath		C1h Thick plate of skeleton form		P2d Dendritic crystal with sectorlike ends		P6d Stellar crystal with spatial dendrites		S2 Sectorlike side planes		R4b Lump graupel
	N1d Bundle of elementary sheaths		C1i Scroll		P2e Plate with simple extensions		P7a Radiating assemblage of dendrites		S3 Combination of side planes, bullets and columns		R4c Conelike graupel
	N1e Long solid column		C2a Combination of bullets		P2f Plate with sectorlike extensions		P7b Radiating assemblage of dendrites		R1a Rimmed needle crystal		I1 Ice particle
	N2a Combination of needles		C2b Combination of columns		P2g Plate with dendritic extensions		CP1a Column with plates		R1b Rimmed columnar crystal		I2 Rimmed particle
	N2b Combination of sheaths		P1a Hexagonal plate		P3a Two-branched crystal		CP1b Column with dendrites		R1c Rimmed plate or sector		I3a Broken branch
	N2c Combination of long solid columns		P1b Crystal with broad sectorlike branches		P3b Three-branched crystal		CP1c Multiple carped column		R1d Rimmed stellar crystal		I3b Rimmed broken branch
	C1a Pyramid		P1c Crystal with broad branches		P3c Four-branched crystal		CP2a Butler with plates		R2a Densely rimmed plate or sector		I4 Miscellaneous
	C1b Cup		P1d Stellar crystal		P4a Broad branch crystal with 12 branches		CP2b Butler with dendrites		R2b Densely rimmed stellar crystal		G1 Minute column
	C1c Solid bullet		P1e Ordinary dendritic crystal		P4b Dendritic crystal with 12 branches		CP3a Stellar crystal with needles		R2c Stellar crystal with rimmed spatial branches		G2 Germ of skeleton form
	C1d Hollow bullet		P1f Ferrilike crystal		P5 Mollommed crystal		CP3b Stellar crystal with columns		R3a Graupelike snow of hexagonal type		G3 Minute hexagonal plate
	C1e Solid column		P2a Stellar crystal with plates at ends		P6a Plate with spatial plates		CP3c Stellar crystal with spatial scrolls at ends		R3b Graupelike snow of lump type		G4 Minute stellar crystal
											G5 Minute assemblage of plates
											G6 Irregular germ

Abbildung 1: Klassifizierung natürlicher Eiskristalle nach Magono und Lee (1966)

beschränkten Auflösung der PMS-Probes, abhängig von der Fluggeschwindigkeit, ist die Zuordnung der Form für kleine Kristalle $< 150\mu m$ mit Unsicherheiten behaftet (Quante et al., 1990, Heymsfield et al., 1990).

Die Größe eines Eiskristalls kann durch zwei Dimensionen beschrieben werden: die Kristalllänge (L) und den Kristalldurchmesser (d). Die Länge einer hexagonalen Säule bzw. der Durchmesser einer hexagonalen Platte erreichen typische Werte zwischen 10 und mehrere $1000\mu m$. Das Wachstum eines Kristalls durch Wasserdampfdiffusion und die damit verbundene Massenverteilung unterliegt bestimmten dimensionsabhängigen Relationen in Abhängigkeit vom Kristalltyp und der -größe. Aus Messungen in Cumuluswolken und orographische Wolken wurden empirische Zusammenhänge mit polynomartigen Charakter abgeleitet (Auer und Veal, 1970):



$$L = Ad^B, \quad \text{für hexagonale Säulen,}$$

$$d = AL^B, \quad \text{für hexagonale Platten}$$

Tabelle 1 zeigt die Koeffizienten A und B der Längen-Durchmesser-Parametrisierungen von Auer und Veal (1970) für grundlegende hexagonale Formen unter Angabe des Gültigkeitsbereichs. Die Messungen von Auer und Veal (1970) wurden an nicht cirrus-artigen Wolken bei relativ warmen Temperaturen $> -20^\circ C$ durchgeführt, wo komplexere Kristallformen häufiger auftreten. Als eine der wenigen Quellen für Breiten-Längenverhältnisse, werden sie von anderen Autoren (Kinne und Liou, 1989; Takano und Liou, 1989; Mitchell und Arnott, 1994; Macke, 1994) für die Modellierung von Cirruswolken benutzt, in der Annahme, daß die empirischen Beziehungen für alle Wolken, die Eiskristallen enthalten, gültig sind. Die von Heymsfield ermittelten Beziehungen (1972) zeigen aber, daß diese Relationen bei anderen Messungen unterschiedlich ausfallen können.

Eine statistische Erfassung der Größenverteilung von Eiskristallen kann durch eine kontinuierliche Messung mit den schon erwähnten optisch abbildenden Spektrometern erreicht werden. Aus den ein- bzw. zweidimensionalen Schattenbildern der erfaßten Kristalle läßt sich Information über Eisgehalt, Kristallkonzentration bzw. Größenverteilung gewinnen. Heymsfield (1977) und Heymsfield und Platt (1984) ermittelten typische Kristallgrößenverteilungen für Cirrus uncinus- (Ci) und Cirrostratuswolken (Cs), auch in Abhängigkeit von der Temperatur (warmer bzw. kalter Cirrus, s. Abb. 2). Die Verteilung der Kristalle unterhalb $50\mu m$ ist hier nicht enthalten.

Sie hatten festgestellt, daß mit abnehmender Temperatur bzw. mit zunehmender Wolkenhöhe nicht nur die Kristalle einfachere hexagonale Kristallformen als in niedrigeren Höhen annehmen, sondern auch die Größe der Kristalle abnimmt. Dieses Verhalten läßt sich mit abnehmendem Wasserdampfgehalt bei sinkender Temperatur begründen. Die geringere Breite der Größenverteilung der Kristalle in einer kalten Wolke relativ zu einer

Kristalltyp	A	B	Größenbereich [μm]
hexagonale Platte	2.02	0.449	20, 3000
breite Platte	0.402	1.018	30, 110
kleine hexagonale Säule	0.7	1.0	20, 110
große hexagonale Säule	6.96	0.5	100, 3000
Nadel	1.099	0.61068	30, 3000

Tabelle 1: Koeffizienten A und B und dessen Gültigkeitsbereich für die Beziehung $L = Ad^B$ (Säule) bzw. $d = AL^B$ (Platte) nach Auer und Veal (1971), in Abhängigkeit vom Kristalltyp.

wärmeren wird damit erklärt. So ist die Teilchenzahldichte für Kristalle $< 400\mu\text{m}$ um zwei bis drei Größenordnungen über der für größere Teilchen, so daß die gesamte Teilchenzahldichte in einer Wolkenschicht von den kleineren Kristallen bestimmt werden. Die mittlere Teilchenkonzentration bzw. der mittlere Eisgehalt sinken daher mit der Temperatur wie die mittlere Kristallgröße (Heymsfield und Platt, 1984). Der Eisgehalt kann zwischen 10^{-3}gm^{-3} bei einer dünnen Cirrusschicht und 10^{-1}gm^{-3} bei Häckchen-Cirren (Cirrus uncinus) schwanken. Da die existierenden Streulichtsonden die kleinen Partikel entweder nicht erkennen oder unterschätzen, sind die Literaturangaben über die Konzentration von Kristallen in Eiswolken nicht sehr zuverlässig. Die Angaben schwanken zwischen einigen und 10^3 Teilchen pro Liter (Platt et.al., 1989).

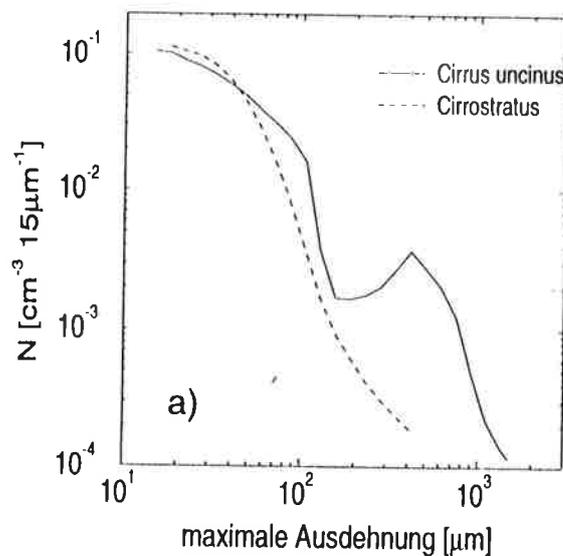


Abbildung 2: Repräsentative Eiskristallgrößenverteilungen für Cirrus Wolken. Aus: Heymsfield (1977) und Heymsfield und Platt (1984)

2.3 Makrophysikalische Eigenschaften von anthropogenen Eiswolken

Der emittierte Wasserdampf im Abgasstrahl eines hochfliegenden Jets kondensiert bei dessen Abkühlung durch Vermischung mit der Umgebungsluft bei geeigneten Bedingungen (Appleman, 1953): ein Kondensstreifen aus Wassertropfen wird sichtbar. Bei vorhandener Sättigung relativ zu Eis und Temperaturen $< -40^\circ C$ in der Umgebung des Kondensstreifen wird die entstandene Wolke rasch gefrieren und kann damit länger existieren. Dieser Vorgang findet in den ersten 100 *m* hinter dem Flugzeug statt.

Kondensstreifen erscheinen bevorzugt innerhalb des Warmsektors von Tiefdruckgebieten, sowie am Rande von Hochdruckgebieten, fast immer südlich des Polarjets. Sie sind auf die Flughöheniveaus beschränkt und erstrecken sich in der Vertikalen über einige 100 *m*. Je nach den synoptischen Verhältnissen in der hohen Troposphäre können sie sich in der Horizontalen über mehrere 100 *km* erstrecken.

Bakan et al. (1994), sowie DeGrand et al. (1990) hatten anhand von Satellitenaufnahmen in einem unterschiedlichen Umfang festgestellt, daß die Erscheinungshäufigkeit der Kondensstreifen einen jahreszeitlichen Verlauf aufweisen. Die jahreszeitliche Variabilität ist mit der Variabilität der Tropopausenhöhe und mit der Lage des Strahlstroms verbunden.

Die Auswertung von Quicklooks von hochauflösenden AVHRR-Daten (Advanced Very High Resolution Radiometer, auf dem polarumlaufenden Satellit NOAA-11) für sechs Jahre zwischen 1979 und 1992 hatten über Europa und dem Ost-Atlantik einen mittleren Bedeckungsgrad durch Kondensstreifen von 0.5% ergeben (Bakan et al., 1994). Besonders entlang des transatlantischen Korridors wurden die höchsten Bedeckungsgrade bei 2% in den Sommermonaten festgestellt. Unter Kondensstreifen sind hier diejenigen gemeint, die mindestens mehrere Stunden überleben und dabei größere Gebiete überdecken (einige 100 *km*). Gelegentlich sind Gebiete bis zu mehreren Tagen mit Kondensstreifen bedeckt.

2.4 Mikrophysikalische Eigenschaften von anthropogenen Eiswolken

Der Zusammenhang zwischen der Entstehung bzw. Aufrechterhaltung von Kondensstreifen und den synoptischen Gebilden ist noch nicht genau bekannt. Dadurch konnten bisher Kondensstreifen nicht erfolgreich vorhergesagt werden, was die Planung von Meßkampagnen erschwert. Sie erscheinen meistens in Höhen, wo Forschungsflugzeuge schwer hinkommen. Da Kondensstreifen an Flugkorridore gebunden sind, ist es oft aus Sicherheitsgründen bzgl. der Luftfahrt schwierig in Kondensstreifen zu messen. All diese

Tatsachen begründen die mangelhafte Information, die über die Mikrophysik von Kondensstreifen vorliegt. Eine verallgemeinernde Aussage darüber ist somit nicht möglich. Da die Entstehungsbedingungen für einen Kondensstreifen sich deutlich von denen eines Cirrus unterscheiden, muß das Alter des Kondensstreifen bei der Interpretation der Meßergebnisse miteinbezogen werden (Gayet et al., 1995), was bisher nicht möglich war.

Die ersten in-situ Messungen von Kondensstreifen wurden von Knollenberg (1972, 1973) durchgeführt. Seine eingesetzte Teilchensonde konnte Teilchen ab $75\mu m$ bis 2 mm auflösen. Für diesen Größenbereich wurden keine systematischen Unterschiede in dem Eisgehalt sowie in der Kristallkonzentration bei Kondensstreifen und Cirren entdeckt. Zu bemerken ist, daß die Form der gemessenen Kristallgrößenverteilungen, im Gegensatz zu natürlichen Cirren, unabhängig von dem Eisgehalt war, worauf Knollenberg damals schloß, daß in allen Höhenschichten des Kondensstreifens ähnliche Wachstumsbedingungen vorherrschen.

Erst in Oktober 1989 wurde während der ICE-Kampagne gezielt versucht die mikrophysikalischen Eigenschaften aus in-situ Messungen (Albers et al., 1990; Gayet, 1995) abzuleiten. Es bestand die Möglichkeit die Parameter für Cirren und Kondensstreifen miteinander zu vergleichen. Eine PMS-2D-C -Teilchensonde lieferte die Möglichkeit Teilchen zwischen $25\mu m$ und $800\mu m$ festzustellen. Im Gegensatz zu Knollenbergs Messungen wurden deutliche Unterschiede zu den natürlichen Eiswolken festgestellt.

Eine Abhängigkeit der mikrophysikalischen Parameter von der Temperatur wie im Falle der natürlichen Cirren (Heymsfield und Platt, 1984) konnte nicht festgestellt werden. Eine Fluktuation der mikrophysikalischen Parameter in den relativ zu den gemessenen Cirren engeren Kondensstreifen war nicht vorhanden. Die mittlere Partikelgröße (d : $40\mu m$) und der mittlere Eisgehalt (IWC: $7\cdot 10^{-3}gm^{-3}$) in den relativ engen Kondensstreifen waren kleiner als in den gemessenen Cirren (d : $110\mu m$; IWC: $13-50\cdot 10^{-3}gm^{-3}$). Dagegen wurden in den Kondensstreifen in allen Niveaus deutlich höhere Teilchenkonzentrationen als für Cirren typisch (maximale Werte: 820 l^{-1} in Kondensstreifen gegenüber 185 l^{-1} in Cirren, in gleicher Höhe gemessen) festgestellt. Die gemessenen optischen Dicken lagen in den dichtesten Regionen weit unter den typischen Werten in natürlichen Cirren.

Ein solcher qualitativer Unterschied in der Partikelgröße zwischen Kondensstreifen und natürlichen Cirren wurde auch bei der Auswertung einer Satellitenszene des AVHRRs (Advance Very High Resolution Radiometer) für den 18. Oktober 1989 über das gleiche ICE-Meßgebiet festgestellt (Betancor, 1991).

Die Flugzeugemissionen liefern genug Aerosolteilchen, oft aus Ruß oder Schwefelsäuretröpfchen bestehend, die als Kondensationskerne dienen können (Schumann et al., 1995). Die unter natürlichen Umständen aerosolarme Luft in der hohen Troposphäre bietet in den Flugstraßen andere Bedingungen zur Wolkenbildung. Der zur Verfügung stehende

Wasserdampf verteilt sich auf eine größere Anzahl von Teilchen, so daß die entstehenden Kristalle nicht so groß wachsen können, wie in natürlichen Cirren. Aufgrund der unterschiedlichen Entstehungsbedingungen ist es wahrscheinlich, daß die kleinsten Kristallen in einem Kondensstreifen von der Kugelgestalt wenig abweichen, da die Kondensstreifen zuerst als Wasserwolke entsteht. Die während ICE gemessene Kristallform ist bei Teilchen bis etwa $300\mu\text{m}$ nahezu sphärisch.

2.5 Eigenschaften optisch dünner Eiswolken

Hohe und kalte, oder dünne Eiswolken sind bisher nicht eingehend untersucht worden, so daß das Wissen darüber beschränkt bleibt (Platt und Spirnhirne, 1989). In der Literatur wird ein Cirrus als optisch dünn beschrieben, wenn die Wolke sichtbar den blauen Himmel durchscheinen läßt und die optische Dicke, trotz einer möglichen großen vertikalen Mächtigkeit von mehreren Kilometern, bei Werten weit unter 1 bleibt.

Bei den vorliegenden Berichten wurden hauptsächlich niedrige Eisgehalte, so wie im Mittel relativ kleine Partikel unterhalb von $100\mu\text{m}$ gemessen:

Bei Höhen um 8 km wurden Eisgehalte zwischen 10^{-3} gm^{-3} und $1.4 \cdot 10^{-2}\text{ gm}^{-3}$ (Varley (1980), bzw. Albers et al. (1990)) gemessen. Varley (1980) stellte eine sehr hohe Konzentration kleiner Kristalle $< 50\mu\text{m}$ fest. Albers et al. (1990) konnten innerhalb der ICE-Meßkampagne (1989) kaum Kristalle größer als $500\mu\text{m}$ feststellen. Ström et al. (1994) berichteten von einem optisch dünnen Cirrostratus, mit einer vertikalen Ausdehnung zwischen 7 und 12 km und Kristallen im Mittel um $30\mu\text{m}$. In einem präfrontalen Cirrus bei 12 km wurden nur Partikel kleiner als $70\mu\text{m}$ gemessen (Platt und Spirnhirne, 1989).

Nur Varley (1980) führte Messungen des Kristalltyps durch: es wurden überwiegend Prismenbüschel, und seltener Säulen und Plättchen gefunden.

2.6 Auftreten unterkühlter Tropfen

Wasser kann im untergekühlten Zustand bei Temperaturen unter 0°C existieren (s. Abb.3). Die Wahrscheinlichkeit dafür hängt von der Temperatur, von der Tropfengröße und von der Konzentration des Hintergrundaerosols und dessen Zusammensetzung ab. Mit abnehmender Temperatur nimmt die Häufigkeit unterkühlter Tropfen ab: bei -30°C werden sie mit einer geringeren Häufigkeit als 10% entdeckt (Borovikov, 1966; Heymsfield und Sabin, 1989). Die maximale Größe eines unterkühlten Tröpfchens in der Atmosphäre nimmt mit der Temperatur auch ab (Heymsfield und Milosevich, 1993). Während bei einer Temperatur von -40°C reine Wassertropfen gefrieren, verhindert der zunehmende Anteil des gelösten Kondensationskerns am Wassertropfen bei abnehmender Größe (im

μm -Bereich) das spontane Gefrieren (Heymsfield und Milosevich, 1993).

In der Atmosphäre wurden unterkühlte Tropfen in Cirren bei Temperaturen bis $-37^{\circ}C$ gemessen (Sassen und Dodd, 1988; Heymsfield et al., 1990). Eiskristalle waren kaum vorhanden aufgrund fehlender Gefrierkerne. Die mittlere Tröpfchengröße betrug $6 - 7 \mu m$. Unterkühlte Tröpfchen können überleben, solange solche $> 20 \mu m$ nicht vorhanden sind, um Eisbildung einzuleiten (Hobbs and Rangno, 1985; Heymsfield et al., 1990). In einem anderem Fall in orographischen Wolken wurden bei $-36^{\circ}C$ keine signifikanten Konzentrationen von Tropfen größer als $3 \mu m$ gemessen.

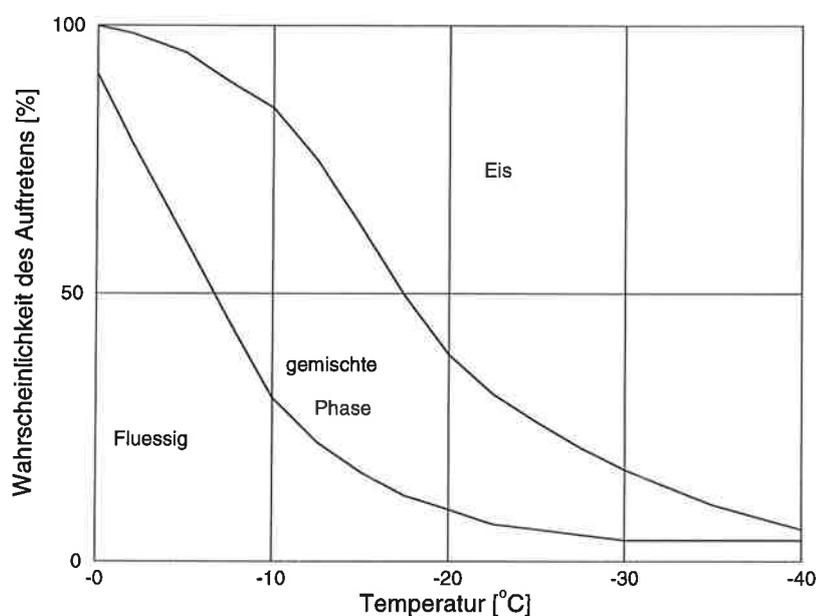


Abbildung 3: Mittlere Wahrscheinlichkeit des Auftretens von unterkühltem Wasser und Eis als Funktion der Temperatur in Wolken über der UdSSR (Nach Borovikov et al. 1963)

3 OVID-Spektrometer für den kurzwelligen Spektralbereich

OVID (Optical Visible and near-Infrared Detector) ist ein spektral hochauflösendes Spektrometer für den sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich, das für die Messung der gestreuten Strahldichten in der Atmosphäre vom Flugzeug (Bartsch, 1996) oder vom Boden aus eingesetzt wird.

Dabei wurde dieses Gerät auch für die Abschätzung der optischen Eigenschaften von Eiswolken sowohl vom Boden als auch vom Flugzeug aus eingesetzt.

3.1 Technischer Aufbau

OVID besteht aus zwei voneinander unabhängigen Einheiten, die mit insgesamt 1280 spektralen Kanälen den Wellenlängenbereich zwischen $0.25\mu m$ und $1.7\mu m$ abdecken. Abb.4 stellt den schematischen Aufbau OVIDs dar, und Tabelle 5 listet die wesentlichen Eigenschaften auf. Jede Einheit besteht aus fünf Teilen: einem Teleskop, einem Lichtleiterkabel, einem Spektrographen, einem Detektor und der erforderlichen Digitalelektronik zur Steuerung und Erfassung der Messungen.

Der Wellenlängenbereich, den jede Einheit umfaßt, wird durch das Detektormaterial vorgegeben. Im sichtbaren Bereich ist das eine Detektormatrix (CCD-Chip) mit 1024×256 Elementen, der im Wellenlängenbereich von $0.25\mu m$ bis $1.1\mu m$ empfindlich ist. Im nahen Infrarot (nIR) zwischen $0.9\mu m$ und $1.7\mu m$ wird ein *InGaAs*-Detektor verwendet. In der vorliegenden Arbeit werden allerdings nur die Eigenschaften der nIR-OVID-Einheit erörtert, da nur diese für die hier genutzten Messungen eingesetzt wurde.

Mit Hilfe eines Spiegelteleskops wird das einfallende Licht gebündelt. Im Brennpunkt des Teleskops befindet sich ein Lichtleiter, der bis zum Spalt des Spektrographen führt. Die numerische Apertur des Lichtfaserkabels wurde an die Blendenzahl des Spektrographen ($f/2.0$) angepaßt (Bartsch, 1996). Der Durchmesser des Lichtleiters bestimmt u. a. die räumliche Auflösung von OVID. Für die langen Lichtfaserkabel der nIR-Einheit beträgt der Durchmesser 0.62 mm . Bei einer Beobachtung in Zenitrichtung würde in 5000 m Höhe eine Auflösung von 20 m erreicht werden.

Innerhalb des Spektrographen wird das am Eingangspalt noch gebündelte Licht über den Spiegel (S) auf das Gitter (G) geführt, wo es reflektiert und spektral zerlegt wird. Die Dispersion des Gitters bestimmt den Wellenlängenbereich, der von dem begrenzten Abmessungen des Detektors aufgelöst werden kann. Die spektrale Auflösung der hier benutzten Anordnung vom Gitter und nIR Detektorsystem beträgt 5.9 nm .

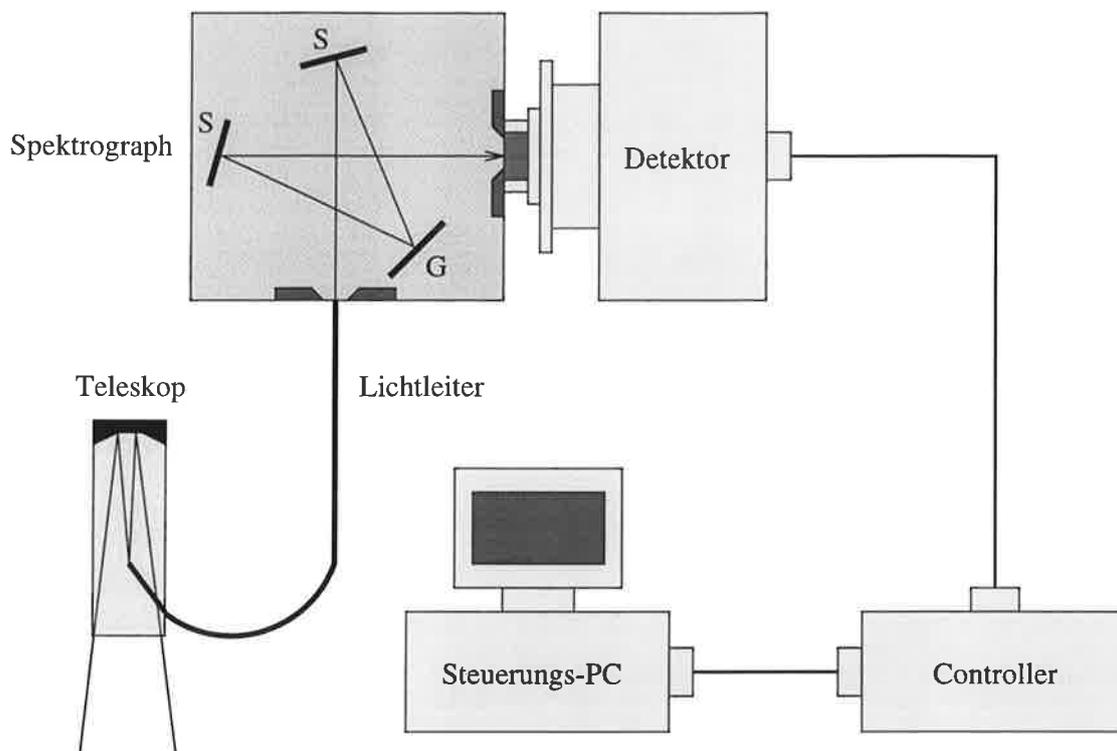


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des **Optical Visible and near Infrared Detector (OVID)**.

Höhere Ordnungen des Spektrums werden durch einen Filter vor dem Teleskop für Wellenlängen kleiner als $1\mu m$ unterdrückt.

Die auf jedes Element (Pixel) des Detektors einfallenden Photonen lösen Elektronen aus. Die innerhalb einer festen Belichtungszeit (minimale Belichtungszeit: 5 ms) gesammelte Ladungsmenge wird mit 14 Bit Auflösung digitalisiert und in Zählraten (counts) ausgegeben.

Besonders die Messung niedriger Intensitäten wird durch das aus mehreren Ursachen vorhandene Rauschen beeinträchtigt. Um den thermisch bedingten Dunkelstrom zu reduzieren werden die Detektoren thermoelektrisch auf -30° C gekühlt. Kondenswasser auf den Detektorelementen wird durch eine regelmäßige Evakuierung der Detektoren vermieden.

Für bodengebundene Messungen sind mit einem 10 m langen Lichtleiterkabel Belichtungszeiten zwischen 70 und 300 ms nötig, was einer Wiederholrate von 3.3 bis 14 Hz entspricht. Durch die nicht vollständige Reflexion des Lichtfaserkabelmaterials wird das am Detektor meßbare Signal in Abhängigkeit von der Kabellänge erheblich abgeschwächt. Dadurch erhöht sich gleichzeitig das Hintergrundrauschen.

Von den zur Verfügung stehenden 256 Pixeln sind aufgrund technischer Herstellungs-

	VIS	IR
Spektrograph: Typ Wellenlängenbereich Blendenzahl Dispersion der Gitter	SP-156, abbildend 0.25 - 1.10 μm 3.8 4.5 nm/mm (1200 l/mm) 9.0 nm/mm (600 l/mm) 18.0 nm/mm (300 l/mm) 36.0 nm/mm (150 l/mm)	CP 140, abbildend 1.0 - 1.7 μm 2.0 58.3 nm/mm (120 l/mm)
Detektor: Typ des Detektors Anzahl der Pixel Mittenabstand der Pixel max. spektraler Bereich spektrale Auflösung gebräuchliche Belichtungszeiten bei bodennahen Messungen Wiederholrate	CCD 1024 x 256 27 μm 0.20 - 1.06 μm 1.7 nm (300 l/mm)	InGaAs Diodenzeile 256 x 1 50 μm 0.80 - 1.75 μm 5.9 nm (120 l/mm)
Steuereinheit: A/D-Wandler Binning Modus Grouping Modus	14 bit + +	14 bit - -
Teleskop: Spiegel Spiegeldurchmesser Brennweite Durchmesser des Einganges der 2m langen Lichtleitern der 10m langen Lichtleitern	sphärisch 8.0 cm 31.0 cm ca. 1.45 mm ca. 1.25 mm	sphärisch 8.0 cm 16.0 cm ca. 0.95 mm ca. 0.62 mm
räumliche Auflösung: Entfernung: 5000 m bei 10m langen Fasern in Zenitrichtung $\vartheta = 0^\circ$ schräger Blickwinkel $\vartheta = 60^\circ$	20 m 80 m	20 m 80 m

Abbildung 5: Technische Daten für OVID

schwierigkeiten ca. 10% defekt. Die meisten befinden sich bei längeren Wellenlängen. Die spektrale Empfindlichkeit von *InGaAs* hat einen steilen Abfall bei etwa $1.6\mu\text{m}$ bei Raumtemperatur. (Die Lage der Empfindlichkeitabnahme verschiebt sich mit der Temperatur). Durch die seitliche Verschiebung des Detektorgehäuses relativ zum Spektrographen können die defekten Pixel jedoch auf diesen unempfindlichen Bereich über $1.6\mu\text{m}$ abgebildet werden. Das reduziert die Anzahl der verwertbaren Pixel von 256 auf etwa 215.

3.2 Even-Odd Problem

Das Ausleseverfahren trennt die eindimensionale Detektorzeile in gerade und ungerade Dioden: auf beiden Seiten der lichtempfindlichen Dioden sind Schieberegister angeordnet, die jeweils die geraden bzw. ungeraden Pixel des Detektors auslesen.

Durch eine falsche Justierung des Spektrometers und eine teilweise lichtdurchlässige Maskierung der Schieberegister kann es vorkommen, daß eines der Schieberegister mitbeleuchtet wird. Dabei entsteht eine zusätzliche Anzahl von Elektronen, die mittransportiert werden. Dadurch wird z.B. für die geraden Pixel eine höhere Intensität abgelesen als für die ungeraden Pixel. Das Spektrum bekommt ein "Zick-Zack"-Muster, das als "Even-Odd"-Problem gekennzeichnet wird. Durch die Verkippung des Spiegels im Spektrographen kann man dieses Problem nahezu vollständig beheben. Solange dieser Effekt zeitlich konstant bleibt, läßt er sich mit der Eichmessung korrigieren.

Bei sehr hohen Raumtemperaturen (ab $t > 28^\circ\text{C}$) kann die bei Kühlung des Detektors entstehende Wärme nicht vollständig abgeführt werden. Der Spektrograph wird jedoch nicht mitgekühlt, so daß sich die Halterung des beweglichen Spiegels thermisch ausdehnen kann. In diesem Fall ist eine Korrektur des Even-Odd-Problems unmöglich, weil sich der Strahlengang gegenüber dem bei der Kalibration zeitlich verändert. Somit ist eine erfolgreiche Auswertung der Meßdaten bei hohen Raumtemperaturen ohne eine Kühlung des gesamten Spektrographen nicht möglich.

3.3 Rauschen

Die Umsetzung von Licht in elektrische Signale mit Hilfe eines Sensors ist mit mehreren Rauschprozessen behaftet, die sich mit Hilfe einer Eichprozedur nicht korrigieren lassen, da sie nicht systematisch sind. Die Höhe des Rauschen bestimmt die untere Grenze der detektierbaren Intensität.

Abb.6 zeigt das relative Rauschen $\Delta y/y$ für eine maximale Auslastung des Detektors. Mit den langen Glasfaserkabeln bedeutet das eine Belichtungszeit von 300 ms , bei

der die höchste meßbare Intensität unserer Eichlampe ohne Übersteuerung ($2^{14} - 1 = 16383$ counts) erreicht wird. Der relative Fehler einer Einzelmessung in Abhängigkeit vom Meßwert y ist demzufolge sehr gering. Der Anteil des Rauschen am Signal bleibt, auch bei kleineren Belichtungszeiten, deutlich unter 1%.

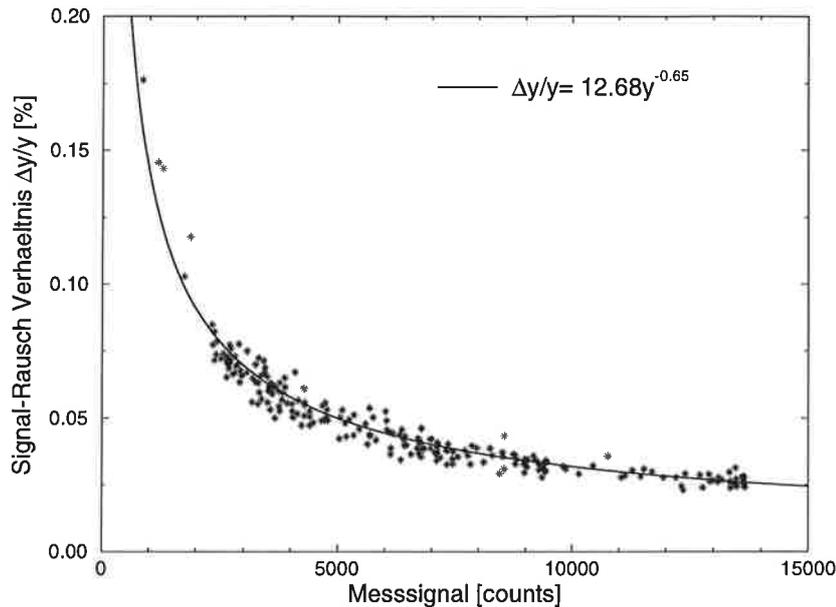


Abbildung 6: Relatives Rauschen $\frac{\Delta y}{y}$ für eine Belichtungszeit von 300 ms in Abhängigkeit von der Zählrate für die Eichlampe LN3.

Die Anzahl der pro Zeiteinheit ein Pixel treffenden Photonen ist trotz gleichmäßiger Beleuchtung mit einer statistischen Unsicherheit behaftet. Sie ist proportional zur Quadratwurzel aus der Intensität, und wird Photonenrauschen genannt. Da die Anzahl der Photonen bei konstanter Quantenausbeute zu den erzeugten Elektronen proportional ist, nimmt der relative Fehler durch das Photonenrauschen mit der Quadratwurzel aus der Zählrate (counts) ab. Die Meßpunkte in Abb.6 können durch eine Regressionsgerade der Form $\Delta y/y = 12.68y^{-0.65}$ angenähert werden. Sie gehorcht also nicht genau der Gesetzmäßigkeit für Photonenrauschen.

Für geringe Intensitäten werden andere Ursachen wie z.B. der Dunkelstrom bedeutender. Durch thermische Bewegung werden bei einem völlig abgedunkelten Detektor Elektronen freigesetzt, die somit bei steigender Temperatur zunehmen, jedoch durch Kühlung nicht völlig unterdrückt werden können. Das Signal zu Rausch-Verhältnis durch den Dunkelstrom nimmt proportional zur Intensität ab, daher sollte der Exponent in der angenäherten Form für das relative Rauschen über 0.5 liegen. Diese Rauscheffekte und andere hier nicht quantifizierte tragen insgesamt zu der Form der Regressionskurve in Abb.6 bei.

3.4 Eichung

Die Intensität und die spektrale Lage eines Meßsignals werden in Abhängigkeit von relativen Größen (Zählrate bzw. Pixelnummer) ausgegeben. Bevor eine physikalische Interpretation der gemessenen Spektren möglich ist, ist eine Eichung erforderlich. Sie enthält folgende Schritte: Subtraktion des Dunkelstromes, Vergleich mit einer bekannten Strahldichte und Zuordnung einer Wellenlänge zu einem Detektorelement durch bekannte Emissionslinien einer Spektrallampe.

Zur Wellenlängeneichung wurde eine Argon-Lampe mit bekannten Spektrallinien im nIR benutzt. Durch die Geräteeigenschaften von OVID wird eine spektral variable Verbreiterung jeder Linie über mehrere Kanäle hervorgerufen. Bei dem relativ engen Abstand der Argonlinien im nIR voneinander führt das zu einer deutlichen Überschneidung. Für jede der markanten Linien wird die genaue Pixellage des Linienmaximums mit der Berechnung einer spektralabhängigen Apparatefunktion mit der Form einer Gaußkurve ermittelt. Aus der Zuordnung zwischen den Pixeln und den Wellenlängen der bekannten Argonlinien wird mittels Regression ein Polynom zweiten Grades erstellt, mit dem jedem Kanal im Detektor einer Wellenlänge zugeordnet wird. Die Wellenlängeneichung gelingt so mit einer Genauigkeit von 0.15 nm .

Bei bodengebundenen Messungen sind die Geräte keinen heftigen Bewegungen ausgesetzt. Die Ungenauigkeit der Wellenlängenzuordnung ist gering und bleibt in der Größenordnung der Genauigkeit der Durchführung der Wellenlängeneichung.

Die absolute Intensitätskalibration erfolgt durch Multiplikation der gemessenen Grauwerte für jeden Kanal des Spektrometers mit einem von der Wellenlänge abhängigen Proportionalitätsfaktor. Dieser wird aus dem Quotient zwischen der bekannten spektralen Strahldichteverteilung und einem gemessenen gemittelten Spektrum der Eichlampe bei der entsprechenden Belichtungszeit ermittelt. Das gemittelte Eichlampenspektrum setzt sich aus dem Mittelwert der Lampenspektren zusammen, die vor und nach der Messung aufgenommen wurden. Die systematische Erhöhung des Signals infolge der existierenden Rauschquellen wird durch den Abzug eines gemittelten Dunkelstromspektrums vor der absoluten Strahldichteichung berücksichtigt.

Die zur Strahldichteichung verwendete Ulbrichtkugel LN3 ist nicht absolut kalibriert. Die beleuchtete Fläche ist gegenüber dem Durchmesser der Teleskope zu klein. Zur Zwischenkalibration stand das Strahldichtenormal LN200 der Universität Köln zur Verfügung. Bei der Interkalibration zwischen der absolut geeichten Ulbrichtkugel der DLR-Adlershof mit verschiedenen absolut kalibrierten Eichlampen verschiedener internationaler Eichbehörden hatte sich herausgestellt (persönliche Mitteilung, Preusker), daß ihre Werte im Mittel um 5% voneinander abweichen. Dieser relative Fehler äußert sich im nIR spektral abhängig und fällt für jede unabhängige Messung unterschiedlich aus, sodaß sich

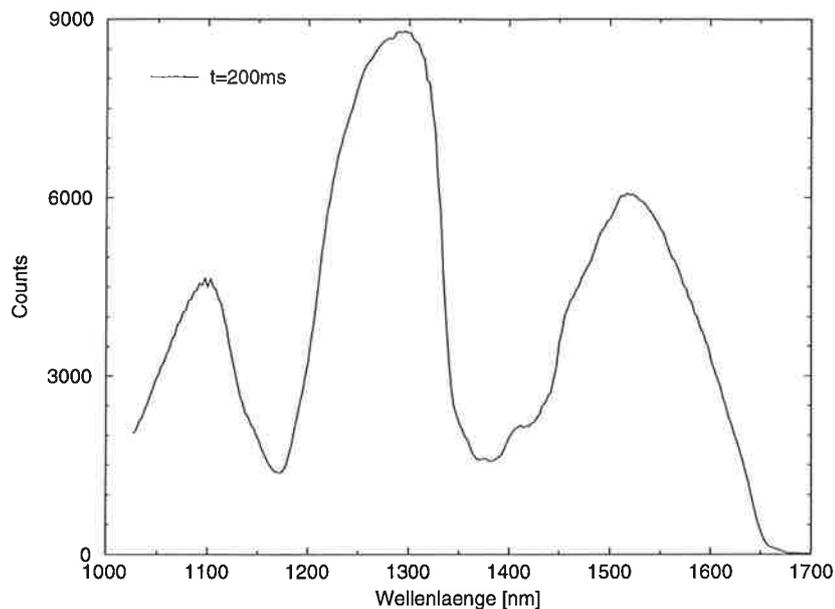


Abbildung 7: Wellenlängenkalibriertes und dunkelstromkorrigiertes Spektrum der Lampe LN3 bei einer Belichtung des OVID-nIR von 200 ms Dauer. Die Intensität ist in Zählraten (counts) angegeben.

keine eindeutige Aussage über den spektralen Zusammenhang des Fehlers machen läßt. Als Fehler der Zwischenkalibration zwischen der LN3 und der LN200 wird diese relative Abweichung von 5% angenommen.

Das LN3-Spektrum ist stark wellenlängenabhängig (s. Abb.7). Neben dem von der abnehmenden Transmission des Detektormaterials ab 1600 nm verursachten Abfall zeigt das Lampenspektrum zusätzlich zwei starke Minima bei 1150 nm und bei 1400 nm. Die Bedeutung des Dunkelstromes steigt bei niedrigen Signalwerten, so daß sich in der Intensitätseichung für diese Wellenlängenintervalle größere relative Fehler ergeben. In den Spektralbereichen um 1150 nm und um 1400 nm befinden sich zwei breite Wasserdampfbanden (s. Abb.11). Die Benutzung dieser Bereiche bei der Fernerkundung wird daher mit großen Fehlern behaftet sein.

Bei einer Wellenlängenverschiebung um nur ein halbes Pixel innerhalb der Messung könnte schon ein Fehler in der Wellenlängeichung an den steilen Flanken der Signalmaxima einen Fehler bei der Zuordnung der entsprechenden Zählraten von bis zu 10% verursachen. Das führte zu fehlerhaften Interpretationen der gemessenen Spektren. Dieser Fehler erhöht sich proportional zur Pixelverschiebung. Allerdings wurden diese Bereiche für die Auswertungen in der vorliegenden Arbeit nicht genutzt.

Verbleibende Ungenauigkeiten im Aufbau, wie z.B. eine leichte Verkippung der Lichtleiterkabel relativ zum Eintrittspalt am Spektrographen zwischen Messung und Eichung sind zusammen mit der zeitlichen Variation der LN3-Lampe (ca. 1%) Quellen für Eich-

fehler. Die Abweichung zwischen zwei gemittelten Kalibrationen vor und nach der Messung relativ zum Mittelwert aus beiden Kalibrationsmessungen zeigt eine deutliche Variation mit der Wellenlänge. Besonders im langwelligen Bereich bei stark abnehmender Transmission des *InGaAs* nimmt der relative Fehler bis auf 4% zu. Zwischen $1.025\mu\text{m}$ und $1.6\mu\text{m}$ bleibt der relative Fehler für alle Meßtage unter $\pm 2\%$.

4 Fernerkundung im nIR: Bisherige Arbeiten

In-situ Messungen der mikrophysikalischen Eigenschaften von Wolken sind teuer und oft schwer durchführbar: insbesondere im Falle von Eiswolken aufgrund der großen Höhen, der Nähe zu Flugstraßen, usw... Es liegt darum nahe, Techniken zur Fernerkundung von Wolkeneigenschaften zu entwickeln.

Hansen und Pollack (1970) machen auf die Möglichkeit aufmerksam, physikalische Parameter von Wolken, wie optische Dicke und mittleren Partikelradius, aus dem spektralen Verlauf des Reflexionsvermögens im nahem Infrarot abzuleiten. Damit ist der Wellenlängenbereich des solaren Spektrums oberhalb von $0.7\mu\text{m}$ gemeint. Das Reflexionsvermögen ist ein Maß für die an gleichmäßig und unendlich ausgedehnten Wolken in den Halbraum zurückreflektierte Strahldichte, gewichtet mit der einfallenden Strahlungsflußdichte am Oberrand der Atmosphäre. (Hansen und Pollack, 1970; Curran und Wu, 1982). Twomey und Seton (1980) unterstreichen die Einfachheit der Technik, die darauf beruht, daß sich die Absorptionseigenschaften von Eis und Wasser im Spektralbereich des nIR ändern; der imaginäre Teil des Brechungsindex, der für das Absorptionsvermögen mitbestimmend ist, nimmt für Wasser und Eis zwischen $0.7\mu\text{m}$ und $2.3\mu\text{m}$ um drei bis vier Größenordnungen zu. Die Absorption in einem Wolkenpartikel wird aber nicht nur von dem Absorptionskoeffizient für Wasser oder Eis bestimmt, sondern auch von der Teilchengröße (Twomey und Seton, 1980; Twomey und Cocks, 1982). Transmission bzw. Reflexion durch die Wolke werden damit sowohl von der optischen Dicke als auch von der Mikrophysik der Wolke bestimmt. Die optische Dicke läßt sich aus dem spektralen Bereich mit fast konservativer Streuung ($\lambda < 1.0\mu\text{m}$) ableiten, in dem Absorption durch Wasser oder Eis noch vernachlässigbar ist. Nachdem die optische Dicke bekannt ist, kann man den charakteristischen Radius der Wolkenpartikel im nIR ableiten, wo die Streueigenschaften der Wolke ein Minimum aufweisen (Twomey und Seton, 1980; Twomey und Cocks, 1982; Curran und Wu, 1982; Wu, 1985).

Alle Studien, die sich mit der Fernerkundung im nIR befaßt haben, versuchten im Gegensatz zu der hier vorgestellten Arbeit, aus der vom Flugzeug oder vom Satelliten aus gemessenen zurückgestreuten Strahlung auf physikalische Eigenschaften der Wolken, meistens Wasserwolken, zu schließen. Twomey und Seton (1980) begründen die Beschränkung auf Wasserwolken mit den vorhandenen Schwierigkeiten, die optischen Eigenschaften von den in Eiswolken vorhandenen Eiskristallen zu simulieren, vor allem wegen deren komplexen Formen und ihrer Variabilität. Die theoretischen Überlegungen beschränken sich zusätzlich auf große optische Dicken. Für optisch dünne Wolken ist die gleichzeitige Ableitung der optischen Dicke und des effektiven Radius aus mehreren Kanälen mehrdeutig.

Hansen und Pollack (1970) leiten für Wasserwolken optische Dicke und mittlere Tröpfchengröße aus dem direkten Vergleich von simulierten Spektren mit flugzeuggetra-

genen Strahldichtemessungen ab. Dafür werden die Strahldichten in Reflexionsvermögen umgerechnet und angenommen, daß die Reflexionsspektren nur von der optischen Dicke, dem mittleren Radius der Wolkenelemente und der thermodynamischen Phase abhängig sind. Twomey und Cocks (1982) haben sowohl das Reflexionsvermögen als auch optische Dicke und mittlere Tröpfchengröße von Wasserwolken vom Flugzeug aus gemessen. Allerdings waren die Vergleiche mit Rechnungen für optisch dicke Wasserwolken nicht zufriedenstellend. Als mögliche Ursachen wurden eine falsch simulierte Bodenalbedo oder die Verwendung eines spektral unabhängigen Anisotropiefaktors (beschreibt das Verhältnis von Vorwärtsstreuung zu Rückwärtsstreuung) bei den Rechnungen vermutet. Auch eine höhere Meßgenauigkeit des eingesetzten 4-Kanal Filter Radiometers hatten in einer späteren Studie (Twomey und Cocks, 1989) keine wesentliche Verbesserung gebracht.

Curran und Wu (1982) werten Strahldichtemessungen im nIR vom SKYLAB-Satellit aus. Um Einflüsse der Bodenalbedo auszuschließen werden nur Wolken mit großer optischer Dicke gewählt. Ihre Fernerkundungstechnik versucht aus dem Zusammenhang des Reflexionsvermögens in drei Kanälen innerhalb der atmosphärischen Fenster die Partikelgröße und thermodynamische Phase abzuleiten. Wegen fehlender in-situ Messungen der Mikrophysik war eine Validierung der abgeleiteten Partikelgröße nicht möglich. Außerdem stimmte die Partikelgröße, die auf eine Wasserwolke zurückschließen läßt, nicht mit der bekannten Umgebungstemperatur überein. Unreinheiten im Wolkenröpfchen werden als mögliche Ursache für die Diskrepanz in den Beobachtungen diskutiert. Diese Technik wurde innerhalb des 'Cooperative Convective Precipitation' Experimentes in 1981 von Wu (1985) eingesetzt, um Strahldichtemessungen aus einem flugzeuggetragenen multispektralen Radiometer qualitativ zu analysieren.

King (1987) schließt aus seiner Untersuchung, daß eine genaue Wahl der Bodenalbedo und der Phasenfunktion der Wolke für die Ableitung der optischen Dicke von Wasserwolken sehr wichtig ist.

Erst Foot (1988) untersucht die optischen Eigenschaften von Cirrus-Wolken im nIR eingehend. Ein flugzeuggetragenes multispektrales Radiometer sammelte Daten sowohl oberhalb als auch unterhalb einer 2.5 km mächtigen Cirrus-Wolke. Aus den Strahldichten werden Transmissions- und Reflexionsvermögen berechnet. Zwei 2D PMS ('Particle Measuring System')-Proben sammeln Information über die Mikrophysik der Wolke: sie messen die Querschnittsfläche (daher 2D) von Wolken- bzw. Niederschlagspartikeln oberhalb einer Größe von etwa $50\mu\text{m}$. Optische Dicke und effektiver Radius werden aus dem Vergleich zwischen Transmissions- bzw. Reflexionsvermögen und Monte-Carlo Rechnungen für verschiedene Wellenlängen im atmosphärischen Fenster gewonnen. Die Werte für Transmissions- bzw. Reflexionsvermögen sind Mittelwerte über die gesamte Meßzeit. Der Vorteil seiner Arbeit liegt in dem Versuch die winkelabhängige Verteilung der Streuung einer Eiswolke, d.h. die Phasenfunktion, durch Labormessungen der Streuung an Eiskri-

stallen (Volkovitsky et al., 1980) zu berücksichtigen. Die abgeleiteten effektiven Radien stimmen relativ gut mit den gemessenen Kristallgrößen überein. Die Güte der Übereinstimmung wird dadurch beeinträchtigt, daß weder eine Variabilität der Daten, noch eine spektral und kristallgrößenabhängige Phasenfunktion berücksichtigt wurde.

Innerhalb des FIRE IFO ('First International Satellite Cloud Climatology Project Regional') Experimentes in USA von 27. bis 28. Oktober 1986 wurden Cirrus und Alto-cumulus Wolken beobachtet und bezüglich der Strahlungseigenschaften mit theoretischen Modellen verglichen. Wielicki et al. (1990) benutzen drei Kanäle im nIR des LANDSAT-Satelliten, um aus reflektierten Strahldichten thermodynamische Phase und Partikelradius abzuleiten. Wie in vorherigen Studien wird der Zusammenhang des Reflexionsvermögens in drei spektralen Kanälen mit theoretischen Überlegungen verglichen. Es gibt keine Übereinstimmung zwischen dem effektiven Radius abgeleitet aus Satellitenbeobachtungen und in-situ Messungen. Als mögliche Ursachen werden Ungenauigkeiten des komplexen Brechungsindex im nIR angegeben, wie auch die nicht zufriedenstellende Auflösung der mikrophysikalischen Meßgeräte, wodurch Kristalle kleiner als etwa $25\mu m$ nicht entdeckt werden. Obwohl das winkelabhängige Streuverhalten von Eiskristallen durch Labormessungen angenähert wurde, stellten Wielicki et al. (1990), wie schon Foot (1988), fest, daß weitere Messungen der Phasenfunktion nötig sind. Außerdem werden die Ergebnisse für optisch dünne Eiswolken zusätzlich von einer hochvariablen Bodenreflektivität beeinträchtigt.

Eine weitere Fernerkundungstechnik, bisher nur bei Wasserwolken eingesetzt, versucht die optische Dicke und den effektiven Radius der Wolke gleichzeitig aus multispektralen reflektierten Strahldichtemessungen abzuleiten (Twomey und Cocks, 1989; Nakajima und King, 1990). Dafür wird mit Hilfe einer $t \times r$ -Matrix, die t Elemente für die optische Dicke und r Elemente für den effektiven Radius enthält, ein Vektor für das Reflexionsvermögen berechnet. Aus der Summe der quadratischen Abweichungen zwischen Simulation und Messung des Reflexionsvermögen über alle in der Messung benutzten Wellenlängen (Twomey und Cocks, 1989) wird das Minimum gesucht. Das dazugehörige Wertepaar für optische Dicke und effektiven Radius entspricht der gesuchten Lösung. Sie wird allerdings für kleine optische Dicken zweideutig, so daß nur die Einführung von mehr als zwei Wellenlängen die Genauigkeit verbessert.

5 Modellierung des Strahlungstransportes

Das Grundprinzip der Fernerkundung ist die Überführung von Messungen elektromagnetischer Strahlung in bestimmten spektralen Intervallen in gewünschte Parameter der wechselwirkenden Materie. Die Zusammenhänge werden durch die Strahlungstransporttheorie beschrieben. Die Simulation des Meßsignals mit Hilfe der Strahlungstransporttheorie soll dabei helfen, die Parameter herauszufiltern, die die Strahlung in dem betreffenden Spektralintervall beeinflussen, um danach Materialeigenschaften mit einem Inversionsalgorithmus aus den Messungen abzuleiten.

OVID, als passives Fernerkundungsinstrument, nutzt die Sonne als Strahlungsquelle. Nur die in Wechselwirkung mit der Atmosphäre und mit der Oberfläche gestreute Strahlung der Sonne steht zur Interpretation zur Verfügung. Im folgenden Kapitel wird zunächst das Modell zur Simulation des Meßsignals vorgestellt.

5.1 Theorie

Die Strahlungstransporttheorie für eine homogene, horizontal unendlich ausgedehnte Schicht mit der vertikalen Erstreckung dz beschreibt die Veränderung der Strahldichte auf einen beliebigen infinitesimalen Weg $dz/\cos\theta$ durch das Medium (θ ist dabei der Zenitwinkel). Sie wird durch Extinktion (Absorption und Streuung) abgeschwächt, und durch Mehrfachstreuung und Emission verstärkt. In dem kurzwelligen Spektralbereich entfällt der Einfluß durch Emission innerhalb der Schicht; die Strahlung wird durch Extinktion aller Bestandteile der Atmosphäre und durch Mehrfachstreuung an Aerosol- bzw. Wolkenpartikel sowie durch Absorption an Gasen modifiziert. Diese Wechselwirkungsprozesse werden durch wellenlängenabhängige optische Eigenschaften der verschiedenen Stoffe bestimmt: Extinktionskoeffizient $k_{ex\lambda}$, Einfachstreueralbedo $\omega_{o\lambda}$ und Phasenfunktion $P_\lambda(\theta, \phi)$. Diese Parameter hängen für Aerosol- und Wolkenpartikel von dem Brechungsindex und von der Teilchengröße ab. Sie bedeuten im einzelnen:

$k_{ex\lambda}$: Anteil der Strahlung, die pro Längeneinheit durch Absorption und Streuung einer Anzahl $N(r)$ von Teilchen mit dem Radius r aus der Einfallsrichtung ausscheidet:

$$k_{ex} = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_{ex} * N(r) dr \quad (1)$$

Der Extinktionsquerschnitt σ_{ex} für Teilchen mit Radius r gibt den effektiven Querschnitt an, der in Wechselwirkung mit der einfallenden Strahlung steht. Wenn ein Teilchen viel größer als die Wellenlänge ist, wird der Extinktionsquerschnitt genau doppelt so groß wie

der geometrische Querschnitt. Der Extinktionskoeffizient integriert über einen Weg von z bis $z + dz$ für eine homogene Schicht wird als Inkrement der optischen Dicke $d\tau_\lambda$ definiert:

$$d\tau_\lambda = k_{ex\lambda} dz \quad (2)$$

$w_{o\lambda}$: Anteil der extingierten Strahlung die durch Streuung abgeschwächt wird. Die Einfachstreueralbedo ist auch ein Maß für die Absorptionseigenschaften eines Partikels: $w_{o\lambda} = 1$ bedeutet, daß die Extinktion nur durch Einfachstreuung verursacht wird, $w_{o\lambda} = 0$ bedeutet Extinktion nur durch Absorption.

$P_\lambda(\theta; \phi)$: Diese Funktion wird bei Integration über den Raum meist auf 4π normiert angegeben. Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit an, daß Strahlung in ein bestimmtes Raumwinkelintervall ($\sin \theta d\theta d\phi$) gestreut wird.

Mit diesen Symbolen geschrieben lautet die allgemeine Strahlungsübertragungsgleichung für den kurzwelligen Spektralbereich bei Blick in die Raumrichtung Ω und bei Verwendung der optischen Dicke τ_λ als Vertikalordinate,

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL_\lambda(\tau_\lambda; \Omega)}{d\tau_\lambda} = & -L_\lambda(\tau_\lambda; \Omega) + \frac{\omega_{o\lambda}}{4\pi} \int_{4\pi} L_\lambda(\tau_\lambda; \Omega') P_\lambda(\Omega'; \Omega) d\Omega' \\ & + \frac{\omega_{o\lambda}}{4\pi} (\pi F_{o\lambda}) P_\lambda(\Omega, \Omega_o) e^{-\tau_\lambda/\mu_o} \end{aligned} \quad (3)$$

wobei die spektrale optische Dicke τ_λ vom Rand der Atmosphäre aus gezählt wird.

Der erste Term rechts beschreibt die Abschwächung diffuser Strahlung durch Absorption und Einfachstreuung, der zweite Term beschreibt die Erhöhung der Intensität in der Richtung $\Omega = (\mu, \phi) = (\cos \theta, \phi)$ durch Mehrfachstreuung aus der Richtung Ω' . Der Beitrag, den alle Richtungen zur Richtung Ω liefern, wird durch Integration über den Raum, über 4π , berücksichtigt. Der dritte Term beschreibt die Erhöhung der diffusen Intensität in Richtung Ω durch Einfachstreuung der direkten Sonnenstrahlung (F_o : direkte Strahlungsflußdichte der Sonne), deren Einfallsrichtung mit Ω_o gekennzeichnet ist.

Diese Form der Strahlungsübertragungsgleichung hat aufgrund des Mehrfachstreuerters mit Integral keine analytische Lösung. Es besteht entweder die Möglichkeit sie numerisch zu lösen oder durch bestimmte Annahmen so zu vereinfachen, um sie dann analytisch zu lösen. Die Wahl eines ausführlichen Modells, das versucht die Wirklichkeit so genau wie technisch möglich zu beschreiben, hat den Nachteil, daß ein bestimmtes Ergebnis so viele Ursachen haben kann, wie Modellparameter vorhanden sind. Um die Möglichkeiten der bodengebundenen Fernerkundung von Eiswolken zu testen, und dabei

die Eigenschaften der Atmosphäre zu erkennen, die das Meßsignal beeinflussen werden, wird in der vorliegenden Arbeit der einfachere Weg gewählt, indem bestimmte Vereinfachungen getroffen werden.

Das benutzte Modell enthält die Strahlungsübertragungsgleichung in einer Dimension und simuliert die kurzwellige abwärts gerichtete Strahldichte am Boden. Für die Untersuchung von Wolken mit einem bodengebundenen Meßgerät ist die Veränderung der Strahldichten auf dem Weg zum Meßgerät durch die Wechselwirkung mit Aerosolen und atmosphärischen Gasen störend, da das Streusignal der Wolke verfälscht wird. Der Einfluß durch atmosphärische Gase wird ausgeschaltet, indem nur die Spektralbereiche berücksichtigt werden, in der die Atmosphäre eine Transmission von nahezu 100% hat, d.h. wo Gase für elektromagnetische Strahlung durchlässig sind. Aerosole extinguieren nicht selektiv wie Gase, so daß sie nicht vernachlässigt werden können.

Die Modellatmosphäre besteht aus zwei Schichten. Die vertikale Erstreckung einer Schicht wird durch die wellenlängenabhängige optische Dicke τ_λ angegeben. Eine Wolke erstreckt sich vom Oberrand der Atmosphäre ($\tau_\lambda = 0$) bis zur optischen Dicke $\tau_\lambda = \tau_{\lambda,ci}$. Unterhalb davon reicht eine Aerosolschicht bis zum Boden, die durch die optische Dicke $\tau_\lambda = \tau_{\lambda,ci} + \tau_{\lambda,aer}$ definiert wird. Die spektral abhängigen optischen Parameter legen Wolke und Aerosol im Modell fest.

Unter der Annahme eines optisch dünnen Mediums gilt, daß jeder direkte Sonnenstrahl auf seinem Weg durch die Atmosphäre bis zum Boden nur einen Streuvorgang unterzogen wird. Die Wahrscheinlichkeit der Mehrfachstreuung, sowohl in der Wolke als auch in der Aerosolschicht, wird damit als vernachlässigbar klein betrachtet. Dadurch kann die Einfachstreuapproximation der Strahlungsübertragungsgleichung angewandt werden. Die integrierte Form für die abwärts gerichtete (transmittierte) Strahldichte L aus der Richtung $\Omega = (\mu, \phi)$ vom Oberrand der Atmosphäre ($\tau_\lambda = 0$) bis zur optischen Dicke $\tau_\lambda = \tau_1$ am Boden lautet:

$$L(\tau_1; \mu; \phi) = \frac{\mu_o}{(\mu - \mu_o)} (\pi F_o) \left[\omega_{o,ci} \frac{P_{ci}(\mu, \phi; \mu_o, \phi_o)}{4\pi} (e^{-\tau_{ci}/\mu} - e^{-\tau_{ci}/\mu_o}) e^{-\tau_{aer}/\mu} + \right. \\ \left. \omega_{o,aer} \frac{P_{aer}(\mu, \phi; \mu_o, \phi_o)}{4\pi} (e^{-\tau_{aer}/\mu} - e^{-\tau_{aer}/\mu_o}) e^{-\tau_{ci}/\mu_o} \right] \quad (4)$$

Der Einfachheit halber wurde bei allen optischen Parametern der Index λ , der sie als spektralabhängig kennzeichnet, weggelassen. Durch die Einfachstreuapproximation wird keine Reflexion am Boden berücksichtigt. Die Bodenoberfläche existiert im Modell nur als physikalische Grenze der Aerosolschicht, ohne eigene optische Eigenschaften. Nach Asrar

(1989) ist die Einfachstreuapproximation nur für $\tau(1/\mu + 1/\mu_o) \ll 1$ gültig. Dabei ist μ_o der Cosinus des Sonnenzenitwinkels θ_o . Aus dieser vereinfachten Lösung ist ersichtlich, daß die transmittierte Strahldichte zur Phasenfunktion und zur Einfachstreueralbedo direkt proportional ist.

Die Modellphilosophie ist in Abb. 8 graphisch dargestellt. Ein Sonnenstrahl, der unter dem Zenitwinkel θ_o in die Atmosphäre einfällt, wird entweder in der Wolkenschicht oder in der Aerosolschicht mit dem Winkel Θ gestreut, so daß die Annahme der Einfachstreuung gewährleistet wird. In der Schicht, in der kein Streuvorgang stattfindet, wird Strahlung durch Extinktion abgeschwächt. Für die Berechnung der abwärts gerichteten Strahldichte am Boden aus dem Zenitwinkel θ wird die Phasenfunktion daher nur an der betreffenden Stützstelle des Streuwinkels Θ behandelt. Diese Annahmen haben bestimmte Konsequenzen für die Messdurchführung. Sie werden im Kapitel 5.5 eingehend beschrieben.

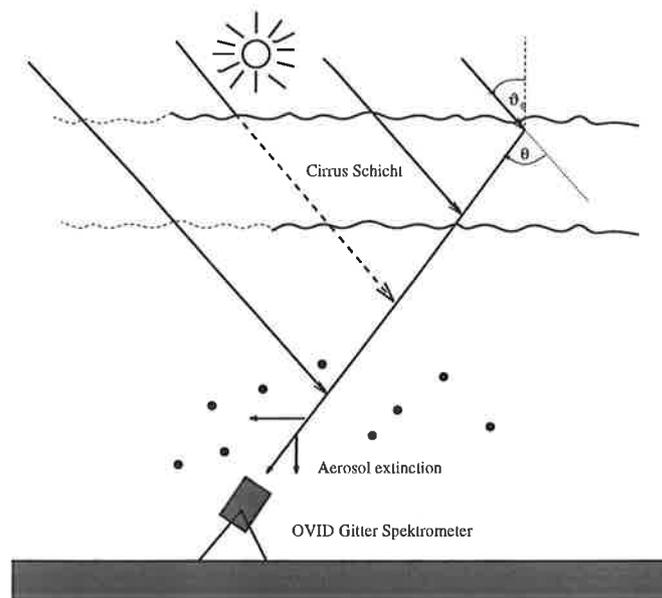


Abbildung 8: *Idealisierte Darstellung des Strahlengangs der Sonnenstrahlen vom Oberrand der Atmosphäre bis zum Boden unter Einfachstreuung. θ_o : Sonnenzenitwinkel, θ : Streuwinkel*

Die Vernachlässigung der Mehrfachstreuung beschränkt die Betrachtungen auf sehr niedrige optische Dicken, die die Extinktion durch eine Wolke kaum zulassen. Die Verteilung der im Raum an Aerosolen und Wolkenpartikeln gestreuten Strahlung ist in Vorwärtsrichtung um 0° sehr stark ausgeprägt. Weit mehr als 50% der auf eine Wolke einfallenden Strahlung wird in Vorwärtsrichtung bis 5° gestreut. Wenn dieser Anteil der Streuung in die Transmissionseigenschaften der Schicht eingefügt wird, berücksichtigt man indirekt einen Teil der mehrfach gestreuten Strahlung, nämlich alle Ordnungen der Streuung, die in dem Winkelbereich zwischen 0° und 5° fallen. Damit wäre der Gültigkeitsbereich

der Einfachstreuapproximation erweitert. Die damit erhöhte Transmission bewirkt eine Abnahme der optischen Dicke der Schicht und eine Zunahme der Einfachstrealbedo.

Die sogenannte δ -scaling-Approximation beruht darauf, daß die Phasenfunktion aufgeteilt wird, und dabei das Maximum der Phasenfunktion in Vorwärtsrichtung durch eine Delta-Funktion ersetzt wird:

$$P(\mu) = f\delta + (1 - f)P^*(\mu) \quad (5)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon in dem engen Winkelbereich $\pm 5^\circ$ gestreut wird, wird durch f , das zweite Moment der Phasenfunktion, ausgedrückt:

$$f = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\mu)(3\mu^2 - 1)d\mu \quad (6)$$

Der restliche Teil der Phasenfunktion P^* muß wieder auf 4π normiert sein.

Setzt man die neu formulierte Phasenfunktion in der Strahlungsübertragungsgleichung ein, so behält sie die gleiche Form und den gleichen Sinn, wenn die folgenden Parameter umgeformt eingesetzt werden:

$$\tau' = \tau(1 - \omega_o f) \quad (7)$$

$$\omega'_o = \frac{\omega_o}{(1 - \omega_o f)} \quad (8)$$

$$P' = (1 - f)P^* \quad (9)$$

5.2 Modellparameter

5.2.1 Aerosol

Die Atmosphäre enthält, zusätzlich zu den flüssigen und festen Hydrometeoren, Schwebstoffe, im Größenbereich zwischen $10^{-3}\mu m$ und $20\mu m$, die als Aerosole bezeichnet werden. Die Aerosolmasse wird überwiegend durch wenige Komponenten bestimmt, die unterschiedliche Quellen charakterisieren: Seesalz, Ruß, organische Stoffe, Mineralstoffe, Sulfate und Nitrate. Mineralstoffe, deren Quelle sich sowohl innerhalb als auch außerhalb von Wüsten befindet, sind oft wasserunlöslich. Die meisten organischen Substanzen, Seesalze, schwefelhaltige Stoffe, sowie Nitrate sind wasserlösliche Aerosole. Nicht lösliche Rußpartikel, die allgemein bei Verbrennungsprozessen entstehen, gehören mit den wasserlöslichen Aerosolen (ohne Seesalz) zu der Größenklasse der kleinsten Aerosole. Aerosolteilchen werden in drei Größenklassen unterteilt: ' nucleus mode ' ($r < 0.1\mu m$), ' accumulation mode ' ($0.1 < r < 1\mu m$) und ' coarse mode ' ($r > 1\mu m$).

Aerosolquellen liegen am Boden oder überwiegend in Bodennähe, so daß die Konzentration in den bodennahen Schichten bis etwa 2000 m am höchsten ist und im Mittel mit zunehmender Höhe stark abnimmt. Eine Ausnahme bilden die Schwefelsäuretröpfchen, die sich nach starken Vulkanausbrüchen in der unteren Stratosphäre bilden.

Für die vorliegende Arbeit wurden die Parameter des Aerosols aus der globalen Aerosolklimatologie GADS (Global Aerosol Data Set) (Koepke et al., 1995) entnommen. Dort sind alle Aerosolteilchen durch 10 Komponenten mit definierter Größenverteilung und Brechungsindex beschrieben (in Klammer stehen die dort verwendeten Abkürzungen): Wasserunlösliche Aerosole (INSO), wasserlösliche Aerosole (WASO), Ruß (SOOT), Seesalz und Mineral in unterschiedlichen Größenklassen (SSAM, SSCM, MINM, MIAM, MICM, MITR) und Schwefelsäuretröpfchen (SUSO). Dafür sind die mit Hilfe der Mie-Theorie berechneten optischen Eigenschaften ($k_{ex,Aer}$, $\omega_{o,Aer}$, $P_{Aer}(\theta)$) für 8 verschiedene Werte der relativen Feuchte zwischen 0% und 99% angegeben. Für Wellenlängen ab $1\mu m$ beträgt dabei der Stützstellenabstand $0.25\mu m$.

Die Kombination der verschiedenen Aerosolkomponenten in Abhängigkeit von der Teilchenzahldichte und Höhe führt zu verschiedenen Aerosolmodellen, die Luftmassen unterschiedlichen Ursprungs charakterisieren sollen: ländlich (rural), mittel kontinental und städtisch (urban). Sie stehen für kontinentale Luftmassen, mit einem zunehmenden Grad der Verschmutzung, dargestellt durch den zunehmenden Rußanteil. In Tabelle 2 sind sie in Abhängigkeit von den Aerosolkomponenten und der Teilchenzahldichte aufgetragen.

Aerosoltyp	Teilchenzahldichte [cm^{-3}]	Aerosolkomponenten	Prozentualer Anteil der Komponenten
rural	5450.05	INSO	0.01
		WASO	99.99
		SOOT	0
mittelkontinental	18180.05	INSO	2.74e-04
		WASO	39.5
		SOOT	60.5
urban	49500.2	INSO	3.5e-04
		WASO	30.3
		SOOT	69.7

Tabelle 2: Aufbau des Aerosolmodells in Abhängigkeit der Aerosolkomponenten: wasserunlöslich (INSO), wasserlöslich (WASO), und Ruß (SOOT)

Die Werte für die Teilchenzahldichte sind typisch für die mittleren Breiten und gelten für die Zusammensetzung in den untersten 2000 m der Atmosphäre. Alle berücksichtigten Modelle werden nur durch die drei Aerosolkomponenten INSO, WASO und SOOT

beschrieben.

Die Aufsummierung der auf $1/cm^3$ normierten optischen Parameter der einzelnen Komponenten, gewichtet mit den entsprechenden Teilchenzahldichten, ergeben die optischen Parameter der verschiedenen Aerosoltypen. Die wasserlöslichen Aerosolkomponenten, für die in Betracht gezogenen Aerosoltypen nur WASO, verändern ihre optischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der relativen Feuchte, da sie oberhalb bestimmter relativer Feuchten als Lösungströpfchen auftreten und mit der relativen Feuchte dann anwachsen.

5.2.2 Wolke

Eine horizontal unendlich ausgedehnte Wolkenschicht wird im Modell durch die genannten drei optischen Eigenschaften beschrieben. Diese wiederum werden durch Brechungsindex, Größenverteilung und Form der Wolkenpartikel festgelegt.

Die in dieser Studie in Frage kommenden Wolken sind Eiswolken natürlichen und anthropogenen Ursprungs, die nur aus Eispartikeln bestehen sollten. Da aber oberhalb von $-37^\circ C$ die Existenz unterkühlter Tropfen in Wolken möglich ist, werden die optischen Eigenschaften von Wasser auch kurz dargestellt.

Abb. 9 zeigt den reellen (links) und den imaginären Anteil (rechts) des spektral abhängigen komplexen Brechungsindex $m(\lambda)$ für Wasser (Irvine und Pollack, 1968) und Eis (Warren, 1984) in dem Spektralintervall von $0.5\mu m$ bis $1.7\mu m$. In diesem Spektralbereich sind die Werte bei Warren mit einer spektralen Auflösung von 10 nm , bei Irvine und Pollack von 50 nm angegeben. Durch den imaginären Anteil von $m(\lambda)$ werden die Absorptionseigenschaften von Wasser und Eis bestimmt, während die Streueigenschaften durch beide Anteile des Brechungsindex definiert werden.

Der reelle Teil des Brechungsindex ist für Wasser höher als für Eis. Beide nehmen annähernd linear mit der Wellenlänge ab. Innerhalb des betrachteten Spektralbereichs ändert sich der imaginäre Teil um mehr als vier Größenordnungen. Der ähnliche spektrale Verlauf für Wasser und Eis zeigt eine Zunahme mit der Wellenlänge mit verschiedenen Maxima. Die Lage des absoluten Maximums liegt für Eis bei $1.504\mu m$ und für Wasser bei $1.45\mu m$.

Unterschiedliche Kristallgrößenverteilungen sollen alle in der Atmosphäre möglich vorkommende Teilchengrößenbereiche abdecken. Die hier verwendeten Kristallgrößenverteilungen stammen aus verschiedenen Quellen (s. Abb. 10). Mit der Verteilung der Kristallgrößen ist die Verteilung der längsten Dimension eines Partikels gemeint. Bei den gemessenen Kristallgrößen spielt die Kristallorientierung, und damit der Kristalltyp, eine wichtige Rolle, so daß die längste gemessene Dimension mit der tatsächlichen nicht über-

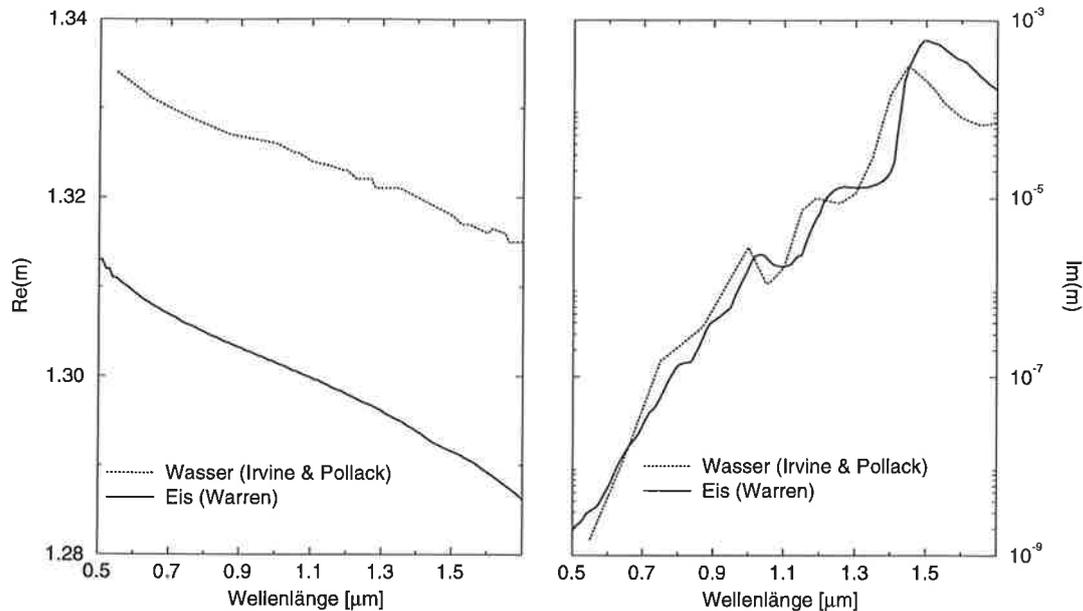


Abbildung 9: Komplexer Brechungsindex für Wasser (Irvine und Pollack, 1968) und Eis (Warren, 1984) für den Spektralbereich $0.5\mu\text{m} - 1.7\mu\text{m}$. Links: Reeller Teil $Re(m)$; rechts: imaginärer Teil $Im(m)$

einstimmen muß. Die Größenverteilungen sind auf eine Konzentration von 0.5cm^{-3} normiert. Dieser Wert liegt im gemessenen Schwankungsbereich für Cirrus-Wolken (Liou, 1986).

Eine gemittelte Verteilung von Heymsfield (1975) für einen Cirrus uncinus (ciunc) soll Eiswolken mit sehr großen Kristallen bis $2000\mu\text{m}$ beschreiben. Zwei Gamma-Verteilungen von Kosarev et al. (1986) (*cist2* und *cist3*) und eine an einem Kondensstreifen gemessene Größenverteilung (*contrail*) aus der ICE-Meßkampagne in 1989 (Albers et al, 1990) geben die Teilchenzahldichte in den Größenbereichen wieder, die am häufigsten in der Atmosphäre gemessen werden. Die existierenden Meßgeräte zur Messung von Kristallgrößenverteilungen können Eiskristalle kleiner als $30 - 50\mu\text{m}$ nicht auflösen. Damit ist die Anzahldichte von kleineren Kristallen nicht genau bekannt. Da aber relativ kleine Eisteilchen in Kondensstreifen und optisch dünnen Cirren nachgewiesen wurden, wurden zusätzlich zwei Extremfälle berücksichtigt mit Kristallen, die eine Größe von $100\mu\text{m}$ nicht überschreiten: es handelt sich um zwei modifizierte Gamma-Verteilungen (*modifizierte gamma*), einschließlich der C1-Verteilung von Deirmendjian (1969) (C1).

Bei Strahlungstransportproblemen in den Klimamodellen wird eine Größenverteilung, die eine bestimmte Schicht in der Wolke beschreiben soll, durch einen einzigen Parameter, nämlich den effektiven Radius, charakterisiert. Jedes Teilchen streut Licht proportional zum Streuquerschnitt, und deswegen proportional zum geometrischen Querschnitt. Der effektive Radius einer Größenverteilung wird definiert (Liou, 1992) als der mittlere Radius

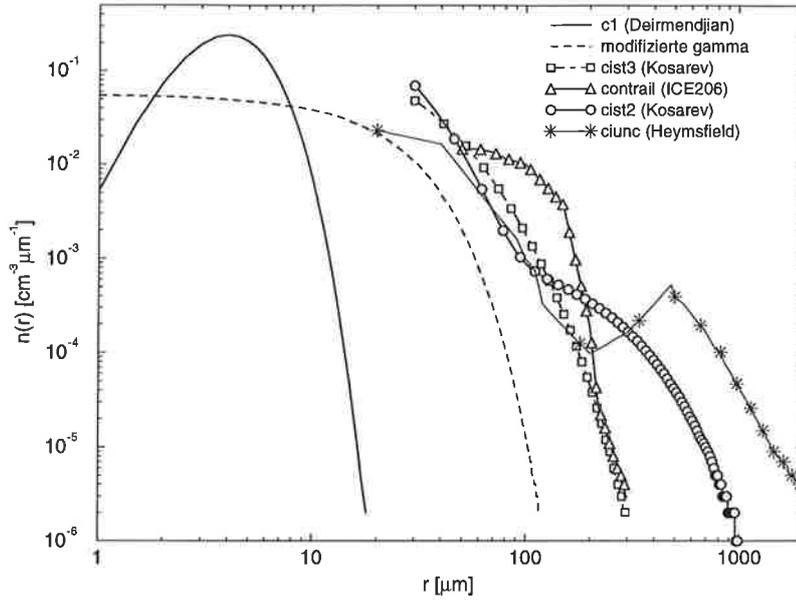


Abbildung 10: Kristallgrößenverteilungen aus verschiedenen Quellen (in Klammern) für die Wolkenmodellierung.

einer Größenverteilung, gewichtet mit dem Querschnitt der Teilchen. Für sphärische Teilchen gilt:

$$R_{eff} = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} r \pi r^2 n(r) dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 n(r) dr} \quad (10)$$

Für eine Größenverteilung mit nicht kugelförmigen Teilchen wird der effektive Radius durch die effektive Kristallbreite, als kleinste Kristalldimension, ausgedrückt. Die entsprechenden effektive Radien für die hier benutzten Größenverteilungen sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Aufgrund der vielen verschiedenen Formen, die Kristalle in der Natur annehmen können (s. Abb. 1) ist es nicht möglich eine Kristallform zu finden, die für alle existierenden Eiskristalle ihre Gültigkeit behält. Für optisch bzw. geometrisch dünne Eiskristalle gibt es kaum Informationen über die Kristallformen. Die am häufigsten nachgewiesenen Kristallformen, besonders bei Temperaturen unter -40°C sind Säulen, Flaschenprismen und Platten. Aus diesem Grund, werden hier nur die einfachen Formen einer hexagonalen Säule und einer hexagonalen Platte für die Berechnung der optischen Eigenschaften verschiedener Kristallgrößenverteilungen berücksichtigt.

Die optischen Eigenschaften eines hexagonalen Kristalls sind u. a. von dem Verhältnis der Kristalllänge zur -breite und von der Kristallorientierung abhängig. Wie schon in Kapitel 2.2 beschrieben, liegen einige Parametrisierungsansätze für das Breiten-Längen-

Größen- verteilung	effektiver Radius $R_{eff} [\mu m]$	Eiswassergehalt IWC [gm^{-3}]	Extinktionskoeffizient (oberfl.-äquiv. Kugel) $k_{ex,550nm} [km^{-1}]$
C1	4.4	$0.11 \cdot 10^{-4}$	0.01256
Gamma	25.8	$0.516 \cdot 10^{-3}$	0.1218
Cist3	54.6	0.00787	0.9038
Contrail	80.1	0.0304	2.496
Cist2	194.7	0.0442	1.808
Ciunc	619.7	0.92	13.84

Tabelle 3: *Effektiver Radius (R_{eff}), Eisgehalt (IWC) und Extinktionskoeffizient bei 550 nm ($k_{ex,550nm}$) für verschiedene Größenverteilungen, bei einer Teilchenzahldichte von $0.5cm^{-3}$. Der Extinktionskoeffizient wurde mit der Mie-Theorie für oberflächen-äquivalente Kugeln ausgerechnet.*

Verhältnis von hexagonalen Kristallen vor. Die in Tab.1 dargestellten Verhältnisse für Säulen bzw. Platten werden hier angewandt.

Die Streueigenschaften von Eiskristallen sind stark von deren Orientierung abhängig. Bestimmte optische Erscheinungen treten nur dann auf, wenn die rein hexagonalen Kristalle eine bevorzugte Orientierung annehmen (z.B. Nebensonnen oder horizontaler Bogen). Das Streufeld der Kristalle hängt dann von der Beleuchtungs- und Beobachtungsgeometrie (vom Azimutwinkel) ab (Macke, 1994). Andere Erscheinungen (22°- bzw. 46°-Halo) kommen nur vor, wenn die Kristalle willkürlich orientiert sind. Die Kristallorientierung ist mit der Wolkendynamik verbunden: wenn kleinskalige Turbulenzen innerhalb der Wolke gegenüber der Fallgeschwindigkeit der Kristalle klein sind, richten sich die Kristalle so aus, daß die größte Kristallfläche den größten Luftwiderstand erfährt. Leichte Abweichungen von der Gleichgewichtslage führen aber schon dazu, daß das Streufeld azimutunabhängig wird (Macke, 1994). Darum wird hier angenommen, daß eine willkürliche Orientierung der Kristalle in Eiswolken überwiegt.

Innerhalb einer Wolkenschicht können gleichzeitig, aufgrund unterschiedlicher Wachstumsbedingungen in Abhängigkeit von den Temperatur- und Feuchteverhältnissen, unterschiedliche nicht rein hexagonale Kristallformen vorhanden sein. Sie bestimmen zusammen das Streuverhalten der Wolke, so daß im Mittel die optischen Eigenschaften einer Eiswolke durch eine rein symmetrische, hexagonale Form nicht wiedergegeben werden. Foot (1988) machte darauf aufmerksam, daß optische Phänomene von Eiswolken mit hexagonalen Kristallen wie Halos in der Regel nicht erscheinen. Das deutet nach Foot darauf hin, daß Eiswolken, im Mittel, aus nicht rein hexagonalen Strukturen bestehen.

Aufgrund der eingeschränkten Möglichkeiten beliebige Formen zu simulieren, wurde der Einfachheit halber in vielen Arbeiten die Kristallform durch eine Kugel angenähert,

deren Streueigenschaften sich mit der Mie-Theorie berechnen lassen. Durch die Annäherung der Kristallform durch eine Kugel, soll zusätzlich getestet werden, inwieweit diese Vereinfachung für die bodengebundene Fernerkundung von Eiswolken zufriedenstellend sein kann.

Die effektiven Radien in Tab.3 sind als effektive Kristallbreiten auch für Säulen und Platten gültig, weil der absolute Wert der durch die gegebene Form unterschiedlich ausfallenden Querschnitte für die Bestimmung von R_{eff} nicht entscheidend ist. Es ist eher der relative Beitrag, den der Querschnitt eines bestimmten Größenintervalles zu dem gesamten Querschnitt aller Teilchen liefert, der R_{eff} bestimmt.

5.2.3 Spektraler Bereich für die Simulation

Wolkenfernerkundung wird am besten in den Spektralbereichen betrieben, wo die Atmosphäre selbst nicht absorbiert oder streut: in atmosphärischen Fenstern. In dem Spektralbereich, wo das OVID-Spektrometer empfindlich ist, wird die kurzwellige Strahlung auf dem Weg zum Meßgerät durch die Absorptionseigenschaften verschiedener Gase abgeschwächt. Der HITRAN ("High-Resolution Transmission of Molecular Absorption")-Datensatz (Rothman et al., 1987) enthält alle Parameter der molekularen Absorption, die für die Berechnung der spektralabhängigen Transmission der Atmosphäre in Frage kommen. Eine Mc-Clatchey-Standardatmosphäre gibt das Temperatur- bzw. Wasserdampfprofil für den Sommer mittlerer Breiten vor. Abbildung 11 zeigt die Transmission am Boden, mit Werten höher als 50%. Die Berechnungen wurden mit einem Stützstellenabstand von $0.5nm$ durchgeführt.

Wasserdampf (durchgezogene Linie) ist in diesem Spektralbereich der wichtigste Absorber. Bei einer relativ hohen Absorbermasse von $2.986g/cm^2$ für den Sommer absorbiert Wasserdampf die einfallende Strahlung in breiten Spektralbanden und vermindert die atmosphärische Transmission erheblich in den Intervallen der Wellenlänge um $925 nm$, $1150 nm$ und $1400 nm$.

Verglichen mit einer sommerlichen Atmosphäre enthält eine winterliche Atmosphäre nicht nur eine niedrigere Wasserdampfsäule, also eine geringere Absorbermasse, sondern auch tiefere Temperaturen, die die Linienbreite beeinflussen. Dadurch wird der Spektralbereich mit eingeschränkter Transmission enger. Die verwendete Standardatmosphäre ist für mittlere Breiten überdurchschnittlich feucht, so daß die Abbildung 11 schon fast die mögliche spektrale Ausdehnung der Wasserdampfbanden am Boden zeigt. Damit ist die Mindestbreite der atmosphärischen Fenster auch festgelegt.

Außer Wasserdampf wird die Transmission in diesem Spektralbereich auch durch Sauerstoff und Kohlendioxid vermindert (gestrichene Linie). Für die Fernerkundung von

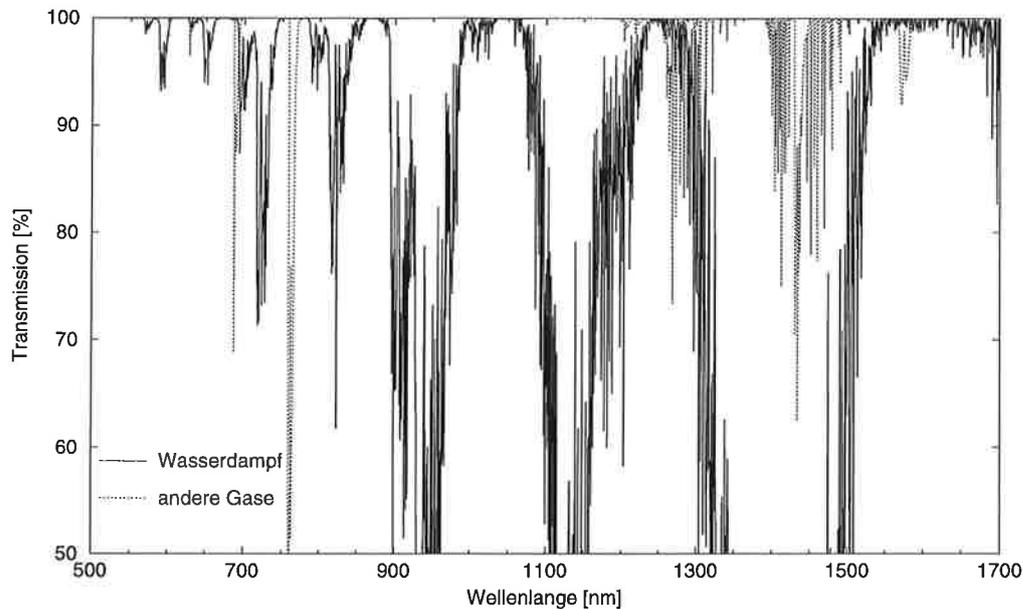


Abbildung 11: *Transmission (> 50%) für eine Mc-Clatchey Standardatmosphäre für den Sommer in mittleren Breiten aus HITRAN-Daten (Rothman u.a., 1987). Durchgezogene Linie: Wasserdampf mit einer Absorbermasse von 2.986g/cm^2 . Gestrichelte Linie: Sauerstoff und Kohlendioxid.*

Wolken stehen enge Wellenlängenbereiche um $550, 875, 1050, 1250, 1550\text{ nm}$ und 1625 nm zur Verfügung, wo die atmosphärische Transmission Werte über 99% aufweist. Die Wahl der Stützstellen innerhalb dieser Intervalle zur Fernerkundung von Eiswolken hängt von den optischen Eigenschaften von Eis ab. Für die Simulation wurden die Stützstellen $1046, 1246, 1550\text{ nm}$ und 1634 nm gewählt.

5.3 Optische Eigenschaften des Aerosols

Die Streuparameter des Aerosols ($\omega_o, e_\lambda, P(\theta)$), die die optischen Eigenschaften der Aerosolschicht zwischen $0.5\mu\text{m}$ und $1.7\mu\text{m}$ beschreiben, wurden in Abhängigkeit von Aerosolprofil und relativer Feuchte mit Hilfe der Mie-Theorie (Köpke et al., 1995) berechnet. Es wurden nicht nur die Standardprofile aus GADS betrachtet, sondern auch solche, für die die drei aufgeführten Komponenten in Tab.2 in ihrer Konzentration verändert wurden.

Die Einfachstreueralbedo ω_o (s.Abb.12) variiert stark sowohl mit dem Aerosoltyp, als auch mit der relativen Feuchte. Ungeachtet der relativen Feuchte zeigt das Aerosolprofil mit dem größten Rußanteil die höchste Absorption, die mit zunehmender Wellenlänge zunimmt. Es handelt sich dabei um das mittlere kontinentale Aerosol (mittel kontinental), dessen Rußkonzentration um eine Größenordnung erhöht wurde (in Abb.12: mittel kontinental-SOOT - dargestellt durch Dreiecke). Bei einer relativen Feuchte von 0% variiert ω_o für diesen Aerosoltyp zwischen 0.45 und 0.15. Die höchsten ω_o -Werte unabhängig

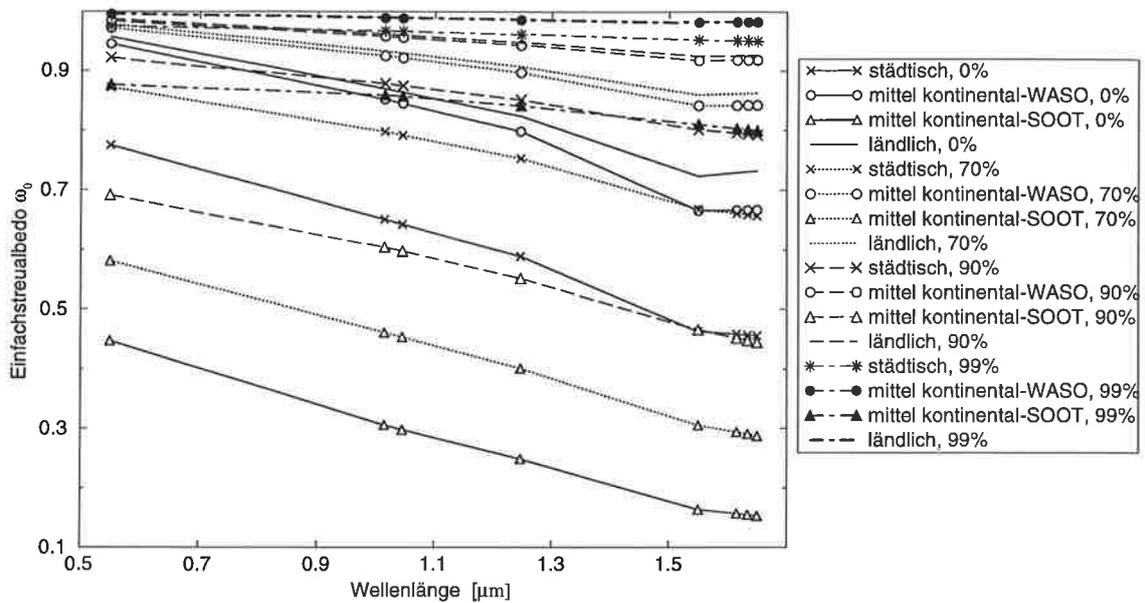


Abbildung 12: Spektraler Verlauf der Einfachstreueralbedo ω_0 als Funktion der relativen Feuchte und des Aerosolprofils. Außer der in GADS dargestellten Profile sind hier modifizierte kontinentale Profile mit unterschiedlichen Konzentrationen des wasserlöslichen und des Ruß-Anteils enthalten

von der relativen Feuchte werden für das ländliche Aerosol erreicht. Die wasserunlöslichen Teilchen, sowie die fehlenden Rußpartikel in diesem Profil sorgen für einen relativ hohen Anteil der Streuung innerhalb der Extinktion. Mit zunehmender relativer Feuchte wachsen die kaum absorbierenden wasserlöslichen Teilchen und erhöhen damit die Albedo in allen Aerosolprofilen.

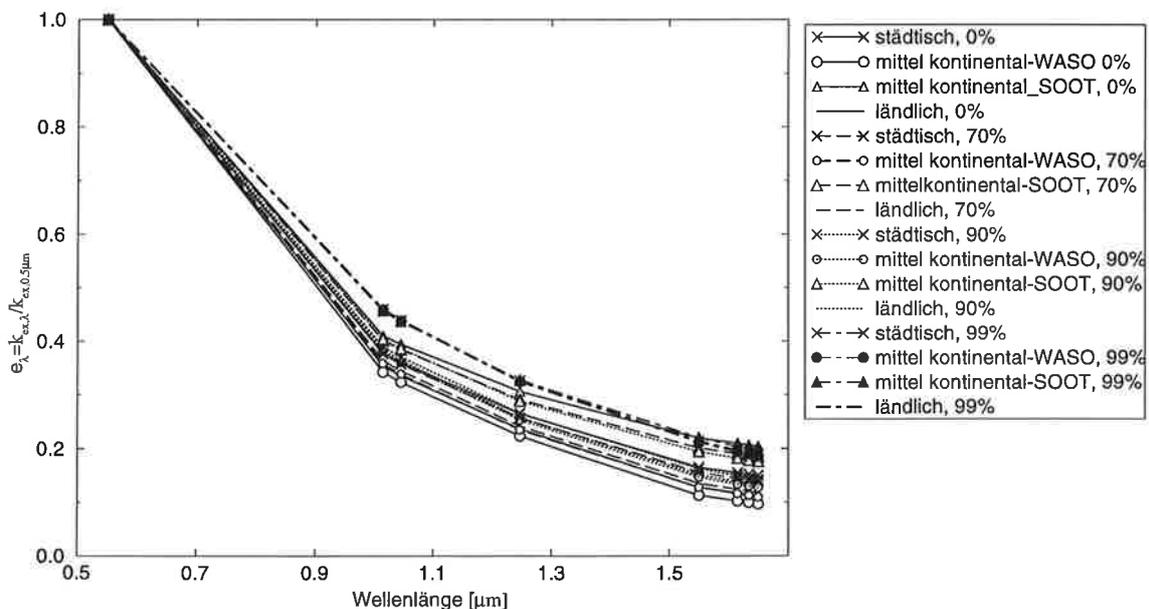


Abbildung 13: Spektraler Verlauf des Extinktionskoeffizient k_{ex} normiert auf den Wert bei $0.55\mu\text{m}$ als Funktion der relativen Feuchte und des Aerosoltyps

Der Extinktionskoeffizient normiert auf den Wert bei $0.55\mu\text{m}$ e_λ (s. Abb.13) weist keine deutlichen Unterschiede für verschiedene Aerosoltypen bzw. für verschiedene Werte der relativen Feuchte auf. Relativ zu $0.55\mu\text{m}$ nimmt die Extinktion aller Aerosole mit zunehmender Wellenlänge ab. Am stärksten ist die Abnahme bei Aerosol mit einer hohen Konzentration an wasserlöslichen Teilchen und niedriger relativer Feuchte, da diese Teilchen zu den kleinsten Aerosolen gehören. Wenn die relative Feuchte zunimmt, und dadurch die wasserlöslichen Teilchen wachsen, nimmt die Absorption durch den zunehmenden Wasserdampfgehalt und die Streuung infolge der wachsenden Teilchengröße zu, so daß insgesamt die Extinktion zunimmt. Mit zunehmenden Rußanteil in dem Profil nimmt die Absorption, und damit auch die Extinktion zu.

Der Verlauf der auf 1 normierten Phasenfunktion mit dem Streuwinkel ist nahezu unabhängig von dem Aerosoltyp und verändert sich nur spektral, bzw. bei einer relativen Feuchte von 99%. In Abb.14 ist die Phasenfunktion für den Aerosoltyp mittel kontinental bei einer relativen Feuchte von 70% und 99% aufgetragen. Die spektrale Abhängigkeit des Streufeldes wird durch die Wellenlängen 1046 nm und 1550 nm charakterisiert. Sowohl das Vorwärtsmaximum bei 0° Streuwinkel, als auch das Rückwärtsmaximum bei 180° flachen zu längeren Wellenlängen hin ab. Die Maxima sind bei einer relativen Feuchte von 99% nicht so ausgeprägt. Zwischen 20° und 140° Streuwinkel fällt dagegen bei 99% ein größerer Anteil der gestreuten Strahlung.

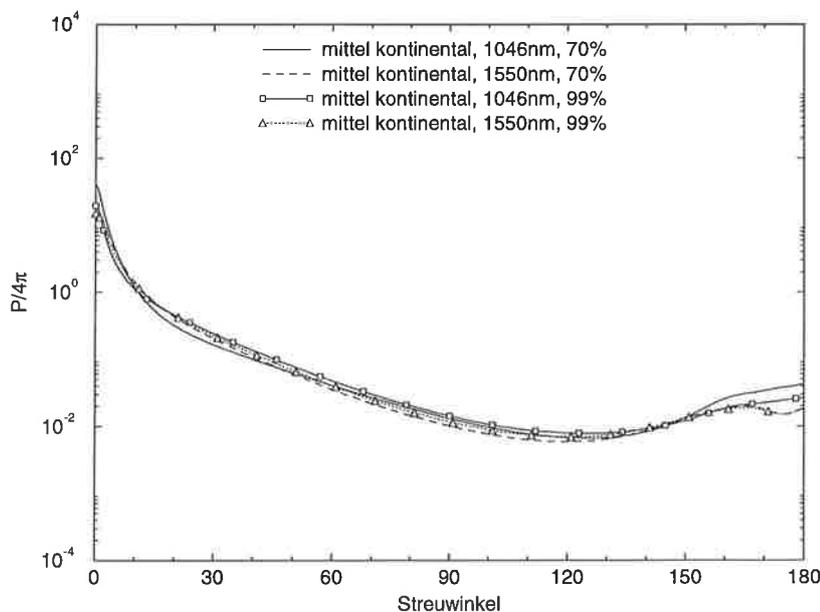


Abbildung 14: Streuverteilung für kontinentales Aerosol (mittel kontinental) für zwei relative Feuchten (70% und 99%) und für die Wellenlängen 1050 nm und 1550 nm

5.4 Optische Eigenschaften der Wolke

Die optischen Eigenschaften eines einzelnen Eiskristalles bzgl. der Absorption und Streuung hängen von der Wellenlänge, von der Kristallgröße, -form bzw. -orientierung ab. Es liegt kein allgemeines Verfahren vor, um die Streueigenschaften eines Körpers mit beliebiger Geometrie bzw. Größe exakt zu berechnen. Die Extinktion einer elektromagnetischen Welle durch ein Partikel kann nur für homogene sphärische Teilchen mit Hilfe der Mie-Theorie exakt gelöst werden. Die Streuparameter für Eiskugeln beliebiger Größe wurden mit einem von Dave (1969) entwickelten Unterprogramm gerechnet. Da dieses Verfahren allgemein bekannt ist, wird hier nicht näher darauf eingegangen.

Wenn alle Teilchendimensionen viel größer als die Wellenlänge sind (im Spektralbereich des nahen Infraroten, für $x = 2\pi r/\lambda > 30$, (Liou und Takano, 1994)) können die Streueigenschaften eines polyedrischen Körpers mit Hilfe der Näherung der geometrischen Optik berechnet werden. Dabei wird die Definition des Lichtes als eine auf einem Streukörper einfallende ebene elektromagnetische Welle durch eine hinreichend große Anzahl von auftreffenden Strahlen ersetzt. Die Breite eines Lichtstrahlenbündels betrachtet man als groß gegenüber der Wellenlänge und viel kleiner als die Ausdehnungen eines Teilchens. Innerhalb der geometrischen Optik wird die Richtungsänderung eines Lichtstrahls sowie die Energieänderung bei Reflexion und Brechung durch das Snelliussche Brechungsgesetz bzw. durch die Fresnelformel beschrieben. Die geometrische Optik gilt für sehr große Größenparameter exakt.

Die Energie der einfallenden Strahlen, die in ein Raumwinkelintervall reflektiert oder gebrochen wird, wird aufsummiert und diesem Raumwinkelintervall zugeordnet. Dieses 'Ray-Tracing'-Verfahren wurde für endlich geformte hexagonale Kristalle mit beliebiger Orientierung von Rockwitz (1989) entwickelt und von Macke (1994) verfeinert, hinsichtlich der Berücksichtigung beliebig geformter Kristallgeometrien, sowie der Behandlung der Polarisation. Das in dieser Arbeit benutzte Ray-Tracing-Modell wurde von A. Macke (1994) übernommen.

Die Voraussetzungen, die für beide Verfahren getroffen wurden, werden im folgenden getrennt und die gerechneten Streuparameter gemeinsam dargestellt, um die Unterschiede besser zu erkennen.

5.4.1 Mie-Rechnung

Die optischen Eigenschaften einer Wolke können nicht durch die Extinktionsparameter einer einzelnen Partikelgröße genau beschrieben werden. Kristallgrößenverteilungen, wie schon im Kap. 5.2.2 vorgestellt, stellen die Verteilung der längsten Dimension nicht kugelförmiger Teilchen dar. Der Einfachheit halber und aufgrund der mangelnden Verfahren

zur Berechnung der Streuparameter von Verteilungen hexagonaler Kristalle, hatten andere Autoren eine hexagonale Form, eine hexagonale Säule, durch eine Kugel angenähert. Durch die Annahme einer Kugel mit der gleichen Oberfläche wie der hexagonalen Säule, wurde ein Extinktionskoeffizient in der gleichen Größenordnung für beide unterschiedlichen Partikelformen gewährleistet (Kinne, 1984).

Für die Berechnung der Mie-Streuparameter werden die Teilchen als hexagonale Säulen vorausgesetzt. Mit Hilfe des parametrisierten Zusammenhangs zwischen Säulenlängen und Säulenbreiten von Heymsfield (1972) und Auer und Veal (1971) (s. Tab. 1) wird der Radius einer oberflächenäquivalenten Kugel berechnet. Dieser oberflächenäquivalente Radius geht dann in die Mie-Rechnung ein. Die Größenverteilungen sind mit einer Schrittweite von $1\mu\text{m}$ diskretisiert.

5.4.2 Ray-Tracing

Das rechenzeitaufwendige Ray-Tracing Modell ermöglicht die Streurechnung für vorgegebene Kristalltypen unter Angabe der spezifischen Kristallgeometrie relativ zum einfallenden Lichtstrahl. Eine zufällige Orientierung des Kristalls im Raum wird vorausgesetzt.

Die Streueigenschaften asymmetrischer Eiskristalle, die von der rein symmetrischen hexagonalen Struktur abweichen, können simuliert werden. In jedem Reflexions/Brechungsvorgang wird dafür die momentane Flächennormale innerhalb eines vorgegebenen Winkelbereichs aus seiner ursprünglichen Orientierung zufällig gekippt. Durch die vorgegebene Kristallverzerrung können Abweichungen von den typischen optischen Erscheinungen hexagonal symmetrischer Kristalle erzeugt werden. Für diesen Fall wurde eine Verzerrung von 1% vorgegeben. Nach Macke (1994) bleiben die Streucharakteristika, insbesondere diejenigen die durch den Kristalltyp bedingt sind, bis zu einer Verzerrung von 50% erkennbar.

Aufgrund der langen Rechenzeit konnten die Streuparameter nur für 36 Größenklassen simuliert werden. Die Intervallbreite bzgl. der Kristallgröße ist für Kristalle unter $200\mu\text{m}$ kleiner als für größere Größenklassen, um die höhere Änderung der Streueffizienz bei kleinen Größenparametern besser aufzulösen. Dadurch werden die Größenverteilungen viel grober diskretisiert als bei den Mie-Rechnungen. Aufgrund der Beugungseffekte für einzelne Kugeln ist die Wahl einer relativ hohen Anzahl von Stützstellen innerhalb der Mie-Rechnung notwendig, um die Phasenfunktion einer Verteilung zu glätten. Das ist bei der mit Ray-Tracing berechneten Phasenfunktion nicht notwendig.

Ray-Tracing Rechnungen für verschiedene komplexe Kristallformen bei einer Wellenlänge von $0.55\mu\text{m}$ hatten ergeben (Macke, 1994), daß die Streueigenschaften von Aggregaten, die sich aus mehreren Säulen bzw. Platten zusammensetzen, bzw. von verschiedenen

säulenartigen Kristallen, wie Flaschenprismen oder hohle Säulen, sich durch die Streueigenschaften von einfachen Säulen und Platten in erster Näherung beschreiben lassen. Die Wahl von einfachen hexagonalen Kristallformen, wie Säulen und Platten reicht also aus, um die Abhängigkeit der optischen Eigenschaften von der Kristallform zu berücksichtigen. Beide Kristalltypen wurden getrennt behandelt. Die Breiten-Längen-Verhältnisse wurden aus Auer und Veal (1971) für Platten und zusätzlich aus Heymsfield (1972) für Säulen entnommen.

5.4.3 Einfachstreuabbedo und Extinktionskoeffizient

Da der spektrale Verlauf von ω_o und k_{ex} sich nicht grundsätzlich in Abhängigkeit von der Kristallform ändert, werden diese Parameter nur für oberflächen-äquivalente Kugeln beschrieben. Die Unterschiede durch die gewählte Partikelform werden im nächsten Abschnitt vorgestellt. Die Stützstellen der Wellenlänge wurden so gewählt, daß die meisten Punkte im Fensterbereich waren (s. Kap. 5.2.3), und dabei die spektrale Variation des Brechungsindex von Eis aufgelöst wird. Um den Verlauf vollständig zu erfassen, wurden Stützstellen der Wellenlänge auch außerhalb der Fenster gewählt.

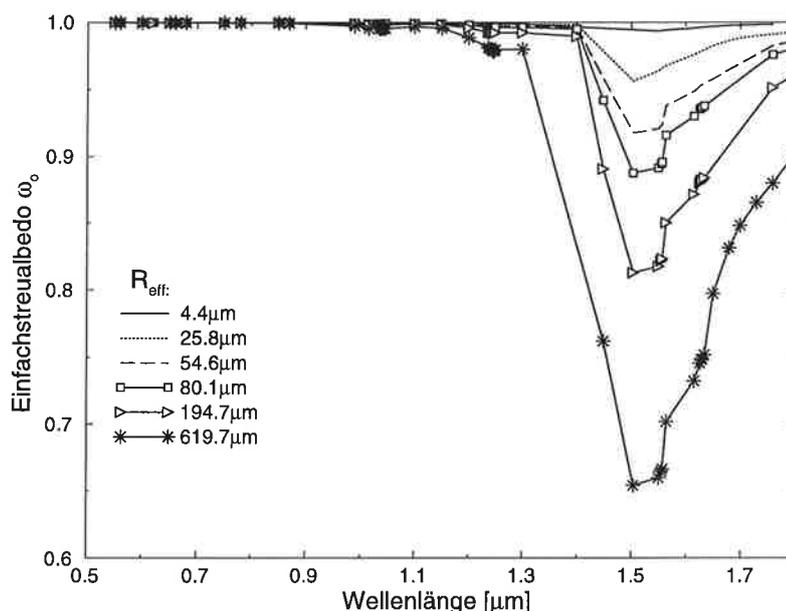


Abbildung 15: Spektraler Verlauf der Einfachstreuabbedo ω_o zwischen 0.5 und 1.7 μm für verschiedene effektive Radien. Die effektive Radien gehören zu den in Abbildung 10 gezeigten Kristallgrößenverteilungen

Aus dem spektralen Verlauf der Einfachstreuabbedo (s. Abb.15) kann man den spektralen Gang des imaginären Teils des Brechungsindex wiedererkennen (s. Abb.9). Für einen festen effektiven Radius wird die Extinktion der einfallenden Strahlung in dem Spektralbereich zwischen 0.5 μm und 1.1 μm nur durch Streuung verursacht. Mit der Zunahme des

imaginären Teils des Brechungsindex um einige Größenordnungen im nahen Infraroten nimmt der Anteil der Absorption an der extingierten Strahlung zu. Die Einfachstreuung weist ein Minimum auf, wo der Brechungsindex maximal ist ($\lambda = 1.50\mu\text{m}$). Mit zunehmendem effektivem Radius der Größenverteilung nimmt das Gewicht der größeren Teilchen in der Größenverteilung zu, die für die Absorption maßgeblich sind. Der gestreute Anteil in der Extinktion nimmt bei $\lambda = 1.50\mu\text{m}$ mit wachsenden R_{eff} immer stärker ab, während in dem Spektralbereich bis $1.1\mu\text{m}$ dieser Anteil von der Partikelgröße unabhängig ist.

Der Extinktionskoeffizient e_λ , normiert auf den Wert bei $0.55\mu\text{m}$, (s. Abb.16) ist für effektive Radien $\gg 5\mu\text{m}$ nahezu unabhängig von der Wellenlänge. Der Extinktionskoeffizient k_{ex} ist proportional zum Extinktionsquerschnitt σ_{ex} , der mit dem Brechungsindex und mit dem Größenparameter variiert. Je größer die Wellenlänge gegenüber dem Radius, d.h. je kleiner der Größenparameter, umso mehr weicht der Extinktionsquerschnitt von seinem asymptotischen Wert ab, so daß für kleine Teilchen und für relativ große Wellenlängen der Extinktionskoeffizient e_λ relativ zu $0.55\mu\text{m}$ zunimmt. Da k_{ex} über σ_{ex} proportional zum geometrischen Querschnitt der Teilchen ist, nimmt der Extinktionskoeffizient k_{ex} mit wachsendem effektivem Radius zu, vorausgesetzt die Größenverteilungen enthalten die gleiche Teilchenanzahl.

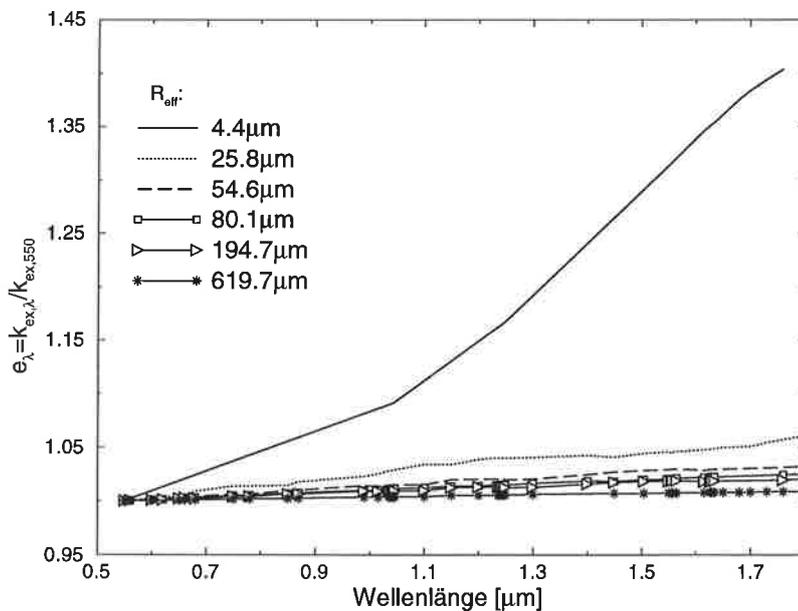


Abbildung 16: Spektraler Verlauf des Verhältnisses des Extinktionskoeffizienten e_λ zu dem Wert bei $0.55\mu\text{m}$ zwischen 0.5 und $1.7\mu\text{m}$ für verschiedene effektive Radien. Die effektiven Radien gehören zu den in Abbildung 10 gezeigten Kristallgrößenverteilungen.

5.4.4 Vergleich der Streuparameter für hexagonale Kristalle und oberflächen-äquivalente Eiskugeln

Die Unterschiede in den optischen Eigenschaften zwischen einem hexagonalen Kristall und einer Kugel spiegeln sich am deutlichsten in der Phasenfunktion wider, die die Richtungsabhängigkeit der gestreuten Strahlung beschreibt.

Für kugelförmige Streukörper und willkürlich im Raum orientierte hexagonale Kristalle kann man annehmen, daß das Streufeld vom Azimutwinkel der Streuung unabhängig ist. Die Phasenfunktion ist dann folgendermaßen auf 1 normiert:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\theta)}{4\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi \int_{-1}^1 \frac{P(\mu)}{4\pi} d\mu = 1 \quad (11)$$

Die Phasenfunktion wurde mit einer Intervallbreite $\Delta\theta = 1^\circ$ gerechnet. Das ausgeprägte Maximum in Vorwärtsrichtung von 0° bis 1° und das Rückstreumaximum bei 180° wurden feiner ($\Delta\theta = 0.1^\circ$) aufgelöst.

Abb.17 stellt die Phasenfunktionen bei 1046 nm für eine Größenverteilung ($R_{eff} = 80\mu\text{m}$) im Vergleich für die drei Teilchenformen dar: oberflächen-äquivalente Kugel, hexagonale Platte und hexagonale Säule. Hexagonale Kristalle haben eine sehr stark ausgeprägte Vorwärtsstreuung und streuen auch seitwärts einen größeren Anteil der einfallenden Intensität als reine Kugeln. Kugelförmige Partikel können die für Eiswolken typischen Haloerscheinungen bei 22° und 46° nicht wiedergeben. Sie streuen aber insgesamt bis etwa 60° viel mehr als hexagonale Streukörper. Das Maximum der Mie-Phasenfunktion im Rückwärtsstrebereich bei etwa 135° entspricht dem für Wasserwolken typischen Regenbogen.

Abbildung 18 zeigt die Phasenfunktion in Abhängigkeit vom effektiven Radius und der Partikelform. Die effektive Radien $R_{eff} = 4.4\mu\text{m}$ und $R_{eff} = 619.7\mu\text{m}$ charakterisieren zwei Größenverteilungen mit sehr kleinen bzw. sehr großen Teilchen. Die in Abbildung 18 dargestellten Phasenfunktionen beschreiben das Streuverhalten bei Wellenlängen mit vernachlässigbarer ($\lambda = 1.046\mu\text{m}$) bzw. moderater ($\lambda = 1.55\mu\text{m}$) Absorption von Eis.

Das Streufeld für die oberflächen-äquivalente Kugel (Abb.18 oben) verändert sich deutlich mit zunehmendem effektivem Radius: während sehr kleine Partikel ($R_{eff} = 4.4\mu\text{m}$) relativ gleichmäßig in alle Richtungen streuen, streuen schon Partikel bei dem nächst größeren effektiven Radius $R_{eff} = 25\mu\text{m}$ (in Abb.18 nicht gezeigt) mit einem ausgeprägten Maximum in Vorwärtsrichtung bei 0° . Mit wachsenden R_{eff} steigt die Vorwärtsstreuung bis etwa 10° stark an auf Kosten der Seitwärts- und Rückstreuung. Das Regenbogenmaximum bei 135° wird erst ab $R_{eff} = 25\mu\text{m}$ deutlich und verstärkt sich mit

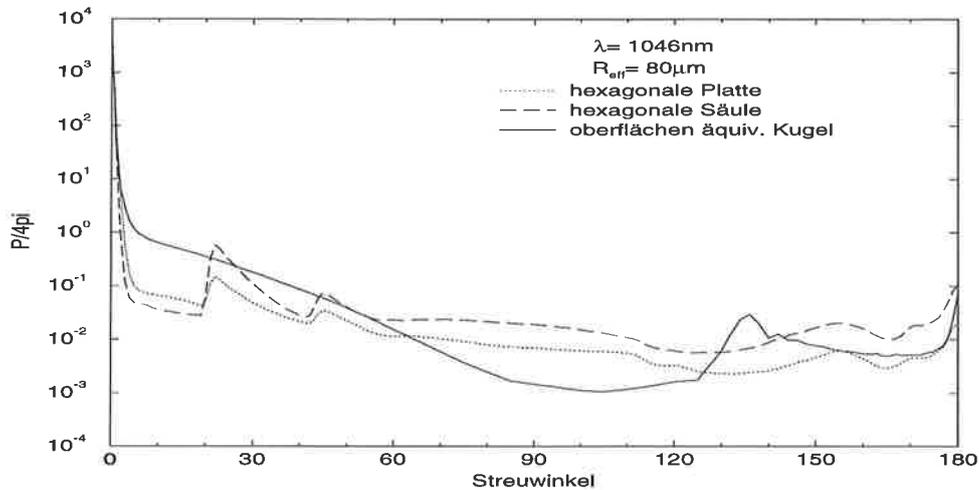


Abbildung 17: Vergleich der Phasenfunktionen bei vernachlässigbarer Absorption durch Eis ($\lambda = 1.046\mu\text{m}$) in Abhängigkeit von der Kristallform: oberflächenäquivalente Kugel, hexagonale Säule bzw. hexagonale Platte. Der effektive Radius beträgt $80\mu\text{m}$. Die hexagonalen Kristalle wurden mit einer Verzerrung von 1% gerechnet.

wachsendem Radius. Mit zunehmender Absorption nehmen die verschiedenen Maxima der Streufunktion und die Rückwärtsstreuung ab 135° ab, das Vorwärtsmaximum wird breiter. Die Seitwärtsstreuung im Streubereich um 100° ist weitgehend wellenlängenunabhängig. Der Streubereich zwischen 10° und etwa 50° zeigt keine spektrale Abhängigkeit bei vernachlässigbarer Absorption, während bei $\lambda = 1550\mu\text{m}$ eine eindeutige Abnahme der Intensität mit zunehmenden R_{eff} stattfindet.

Die Streuintensität von hexagonalen Platten (Abb.18 Mitte) verringert sich deutlich mit wachsender Kristallgröße für Streuwinkel größer als 20° und unabhängig von der Wellenlänge. Zu bemerken ist, daß insbesondere die Halos stark abnehmen. Die spektrale Abhängigkeit ist in dem Bereich kleiner Kristalle nicht ausgeprägt. Mit zunehmender Teilchengröße und zunehmender Absorption nimmt $P(\theta)$ für Streuwinkel größer als 40° stärker ab. Vor allem für $R_{\text{eff}} = 619.7\mu\text{m}$ verringern sich die Halomaxima deutlich. Die Lage des Maximums verschiebt sich unabhängig von der Kristallgröße zu kürzeren Streuwinkeln.

Hexagonale Säulen (Abb.18 unten) haben ein Streufeld, das sich mit wachsender Teilchengröße und mit zunehmender Absorption immer mehr vom Streufeld hexagonaler Platten unterscheidet. Während bei $\lambda = 1046\text{nm}$ die Verteilung der Streuung, im Gegensatz zu den Platten, weitgehend von der Teilchengröße unabhängig bleibt, außer einer leichten Verstärkung des Vorwärtsmaximums, verbunden mit einer Intensitätsabnahme im Streubereich bei 100° , kräftigt sich die Intensitätsabnahme von 40° bis 180° mit zunehmender Absorption. Wie bei hexagonalen Platten verschiebt sich die Lage der Maxima bei den Halos zu kleineren Streuwinkeln. Außerhalb des Maximums des großen Halos bis

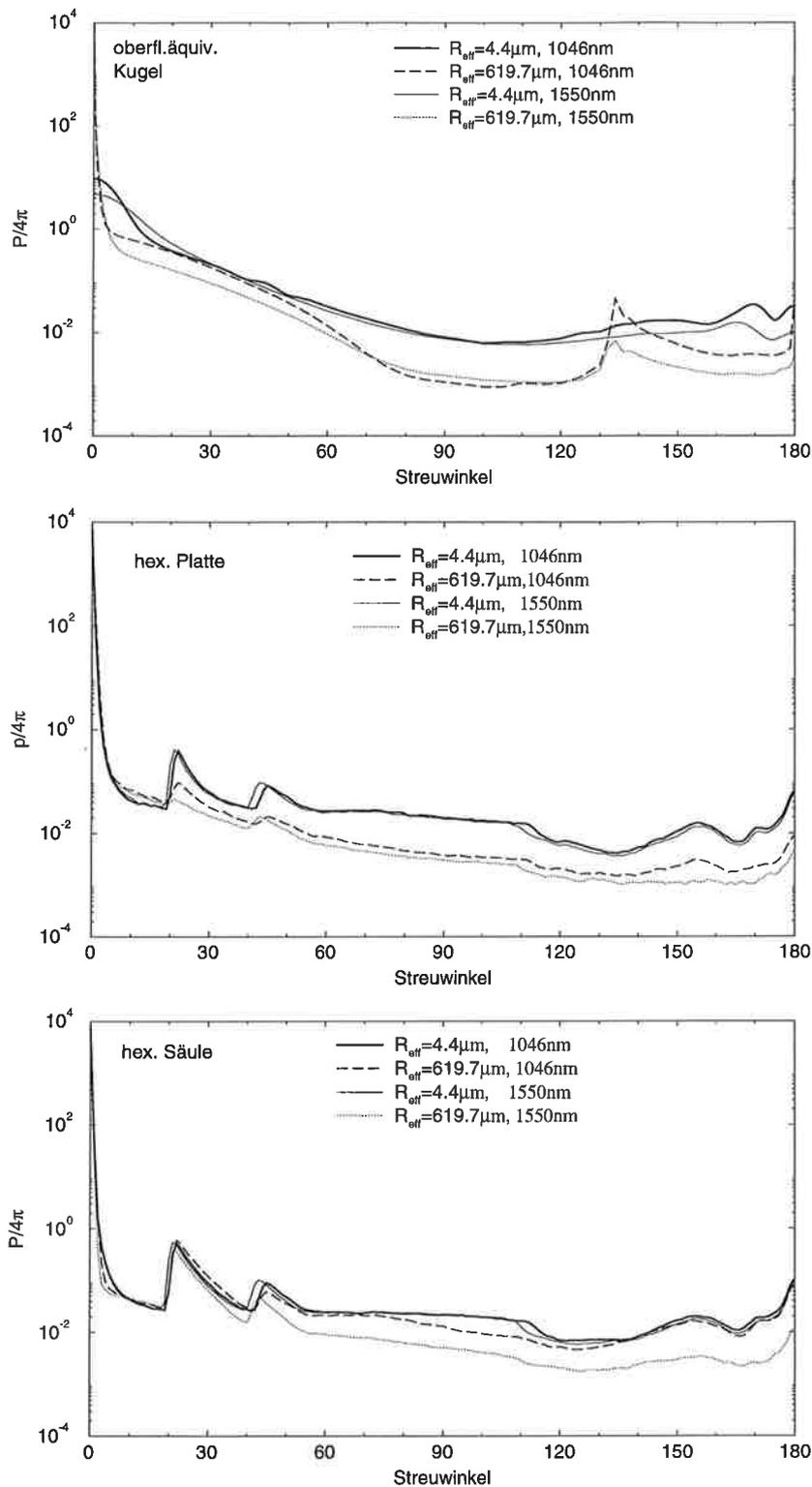


Abbildung 18: Streufunktionen $P(\theta)$ für zwei Wellenlängen $\lambda = 1046, 1550 \text{ nm}$ und für zwei extrem unterschiedliche Größenverteilungen ($R_{\text{eff}} = 4.4 \mu\text{m}, 619.7 \mu\text{m}$). Die drei Abbildungen stellen die Abhängigkeit von der Teilchenform dar. Oben: oberflächen-äquivalente Kugel; mitte: hexagonale Platte; unten: hexagonale Säule. Die hexagonalen Kristalle wurden mit einer Verzerrung von 1% gerechnet.

70° stellt sich ein ähnliches spektrales Verhalten in Abhängigkeit von R_{eff} ein, wie bei oberflächen-äquivalenten Kugeln in Vorwärtsrichtung.

Die Einfachstreueralbedo bei vernachlässigbarer Absorption ($\lambda = 1.046\mu m$) ist nahezu unabhängig von der Partikelform (s. Abb.19). Bei einer Wellenlänge von $1.55\mu m$ zeigt ω_o für äquivalente Kugel und hexagonale Säulen ähnliche Werte. Hexagonale Platten mit dem gleichen effektiven Radius streuen dagegen einen größeren Anteil der extinguierten Strahlung. Durch die vorgegebenen Breiten-Längen-Verhältnisse (s. Tab. 1) ist die Länge einer hexagonalen Platte kleiner als die Breite einer Säule mit der längsten Dimension in der gleichen Größenordnung. Dadurch ist das in einer Säule eingeschlossene Volumen größer als bei einer Platte. Die Wahrscheinlichkeit der Absorption muß mit einem wachsenden Volumen auf Kosten der Streuung zunehmen, so daß damit ω_o für Säulen niedriger ist.

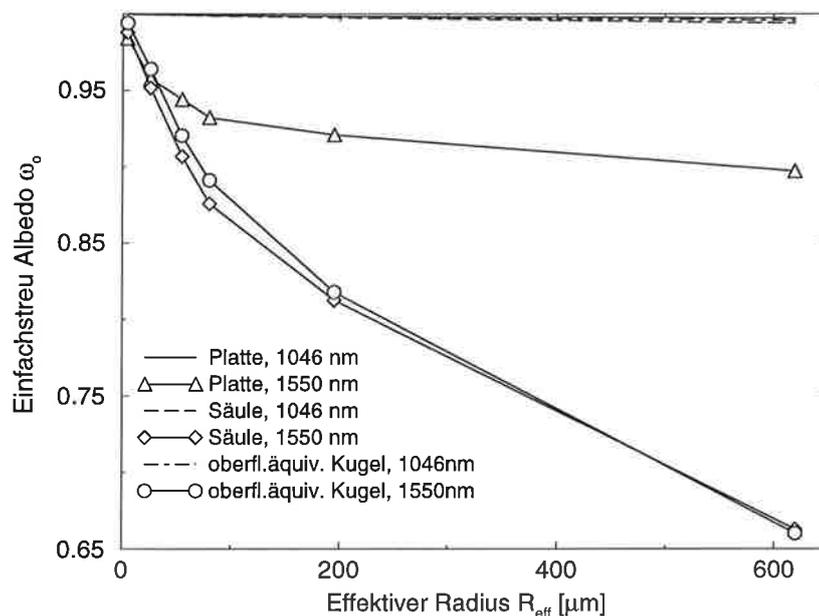


Abbildung 19: Abhängigkeit der Einfachstreueralbedo ω_o von dem effektiven Radius R_{eff} , für die drei Partikelformen (oberflächenäquivalente Kugel, hexagonale Säule bzw. Platte) und für zwei Wellenlängen ($\lambda = 1.046, 1.55\mu m$)

Für Partikel viel größer als die Wellenlänge ist der Extinktionskoeffizient eines einzelnen Teilchens unabhängig von der Wellenlänge und gleich dem zweifachen Wert des geometrischen Querschnittes. Abb. 20 zeigt, daß für relativ kleine effektive Radien, durch die entsprechenden kleineren Extinktionskoeffizienten viel größere Abweichungen von dem Wert bei $0.55\mu m$ auftauchen, nämlich um etwa 30% bei $\lambda = 1.046\mu m$ und um 10% bei $\lambda = 1.55\mu m$. Bei den Ray-Tracing Rechnungen wird a-priori vorausgesetzt, daß der Kristallumfang viel größer als die Wellenlänge ist. Deswegen ist dieser Effekt bei kleinen Teilchen nicht zu beobachten. Die Ray-Tracing Rechnungen für die Größenverteilungen die durch die zwei kleinsten effektiven Radien beschrieben werden, enthalten

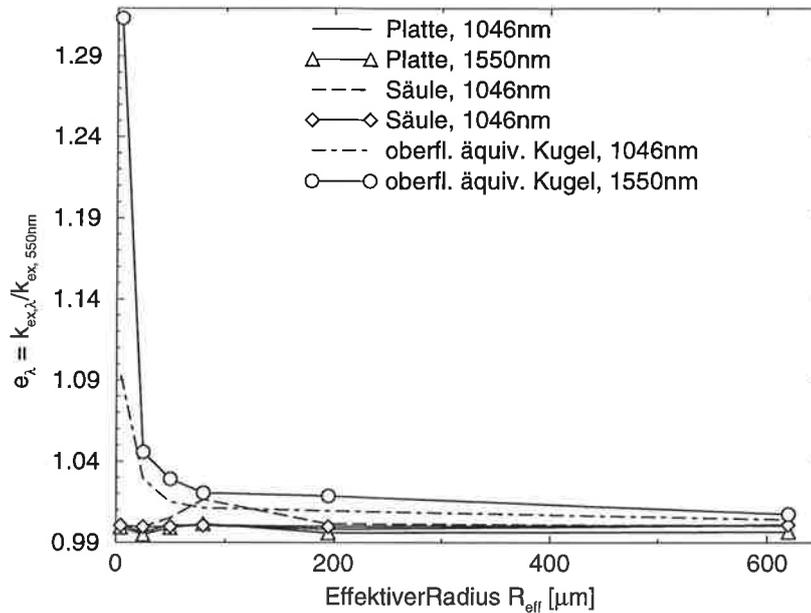


Abbildung 20: Abhängigkeit des auf $0.55\mu\text{m}$ normierten Extinktionskoeffizienten e_λ von dem effektiven Radius R_{eff} für die drei Partikelformen (oberflächenäquivalente Kugel, hexagonale Säule bzw. Platte) und für zwei Wellenlängen ($\lambda = 1.046, 1.55\mu\text{m}$)

Größenklassen, die sich am Rande der Gültigkeit der geometrischen Optik befinden. Somit sind die Ergebnisse aus der Ray-Tracing-Rechnung für relativ kleine Teilchen mit Vorsicht zu bewerten.

5.5 Folgen für die Fernerkundung von Wolkenparameter

Die Einfachstreuparameter geben bereits Aufschlüsse über das Streuverhalten von Eiswolken bei relativ geringen optischen Dicken. Für vernachlässigbare Mehrfachstreuung ist das Produkt aus Einfachstreualbedo und Phasenfunktion ein Maß für die Charakteristika der am Boden ankommenden Strahlung. Ob die Fernerkundung von Wolkenparametern optisch dünner Eiswolken möglich ist, wird anhand dieses Produktes erkennbar: die spektrale Abhängigkeit von ω_o und $P(\theta)$, bzw. deren Abhängigkeit vom effektiven Radius bestimmen die Lage der spektralen Kanäle im OVID-Spektrometer zur Ableitung von R_{eff} aus den gemessenen Strahldichten. Die Richtungsabhängigkeit der Strahlung, vorgegeben durch die Phasenfunktion im Zusammenhang mit der Abhängigkeit dieses Parameters von R_{eff} , bestimmt zusätzlich die Ausrichtung des Meßgerätes.

Für Wellenlängen kleiner als $1.1\mu\text{m}$ ist $\omega_o * P(\theta)$ unabhängig von R_{eff} . Der Spektralbereich um $1.5\mu\text{m}$ liegt im atmosphärischen Fenster und enthält Information über die Kristallgröße. Ein Vergleich der Strahldichten bei Wellenlängen innerhalb dieser Spektralbereiche könnte, wie schon von anderen Autoren berichtet, die Fernerkundung des effektiven Radius von optisch dünnen Eiswolken ermöglichen.

Die zwei Spektrographen, die das OVID-Spektrometer bilden, teilen sich mit dem eingesetzten Gitter den Spektralbereich zwischen 600 und 1650 nm. Beide decken den Bereich bei 1000 nm ab. Da die ausgewerteten Spektren aus beiden Spektrometern Überlappungsprobleme aufweisen, die durch verschiedene technische Schwierigkeiten mit dem VIS-Teil von OVID hervorgerufen werden, ist eine Referenzwellenlänge aus dem nIR vorzuziehen. Der Spektralbereich um 1050 nm, wo die Atmosphäre selbst nicht absorbiert, dient dem genannten Zweck.

Für die Ausrichtung des Meßgerätes muß beachtet werden, daß die Solarkonstante bei 1550 nm nur noch ein Drittel des Wertes bei 1000 nm erreicht. Um dennoch eine lange Belichtungszeit bei der Messung zu vermeiden, wurde nur der Streubereich bis zu 60° Streuwinkel genutzt. Außerhalb des Vorwärtsmaximums, etwa ab 20° und für hexagonale Streukörper bei Winkeln über den Halomaxima, wird die Phasenfunktion auch stärker vom effektiven Radius abhängig, vor allem bei stärkerer Absorption. Daher sollten die Strahldichten in diesem Streuwinkelbereich bei optisch dünnen Eiswolken einen unterschiedlichen Grad der Abhängigkeit von R_{eff} zeigen und dies auch in Abhängigkeit von der Kristallform.

Die Auswertung der Meßdaten wird vereinfacht, wenn ein konstanter Streuwinkel eingehalten wird. Das wird gewährleistet, wenn das Spektrometer die Sonne als Strahlungsquelle in einem festen Winkelabstand während der gesamten Meßzeit folgt und dadurch entlang oder parallel zur Sonnenlaufbahn bleibt. Das bedeutet, daß der Beobachtungspunkt von OVID sich im äquatorialen, topozentrischen Koordinatensystem bewegt. Die Koordinatenachsen werden durch die Rektaszension und die Deklination gegeben. Diese Achsen sind definiert durch die Erdachse und die senkrechte Ebene dazu: den Himmelsäquator. Der Ursprung liegt in der Nähe des Polarsterns. Dieses Koordinatensystem wird in der Astronomie benutzt. An den Polen (geographische Breite: 90°) fällt es mit dem horizontalen Koordinatensystem zusammen: die Rektaszension und die Deklination würden in diesem Falle dem Azimut bzw. dem Zenit entsprechen. Aus der Deklination und Rektaszension lassen sich also die Koordinaten des entprechenden Zenitwinkels ϑ bzw. Azimutwinkels ϕ berechnen.

Bei einer gegebenen Beobachtungsgeometrie kann der Streuwinkel θ aus dem Zenit- und Azimutwinkel unter der Kenntnis der Sonnenkoordinaten (ϑ_o, ϕ_o) folgendermaßen ermittelt werden:

$$\cos \theta = \cos \vartheta \cos \vartheta_o + \sin \vartheta \sin \vartheta_o \cos(\phi_o - \phi) \quad (12)$$

6 Modellergebnisse

Die Strahlungsübertragungsrechnungen wurden für vier Wellenlängen in den engen atmosphärischen Fenstern zwischen 1000 und 1700 nm durchgeführt: 1046, 1247, 1550 und 1634 nm . Die Einfachstreuparameter für Aerosol- bzw. Eisteilchen bei diesen Wellenlängen wurden für die Auswertung in einer spektralen Intervallbreite von 10 nm (entspricht etwa der zweifachen spektralen Auflösung von OVID-nIR) als konstant angenommen, da sie in einem solchen Intervall nur eine sehr schwache spektrale Variabilität (ca. 1%) aufweisen.

Die Abhängigkeit der am Boden beobachtbaren Strahlung von den Eigenschaften des Aerosols und der Eiswolke wird anhand des Vergleichs zwischen den simulierten Strahldichten für zwei der vier Wellenlängen beschrieben, wobei eine davon immer die Referenzwellenlänge 1046 nm ist. Zunächst wird ein kontinentales Aerosol bei einer relativen Feuchte von 80% vorausgesetzt.

Die in die Atmosphäre unter einem Zenitwinkel von 56.6° einfallende Strahlung wird dann in der Wolke oder in der Aerosolschicht um 30° gestreut und bis zum Boden transmittiert. Die optische Dicke der Wolke τ_{Ci} wurde mit 0.1, 0.2, 0.4, 0.6 und 0.8 angenommen.

Die Möglichkeiten zur Abschätzung des effektiven Radius und der optischen Dicke für eine Eiswolke werden aus den Simulationen abgeschätzt, wobei auch die Folgen der Unkenntnis der exakten Kristallform, des Aerosoltyps, der Wolkeninhomogenität sowie der vernachlässigten Bodenalbedo und der Mehrfachstreuung beachtet werden.

6.1 Einfluß des effektiven Radius

Abbildung 21 stellt den Zusammenhang der simulierten Strahldichten bei 1046 und 1550 nm (L_{1046nm} und L_{1550nm}) dar. Die verschiedenen Symbole entsprechen den Strahldichtewerten für die im Modell angenommenen optischen Dicken des Aerosols $\tau_{Aer,550nm}$ bzw. der Eiswolke $\tau_{Ci,550nm}$. Die angegebene optische Dicke gilt immer für 550 nm . Der Einfachheit halber wird der Index 550 nm bei der optischen Dicke aber weggelassen.

Wenn eine Atmosphäre ohne Wolken simuliert wird (gestrichelte Linie mit Kreuzen), nimmt die Strahldichte in beiden Kanälen mit zunehmender optischer Dicke des Aerosols zu. Für die angenommenen relativ kleinen optischen Dicken des Aerosols bis 0.38 ist diese Zunahme linear, wie es für Einfachstreuung auch sein sollte. Die Abnahme der Solarkonstante mit der Wellenlänge oberhalb von 1000 nm , zusammen mit der Zunahme der Absorption durch Aerosolteilchen mit der Wellenlänge, verursachen bei 1046 nm höhere Strahldichtewerte als bei 1550 nm .

Bei der Berücksichtigung einer Eiswaolke im Modell (durchgezogene Linien) nimmt die Strahldichte für beide Kanäle stark zu, ausgehend von dem Strahldichtewert für eine vorgegebene optische Dicke des Aerosols. Die verschiedenen Symbole stellen verschiedene effektive Radien R_{eff} in dem Größenbereich zwischen $5\mu m$ und $620\mu m$ dar, die die unterschiedlichen Kristallgrößenverteilungen aus Abb.10 beschreiben sollen. Die Strahldichtezunahme für beide Wellenlängen verläuft für die simulierten optischen Dicken der Eiswaolke $\tau_{Ci} < 1$ annähernd linear. Der gewichtete Extinktionskoeffizient e_λ weist für Aerosolteilchen einen abfallenden Verlauf mit der Wellenlänge auf (s. Abb. 13), während sich e_λ für eine Kristallgrößenverteilung und für die betrachteten Wellenlängen relativ zum Wert bei 550 nm kaum verändert. Die optische Dicke einer Atmosphäre ohne Wolken ist dann höchstens halb so groß wie der Wert bei 550 nm . Dadurch ist die abwärtsgerichtete Strahldichte am Boden bei einem Streuwinkel von 30° bei vorhandenen Eisteilchen und bei beiden Wellenlängen höher als in einer wolkenlosen Situation. Die Strahldichtezunahme mit der optischen Dicke τ_{Ci} (für $\tau_{Ci} < 1$) ist wie bei den Aerosolteilchen Folge der zunehmenden Streuung.

Für eine feste optische Dicke der Eiswaolke und des Aerosols nimmt L_{1550nm} mit zunehmenden R_{eff} ab. Die Neigung der Geraden, die bei einer Änderung der optischen Dicke τ_{Ci} entstehen, werden mit wachsender Partikelgröße geringer. Dieses spektrale Verhalten ergibt sich aus der relativ starken Absorption von Eisteilchen bei 1550 nm in Abhängigkeit vom effektiven Radius verglichen zu 1046 nm (s. Abb.15). Die Neigungen der Geraden unterscheiden sich in der Steigung so stark, daß eine Differenzierung zwischen verschiedenen Größenverteilungen (die sich durch R_{eff} unterscheiden lassen) möglich erscheint. Allerdings wird es für sehr große effektive Radien $R_{eff} > 200\mu m$ bei relativ niedrigen optischen Dicken der Eiswaolke ($\tau_{Ci} < 0.1$) schwieriger zwischen der gestreuten Strahlung an einer Wolke und der an einer Aerosolschicht zu unterscheiden.

Der spektrale Zusammenhang zwischen den simulierten Strahldichten bei 1046 nm und 1247 nm (Abb. 22) ist grob ähnlich zu Abb.21: die am Aerosol bzw. an einer Wolke gestreuten Strahldichten weisen eine unterschiedliche Entwicklung auf bzgl. der Zunahme der Strahldichte mit der optischen Dicke. Beide Kanäle sind allerdings im Vergleich zu Abb.21 weitgehend unabhängig von dem effektiven Radius der Kristallgrößenverteilung: nur sehr kleine effektive Radien bei $5\mu m$ bis $25\mu m$ erhöhen die transmittierte Strahldichte L_{1247nm} bei vorgegebener optischer Dicke τ_{Ci} stärker, aufgrund der entsprechend höheren optischen Dicke bei 1247 nm verglichen mit den größeren effektiven Radien (s. Abb.16). Besonders für $R_{eff} \geq 50\mu m$ ist τ_{Ci} unabhängig von R_{eff} . Sofern oberflächenäquivalente Kugeln angenommen werden dürfen, ist aus dem Zusammenhang dieser Kanäle noch eine Abschätzung der optischen Dicke für optisch dünne Eiswaolken möglich.

Die simulierten Strahldichten bei 1550 nm und 1634 nm unterscheiden sich in der Größenordnung und in der Abhängigkeit zu R_{eff} nicht wesentlich. Auf eine Diskussion

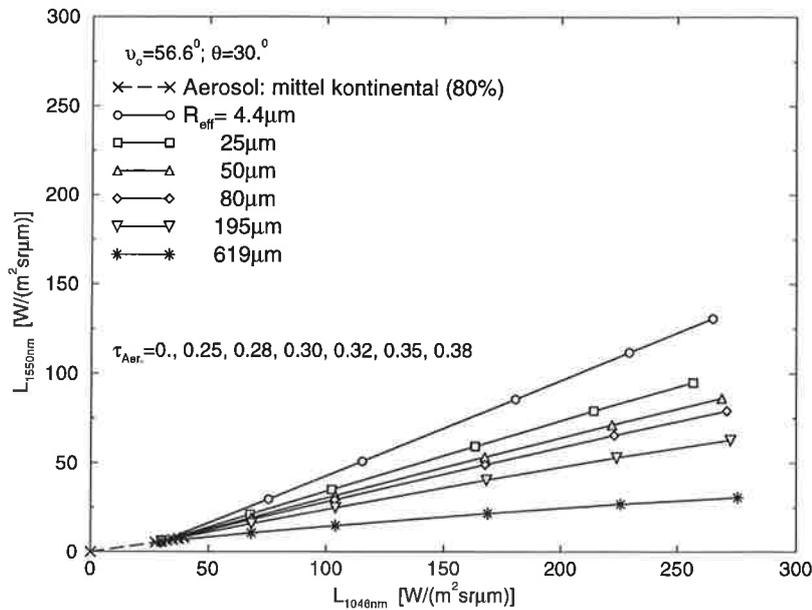


Abbildung 21: Simulierte Strahldichten bei 1046 nm und 1550 nm für ein kontinentales Aerosol (relative Feuchte: 80%) und verschiedene Eiswolkentypen in Abhängigkeit vom effektiven Radius R_{eff} . Die optische Dicke des Aerosols $\tau_{Aer,550nm}$ wurde in Schritten von 0.03 ab 0.25 bis 0.38 geändert. Die optische Dicke der Eiswolke $\tau_{Ci,550nm}$ wurde in Schritten von 0.2 ab 0.2 bis 0.8 geändert.

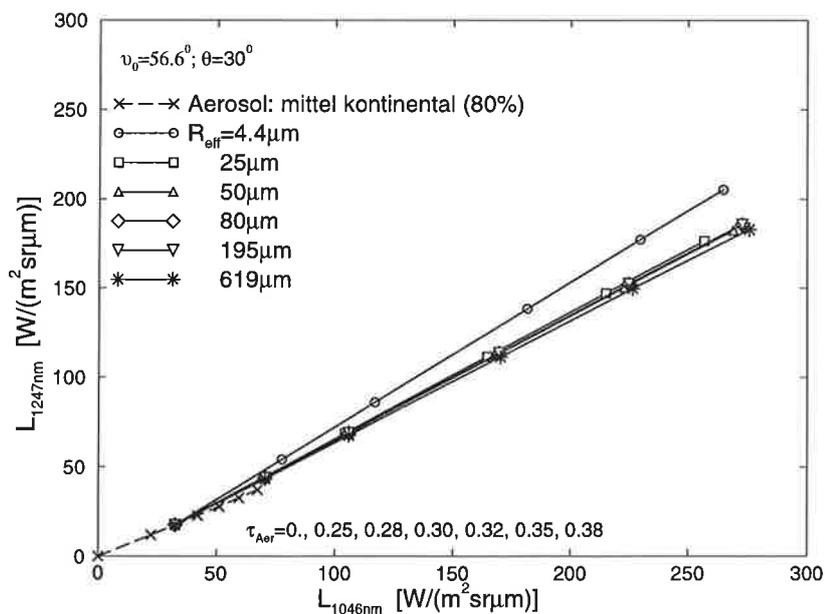


Abbildung 22: Simulierte Strahldichten bei 1046 nm und 1247 nm für ein kontinentales Aerosol (relative Feuchte: 80%) und verschiedene Eiswolkentypen in Abhängigkeit vom effektiven Radius R_{eff} . Die optische Dicke des Aerosols $\tau_{Aer,550nm}$ wurde in Schritten von 0.03 ab 0.25 bis 0.38 geändert. Die optische Dicke der Eiswolke $\tau_{Ci,550nm}$ wurde in Schritten von 0.2 ab 0.2 bis 0.8 geändert.

der Ergebnisse bei 1634 nm wird daher verzichtet.

6.2 Einfluß der Kristallform

Die Vereinfachung der Teilchenform durch eine Kugel ist sicherlich für natürliche Cirruswolken und ältere Kondensstreifen nicht realistisch. Darum sollen die optischen Eigenschaften von häufig in Eiswolken vorkommenden Kristallformen berücksichtigt werden.

Kristalle nehmen in Abhängigkeit von den Feuchteverhältnissen und von der Temperatur eine Fülle von Formen an, die z.T. aus der Kombination von einfachen Formen wie Prismen, Säulen, Nadeln und Platten entstehen. Das Streufeld beliebig geformter hexagonaler Strukturen kann aber durch die Streucharakteristika einfacher hexagonaler Säulen bzw. Platten reproduziert werden (Macke, 1994). Aus diesem Grund kann der Einfluß der Kristallform auf die transmittierte Strahldichte im nIR anhand von hexagonalen einfachen Säulen bzw. Platten untersucht werden.

Für die in Tab.3 vorgegebenen Größenverteilungen (s. auch Abb.10) werden diese drei Kristallformen mit einer untereinander äquivalenten Oberfläche angenommen. Die optische Dicke wurde für alle drei Fälle zwischen 0. und 0.2 um 0.1 und zwischen 0.2 und 0.8 um 0.2 variiert.

Abb.23 zeigt den linearen Verlauf der simulierten Strahldichten L_{1046nm} und L_{1550nm} bei einer Zunahme der optischen Dicke τ_{Ci} in Abhängigkeit von den berücksichtigten Kristallformen für einen festen effektiven Radius ($R_{eff} = 25\mu m$). Die Strahldichten nehmen mit zunehmender optischer Dicke für die hexagonalen Kristalle, vor allem für hexagonale Platten (dargestellt durch Dreiecke), rascher zu, als für die oberflächenäquivalenten Kugeln (dargestellt durch Kreise). Die optischen Eigenschaften von hexagonalen Kristallen und Kugeln unterscheiden sich hauptsächlich in dem Verlauf der Phasenfunktion. Für den hier betrachteten Vorwärtsstreubereich bei einem Streuwinkel von 30° streut eine Kugel deutlich mehr (vgl. Abb.17) als ein hexagonaler Kristall, so daß die optische Dicke dadurch langsamer ansteigt.

Die spektrale optische Dicke wurde durch die sog. scaling-Approximation, welche das Vorwärtsstreumaximum der Phasenfunktion bis 5° der direkten Strahlung zuschlägt, modifiziert (s. Gl.7). Hexagonale Platten besitzen, im Vergleich zu Kugeln und Säulen, stärker ausgeprägte Maxima. Dadurch wird die optische Dicke von Platten, besonders mit zunehmenden effektiven Radius, stärker vermindert als bei den anderen Formen. Die Abnahme durch die scaling-Approximation fällt aber geringer aus, als die Zunahme aufgrund der kleinen Werte der Phasenfunktion in dem betreffenden Streuwinkelbereich um 30° .

Damit wird eine Abschätzung der optischen Dicke ohne genauen Angaben über die

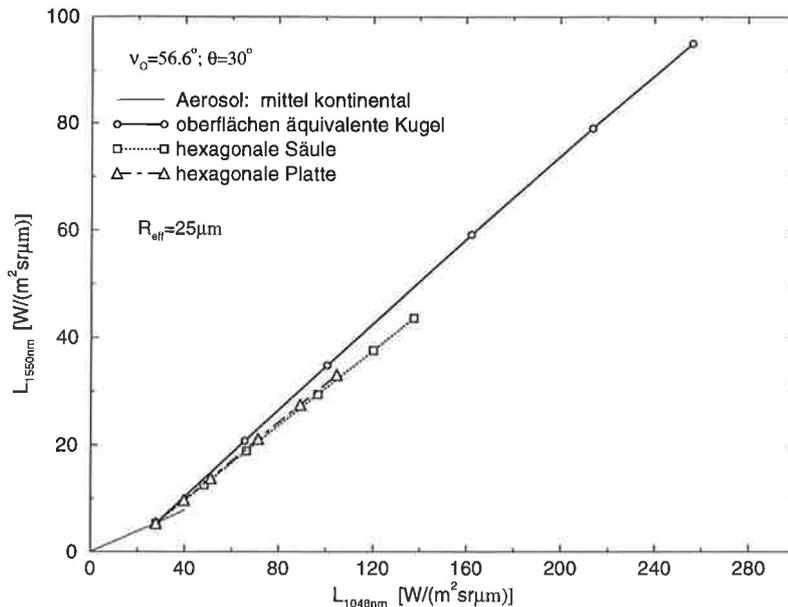


Abbildung 23: Einfluß der Kristallform (hexagonale Säule, bzw. Platte, oberflächenäquivalente Kugel) auf die simulierten abwärtsgerichteten Strahldichten bei 1046 nm und 1550 nm für den effektiven Radius $R_{eff} = 25\mu\text{m}$. Die maximale optische Dicke der Eiswaule beträgt 0.8.

Kristallform erschwert. Die Zuordnung eines effektiven Radius jedoch sollte wegen der nur gering unterschiedlichen Steigungen für verschiedene Kristallformen gut möglich bleiben.

In Abb.24 sind die Ergebnisse der simulierten Strahldichten $L_{1046\text{nm}}$ und $L_{1550\text{nm}}$ für vier verschiedene effektive Radien ($R_{eff} = 4.4\mu\text{m}, 80.1\mu\text{m}, 194.7\mu\text{m}, 619.7\mu\text{m}$) aufgetragen. Die durchgezogenen Linien beschreiben die Ergebnisse für äquivalente Kugeln. Es fällt auf, daß die Abhängigkeit der Steigung von R_{eff} für Säulen (langgestrichelte Linien) und Platten (punkt-gestrichelte Linien) nicht so ausgeprägt ist, wie für Kugeln.

Der Vergleich für kleine Werte von $R_{eff} \leq 10\mu\text{m}$ ist fraglich, da sich hier die Ray-Tracing Rechnungen im Grenzbereich der Gültigkeit der geometrischen Optik befinden ($x < 60$ für $r < 10\mu\text{m}$ und $1.0\mu\text{m} < \lambda < 1.7\mu\text{m}$). Abgesehen davon, und ohne die Ergebnisse für die Platten zu berücksichtigen, ist der spektrale Zusammenhang der Strahldichten bei Säulen und Kugeln relativ ähnlich und wird mit zunehmenden R_{eff} besser. Die simulierten Strahldichten für diese Kristallformen weichen um etwa 10% voneinander ab, wenn von dem genauen Wert der jeweiligen optischen Dicke abgesehen wird. Wenn berücksichtigt wird, daß Säulen viel häufiger in-situ gemessen werden als Platten (Heymsfield et al., 1990), und daß, vor allem, bei Temperaturen unterhalb von -35°C Eiskristalle mit überwiegend säulenhaltigen Kristallstrukturen wachsen (Magono und Lee, 1966; Pruppacher, 1978), dann könnte der effektive Radius von Eiswaulen mit den Rechnungen für Kugeln in dem Bereich des Streuwinkels um 30° ermittelt werden.

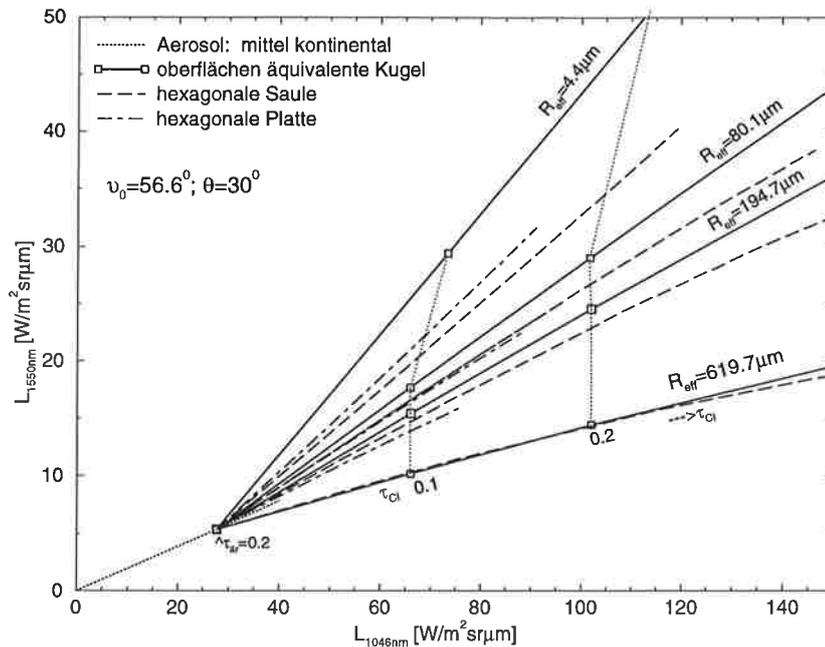


Abbildung 24: Einfluß der Kristallform (hexagonale Säule, bzw. Platte, oberflächen-äquivalente Kugel) auf die simulierten abwärtsgerichteten Strahldichten bei 1046 nm und 1550 nm in Abhängigkeit des effektiven Radius R_{eff} und der optischen Dicke τ_{Cl} der Eiswolke. Die Simulationen wurden für einen Sonnenzenitwinkel von 56.6° und einen Streuwinkel von 30° durchgeführt. Die maximale optische Dicke der Eiswolke beträgt 0.8.

Die optischen Dicken für Säulen liegen doppelt bis dreifach höher als für Kugeln, für Platten noch höher. Eine Abschätzung der optischen Dicke der Eiswolke ohne Kenntnis der mittleren Kristallform in der Wolke und der entsprechenden Phasenfunktion wird damit schwierig.

6.3 Einfluß der thermodynamischen Phase

Reines Wasser kann bei Temperaturen zwischen $0^\circ C$ und $-38^\circ C$ in flüssigem Zustand existieren. Während in-situ Messungen (Sassen und Dodd, 19898; Heymsfield et al., 1990) wurden unterkühlte Tropfen in Eiswolken bei Temperaturen bis $-35^\circ C$ festgestellt. Die mögliche Existenz von Wassertropfen in sehr kalten Wolken regt dazu an, auch den Einfluß der thermodynamischen Phase auf die simulierten Strahldichten $L_{1046 \text{ nm}}$ und $L_{1550 \text{ nm}}$ zu untersuchen.

Simulationsrechnungen mit den gleichen Größenverteilungen wie für die Eiswolken wurden mit dem Brechungsindex für Wasser durchgeführt. Da Wasserwolken, solange sie keine Regenwolken sind, eine mittlere Tropfengröße von $20\mu m$ nicht überschreiten, werden nur drei Größenverteilungen berücksichtigt mit maximalen Radien unter $300\mu m$ (vgl. Abb.10: c1, modifizierte gamma und cist3). Die Rechnungen für Eiswolken wurden

mit reinen Eiskugeln (ohne die Annahme der Oberflächenäquivalenz zu berücksichtigen) durchgeführt.

Der imaginäre Teil des Brechungsindex ist bei 1550 nm für Wasser kleiner als für Eis. Innerhalb der Wassertropfen wird somit weniger absorbiert als innerhalb einer Eiskugel der gleichen Größe. Die Abhängigkeit der in einer Wasserwolke vorwärtsgestreuten Strahldichte bei 1550 nm von der Teilchengröße ist somit kleiner. In Abbildung 25 wird deutlich, daß die spektrale Abhängigkeit einer Wasserwolke mit einem effektiven Radius von $50\mu\text{m}$ (gepunktete Gerade mit schwarzen Kreisen) dem spektralen Verlauf einer Eiswolke bei einem effektiven Radius von $25\mu\text{m}$ (gepunktete Gerade mit weißen Diamanten) gleichkommt.

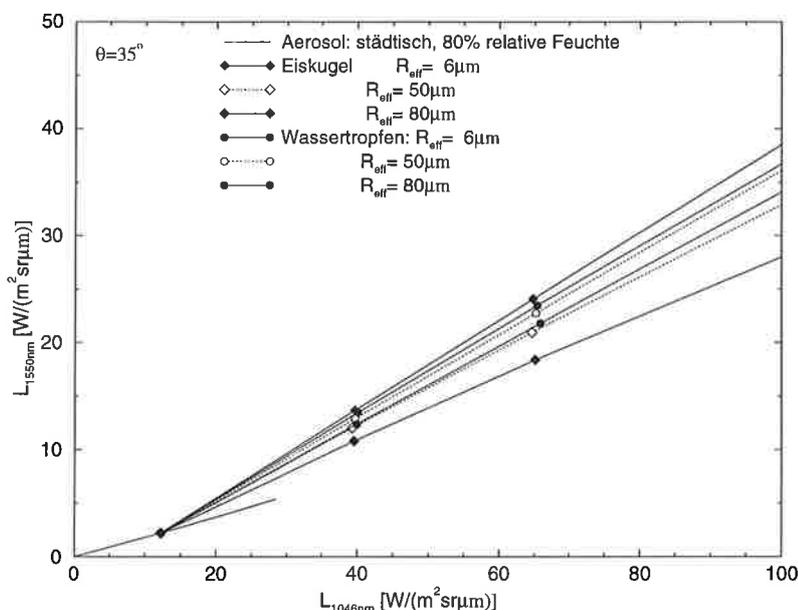


Abbildung 25: Einfluß der Phase in der Strahldichtesimulation bei 1046 nm und 1550 nm . Kreiszeichen (Diamantzeichen) stellen die Größenverteilungen für Wasserwolken (Eiswolken mit Eiskugeln). Beide haben die gleichen effektiven Radien zwischen $5\mu\text{m}$ und $80\mu\text{m}$.

Mit abnehmender Partikelgröße ($R_{eff} < 5\mu\text{m}$) in der Wolke verliert der Einfluß der Phase an Bedeutung (s. Abb.38). Aufgrund der kleiner werdenden optischen Weglänge mit abnehmender Teilchengröße absorbieren die Teilchen immer weniger, so daß die Unterschiede im imaginären Teil des Brechungsindex zwischen Wasser und Eis nicht zur Geltung kommen. Auch weil der Wert des imaginären Teils des Brechungsindex, der für die Absorption bestimmend ist, bei 1550 nm noch relativ gering ist.

Die Trennung zwischen Wasser- und Eiswolken ist in dem Wertebereich von R_{eff} unterhalb von $50\mu\text{m}$ für Eiswolken ohne zusätzliche Information schwer, und für sehr kleine Teilchen mit $R_{eff} < 5\mu\text{m}$ praktisch unmöglich. Unterkühlte Tropfen wurden in der At-

mosphäre nur bis zu einer kritischen Größe von etwa $20\mu\text{m}$ (Heymsfield und Milosevich, 1993) beobachtet. Damit kann man davon ausgehen, daß Teilchen oberhalb dieser kritischen Größe Eisteilchen sind, und deshalb die Abschätzung von R_{eff} für Eiswolken, also bei Temperaturen deutlich unter 0°C , von diesem Einfluß nicht betroffen ist.

6.4 Einfluß der Wolkeninhomogenität

Die Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung geht von einer planparallelen Atmosphäre mit einer horizontal homogenen Schicht aus. Eiswolken sind aber häufig inhomogen und in der Horizontalen begrenzt. Vor allem relativ frische Kondensstreifen haben eine horizontale Ausdehnung, die sich höchstens über wenige km erstreckt. Dadurch sollten die Simulationsergebnisse von den wirklichen Verhältnissen in der Wolke abweichen.

Wie in Abb.8 dargestellt, können einfallende Sonnenstrahlen, die sich außerhalb des Sichtfeldes eines Meßinstrumentes befinden, trotzdem zum Signal beitragen. Dieser Winkelbereich umfaßt einen Kegel um die Blickrichtung in der Größenordnung des Streuwinkels (also, des Abstands zur Sonne). In Abb.8 ist dieser Bereich durch die gestrichelte Wolke dargestellt. Dieser nicht direkt erfaßte Bereich kann entweder einen Wolkenbereich mit einer anderen optischen Dicke oder aber ein wolkenloses Gebiet bedeuten.

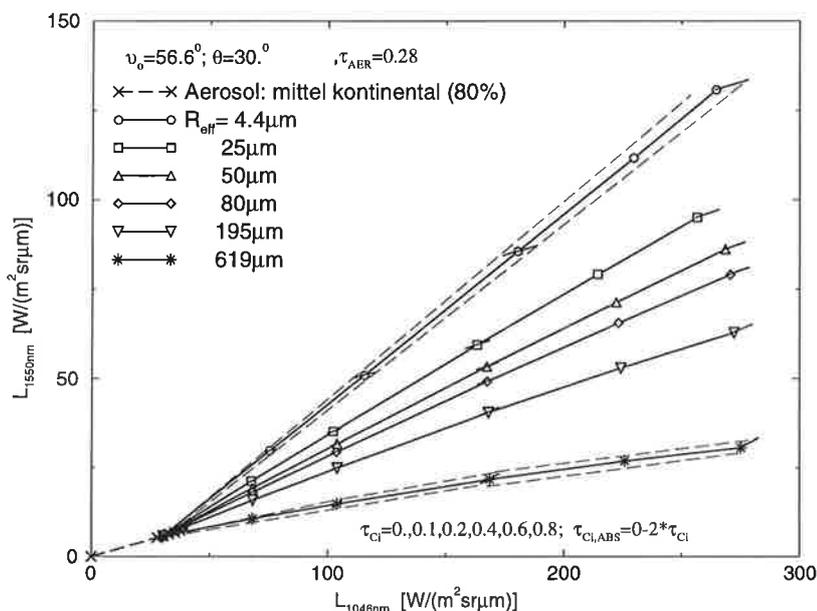


Abbildung 26: Einfluß der Inhomogenität der Eiswolke auf die simulierten Strahldichten bei 1046 nm und 1550 nm in Abhängigkeit vom effektiven Radius. Der Einflußbereich wird durch gestrichelte Linien für $R_{eff} = 4.4$ und $619\mu\text{m}$ dargestellt.

Um eine horizontale Variabilität der optischen Dicke zu berücksichtigen, wurde die optische Dicke der Wolke τ_{Ci} in einen streuenden $\tau_{Ci,STREU}$ und in einen absorbierenden

Anteil $\tau_{Ci,ABS}$ aufgespalten. Während der streuende Anteil konstant bleibt, verändert sich die optische Dicke der Wolke durch Absorption zwischen 0. und das Doppelte der streuoptische Dicke. In Abb.26 sind die Ergebnisse durch kleine Spalten auf den Symbolen aufgetragen. Die gestrichelten Linien beschreiben den Einfluß der Wolkeninhomogenität bei zunehmender optischen Dicke der Streuung.

Wenn die Wolke horizontal begrenzt ist ($\tau_{Ci,ABS} = 0$), würde die direkte Sonnenstrahlung in Wolkenhöhe (durch die teilweise fehlende Eiswolke) weniger abgeschwächt als bei einer unendlich ausgedehnten Wolke. Damit nimmt die abwärtsgerichtete Strahldichte am Boden für beide Wellenlängen zu. In Abb.26 ist diese Abweichung von der Annahme einer unendlich ausgedehnten Eiswolke durch eine gestrichelte Linie mit flacherer Neigung als die durchgezogene Linien für $R_{eff} = 4.4\mu m$ und $R_{eff} = 619\mu m$ dargestellt.

Wenn die Wolke als unendlich ausgedehnt angesehen werden kann, aber horizontal inhomogen ist, variiert $\tau_{Ci,ABS}$ von Null bis zum zweifachen Wert von $\tau_{Ci,STREU}$. Ausgehend von dem Strahldichtewert bei $\tau_{Ci,ABS} = 0$ nimmt die abwärtsgerichtete Strahldichte am Boden für beide Wellenlängen ab. Der spektrale Verlauf dieser Abnahme ist von dem vorhandenen Aerosoltyp abhängig. Die Neigung der Geraden für einen festen R_{eff} würde dabei zunehmen und fällt für $\tau_{Ci,ABS} = \tau_{Ci,STREU}$ mit der durchgezogenen Linie zusammen. Für $\tau_{Ci,ABS} = 0.2$ ist dieser Fall in Abb.26 durch eine weitere gestrichelte Linie mit höherer Neigung als die Durchgezogene dargestellt.

Der Fehler durch eine Unsicherheit in der optischen Dicke der Wolke nimmt mit zunehmenden R_{eff} ab und ist vernachlässigbar gegenüber der Ungenauigkeit, die durch die Unkenntnis der Kristallform verursacht wird.

6.5 Einfluß des Aerosoltyps

Die Güte der Abschätzung von R_{eff} und τ_{Ci} , (vor allem für sehr kleine optische Dicken $\tau_{Ci} < 0.2$) hängt von der korrekten Wahl des Aerosoltyps und der entsprechenden optischen Dicke τ_{Aer} ab.

Abb.27 zeigt den Einfluß des Aerosols auf die gestreuten Strahldichten bei 1046 nm und 1550 nm in Abhängigkeit vom Aerosoltyp und von der relativen Feuchte. Die Aerosoltypen städtisch, mittel kontinental und ländlich unterscheiden sich hauptsächlich in dem Rußanteil und in der Zahl der Teilchen, wobei das städtische (ländliche) Profil die höhere (niedrigere) Teilchenzahldichte bzw. den höheren (niedrigeren) Rußanteil besitzt. Zusätzlich dazu wurde die Zusammensetzung des mittleren kontinentalen Aerosols geändert, um den Einfluß jeder einzelnen Komponente im Aerosol auf die gestreuten Strahlung zu analysieren. Die drei Komponenten des Aerosols - wasserlösliches bzw. wasserunlösliches Aerosol und Ruß - unterscheiden sich in dem Brechungsindex und in der mittleren Parti-

kelgröße und wurden getrennt voneinander um eine Zehnerpotenz erhöht. In Abhängigkeit von der relativen Feuchte verändert sich auch die Größe der wasserlöslichen Aerosole. Der Einfluß der relativen Feuchte zwischen 80% und 99% wird berücksichtigt. Tests zeigen, daß sich die Aussage für relative Feuchten kleiner als 80% nicht wesentlich ändert.

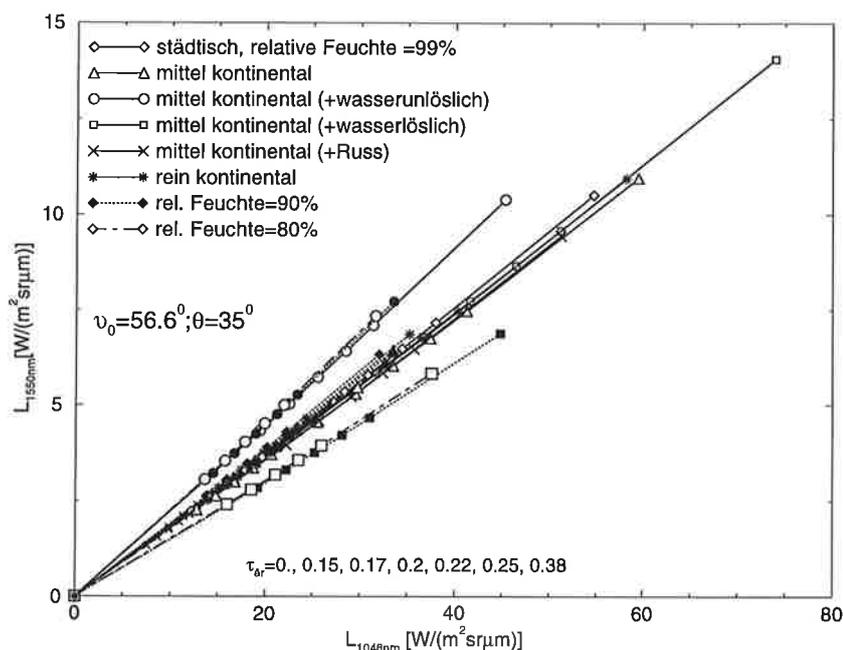


Abbildung 27: Simulation der transmittierten Strahldichten in einer wolkenlosen Atmosphäre in Abhängigkeit vom Aerosoltyp und der relativen Feuchte. Die maximale optische Dicke des Aerosols τ_{Aer} beträgt für alle Fälle 0.38.

Die Standardprofile zeigen keinen großen spektralen Unterschied voneinander. Die Strahlung wird aber von einem städtischen oder mittleren kontinentalen Aerosol stärker absorbiert als von einem ländlichen, so daß die optische Dicke der Aerosolschicht schneller ansteigt. Besonders bei dem mittleren kontinentalen Aerosol, für das die Konzentration der Rußteilchen getrennt erhöht wurde (in Abb.27 dargestellt durch Kreuze), führt die stärkere Absorption durch Ruß dazu, daß die transmittierte Strahldichte bei einer vorgegebenen optischen Dicke viel stärker reduziert wird als in den anderen Fällen.

Ein unterschiedliches spektrales Verhalten ergibt sich, wenn die Konzentration der wasserlöslichen (in Abb.27 dargestellt durch Vierecke) bzw. -unlöslichen Teilchen (in Abb.27 dargestellt durch Kreise) deutlich erhöht wird. Die wasserunlöslichen Teilchen gehören zu den größten Aerosolpartikeln (Größenordnung: $1\mu m$) und sie streuen deswegen bei 1550 nm stärker als die Partikel aus den anderen Größenbereichen. Dadurch haben sie eine größere Steigung als alle anderen Aerosoltypen, obwohl sie deutlich unter 1% zur Gesamtteilchenzahl beitragen.

Dagegen verursacht eine starke Erhöhung der wasserlöslichen Aerosolkomponenten (Größenordnung: $10^{-2}\mu m$) eine deutlich geringere Steigung. Die Aerosoltypen mit vielen

wasserlöslichen Teilchen beeinflussen das Strahlungsfeld in Abhängigkeit von der relativen Feuchte. Dieser Feuchteeinfluß fällt aber geringer aus, als der durch die Konzentrationserhöhung der verschiedenen Aerosolkomponenten. Nur wenn eine relative Feuchte von 99% vorliegt, spielt die Konzentration der wasserlöslichen Aerosole für den spektralen Zusammenhang keine Rolle. Die Zunahme der Strahldichten mit der optischen Dicke unterscheidet sich dann nicht vom Standardprofil des mittleren kontinentalen Aerosols. Durch den relativ großen Wassergehalt im Aerosol für diesen hohen Wert der relativen Feuchte dominieren die optischen Eigenschaften von Wasser die optischen Eigenschaften des Aerosols. Durch den relativ großen Wassergehalt im Aerosol streuen solche Aerosolteilchen mehr als trockene, so daß die abwärtsgerichtete Strahldichte am Boden stärker zunimmt.

6.6 Einfluß der Bodenalbedo

Aufgrund der Annahme, daß die einfallende Strahlung innerhalb eines optisch dünnen Mediums nur einem Streuvorgang unterzogen wird, wurde die Reflexion der direkten und der diffusen Strahlung an der Bodenoberfläche in den Simulationsrechnungen nicht berücksichtigt. Die entsprechend der Reflexionseigenschaften der Bodenoberfläche reflektierte Strahlung kann in Abhängigkeit von den optischen Eigenschaften des Aerosols und der Wolke zur gemessenen abwärtsgerichteten Strahldichte beitragen. In diesem Kapitel soll abgeschätzt werden, welchen Beitrag die Bodenreflexion zur abwärtsgerichteten Strahldichte liefert und, inwieweit dieser Beitrag spektral unterschiedlich ist.

Die Bodenoberfläche wird durch einen idealisierten Lambertschen Reflektor ersetzt, d. h. ein Anteil des abwärtsgerichteten Strahlungsflusses wird entsprechend der Bodenalbedo α isotrop reflektiert. Die Richtungsabhängigkeit der Reflexion an Bodenoberflächen hängt von der Bodenbeschaffenheit, von der Tageszeit und von der vorhandenen Bewölkung ab, so daß Abweichungen von der Isotropie vorkommen. Es liegt noch keine ausreichende Information vor über die spektrale Anisotropie verschiedener Landoberflächen, so daß von einem Lambertschen Reflektor ausgegangen werden mußte. Da aber die abwärtsgerichtete Strahlung untersucht wird, und damit die Bodenoberfläche nicht direkt gemessen wird, spielt die Anisotropie in dieser Abschätzung eine untergeordnete Rolle.

Tabelle 4 stellt die spektrale Bodenalbedo (Bowkes et al., 1985) für unterschiedliche Bodenoberflächen zusammen, die in einer Stadt auftreten können. Es werden zwei Wellenlängen aus den spektralen Intervallen gezeigt, die bei den Simulationsrechnungen hauptsächlich verwendet werden: 1050 nm und 1550 nm. Von der einfallenden solaren Strahlung werden durch die Oberflächen zwischen 10% und 70% zurückreflektiert. Dabei muß beachtet werden, daß die meisten Daten aus Untersuchungen im Labor stammen. Feldmessungen von natürlichen Oberflächen, die die Albedo realistischer beschreiben,

	spektraler Kanal			spektraler Kanal	
	1050 nm	1550 nm		1050 nm	1550 nm
Asphalt	0.238	0.4	trockener Lehm	0.444	0.52
Beton	0.477	0.5	nasser Lehm	0.249	0.22
Schiefer	0.259	0.45	Ahorn	0.562	0.423
Gras	0.225	0.16	Eiche	0.371	0.088
Birke	0.707	0.367			

Tabelle 4: *Gemessene spektrale Bodenbedo für verschiedene Bodenoberflächen. Aus Bowkes et al., 1985.*

können im nahen Infraroten stark von den Laborwerten (Bowkes et al., 1985) abweichen.

Während die Albedo von Bäumen und Gras mit der Wellenlänge abnimmt, bleibt sie bei Lehm und anderen mineralischen Oberflächen relativ konstant oder sie nimmt sogar zu. Dadurch ist es schwer abzuschätzen, wie das spektrale Verhalten der Albedo für die weitere Umgebung des Meßortes aussieht. Hier wird sie als wellenlängenunabhängig angenommen.

Aufgrund der starken Vorwärtstreuung durch Eisteilchen (s. Abb.28) wird die einfallende Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge, vom effektiven Radius und von der Kristallform mit einer Wahrscheinlichkeit von weniger als 10% in den oberen Halbraum zurückgestreut. Da die Phasenfunktion für Eisteilchen im Streuwinkelbereich von 90° bis 180° nicht stark schwankt, kann man grob annehmen, daß das Streufeld von Eiswolken im Rückwärtsstrebereich relativ zum Vorwärtsstrebereich, abgesehen vom Maximum bei 180°, nahezu isotrop ist.

Ohne die Extinktion in der Aerosolschicht zu berücksichtigen, kann man mit einer einfachen Flußbetrachtung (Liou, 1980) für isotrope Streufelder abschätzen, wieviel ein reflektierender Untergrund für die Simulation ausmacht. Dazu wurde eine Eiswolke mit einem effektiven Radius von 80 μm und mit den sich daraus ergebenden optischen Eigenschaften angenommen und für oberflächenäquivalente Kugeln bzw. hexagonale Säulen gerechnet. Bei einem Wert der Bodenbedo von 30% würde die simulierte abwärtsgerichtete Strahldichte (einfachgestreut, bei 30° Streuwinkel) bei einer optischen Dicke der Wolke τ_{Ci} von 0.1 um etwa 1% bzw. 3% zunehmen. Für diesen Fall wurde von einem Sonnenzenitwinkel von 50° ausgegangen. Diese Zunahme ist fast unabhängig von der Kristallform und von der Wellenlänge.

Wenn zusätzlich berücksichtigt wird, daß die zwischen Wolke und Untergrund vorhandene Aerosolschicht im nahen Infraroten eine ausgeprägte Absorption aufweist und auch hauptsächlich in Vorwärtsrichtung streut (s. Abb.28), so wird die nach Rückstreuung durch die Wolke abwärtsgerichtete Strahldichte abgeschwächt. Für die optischen Eigenschaften des Standardaerosols nimmt der Fehler in der Simulation ohne Mehrfachstreuung

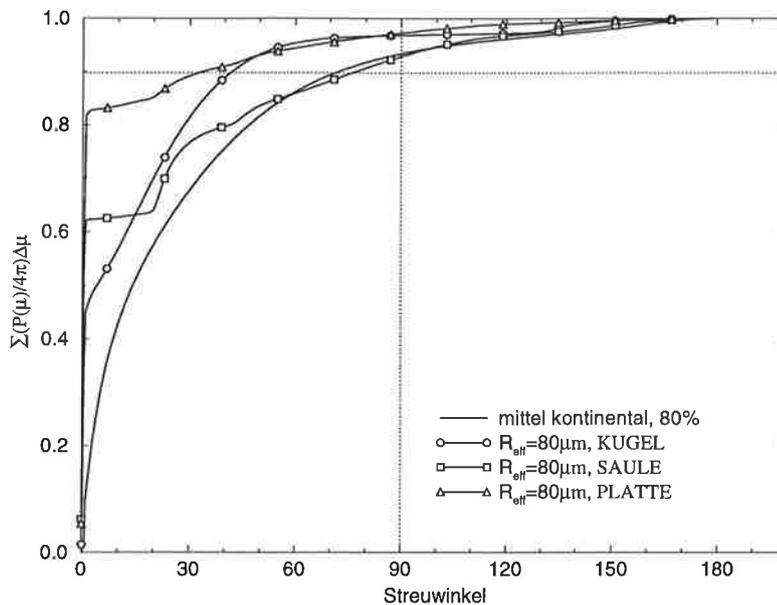


Abbildung 28: Aufsummierte Phasenfunktion als Funktion des Streuwinkels für kontinentales Aerosol und eine Kristallgrößenverteilung ($R_{eff} = 80\mu m$) in Abhängigkeit von der Kristallform.

um mehr als 30% ab, wenn die optische Dicke des Aerosols 0.1 beträgt.

Da die Abweichung in beiden Kanälen gleich groß ist, wird nur die Ableitung der optischen Dicke und nicht die Abschätzung des effektiven Radius beeinflusst. Die optische Dicke von optisch dünnen Wolken bei Werten bis 0.5 wird durch den vernachlässigten Untergrund um maximal 10% falsch liegen. Der Wert der Bodenalbedo von 0.3 war dabei als für Stadtgebiete maximal angenommen worden, so daß die Abweichung in Wirklichkeit kleiner ausfallen wird.

6.7 Einfluß der Mehrfachstreuung

Die Simulationsrechnungen dieser Arbeit wurden unter der Annahme durchgeführt, daß die untersuchten Eiswolken optisch dünn sind. Die Wahrscheinlichkeit, daß besonders innerhalb der Eiswolke durch die relativ kleine Teilchenkonzentration die einfallende Strahlung mehrfach gestreut wird, wurde als vernachlässigbar klein vorausgesetzt.

Für die Untersuchung des Einflusses der Mehrfachstreuung bei kleinen optischen Dicken wurde das verbreitete Strahlungstransportmodell MODTRAN (MODerate resolution model for LOWTRAN-7) (Berk et al., 1989) eingesetzt. Dieses Modell, mit einer höchsten spektralen Auflösung von 2 cm^{-1} , wurde entwickelt, um die Transmission und die Strahldichte der Atmosphäre in dem Spektralbereich vom nahen Ultravioletten bis zum thermischen Spektralbereich zu simulieren. MODTRAN bietet die Möglichkeit den Strahlungstransport unter Berücksichtigung von Einfachstreuung, stark approximierter

Mehrfachstreuung, bzw. Mehrfachstreuung nach der Methode der diskreten Ordinaten (Stamnes et al., 1988) zu berechnen. Letzteres erlaubt die Strahldichteberechnung in bis zu 16 Richtungen für planparallele, vertikal inhomogene Atmosphären. Für die Behandlung der Extinktion durch Aerosole und Wolken sind verschiedene Aerosol- bzw. Wolkenmodelle in MODTRAN eingebaut. Um konsistente Ergebnisse zu erzielen, wurden die Simulationsrechnungen für die Berücksichtigung von Einfachstreuung bzw. Mehrfachstreuung mit MODTRAN durchgeführt.

Für die Behandlung einer Cirrus-Wolke wurde aus den zwei zur Verfügung stehenden Wolkenmodellen (dünner Cirrus bzw. dicker Cirrus) der dicke Cirrus mit einem mittleren Partikelradius von $64\mu\text{m}$ und einem Extinktionskoeffizienten von 1 km^{-1} bei $0.55\mu\text{m}$ ausgewählt. Der Cirrus wurde in einer Standardatmosphäre für den Winter mittlerer Breiten simuliert. Die optischen Eigenschaften der Eiswaolke werden im MODTRAN durch Mie-Rechnungen für Kugeln gerechnet. Die optische Dicke τ_{Ci} wurde im Bereich 0 bis 0.1 schrittweise um 0.01 und im Bereich 0.1 bis 1 um 0.1 erhöht. Die Strahlungstransportrechnungen wurden für die Wellenlängen 1046 nm und 1550 nm durchgeführt, da die Auswertung der Messung hauptsächlich in diesen Kanälen stattfindet. Sowohl das Aerosol als auch der Boden wurden nicht simuliert, um den reinen Einfluß durch die Wolke besser zu erkennen.

Abbildung 29 zeigt den Vergleich der simulierten Strahldichten bei den betrachteten Wellenlängen für einen Sonnenzenitwinkel von 65° . Dieser Wert liegt damit in dem Größenordnungsbereich, der bei den Messungen vorkam. Der spektrale Verlauf der simulierten Strahldichten für Einfach- und Mehrfachstreuung weist für optische Dicken bis 0.5 ein ähnliches Verhalten auf. Die spektralen Strahldichten nehmen für beide Wellenlängen annähernd linear mit der optischen Dicke zu. Bei gleicher optischer Dicke müssen die Strahldichtewerte mit Einschluß der Mehrfachstreuung insgesamt höher liegen sofern Streuung dominiert. Die Strahldichtewerte unterscheiden sich bei einer optischen Dicke von 0.5 um 10% bei 1046 nm bzw. um 20% bei 1550 nm voneinander.

Der Verlauf der Kurve für Einfachstreuung zeigt bei 1550 nm insgesamt höhere Strahldichten als für Mehrfachstreuung. Weil bei größeren optischen Dicken der Einfluß der Absorption gegenüber der Streuung überwiegt, nehmen in Abb.29 für optische Dicken > 0.5 die Strahldichten in beiden Kanälen ab, so daß es zu einer Umkehr der beiden Kurven kommt.

Für optisch dünne Wolken mit einer optischen Dicke unter 0.5 wird sich somit der Zusammenhang der Strahldichten für die in Betracht gezogenen Kanäle nicht wesentlich ändern. Die Neigung der Geraden, die sich für eine vorgegebene Kristallgrößenverteilung aus einer Zunahme der optischen Dicke ergibt, wird durch die Mehrfachstreuung nicht wesentlich beeinflusst, verglichen zu der Veränderung der Neigung bei unterschiedlichen effektiven Radien.

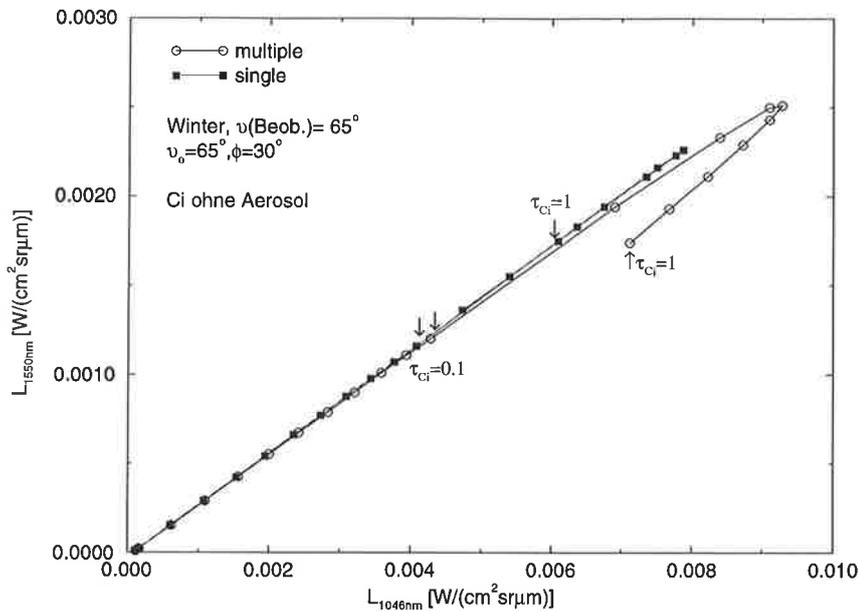


Abbildung 29: Vergleich der mit MODTRAN simulierten Strahldichten bei 1046 nm und 1550 nm für Einfach- bzw. Mehrfachstreuung. Die Atmosphäre enthält kein Aerosol, aber einen Cirrus. Die optische Dicke des Cirrus wurde schrittweise zwischen 0 und 0.1 sukzessiv um 0.01 und zwischen 0.1 und 1 um 0.1 erhöht.

Das Einfachstreumodell, das im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurde, modifiziert die Einfachstreuparameter durch die δ -scaling-Approximation (damit auch die optische Dicke), um Mehrfachstreuung teilweise zu berücksichtigen, die zum größten Teil in dem Vorwärtstreibereich zwischen 0° und 5° stattfindet. Die optische Dicke wird dabei in Abhängigkeit von der Größenverteilung und der Kristallform um ein Vielfaches (zwischen 2 und 10) verkleinert. Man kann daraus schließen, daß der Wertebereich der optischen Dicke mit einem nicht modifizierten Maximalwert von 0.8 noch im Gültigkeitsbereich für die Rechnung mit Einfachstreuung liegt.

7 Messungen mit OVID im nahen Infrarot

Für die bodengebundene Messung wurde das Teleskop von OVID auf einer astronomischen Nachführung der Firma MEADE INSTR. CORP. montiert. Sie ist computer-gesteuert und erlaubt die Lokalisierung und Verfolgung von Himmelsobjekten unter Angabe der Himmelskoordinaten (Deklination und Rektaszension). Dafür müssen außerdem die geographischen Koordinaten des Meßortes, das Datum und die Uhrzeit bekannt sein.

Nach einer Einnordung des Stativs und einer Ausrichtung der Nachführung zum Polarstern ist sie bereit die Sonne über die gesamte Meßzeit zu beobachten. Nach einer Meßzeit von mehreren Stunden weicht die Nachführung von den gewählten Koordinaten um weniger als 1° ab.

Zusätzlich zum Teleskop befindet sich auf der Nachführung eine Videokamera, die die Entwicklung der Wolken um den Beobachtungspunkt mit einem Öffnungswinkel von 23° aufnimmt.

Die Messungen wurden vom Dach des Geomatikums, Bundesstr. 55, 20146 Hamburg aus durchgeführt. Mit Hilfe eines 10 m langen Glasfaserkabels war eine Messung im Freien unter gewissen Einschränkungen (Verschiebung des Beobachtungspunktes weg von den Sonnenkoordinaten nur entlang einer der Himmelsachsen) möglich.

Eine Erfassung der Wolkenhöhe, z.B. durch den Einsatz eines LIDARs war nicht möglich. Die Höhe der gemessenen Wolken wird anhand der aerologischen Wettermeldungen aus dem Europäischen Wetterbericht abgeschätzt. Diese Radiosondenaufstiege finden um 00:00 UTC und um 12:00 UTC statt.

Es liegen drei Meßfälle vor, die sich, unter anderem, durch die gegebenen Wetterbedingungen unterscheiden. Die Messungen im Winter (17.02.94 und 25.02.94) wurden bei einem festen Abstand von der Sonne durchgeführt; in dem Sommer-Fall (10.08.94) wurde versucht über eine Almkantarmessung das spektrale Verhalten von Eiswolken bei verschiedenen Sonnenabständen (zwischen 30° und 60°) zu erfassen.

Wie schon im Kap. 5.5 erwähnt, kann man einen festen Abstand zur Sonne über die Meßzeit beibehalten, wenn die Montierung entweder nur in Richtung der Rektaszension oder der Deklination bewegt wird. Für diesen Fall entspricht der Sonnenabstand (unter Einfachstreubedingungen) dem Streuwinkel. Bei der Almkantarmessung kann man einen festen Abstand von der Sonne während der Meßzeit gewährleisten, indem auf der Nachführung der Nullpunkt des Koordinatensystems, der sich in der Nähe des Polarsterns befindet, um einen festen (Azimut-)Winkel verschoben wird. Der sich aus der horizontalen Verschiebung ergebende Streuwinkel wird unter Kenntnis des Azimut- bzw. des Zenitwinkels mit Hilfe der Gleichung 12 berechnet.

Die Auswertung der gemessenen Spektren erfolgt mit Hilfe der von W. Armbruster, B. Bartsch und L. Schüller entwickelten Programme, zur Kalibration der gemessenen Spektren (Schüller, 1995; Bartsch, 1996).

Für die weitere Auswertung wurden aus den 265 Stützstellen im Wellenlängenintervall zwischen 1010 *nm* und 1650 *nm* vier Wellenlängen in den Fensterbereichen ausgewählt (s. Tabelle 5), die am nächsten zu den für die Simulationsrechnungen ausgewählten Wellenlängen liegen. Tabelle 5 zeigt, daß die Differenz zwischen den Wellenlängen bei der Auswertung und bei der Simulation nicht mehr als 1.5 *nm* beträgt. Der Brechungsindex ändert sich in diesem kleinen spektralen Intervall kaum, so daß der Fehler bei dem Vergleich zwischen Simulation und Messung klein bleibt und in Kauf genommen wird.

Datum	$\lambda_1[nm]$	$\lambda_2[nm]$	$\lambda_3[nm]$	$\lambda_4[nm]$
17.02.94	1046.02	1245.76	1549.59	1633.04
25.02.94	1046.73	1246.12	1550.30	1634.03
10.08.94	1045.86	1246.48	1550.66	1634.85
Simulation	1046.	1246.	1550.	1634.

Tabelle 5: Ausgewählte Stützstellen der Wellenlänge für die Datenauswertung der drei Meßtage. Die letzte Zeile zeigt die für die Simulation gewählten Stützstellen.

Aus der Simulation hatte sich ergeben, daß sich der effektive Radius einer Eiswolke unter gewissen Einschränkungen (s. Kap. 6.2) aus dem spektralen Zusammenhang der simulierten Strahldichten bei 1046 *nm* und 1550 *nm* abschätzen läßt. Aus dem Zusammenhang der Strahldichten bei 1046 *nm* und 1247 *nm* sollte die Abschätzung der optischen Dicke möglich sein. Da aber die Bestimmung der optischen Dicke von der (unbekannten) Kristallform stark abhängt, wird nur der relative Verlauf, bezogen auf die Werte für oberflächen-äquivalente Kugeln, bei den Wellenlängen 1046 *nm* und 1550 *nm* beschrieben.

Im folgenden werden, für jeden Meßfall getrennt, die synoptische Lage und die Besonderheiten in der Meßdurchführung beschrieben. Die Boden- bzw. die Höhenwetterkarte der 200 *hPa* - Fläche für die drei Meßtage können im Anhang gefunden werden. Die ausgewerteten Spektren werden diskutiert und mit den Simulationsrechnungen verglichen. Da das spektrale Verhalten bei 1046 *nm* und 1550 *nm* zwischen Säulen und oberflächen-äquivalenten Kugeln für $R_{eff} > 25\mu m$ relativ ähnlich ist (s. Kap. 6.2), werden bei dem Vergleich nur oberflächen-äquivalente Kugeln angenommen. Auf die Meßfehler wird eingegangen.

7.1 Meßfall: "Warme" Cirren

7.1.1 Synoptische Lage: 17.02.94

Ein bis an die Tropopause reichendes Hochdruckgebiet mit Kern zwischen dem Kaspischen und dem Schwarzen Meer führte kalte und trockene Festlandluft nach Deutschland. Ein Höhentief über Polen, erkennbar oberhalb der 500 hPa-Fläche, bringt etwas hohe Bewölkung über Norddeutschland.

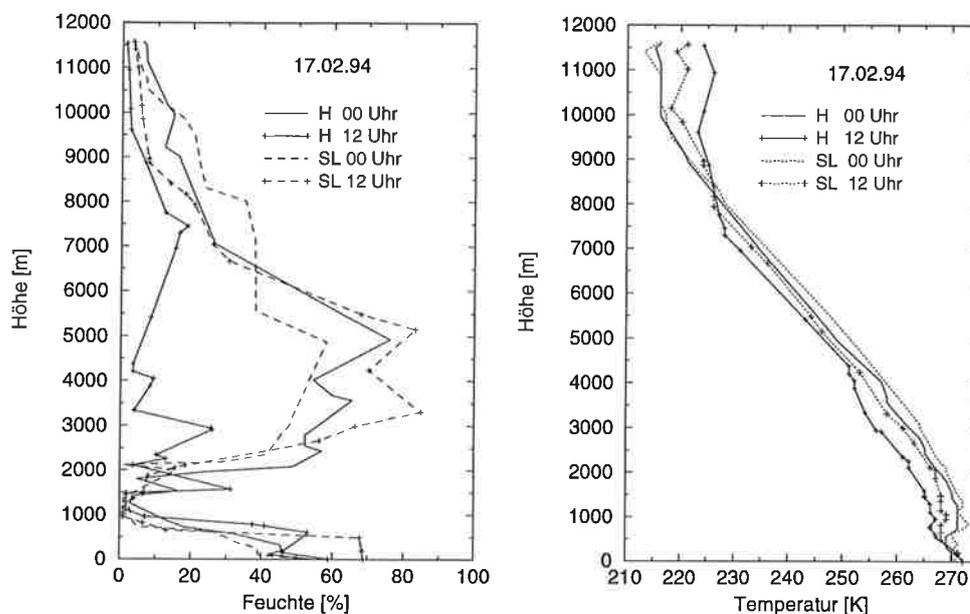


Abbildung 30: Feuchte- und Temperaturprofil für Schleswig (SL) 0:00 bzw. 12:00 UTC und Hannover (H) 00:00 bzw. 12:00 UTC

Die Radiosondenaufstiege für 0:00 und 12:00 UTC über Schleswig und Hannover zeichnen sich im Mittel durch relativ geringe relative Feuchten ($< 50\%$) aus (s. Abb.30). Nur zwischen 3500 m und 6000 m befindet sich eine feuchtere Schicht (bei Schleswig-12:00 UTC erreicht sie 80%), der die beobachteten Eiswolken bei Temperaturen zwischen etwa -15°C und -30°C entsprechen könnten. In der Zeit von 10:00 UTC bis 13:00 UTC war der Himmel vom Boden aus beobachtet entweder mit Cirrocumulus-Wolkenbahnen bedeckt oder nahezu wolkenlos. Die Sichtweite, gemessen vom Geomatikum aus, betrug von 12:00 bis 18:00 UTC mehr als 10 km (die Skalierung der Sichtweitemessung hört bei 10 km auf).

7.1.2 Meßdurchführung

Spektren wurden zwischen 10:32 UTC und 11:42 UTC bei einem Winkelabstand von 35° von der Sonne aufgenommen. Danach zeigte sich der Himmel nur noch wolkenlos.

Am Anfang der Messung war der Himmel mit 5/8 Cirrocumulus bedeckt. Im Laufe der Messung konnten Cirrocumulus-Bahnen von OVID über eine längere Zeit bei ver-

schiedenen Bewölkungsgraden erfaßt werden. Die Belichtungszeit wurde entsprechend der variablen Lichtintensität zwischen 400 und 1000 *ms* geändert; das bedeutet insgesamt mehr als 8000 aufgenommene Spektren.

7.1.3 Auswertung

Der zeitliche Verlauf der gemessenen Spektren für eine feste Wellenlänge im atmosphärischen Fenster ($\lambda = 1046.06 \text{ nm}$) zeigt den Schwankungsbereich der Meßdaten (s. Abb.31). Von 10:11 UTC bis 10:39 UTC war der Himmel vor OVIDs Blickfeld mit Wolken einer zellenartigen Struktur bedeckt. Hohe Strahldichten stammen aus Fällen, wo sehr kleine Zellen vorhanden waren. Mit zunehmender Zellengröße und auftretenden Himmelslücken nahm die Intensität ab. Dieses Schema wiederholt sich am Ende der Messung zwischen 11:00 UTC und 11:20 UTC. Zwischen 10:39 UTC und 10:58 UTC lockerte die Bewölkung stark auf: es waren nur noch enge Wolkenstreifen, und später blauer Himmel und isolierte Wolkenfetzen vorhanden.

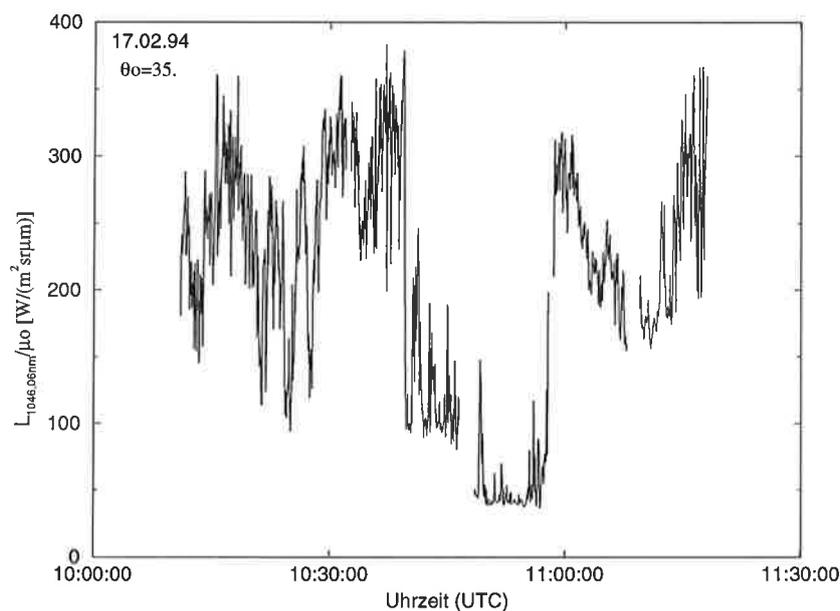


Abbildung 31: *Zeitliche Entwicklung der Meßdaten zwischen 10:00 und 11:30 UTC für eine feste Wellenlänge: 1046 nm*

Abbildung 32 zeigt ein Beispiel für ein gemessenes Spektrum bei wolkenlosem Himmel im Blickfeld des OVID, über 100 Sekunden gemittelt. Wird es mit der Transmission einer Standard-Atmosphäre (Mc-Clatchey, Sommer mittlerer Breiten) wie in Abb.11 verglichen, so kann man die Absorptionsbanden von Wasserdampf um 1130 *nm* und 1400 *nm*, von Sauerstoff zwischen 1260 *nm* und 1284 *nm* und von Kohlendioxid um 1575 *nm* und 1605 *nm* erkennen; sie sind auf der Abbildung durch die Kürzel H_2O , CO_2 und O_2 gekennzeichnet. Die vier vertikalen Linien zeigen die Lage der vier Wellenlängen, die für die Auswertung an diesem Tag ausgesucht wurden.

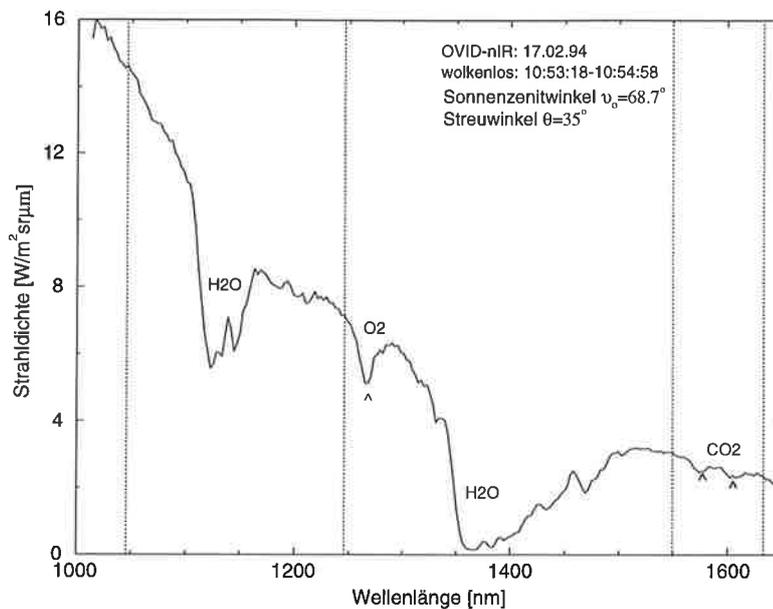


Abbildung 32: Über 100 Einzelspektren gemitteltes Spektrum vom Boden aus gemessen unter wolkenfreien Bedingungen am 17.02.94.

In Abb.33 ist das gleiche Spektrum dargestellt (fette Linie) im Vergleich zu einem gemittelten Spektrum mit Bewölkung 15 Minuten früher. Beide Spektren haben einen entsprechenden Verlauf in Abhängigkeit der Wellenlänge. Das in Kapitel 3.2 beschriebene Even-Odd Problem ist auf dem Spektrum außerhalb der Absorptionsbanden teilweise erkennbar. Das bedeutet, daß innerhalb der Messung und relativ zu den Kalibrationsmessungen dieser Effekt nicht zeitlich konstant war, um bei der absoluten Strahlendichte Eichung

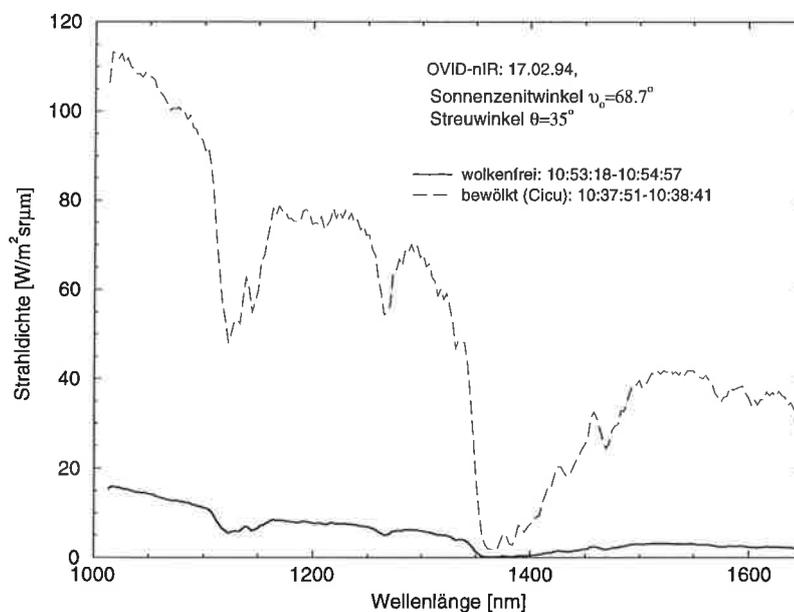


Abbildung 33: Über 100 Einzelspektren gemitteltes Spektrum, vom Boden aus gemessen unter wolkenfreien Bedingungen (wie in Abb.32, fette Linie) und unter einem mit einem Cirrocumulus bedecktem Himmel (dünne Linie).

der Meßspektren korrigiert zu werden. Bei der Wahl der spektralen Kanäle innerhalb der Fenster, muß man dieses Problem beachten. Innerhalb des Zick-Zack Musters im Spektrum werden entweder alle vier Kanäle bei den Maxima der Intensität oder alle bei den Minima gesucht.

Der Zusammenhang der gemessenen Strahldichtewerte für 1046.02 und 1549.59 nm ist in der Abb.34 dargestellt. Überbelichtete Spektren, d.h. solche, bei denen die zur Verfügung stehende Anzahl der Counts nicht ausreicht, um Teile des Spektrums darzustellen, wurden ignoriert. Die Meßdaten wurden mit dem Cosinus des Sonnenzenitwinkels μ_o gewichtet, um den Einfluß der zeitabhängigen Sonnenhöhe und der damit verbundenen veränderlichen atmosphärischen Weglänge zu berücksichtigen. Jeder Punkt in der Abbildung bedeutet ein neues Spektrum. Aufgrund der unterschiedlichen Belichtungszeiten zwischen 400 ms und 1000 ms sind ein bis drei Datenpunkte pro Sekunde dargestellt.

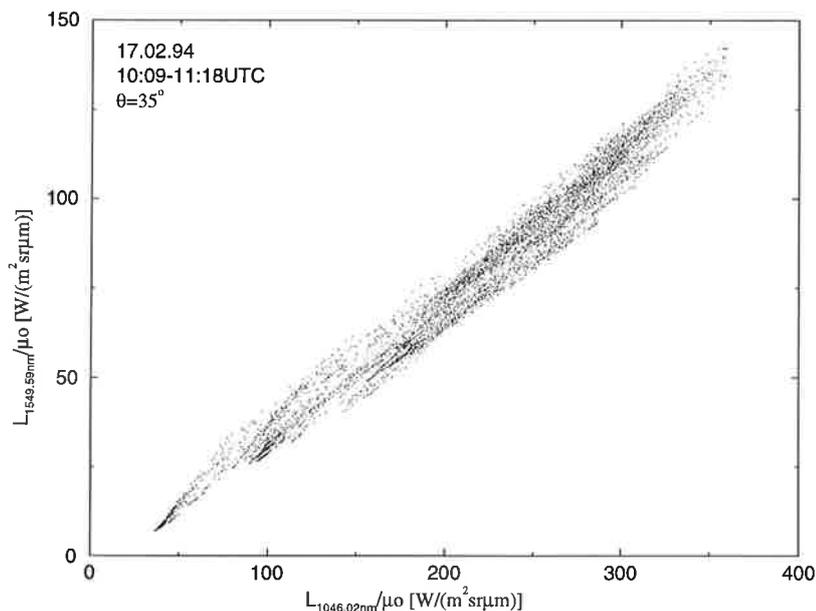


Abbildung 34: Zusammenhang der gemessenen Strahldichtewerte bei 1046.02 nm und 1549.59 nm für den gesamten Zeitraum der Messung (10:09-11:18 UTC), gewichtet mit dem Cosinus des Sonnenzenitwinkels μ_o . Es wurden nur Cirrocumuli mit unterschiedlicher optischer Dicke sowie wolkenloser Himmel beobachtet.

Die Punktwolke hat insgesamt eine keilförmige Anordnung mit der Spitze bei geringen Strahldichten für beide Wellenlängen. Die Grenzen der Meßwertverteilung bei zunehmender Strahldichte bleiben klar definiert, was darauf hinweist, daß die insgesamt möglichen Strahldichtewerte innerhalb eines begrenzten Wertebereichs liegen.

Die Videoaufnahmen des Meßtages wurden für eine detaillierte Klassifikation der Gebiete in bewölkt, teilweise bewölkt oder (nahezu) wolkenlos genutzt. Diese Zuordnung wurde auf die Lage der Meßwerte in Abb.34 übertragen. Damit konnte man feststellen,

daß sich unbewölkte Spektren an der Spitze der Punktwolke bei den kleinsten Strahldichtewerten befinden. Mit zunehmenden Bewölkungsgrad auf der Videoaufnahme verbreitet sich die Punktwolke, und die Strahldichtewerte bei beiden Wellenlängen nehmen zu.

7.1.4 Vergleich Messung-Simulation

Aus den Radiosondenprofilen für die relative Feuchte von Schleswig und Hannover (12:00 UTC) wurde für die Grenzschicht eine relative Feuchte von 70% geschätzt. Mit diesem Wert der relativen Feuchte wurden die optischen Eigenschaften des Aerosols für diesen Fall gerechnet. Die Strahlungstransportrechnungen bei Einfachstreuung wurden mit dem Wert der Phasenfunktion bei 35° durchgeführt. Dieser Wert ist in einem Streuwinkelintervall von 1° gültig. Da der Öffnungswinkel des OVID-Teleskops nur 0.37° beträgt, ist die Wahl einer einzigen Stützstelle innerhalb der Simulation, (allerdings nur unter Einfachstreuverhältnissen), zulässig.

Beim Vergleich der simulierten Strahldichten mit den gemessenen Werten werden nur die Meßdaten berücksichtigt, die unter der Annahme von oberflächen-äquivalenten Kugeln einer optischen Dicke kleiner als 0.8 entsprechen würden. Sie bilden etwa 90% der zur Verfügung stehenden Meßdaten.

Die simulierten Strahldichten wurden mit den Meßdaten bei 1046 nm und 1550 nm verglichen. Dabei wird ersichtlich, daß die keilförmige Anordnung der Daten, in ihrer Breite, auf eine Veränderung der Größenverteilung in der gemessenen Wolke zurückzuführen ist (vgl. Abb.21). Das ist mit einer Veränderung des effektiven Radius verbunden. Die Erstreckung der Datenanhäufung in die Länge bedeutet eine Veränderung der optischen Dicke der Wolke. Die am Rande der Punktverteilung liegenden Meßwerte verlaufen parallel zu der linearen Zunahme der optischen Dicke bei einem festen effektiven Radius. Die minimalen Strahldichten der Punktwolke stellen die wolkenlosen bzw. nahezu wolkenlosen Spektren dar und erlauben daher die Abschätzung der optischen Dicke des Aerosols.

Die spektrale Abhängigkeit des gemessenen Aerosols weicht nicht stark von dem spektralen simulierten Verlauf eines Standardprofils ab. Wolkenlose Atmosphären, simuliert mit Standardprofilen für ein städtisches, mittleres kontinentales oder rein kontinentales Aerosol, haben untereinander einen ähnlichen spektralen Verlauf zwischen 1046 nm und 1550 nm (vgl. Abb.27), unabhängig von den Feuchteverhältnissen. Die Strahldichtewerte bei einer gegebenen optischen Dicke liegen beim städtischen Profil, aufgrund höherer Rußkonzentrationen, und der damit verbundenen erhöhten Absorption, niedriger als bei den anderen zwei Standardprofilen. Eine falsche Auswahl des Aerosolprofils bedeutet damit einen absoluten Fehler in der abgeschätzten optischen Dicke des Aerosols von maximal nur 0.03. Bei einer bodengebundenen Messung innerhalb der Stadt, wie in diesem Fall, kann man von einem rußhaltigen städtischen oder mittleren kontinentalen Profil ausgehen.

Ausgehend von dem städtischen Aerosol wurde versucht die Wolkenspektren näher zu untersuchen und einen effektiven Radius zuzuordnen. Dafür wurden die Spektren in drei Gruppen unterteilt, die sich aus der Wolkenentwicklung innerhalb der Meßzeit ergaben und unterschiedliche Zeitintervalle darstellen. Die Abbildungen 35 bis 37 zeigen die Vergleiche.

In der Abbildung 35 werden Meßpunkte mit relativ hohen Strahldichtewerten gezeigt. Sie wurden in zwei Zeitabschnitten aufgenommen, zwischen 10:09:15 bis 10:32:00 UTC und 10:58:31 bis 11:18:06 UTC, als das Blickfeld vor der Videokamera völlig mit Cirrostratus-Wolken bedeckt war. Die meisten Meßwerte liegen in dem Bereich zwischen einem effektiven Radius von $5\mu m$ bis $80\mu m$. Diese Bereiche werden auf der Abbildung durch die gestrichelte Linie mit Dreiecken ($R_{eff} = 5\mu m$), die gestrichelte ($R_{eff} = 25\mu m$) und die durchgezogene ($R_{eff} = 80\mu m$) Gerade getrennt. Für Größenverteilungen mit oberflächenäquivalenten Kugeln würde die optische Dicke der in diesem Zeitintervall gemessenen Wolke zwischen 0.1 und 1 variieren.

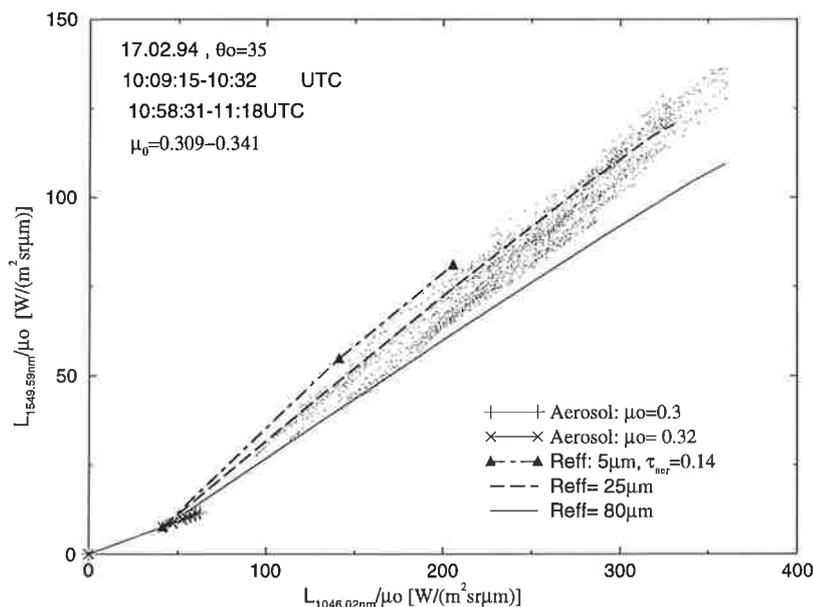


Abbildung 35: Vergleich zwischen Messung und Simulation. Die Meßdaten wurden in drei Zeitintervalle in Abhängigkeit von der Belichtungszeit getrennt. Sie stellen drei Meßabschnitte mit einem unterschiedlichen Bewölkungsgrad dar, der aus den Videoaufnahmen abgeschätzt wurde. Für die Simulation: Urbanes Aerosol bei einer relativen Feuchte von 70%. Der abgeschätzte Größenbereich des effektiven Radius R_{eff} liegt zwischen $5\mu m$ und $80\mu m$.

Wenn die zeitlich aufeinanderfolgenden Meßwerte über die simulierten Geraden für einen festen R_{eff} parallel verlaufen, kann man zu kleinen Strahldichtewerten hin interpolieren und die optische Dicke des Aerosols τ_{aer} abschätzen. Je weniger Meßwerte für

Wolken mit geringen Strahldichtewerten und damit geringen optischen Dicken vorhanden waren, umso schwieriger und ungenauer wurde die Abschätzung von τ_{aer} . In voneinander unabhängigen Versuchen wurde τ_{aer} , bei dieser Art des Vergleiches zwischen Theorie und Messung, zwischen 0.16 und 0.21 geschätzt. Der Fehler, den man dabei für eine Bestimmung von R_{eff} und τ_{ci} begeht, ist besonders für R_{eff} relativ klein, und verschwindet für $\tau_{ci} > 0.4$ fast völlig.

Abbildung 36 zeigt den Zeitabschnitt, wo überwiegend durchbrochene Bewölkung vorherrschte. Während in Abbildung 35 die meisten Meßdaten zwischen $25\mu m$ und $80\mu m$ liegen, sind die Meßwerte in Abbildung 36 überwiegend zwischen $5\mu m$ und $25\mu m$ verteilt. Es sind Meßpunkte vorhanden, die sich sogar nicht einmal mit einer für Eiswolken unrealistischen Größenverteilung mit einem mittleren Radius von $5\mu m$ beschreiben lassen. Die gemessene Transmission der Wolke bei 1550 nm liegt höher als die aus der Simulation dafür berechnete. Die optische Dicke des Aerosols wurde aus diesem Datensatz zu 0.16 geschätzt.

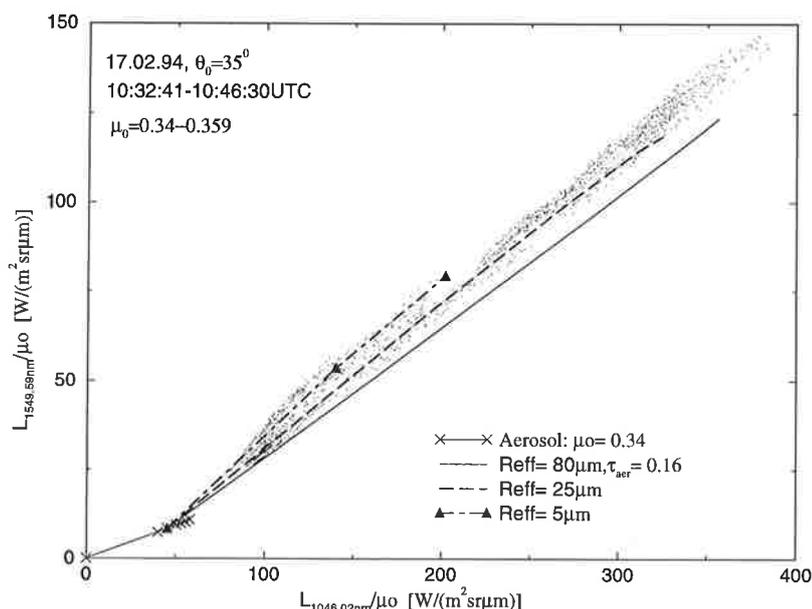


Abbildung 36: Vergleich zwischen Messung und Simulation. (s. Erläuterungen in Abb.35)

Die Abbildung 37 stellt Meßwerte von isolierten Wolkenfetzen und blauem Himmel in der Zeit von 10:48:31 UTC bis 10:57:55 UTC dar. Aufgrund der geringen optischen Dicken des Cirrus ($\tau_{ci} < 0.1$) kann τ_{aer} einfacher geschätzt werden. Dort, wo die Spitze der Punktverteilung die Gerade des urbanen Aerosols trifft, wird der Wert von τ_{aer} abgelesen. Er liegt zwischen 0.142 und 0.145. Die Zahl der Meßpunkte, die zu einem $R_{eff} < 5\mu m$ führten, ist deutlich größer als in Abbildung 36.

Es sind keine Meßwerte vorhanden oberhalb von $R_{eff} = 25\mu m$. Diese Werte sind für Eiswolken ungewöhnlich klein. Andere Arbeiten (Wielicki et al., 1990; Kinne et al., 1990), in denen versucht wurde mit Fernerkundungstechniken den effektiven Radius von

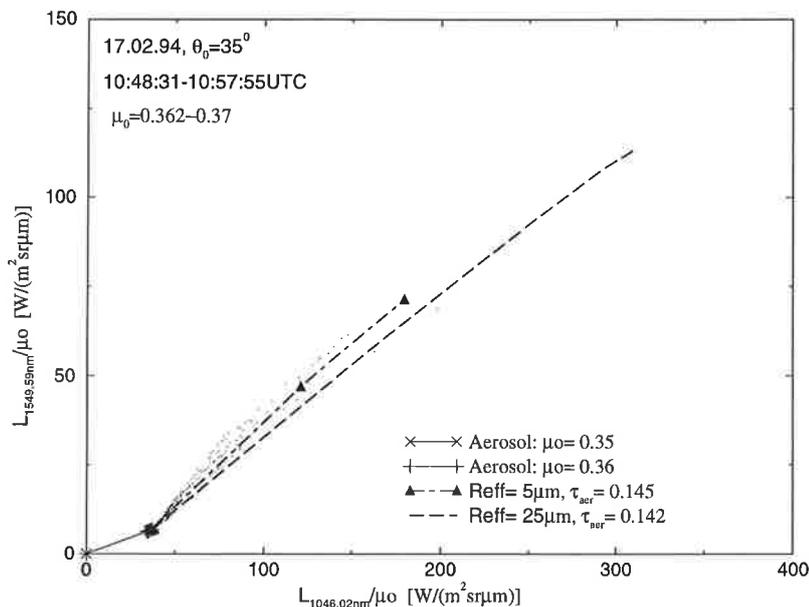


Abbildung 37: Vergleich zwischen Messung und Simulation für durchbrochene Bewölkung und wolkenlose Abschnitte. (s. Erläuterungen in Abb.35)

Eiswolken zu ermitteln, kamen immer zu Werten größer als $60\mu\text{m}$. Damit stellt sich die Frage, wo die höheren Transmissionen bei 1550 nm herkommen können, und ob der abgeleitete effektive Radius in der Größenordnung stimmen kann. Es stehen verschiedene Ursachen zur Diskussion:

Warren (1984) machte auf die Ungenauigkeit der Messung des Imaginärteiles des Brechungsindex für Eis in dem Spektralbereich zwischen 1400 nm und 2800 nm aufmerksam. Die Bestimmung kann bis zu einem Faktor 2 zu hoch sein. Eine Verringerung des Wertes für 1550 nm gegenüber dem bei 1046 nm würde die Transmission bei dieser Wellenlänge erhöhen und die Simulationen der Messung näher bringen. Allerdings zeigte der Versuch den Imaginärteil des Brechungsindex für Eis um 100% zu verringern keine nennenswerte Reaktion in der Simulation, da der Wert bei 1550 nm verhältnismäßig klein ist.

Da die abgeleitete Teilchengröße relativ klein ist, wurde untersucht, ob es sich bei diesen Spektren um stark gequollenes Aerosol, also um wasserlösliche Aerosolteilchen bei hoher relativer Feuchte gehandelt haben könnte. Dafür wurde das Aerosolprofil in der Konzentration der einzelnen Komponenten (wasserunlösliches bzw. -lösliches Aerosol und Ruß) verändert und die relative Feuchte von 70% bis 99% variiert. Obwohl eine Erhöhung des Anteils an wasserunlöslichen Partikeln die Transmission bei 1550 nm erhöhen würde, nimmt die Strahldichte mit der optischen Dicke nicht so stark zu, wie in einem mit Wolken bedeckten Fall; die lineare Zunahme mit der optischen Dicke stellt eine Gerade dar, die für jedes mögliche Aerosol eine viel flachere Steigung aufweist als Wolken mit relativ kleinen Teilchen.

Der Vergleich der Simulationsrechnung in Abhängigkeit von der Kristallform (vgl.

Kap. 6.2) hatte gezeigt, daß nur Kugeln imstande sind hohe Strahldichtewerte bei 1550 nm , vor allem bei kleinen effektiven Radien, zu beschreiben; eine Größenverteilung bestehend aus hexagonalen Säulen oder Platten würde zu einem noch geringeren effektiven Radius führen, was unwahrscheinlich ist. Außerdem befindet man sich bei den beteiligten Größen in dem Grenzbereich der Gültigkeit der geometrischen Optik.

Die Auswertung der Videoaufnahme hatte gezeigt, daß OVID diesen Teil der Wolken zwischen größeren Wolkenbahnen gemessen hatte, die so aussahen als würden sie sich in der Entstehungs- oder Auflösungsphase befinden. Damit könnte vielleicht erklärt werden, warum die effektiven Radien in Abbildung 37 so klein ausfallen. Zwei log-normal Verteilungen mit maximalen Radien unter $10\mu\text{m}$ wurden zusätzlich berechnet, um die effektiven Radien zu finden, die diesen Spektren entsprechen würden.

Der Vergleich zwischen den simulierten Strahldichten für eine Wasserwolke bzw. für eine Eiswolke mit reinen Kugeln (ohne die Annahme der Oberflächenäquivalenz zu berücksichtigen) und den Meßdaten des zuletzt kommentierten Zeitabschnittes (10:48:31-10:57:55 UTC) zeigt in Abbildung 38, daß erst Größenverteilungen mit einem effektiven Radius um $1\mu\text{m}$ die höchsten Strahldichtewerte bei 1550 nm erklären können. Da sehr kleine Teilchen kaum Strahlung absorbieren, kann man, wie Abbildung 38 zeigt, in diesem Größenbereich eine Wasserwolke von einer Eiswolke nicht unterscheiden.

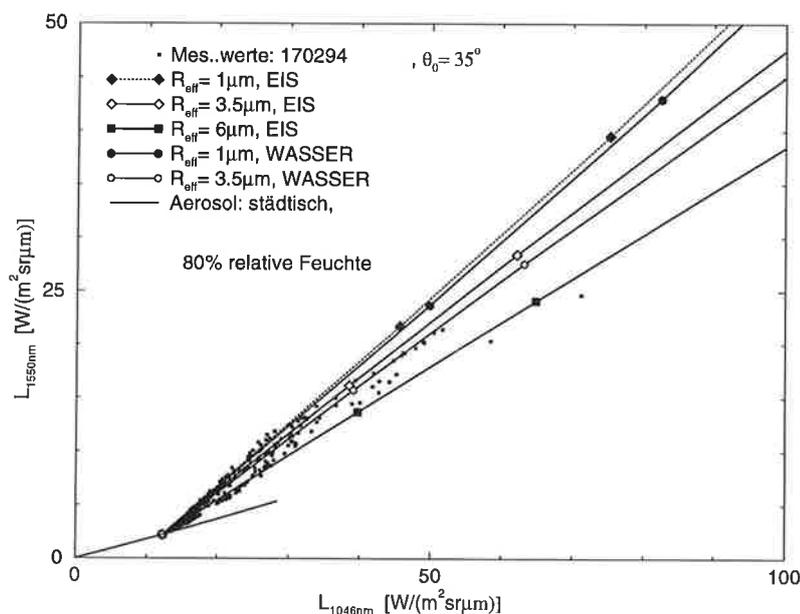


Abbildung 38: Vergleich der Meßwerte zwischen 10:48:31-10:57:55 UTC mit simulierten Strahldichten für logarithmisch normalverteilte Wolkenpartikel, die sehr kleine Kristalle annähernd beschreiben sollen.

Die Zeitreihe (s. Abb.31) zwischen 10:48:31 und 10:57:55 UTC zeigt für beide Wellenlängen eine Reihe von Intensitätsmaxima entlang des gesamten Zeitintervalles, die einer

Zunahme der optischen Dicke der Wolke ($\tau_{ci} < 0.1$) oder des effektiven Radius gleichwertig sind. Die zeitlich aufeinanderfolgenden Meßpunkte in Abbildung 38 verlaufen von $\tau_{ci} = 0$ aus parallel zu den Geraden eines festen effektiven Radius und verändern dann den Verlauf hin zu größeren effektiven Radien. Das bedeutet, daß mit zunehmender optischer Dicke die Partikelgröße auch zunimmt. Im umgekehrten Falle, wenn die optische Dicke der Wolke abnimmt, nimmt die Teilchengröße auch ab.

Da die Videoaufnahme schon einen relativ klaren aber nicht völlig wolkenfreien Himmel zeigte, und die optische Dicke τ_{ci} deutlich kleiner als 0.1 geschätzt wurde, kann es sich hier um eine sehr dünne, teilweise unsichtbare Wolke gehandelt haben.

Da für kleine Partikel keine Aussage über die Phase gemacht werden kann, stellt sich die Frage, inwieweit es sich bei den gemessenen Wolken wirklich um Eiswolken gehandelt hat. Für diesen Meßtag wurden für hohe optische Dicken einer Eiswolke ein effektiver Radius bis $80\mu m$ geschätzt. Bei der Annahme einer Wasserwolke würde das einen effektiven Radius über $100\mu m$ bedeuten (s. Abb.25), was sicherlich für Wasserwolken nicht realistisch ist. Damit kann man davon ausgehen, daß es sich für $R_{eff} > 5\mu m$ sicherlich um eine Eiswolke gehandelt hat.

Wenn alle Meßdaten bzgl. der Kristallform verglichen werden (vgl. Abb.23 und 24), würde die optische Dicke der gemessenen Wolken (bei simulierten Säulen bzw. Platten) Werte über 1 erreichen, wo Mehrfachstreuung wichtig wäre. Bei Mehrfachstreuung in der Wolke nimmt die Bedeutung der Absorption zu. Damit tritt in dem Spektralbereich, wo die Absorption durch Wolken nicht vernachlässigbar ist Sättigung ein (s. Abb.29): die abwärtsgerichtete Strahlung nimmt dann z.B. bei 1550 nm nicht mehr deutlich zu. Dieser Zustand ist bei den Meßdaten in Abb.34 nicht zu beobachten.

Andere Autoren (Foot, 1988; Wielicki et. al., 1990; Francis, 1995) haben ebenfalls bemerkt, daß bei dem Vergleich zwischen der Simulation und der Messung der rückgestreuten Strahlung, sowohl die Annahme einer oberflächen-äquivalenten Kugel als auch die Annahme einer rein hexagonalen Kristallform keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefern. Die Unterschiede der Kristallform spiegeln sich vor allem in der Richtungsabhängigkeit der Streuung wieder. Aus den Vorläuferarbeiten kann man folgern, daß für den Vorwärtsstreubereich zwischen etwa 30° und 50° eine realistischere Kristallform ein Streufeld mit Werten höher als diejenigen für Säulen und Platten besitzen sollte, dessen Verlauf sich zwischen der Phasenfunktion für eine Kugel und eine Säule (oder, im geringem Maße, einer Platte) befindet.

7.2 2. Meßfall: Kondensstreifen und Cirren

7.2.1 Synoptische Lage: 25.02.94

Der europäische Kontinent ist an diesem Tag im Einflußbereich eines Bodenhochs. Westlich der Britischen Inseln befindet sich ein starkes Tiefdruckgebiet dessen Warmfront in den Morgenstunden die französische Atlantikküste erreicht hat. Die schwachen Druckgegensätze in der Höhe führen zu einer schwachen zonalen Strömung über Mitteleuropa. Die besondere geographische Lage des Tiefs führte dazu, daß sich eine ausgeprägte Luftmassengrenze am Nordrand des deutschen Mittelgebirges unverändert hält. Das alles zusammen verursachte einen relativ wolkenlosen Himmel über Norddeutschland. Die Radiosondenaufstiege über Hannover und Schleswig zeigen eine sehr feuchte Schicht (im Mittel über 90%) in Bodennähe bis 3 km Höhe. Die Sichtweitenmessung vom Geomatikum aus zeigte eine Sichtweite in der Mittagszeit zwischen 6 und 8 km. Vor und während der Messung wurde vom Boden aus eine hohe Trübung beobachtet.

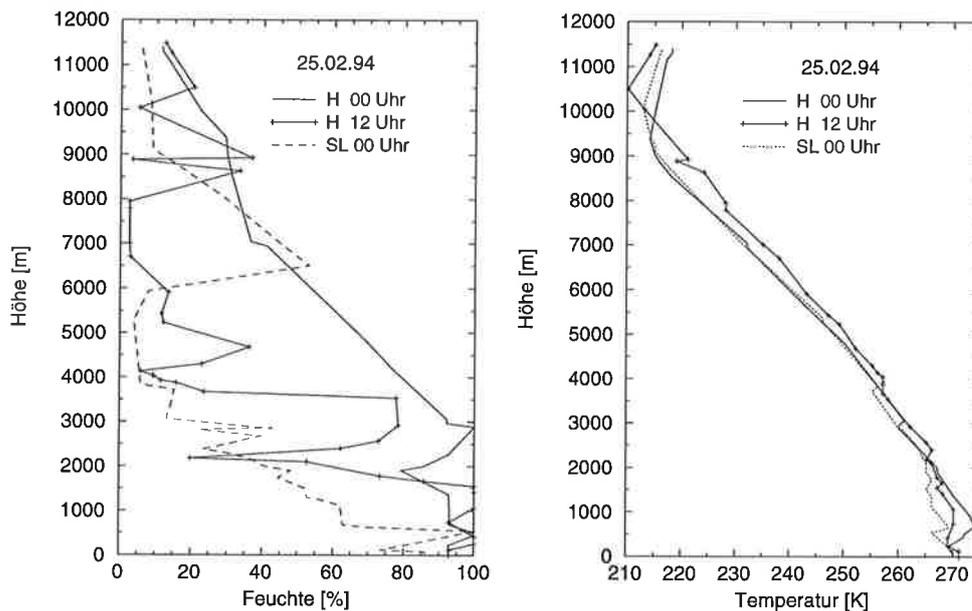


Abbildung 39: Feuchte- bzw. Temperaturprofil für Schleswig (SL) 00:00 UTC und Hannover (H) 00:00 bzw. 12:00 UTC

Die Messungen wurden zwischen 11:06 und 14:00 UTC durchgeführt. In dieser Zeit war der Himmel überwiegend wolkenlos. Einige Cirrus-Schleier wurden beobachtet; nur wenige durchkreuzten das Sichtfeld von OVID. Auch mehrere Kondensstreifen wurden in der Meßzeit beobachtet, die allerdings meist relativ schnell verschwanden. Nur ein dünner Kondensstreifen wurde von OVID erfaßt.

Typische Flughöhen in der hohen Troposphäre befinden sich in einer Schicht zwischen 8 und 13 km (Schumann et al., 1995). Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von langle-

bigen Kondensstreifen liegt bei den vorhandenen Temperaturen in Höhen zwischen 8000 und 10000 m ($-43^{\circ}C$ bis $-55^{\circ}C$) bei etwa 60%, und ist größer als 90% für die Höhen bis 13000 m (Air Weather Service, 1981). Da viele Kondensstreifen an diesem Tag nicht über mehrere Minuten sichtbar waren, befanden sie sich wahrscheinlich zwischen 8000 und 10000 m bei den vorhandenen Maxima der relativen Feuchte unterhalb der Tropopause.

7.2.2 Meßdurchführung

In der gesamten Meßzeit von 11:06 UTC bis 14:00 UTC (mit einer Unterbrechung zwischen 11:45 UTC und 12:15 UTC) wurden überwiegend wolkenlose Spektren bei einem Winkelabstand zur Sonne von 30° gemessen. Bei einer Belichtungszeit zwischen 700 und 1000 ms wurden insgesamt 7000 Spektren aufgenommen, wovon etwa 800 "bewölkte" Spektren sind. Um 12:56:22 UTC ging ein dünner Kondensstreifen durch die Sichtlinie des Meßgerätes (13 Spektren). Um 13:06:30 UTC bis 13:08:16 UTC wurde eine Cirrus-Wolke erfaßt, die von dem Aussehen her auch ein alter Kondensstreifen hätte sein können. Die vorhandene starke Aerosolstreuung behinderte das Erkennen dünner Eiswolken.

Da ab 13:30 UTC 0/8 Bewölkung festgestellt wurde, wurde die Messung eine halbe Stunde später, um 14:00 UTC beendet.

7.2.3 Auswertung

Abbildung 40 zeigt den zeitlichen Verlauf der gemessenen Intensität bei 1046.73 nm für den gesamten Meßzeitraum. Obwohl zwischen 11:00 UTC und 11:30 UTC keine Wolken beobachtet wurden, sind die höchsten Intensitätswerte in diesem Zeitintervall zu finden. Die Intensitätsmaxima vor und nach 13:00 UTC deuten auf die beobachteten Eiswolken hin. Das dritte Maximum und die starken Schwankungen in ihrer Umgebung zwischen 13:15 UTC und 13:45 UTC legen die Vermutung nahe, daß hier auch eine Wolke streute. Sie wurde aber während der Messung nicht beobachtet und auf der Videoaufnahme auch nicht eindeutig erkannt.

Abbildung 41 gibt den spektralen Zusammenhang aller gemessenen Strahldichtewerte für 1046.73 nm und 1550.3 nm , gewichtet mit dem Sonnenzenitwinkel μ_o , wieder. Wie bei der Abbildung 34 werden diese beiden Wellenlängen gezeigt, weil die spektralen Unterschiede hier am größten sind. Die zeitliche Entwicklung der Meßwerte zeigt abschnittsweise einen linearen Verlauf. Sie sind in zwei Gruppen mit unterschiedlicher Neigung unterteilt, die zueinander nahezu parallel verlaufen. Die Meßpunkte mit Werten bei 1046.7 nm über $140 W/(m^2 sr \mu m)$ gehören zu den wolkenlosen Aufnahmen zwischen 11:00 UTC und 11:30 UTC. Es gibt zwei Fälle mit höherer Neigung, also mit höheren

Strahldichten bei 1550.3 nm , die stark aus der gesamten Punktverteilung herausragen. Sie gehören zu den als bewölkt klassifizierten Spektren. Bei dem ersten Fall (mit einer 1 im Graph gekennzeichnet) handelt es sich um den Kondensstreifen.

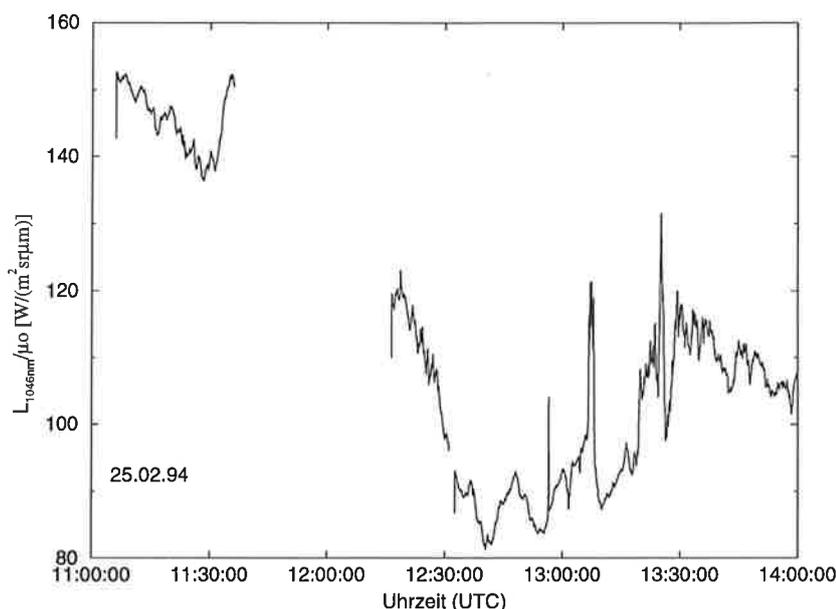


Abbildung 40: Zeitliche Entwicklung der Messung (11:00 UTC-14:00 UTC) für die Wellenlänge 1046.73 nm . Zwischen 11:45 UTC und 12:15 UTC wurden keine Spektren aufgenommen

Den mit einer 2 gekennzeichneten Fall kann man dem Cirrus zuordnen. Das dritte Maximum auf der Zeitreihe ist in dieser Abbildung unter dieser Gruppe von Daten nicht zu finden. Diese Meßdaten verlaufen parallel zu den höchsten Intensitätswerten bei 1046.7 nm , die mit Hilfe der Videoaufnahmen als wolkenlos klassifiziert wurden. Die Gruppe von Meßdaten, die mit einer 3 gekennzeichnet sind, wurde in der Zeit zwischen 12:16:25 und 12:31:05 UTC aufgenommen, als weder während der Messung noch später auf der Videoaufnahme eine Wolke erkannt werden konnte.

7.2.4 Vergleich Messung - Simulation

Aufgrund der hohen relativen Feuchte in der Grenzschicht (s. Abb. 39) über Hannover um 12:00 UTC, wurde für die Berechnung der optischen Eigenschaften des Aerosols eine relative Feuchte von 90% für Hamburg angenommen. Die Vergleiche für eine wolkenlose Atmosphäre gehen von dem mittleren kontinentalen Aerosol aus. Das urbane Aerosol wäre für den Vergleich auch geeignet gewesen, da -wie schon erwähnt- alle Standardprofile sich spektral ähnlich verhalten. Die Phasenfunktion wurde bei einem Streuwinkel von 30° gewählt.

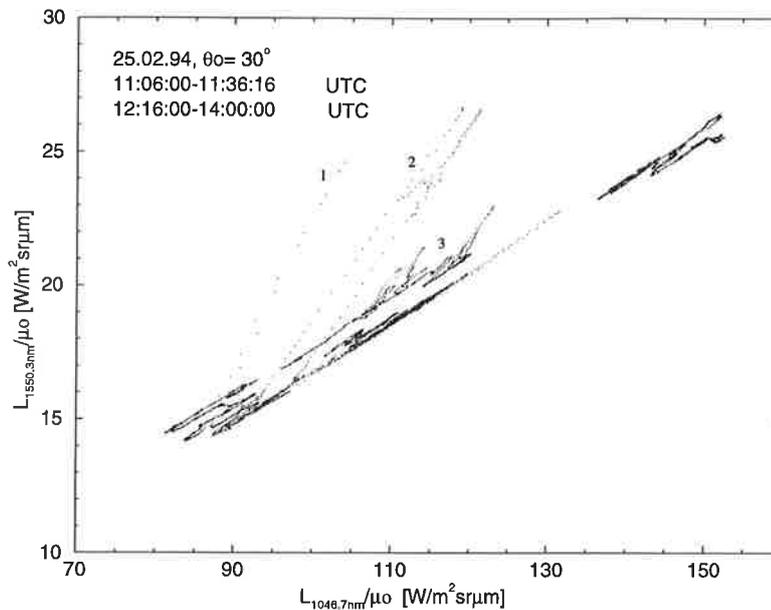


Abbildung 41: Zusammenhang der gemessenen Strahldichtewerte bei 1046.73 nm und 1550.30 nm für den gesamten Zeitraum der Messung. Es wurden überwiegend wolkenlose Himmelsteile aufgenommen mit der Ausnahme von zwei eindeutig als Cirrus klassifizierten Fällern und einem Kondensstreifen.

Aus ersten qualitativen Vergleichen ergibt sich, daß all die Meßwerte, die einen linearen Verlauf mit relativ niedriger Steigung bilden, einer wolkenlosen Atmosphäre mit veränderlicher optischer Dicke der Aerosole zugeordnet werden können. Der Versuch mit Standardaerosolen eine gute Anpassung zur Messung zu finden, war nicht erfolgreich. Die simulierten Strahldichten überschätzen die gemessenen Werte: sie sind für beide Wellenlängen um etwa 20% zu hoch. Die für diesen Meßfall angenommene Feuchte stammt aus der Atmosphäre über Hannover und nicht von Hamburg. Aus dem Grunde wurde der Einfluß der relativen Feuchte auf die Abweichung zwischen Messung und Simulation untersucht. Der Einfluß der relativen Feuchte auf die Transmissionseigenschaften des Aerosols wurde im Kap. 6.5 eingehend beschrieben. Das spektrale Verhalten, der bei 1046 und 1550 nm durch eine Aerosolschicht transmittierten Strahlung wird durch eine Veränderung der relativen Feuchte nicht deutlich verändert. Bei einer relativen Feuchte von 99% weichen die Messungen immer noch um etwa 10% von der Simulation ab. Die Streuung der Meßwerte ist größer als die Streuung, die durch Schwankungen in der relativen Feuchte verursacht werden.

Die Standardaerosoltypen ergeben sich aus einer langjährigen Mittelwertbildung (Kopeke et al., 1995), so daß die Zusammensetzung des atmosphärischen Aerosols für eine Fallstudie eine starke Abweichung vom Mittel aufweisen könnte. Wie sich die einzelnen Aerosoltypen innerhalb eines Standardprofils (wasserunlösliches bzw. wasserlösliches Aerosol und Ruß) auf das angehende Problem auswirken, wurde durch die getrennte Erhöhung der Konzentrationen um eine Größenordnung untersucht. Die relative Feuchte

wurde auf 90% gesetzt. Die Ergebnisse aus dieser Untersuchung wurden ebenfalls schon im Kap. 6.5 beschrieben. Damit können die niedrigen gemessenen Strahldichtewerte nur durch eine drastische Erhöhung der wasserlöslichen Aerosole erklärt (s. Abb.42) werden. Die lineare Anordnung der Aerosolspektren parallel zueinander kann durch Konzentrationschwankungen im wasserlöslichen Aerosol erklärt werden. Bei einer Verzehnfachung der Konzentration der wasserlöslichen Aerosolpartikel weichen Simulation und Messung nur noch um etwa 5% voneinander ab. Wenn die gewählte Konzentration der wasserlöslichen Aerosole etwas verkleinert wird, oder die Konzentration der relativ großen wasserunlöslichen Aerosole erhöht wird, kann man die Ergebnisse aus der Simulation bzw. aus der Messung zur Übereinstimmung bringen.

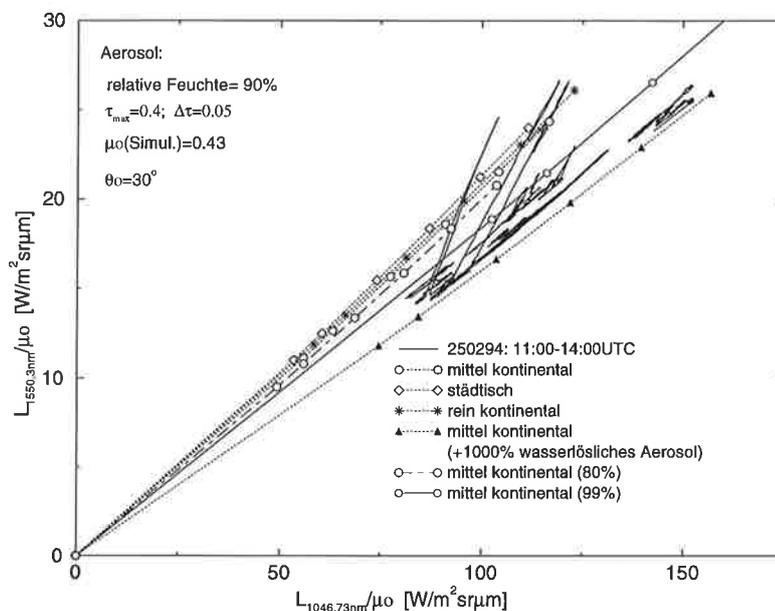


Abbildung 42: Vergleich der Strahldichtesimulation mit Meßdaten für den 25.02.94 in Abhängigkeit vom Aerosoltyp und deren relativen Feuchte. Die Strahldichtewerte sind mit dem Cosinus des Sonnenzenitwinkels μ_0 gewichtet.

Für das modifizierte mittlere kontinentale Aerosol wurden optische Dicken zwischen 0.2 und 0.4 geschätzt. Diese hohen Werte decken sich mit der beobachteten hohen Trübung des Himmels und mit der vom Geomatikum aus gemessenen verminderten horizontalen Sichtweite, deutlich unter 10 km.

Die drei Gruppen von Daten mit höherer Neigung können mit den optischen Eigenschaften von Eiswolken erklärt werden. Mit einem an den Meßdaten angepaßten Aerosolmodell wurden Wolken mit oberflächen-äquivalenten Kugeln und optische Dicken bis 0.8 simuliert. Abbildung 43 zeigt, daß die zwei beobachteten Wolkenfälle bei optischen Dicken des Aerosols zwischen etwa 0.23 und 0.265 auftraten. Beide Fälle lassen sich mit Größenverteilungen mit relativ kleinen effektiven Radien ($< 5\mu m$ und $25\mu m$) beschreiben. Der geometrisch dünne Kondensstreifen enthält die kleineren Teilchen mit einem

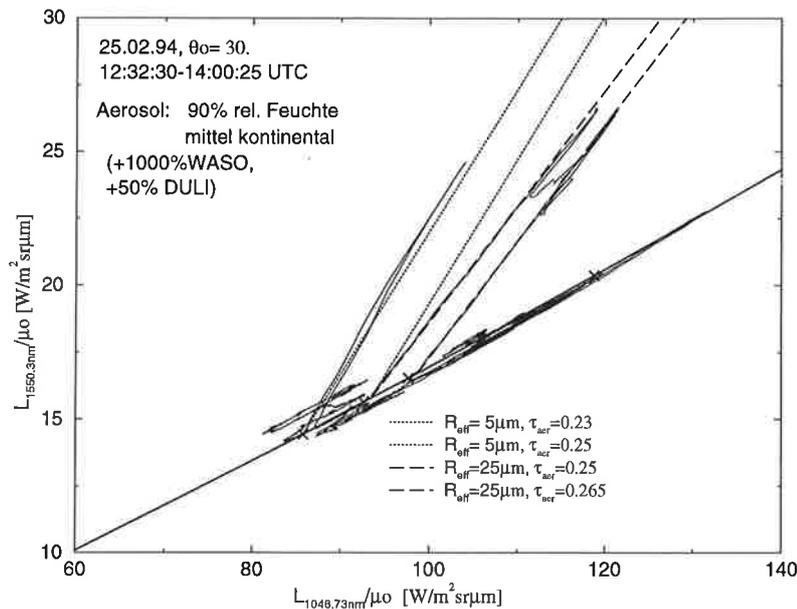


Abbildung 43: Vergleich zwischen Messung (25.02.94) und Simulation für den Meßzeitintervall 12:32:30-14:00:00 UTC. Durchgezogene Linie: simulierte Aerosol; gestrichelte und gepunktete Geraden: simulierte Wolke (optische Dicke $\tau_{ci} < 0.1$)

R_{eff} sogar unter $5\mu m$. Genau betrachtet, ändert sich nicht nur die optische Dicke innerhalb des Kondensstreifen, sondern auch der effektive Radius: die Neigung vor Erreichen des Maximums flacht erst ab, deutet also auf größere Partikel hin, und wird dann mit abnehmender optische Dicke wieder steiler, was erneut kleinere Partikel anzeigt.

Bei dem zweiten Wolkenfall nimmt die optische Dicke an den Rändern der Wolke zu und in der Mitte leicht ab. Da innerhalb der Aufnahmezeit des Cirrus die optische Dicke des Aerosols auch variiert ist es schwer abzuschätzen, ob sich innerhalb der Wolke der effektive Radius auch ändert. Aus den Beobachtungen konnte der zweite Fall nicht eindeutig als natürlicher Cirrus klassifiziert werden. Wenn es sich aber um einen älteren Kondensstreifen gehandelt hat, dann würde der größer abgeschätzte effektive Radius von ca. $25\mu m$ ein Wachstum der mittleren Partikelgröße bei der weiteren Entwicklung eines Kondensstreifen bedeuten.

7.3 3. Meßfall: Almukantarmessung

7.3.1 Synoptische Lage: 10.08.94

Europa ist beherrscht von relativ hohem Luftdruck am Boden. Ein bis in 200 hPa reichendes schwaches Tief hat seinen Kern über der Biskaya, westlich der Bretagne und zieht nur langsam ostwärts voran. Es ist Teil einer Frontenkette, die von Südfrankreich

bis nach Rußland reicht und kühle Luft nach Nordeuropa führt. Die lange Okklusion des "Biskaya" wirbels befand sich in den Mittagsstunden über dem Rheintal und beeinflusste von Westen her das Wetter über Norddeutschland, das von schwachen Windverhältnissen in der Höhe geprägt war. Der Himmel über Hamburg ist an diesem Tag nur leicht mit Cirren bedeckt bis wolkenlos.

Die Radiosondenprofile für Schleswig und Hannover 12:00 UTC sehen bezüglich der Feuchte relativ unterschiedlich aus. Während der Verlauf vom Boden aus bis etwa 1500 m Höhe ähnlich bleibt, nimmt in Schleswig (12:00 UTC) die relative Feuchte sehr stark ab bis zu Werten von nur 10% zwischen 2500 und 5000 m. Ab einer Höhe von 9500 m ist die Atmosphäre bei Werten um 60% bei beiden Meßstationen ähnlich. Die relative Feuchte relativ zu Eis schwankt in diesen Höhen zwischen beiden Meßstationen um 80%. Wenn man bedenkt, daß die relative Feuchte in dieser Höhe von 00:00 UTC bis 12:00 UTC zugenommen hat, könnten die nach 12:00 UTC beobachteten Cirren oberhalb von 9500 m bei Temperaturen unterhalb von -38°C gelegen haben. Die Tropopause ist entsprechend dem Temperaturprofil oberhalb 12 km.

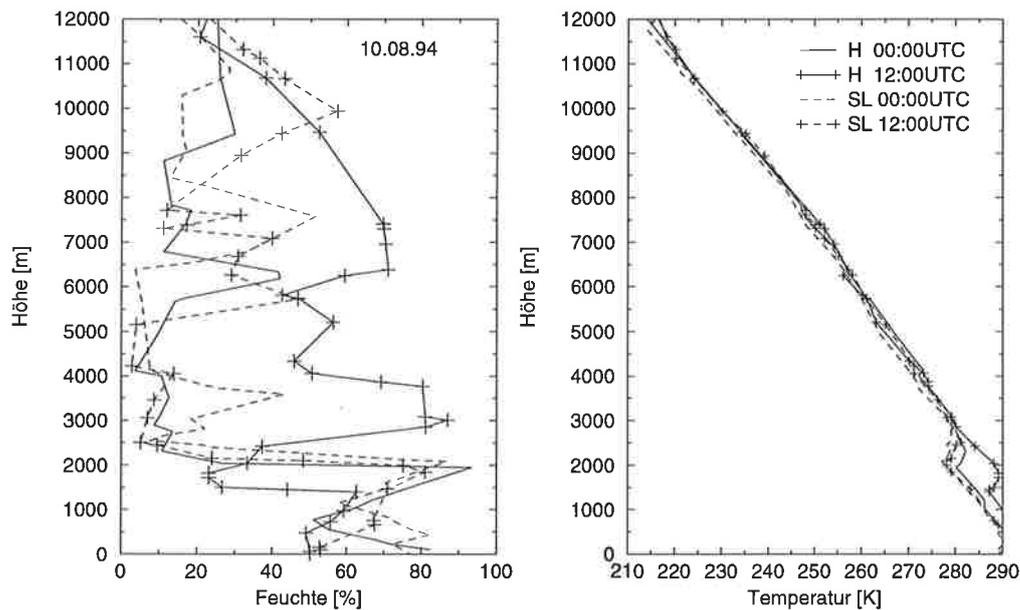


Abbildung 44: Feuchte- bzw. Temperaturprofil für Schleswig (SL) 00:00 UTC und 12:00 UTC und Hannover (H) 00:00 und 12:00 UTC, für den 10.08.94

7.3.2 Meßdurchführung

Dieser Meßfall unterscheidet sich von den zwei anderen Meßfällen nicht nur durch die aufgenommenen Wolkenspektren, sondern auch in der Art der Meßdurchführung: innerhalb der Meßzeit wurde der Abstand des Beobachtungspunktes von den Sonnenkoordinaten in festen Zeitabschnitten verändert. Die Verschiebung des Beobachtungspunktes wurde in Sonnenhöhe, parallel zum Horizont durchgeführt, damit die gestreute Strahlung aus den

verschiedenen Richtungen, die dem Beobachter erreicht, die gleiche optische Weglänge besitzt. Innerhalb der sog. Almukantarmessung wurden feste Abstände von der Sonne zwischen 30° und 60° gewählt.

Um den gleichen Zenitwinkel wie die Sonne während der Meßzeit einhalten zu können, muß der Ursprung des Koordinatensystems, in dem sich die Nachführung bewegt, verschoben werden. Dafür wird die Achse der Montierung, die sich parallel zur Erdachse befindet, um einen festen Abstand gedreht.

Dieser Vorgang wurde zweimal wiederholt, von 14:10 UTC bis 15:00 UTC und von 16:20 UTC bis 17:10 UTC. Die Winkelabstände wurden zwischen 2° und 3° gewählt.

7.3.3 Auswertung

Am Anfang der ersten Meßperiode war der Himmel mit einer gleichmäßigen Cirrostratus-Decke bedeckt, die sich innerhalb der Meßzeit ab dem dritten Beobachtungspunkt (Sonnenabstand: 28.4°) langsam auflöste. Die Cirren waren einzeln erkennbar und in ihrer Erscheinung faserig. Die gemessene Strahldichte nahm dabei ab, so daß eine längere Belichtungszeit bis 17:10 UTC benötigt wurde. Innerhalb der zweiten Meßperiode wurden die Cirren ab 16:55 UTC durchsichtiger. Aufgrund des Erscheinens von Cumuluswolken, die für eine Überbelichtung sorgten, wurde die Messung um 17:10 UTC abgebrochen.

Die zeitliche Entwicklung der gemessenen Strahldichte ist für 1045.86 nm in Abb.45 aufgetragen. In den Zeitabschnitten, in denen die Nachführung parallel zum Horizont verschoben wurde, wurden keine Messungen durchgeführt. Bei der angenommenen Gültigkeit der Einfachstreuung enthält die gemessene Strahldichte bei jedem Beobachtungspunkt Information über eine andere Stützstelle der Phasenfunktion. Die Veränderung des Azimutwinkels relativ zur Sonne entspricht eine Zunahme des Streuwinkels um 2° (s. Abb.45 links) in der ersten Meßperiode und um 3° (s. Abb.45 rechts) in der zweiten Meßperiode. Insgesamt wurde ein Bereich des Streuwinkels zwischen 23° und 55° abgetastet. Für einen besseren Vergleich der verschiedenen Meßpunkte untereinander, wurden die gemessenen Strahldichten mit dem entsprechenden Sonnenzenitwinkel gewichtet.

Es liegt der Versuch nahe aus den gemessenen Strahldichten bei einer Almukantarmessung auf die Phasenfunktion der Eiswolke zu schließen. Da die Einfachstreueralbedo für Eiswolken bis 1050 nm annähernd gleich 1 ist, ist die gemessene Strahldichte für eine optisch dünne Eiswolke direkt proportional zur Phasenfunktion und zur optischen Dicke der Wolke. Die Phasenfunktion eines rein hexagonalen Kristalls ist durch zwei Maxima im Vorwärtsstrebereich bei 22° und 46° gekennzeichnet, die in den Meßdaten gesucht werden können. Das gemessene Maximum der Strahldichte zwischen 14:10 UTC und 14:20 UTC stimmt nicht mit der Lage des Halomaximums bei 22° überein, denn es be-

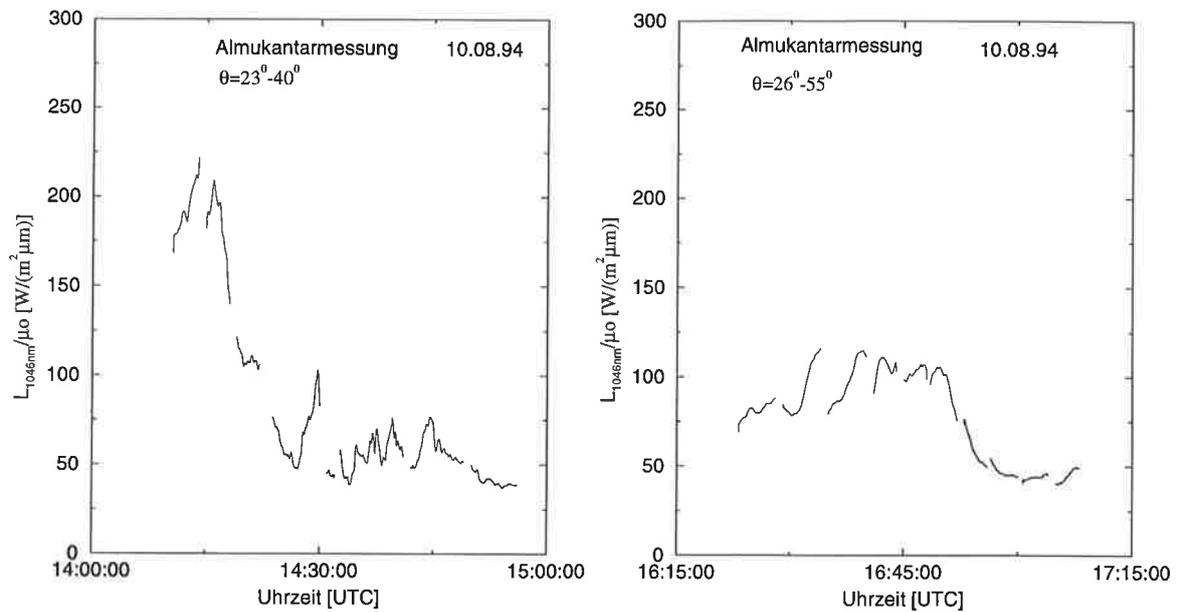


Abbildung 45: Zeitliche Entwicklung der gemessenen Strahldichten bei 1045.86 nm während einer Almukantarmessung am 10.08.94 zwischen 14:00 UTC und 17:00 UTC, aufgeteilt in zwei Meßperioden, dargestellt durch die zwei Abbildungen. Die Strahldichten sind mit dem Sonnenzenitwinkel gewichtet. Die Sonnenabstände wurden zwischen 30° und 60° gewählt. Sie entsprechen dem in den Abbildungen angegebenen Streuwinkelbereich (θ).

findet sich bei einem Streuwinkel zwischen 23° und 25° . Das zweite in ihrer Intensität viel schwächere Halomaximum bei 46° ist in der zweiten Meßperiode nicht vorhanden. Intensitätsmaxima können außerdem als Halomaxima bei 22° oder bei 46° daran erkannt werden, daß sich ihre Lage bei zunehmender Absorption, also bei 1550 nm , zu kürzeren Streuwinkel verschiebt (s.Abb.18). Das ist aber für diese Messung nicht der Fall.

Optische Phänomene, wie z.B. Halos oder Nebensonnen, wurden innerhalb der Meßzeit nicht beobachtet, so daß die Phasenfunktion der gemessenen Wolken keine lokalen Intensitätsmaxima außerhalb des Vorwärtstreumaximums enthalten muß. Die prismenförmigen Eiskanten in den Eiskristallen mit Winkeln von 60° oder 90° sind für die Halos verantwortlich. Ray-Tracing Rechnungen der Streufunktion von hexagonalen Kristallen bei 550 nm hatten gezeigt (Macke, 1994), daß Abweichungen in den Eiskristallen von der rein hexagonalen Form dazu führen, daß die lokalen Intensitätsmaxima verschwinden. Die deformierten Kristalle bekommen dann ein ähnliches Streufeld, wie das Streufeld von Kugeln (s.Abb.18-oben). Für diesen Meßfall ist es ein Indiz dafür, daß in den gemessenen Eiswolken rein symmetrische hexagonale Kristallformen wahrscheinlich nicht vorkamen.

Innerhalb der Meßzeit verändert sich das Aussehen der Wolke, von einer gleichmäßig ausgedehnten Schicht zu vereinzelt Wolken. Dadurch müssen in allen abgetasteten Sonnenabständen nicht die gleichen Bedingungen innerhalb aller Wolken vorherrschen. Außerdem wurden die Cirren dünner. Die zeitliche Variation des Meßsignals bei dem

Vergleich verschiedener Stützstellen, vor allem innerhalb eines Streuwinkels, könnte eher eine zeitliche und räumliche Variation der optischen Dicke innerhalb der gemessenen Wolken bedeuten. Besonders bei gebrochener Cirrus-Bewölkung kann darum keine Phasenfunktion aus den gemessenen Strahldichten abgeleitet werden, ohne eine gleichzeitige unabhängige Messung der optischen Dicke durchzuführen.

Abb.46 stellt den Zusammenhang zwischen den Strahldichten bei 1045.86 nm und bei 1550.66 nm für alle Meßdaten aus beiden Meßperioden dar. Jeder feste Sonnenabstand ist durch eine Zahl von 1 bis 15 beschrieben. Eingerahmt neben der Abbildung stehen die jedem Sonnenabstand entsprechenden Streuwinkel. Aufgrund der kurzen Zeitintervalle häufen sich die Meßdaten entlang von Linien. Die Meßdaten für alle Zeitabschnitte sind so angeordnet, daß sie nicht nach dem Sonnenabstand bzw. nach dem Streuwinkel getrennt werden können. Wenn man entlang des linearen Verlaufs zu kleinen Strahldichten hin interpoliert, kann man annähernd alle Interpolationsgeraden in einen Punkt vereinigen.

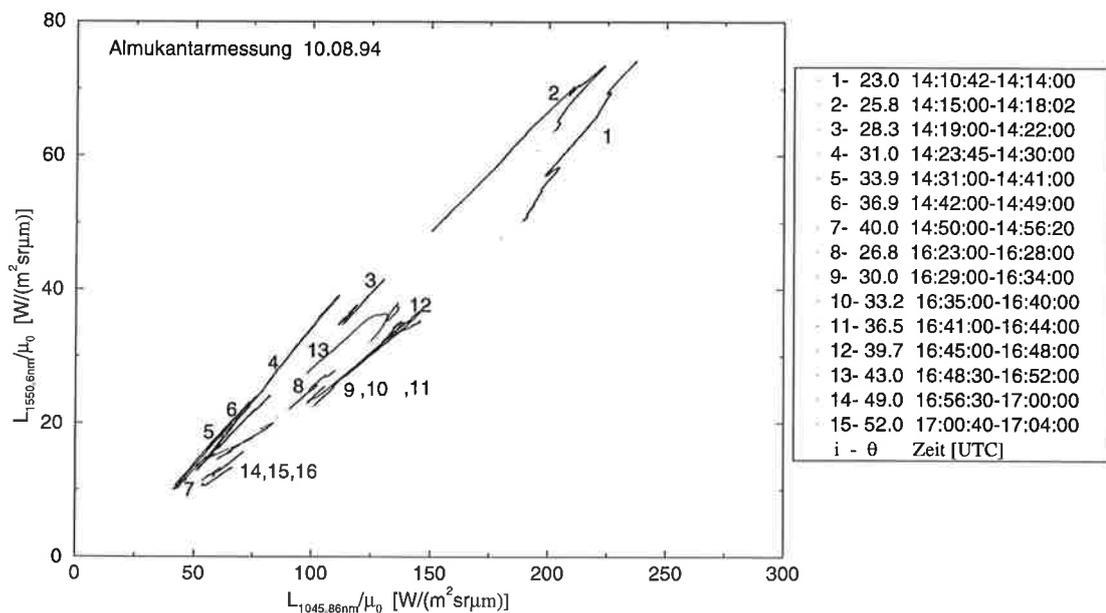


Abbildung 46: Zusammenhang der am 10.08.94 gemessenen Strahldichten bei 1046 nm und bei 1550 nm . Jede Zahl entspricht einen neuen Beobachtungspunkt innerhalb der Almukantarmessung. Die entsprechenden Streuwinkel θ zu den Sonnenabständen mit den dazu gehörigen Meßzeitintervallen stehen eingerahmt neben der Abbildung.

7.3.4 Vergleich Messung-Simulation

Für die Simulationsrechnungen wurde eine mittlere relative Feuchte in der Grenzschicht für das Aerosol von 70% angenommen. Die optischen Eigenschaften von dem städtischen Aerosolprofil bei einer optischen Dicke von 0.175 bestimmen den Strahlungstransport in der Aerosolschicht. Die optische Dicke des Aerosols wurde aus dem Vergleich zwischen

den simulierten und den gemessenen Wolkenspektren abgeschätzt, indem angenommen wurde, daß die lineare Zunahme der gemessenen spektralabhängigen Intensität nur durch eine Zunahme der optischen Dicke in der Wolke bei gleichbleibenden mikrophysikalischen Eigenschaften verursacht wird. Der in der Auswertung beschriebene Punkt, wo sich die linearen Verläufe der gemessenen Strahldichten vereinen, beschreibt in etwa die optische Dicke des Aerosols.

Entsprechend der Wolkenentwicklung ist es wahrscheinlich, daß auch Spektren von wolkenlosen Teilen des Himmels aufgenommen wurden. Die faserige Struktur der Cirren hindert aber daran, anhand der Videoaufnahmen, eine eindeutige Aussage darüber zu treffen. Im Gegensatz zu dem Meßfall mit den warmen Cirren (vgl. Abb.34), häufen sich die Meßwerte nicht um einen besonderen Wertebereich, der Aufschluß über das vorhandene Aerosol geben könnte. Es ist zu erwarten, daß aufgrund der gemessenen Sichtweite ($> 10 \text{ km}$) die optische Dicke des Aerosols nicht so stark variiert hat, wie in dem Meßfall mit einem Kondensstreifen (vgl. Abb.41). Aus diesem Grund wird der Wert 0.175 für die optische Dicke des städtischen Aerosols für die gesamte Meßreihe angenommen.

Für die Simulation der Eiswolken werden Stützstellen des Streuwinkels zwischen $26^\circ - 40^\circ$ für hexagonale Säulen und oberflächen-äquivalente Kugeln berücksichtigt. Für jeden Streuwinkel wird mit einem mittleren Sonnenzenitwinkel für das jeweilige Zeitintervall der Messung gerechnet. Innerhalb von jedem Meßabschnitt variiert der Sonnenzenitwinkel um weniger als 1° .

Mit den Simulationsergebnissen kann man die Beobachtung aus Abb.46 bestätigen, daß für Streuwinkel zwischen 25° und 50° die abwärtsgerichtete Strahldichte keine spektralen Unterschiede aufweist (s. Abb.47).

Wenn alle Meßdaten zusammen mit den Simulationsergebnissen verglichen werden, liegen die Meßdaten in einem Größenbereich des effektiven Radius zwischen $25\mu\text{m}$ und $195\mu\text{m}$, wenn oberflächen-äquivalente Kugeln angenommen werden (s. Abb.47-oben). In diesem Fall hätten sich die Cirren so entwickelt, daß zuerst die optische Dicke der Wolke von 0.2 auf unterhalb von 0.1 abnahm bei einem relativ konstanten R_{eff} von $25\mu\text{m}$. Die großen Intensitätsunterschiede zwischen 14:15 UTC und 14:50 UTC stammen also nicht aus einer deutlichen Änderung der optischen Dicke, sondern aus dem jeweiligen Wert der Phasenfunktion. In der zweiten Meßperiode nahm R_{eff} bis $195\mu\text{m}$ zu, während die optische Dicke in der gleichen Größenordnung um 0.1 bleibt.

Wenn innerhalb der Simulation von hexagonalen Säulen ausgegangen wird, verschiebt sich der abgeleitete Größenbereich in geringem Maße zu kleineren effektiven Radien (s. Abb.47-unten). Wie schon im Kapitel 6.2 angedeutet, wird der Zusammenhang zwischen L_{1046} und L_{1550} für $R_{eff} > 25\mu\text{m}$ nicht wesentlich von der Wahl einer oberflächen-äquivalenten Kugel oder einer hexagonalen Säule beeinflusst.

Die Angaben über die optische Dicke müssen jedoch, aufgrund der Unsicherheit durch die Kristallform als relativ betrachtet werden. Durch den nicht vollständig berücksichtigten Einfluß der Mehrfachstreuung wird in diesem Fall die optische Dicke im Bereich zwischen 0.1 und 0.2 μm etwa 10% überschätzt.

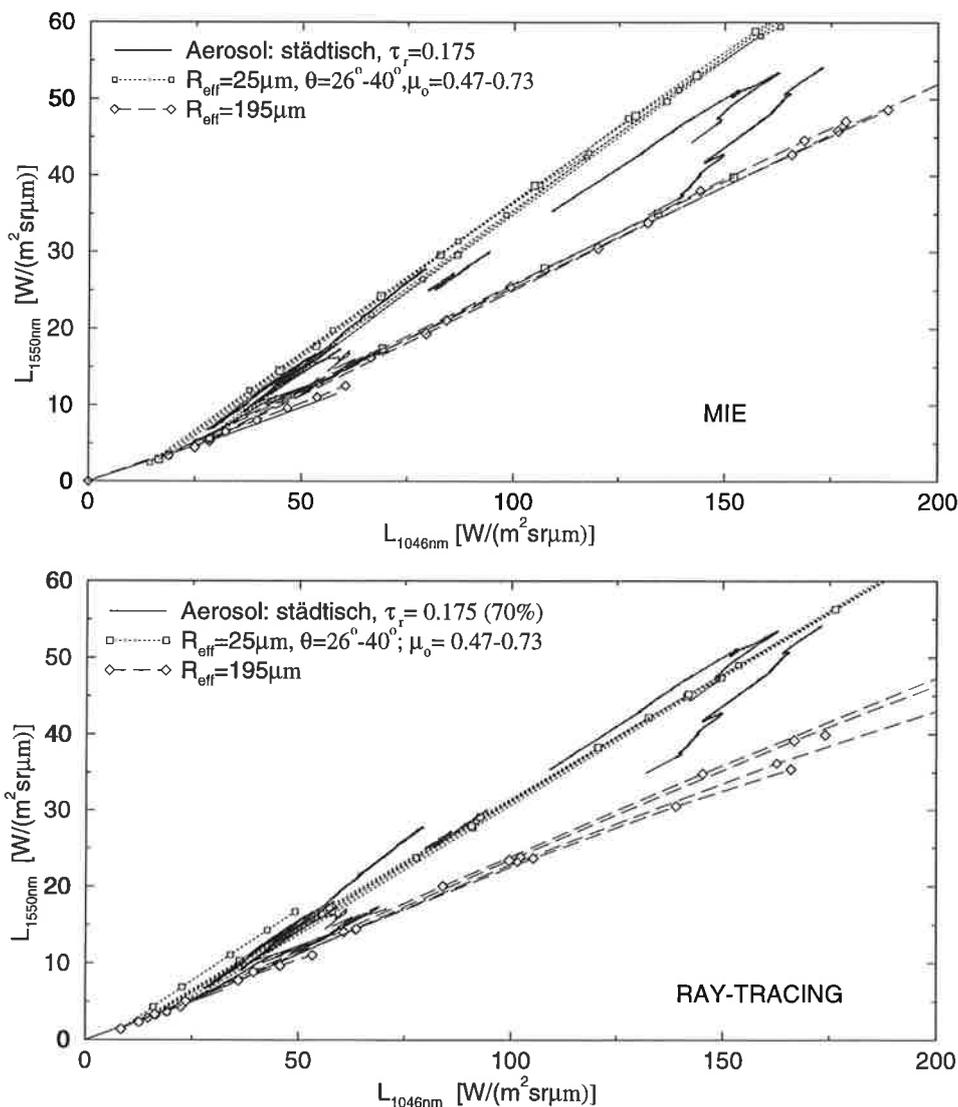


Abbildung 47: Vergleich der Strahldichten bei 1046 nm und 1550 nm für Simulation und Messung. Das obere Bild vergleicht die Messungen mit Rechnungen für oberflächen-äquivalente Kugeln, das untere mit Rechnungen für hexagonale Säulen. Die Größenbereich der benutzten Streuwinkel θ und Sonnenzenitwinkel μ_0 ist angegeben.

Nach den Beobachtungen wurden die Cirren zwischen den zwei Meßperioden faseriger. Wenn dieser Zustand als ein Vorhandensein von Fallstreifen gedeutet wird, müssen die Kristalle in den gemessenen Cirren zwischen den zwei Meßperioden deutlich gewachsen sein, so daß sie anfangen zu fallen. In dem Fall könnte man die Zunahme des effektiven Radius damit erklären.

7.4 Meßfehler OVIDs

Die gemessenen Spektren können nach der Kalibration noch Fehler enthalten, die - wie schon in Kap. 3.4 beschrieben- sowohl durch technische Ungenauigkeiten bei der Durchführung der Kalibrationsmessungen als auch durch verschiedene Rauscheffekte verursacht werden können. Die Fehler werden nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung ermittelt.

Bei den bodengebundenen Messungen ist die Schwankung der Intensität relativ zu den flugzeuggetragenen Messungen gering, so daß der Detektor voll ausgeleuchtet werden kann. Dafür werden längere Belichtungszeiten benötigt, die eine Erhöhung des Hintergrundrauschen zur Folge haben. Der Anteil des Hintergrundrauschen und des Photonenrauschen im Meßsignal ist vernachlässigbar klein ($< 0.2\%$) außerhalb der Absorptionsbanden des Wasserdampfes, wo sehr niedrige Intensitäten gemessen werden (s. Abb.48).

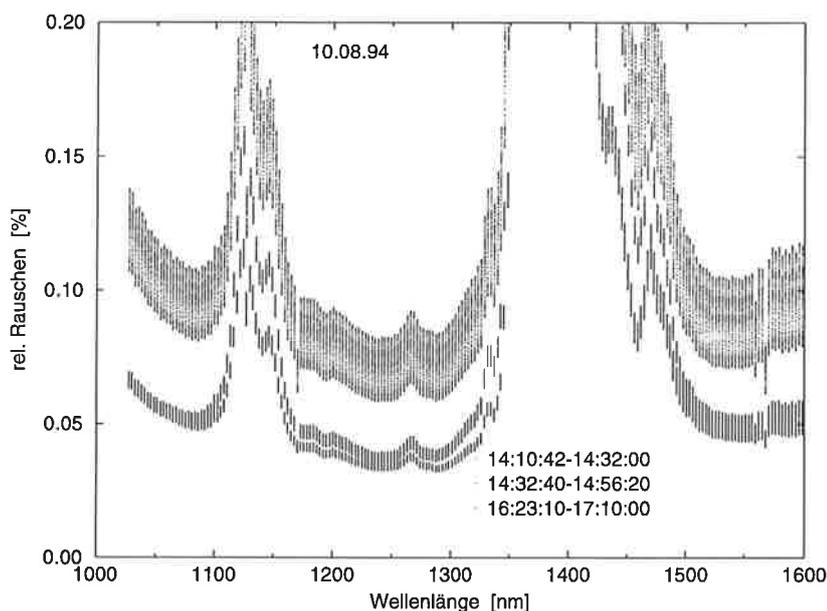


Abbildung 48: *Spektrale Verteilung des relativen Fehlers für den Meßfall 10.08.94 vor der Kalibration des Meßsignals. Die Größenordnung des Fehlers und der spektrale Verlauf kann auf die anderen Meßfälle übertragen werden.*

Für die verschiedenen Meßtage ergibt sich der Meßfehler hauptsächlich aus der Zwischenkalibration der LN3-Lampe mit einem Strahldichtenormal und aus den Kalibrationsmessungen vor und nach der Messung.

Ein Vergleich der Messungen verschiedener anerkannter Eichinstitute relativ zu den Ergebnissen des Strahldichtenormals der DLR-Adlershof (s. Abb.49) zeigen für die Wellenlängen $\lambda = 1050 \text{ nm}$ und $\lambda = 1550 \text{ nm}$, daß die Werte für diese Stützstellen in einem Wertebereich um $\pm 5\%$ streuen. Der Vergleich zwischen verschiedenen Zwischenkalibra-

tionen der LN3, die im Institut durchgeführt wurden, liegen auch in dem Größenbereich. Aufgrund der Streuung der Werte läßt sich eine Aussage über die spektrale Abhängigkeit des Fehlers durch die Zwischenkalibration nicht machen. Der relative Fehler durch die Zwischenkalibration wird dadurch für beide Wellenlängen auf $\pm 5\%$ geschätzt.

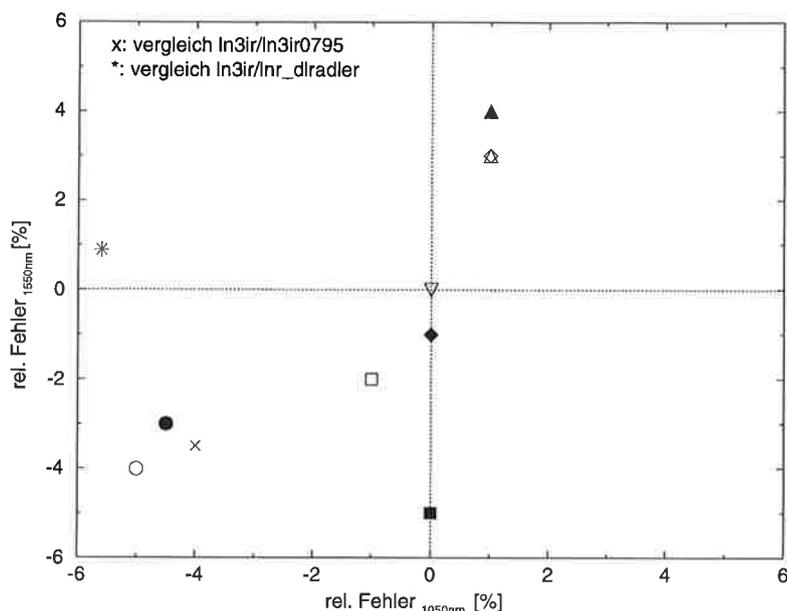


Abbildung 49: Relativer Fehler der Zwischenkalibration. Die geometrischen Zeichen stellen Vergleiche der Eichmessungen verschiedener Eichinstitute relativ zum Strahldichtenormal der DLR-Adlershof dar. Die Symbole * und × beschreiben die relative Abweichung von den im Institut durchgeführten Zwischenkalibrationen seit 1993 mit der Eichlampe LN3.

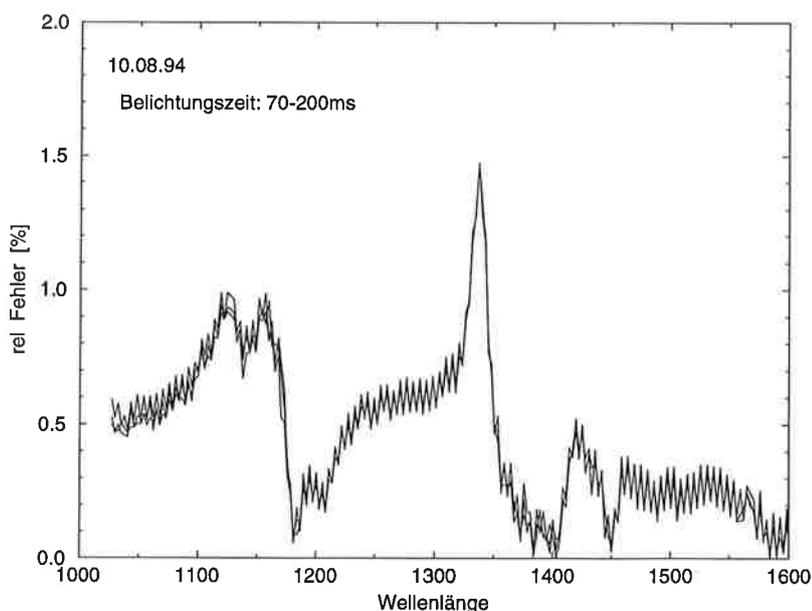


Abbildung 50: Relatives Rauschen aus der Lampenkalibration für den Meßfall 10.08.94 Die Größenordnung und der spektrale Verlauf des Fehlers kann auf die anderen Meßfälle übertragen werden.

Die Kalibration vor und nach der Messung verursacht einen wellenlängenabhängigen Meßfehler. Dieser Fehler bleibt in der Größenordnung und in dem spektralen Verhalten bei den verschiedenen Meßfällen annähernd konstant (s. Abb.50). Für die Kanäle, die dicht bei den Wellenlängen um 1050 nm und um 1550 nm liegen, liegt der relative Fehler unter 1%. Die beobachteten Abweichungen der Strahldichten bei 1550 nm relativ zu der Simulation in den Meßfällen des 17.02.95 (z.B. relativ hohe gemessene Strahldichten für niedrige optische Dicken der Wolke, s.Abb.37) und des 25.02.94 (z.B. relativ niedrige Strahldichten bei den wolkenlosen Spektren) waren deutlich größer als 1% und lassen sich somit allein durch einen Meßfehler nicht erklären.

8 Schlußbetrachtung

Inhalt der vorliegenden Dissertation ist die Fernerkundung von optisch dünnen Eiswolken im nahen Infraroten mit Hilfe eines spektral und räumlich hochauflösenden Spektrometers. Der Einsatz eines Meßgerätes mit hoher spektraler Auflösung besitzt den Vorteil, daß schmale Wellenlängenintervalle ausgesucht werden können, in denen sich keine Absorptionslinien atmosphärischer Gase befinden. Das Ziel dieser Bemühungen ist den effektiven Radius R_{eff} und die optische Dicke τ_{O_i} von optisch dünnen Eiswolken aus bodengebundenen Messungen im Spektralbereich zwischen 1 und $1.6\mu m$ zu bestimmen. Bisherige Untersuchungen hierzu haben sich auf die von Eiswolken nach oben zurückgestreute Strahldichte beschränkt.

Mit Hilfe von Simulationen der abwärtsgerichteten Strahldichte in einer planparallelen Atmosphäre für spektrale Stützstellen innerhalb der atmosphärischen Fenster bei 1046, 1247, 1550 nm und 1634 nm wurde bestätigt, daß der Verlauf der Signale der spektralen Kanäle bei 1046 nm und 1550 nm wesentlich vom effektiven Radius und der optischen Dicke von Eiswolken abhängt.

Aus den Simulationsrechnungen geht hervor, daß Spektren bei Bewölkung für alle effektive Radien $< 600\mu m$ eindeutig von wolkenlosen Spektren getrennt werden können. Aus dem Vergleich zwischen den OVID-Meßdaten von drei unterschiedlichen Meßfällen und den dafür durchgeführten Simulationsrechnungen für 1046 nm und 1550 nm wurde insgesamt ein Bereich von R_{eff} zwischen 1 und $200\mu m$ gefunden.

Durch die Abschätzung von R_{eff} aus den Messungen konnten sowohl eine zeitliche Entwicklung der Mikrophysik von Cirren und Kondenstreifen hin zu größeren effektiven Radien als auch eine Zunahme der Partikelgröße mit der optischen Dicke bei Eiswolken festgestellt werden.

Die Genauigkeit der Abschätzung von R_{eff} wird glücklicherweise nur in geringem Maße von der Inhomogenität in der Wolke, aber stärker durch die Kristallform beeinträchtigt. Die Variabilität der auftretenden Kristallform wurde bei den Simulationen durch rein hexagonale Strukturen (Säulen und Platten) oder durch eine Kugel mit einer zu dem hexagonalen Kristall äquivalenten Oberfläche berücksichtigt. Die Abhängigkeit von diesem Parameter ist minimal in dem hier bei Messungen benutzten Vorwärtsstreubereich zwischen 25° und 50° Streuwinkel, sofern nur hexagonale säulenartige Kristalle oder zur Oberfläche äquivalenten Kugeln betrachtet werden. Für $R_{eff} > 25\mu m$ läßt sich in diesem Fall der effektive Radius von Eiswolken mit Hilfe der optischen Eigenschaften von Eiskugeln abschätzen. Diese Annahme wird durch die Tatsache bekräftigt, daß säulenartige Kristalle in Eiswolken häufiger gemessen werden, als Kristalle mit hexagonalen Platten.

Die gemessenen Strahldichten bei 1550 nm werden durch die Annahme reiner hexa-

gonaler Kristalle für $R_{eff} < 25\mu m$ unterschätzt (Grenzbereich der geometrischen Optik). Solange die vorhandenen technischen Schwierigkeiten bei in-situ Messungen kleiner Teilchen nicht behoben werden und Näheres über ihre Form nicht herausgefunden wird, bleibt in diesem Größenbereich die Annahme einer Kugel die beste Abschätzung für die Simulation.

Die Abschätzung der optischen Dicke τ_{Ci} bedingt die Kenntnis der mittleren Kristallform der gemessenen Wolke und der sich daraus ergebenden Phasenfunktion. Ohne die genaue Kenntnis dieser Größen ist nur eine qualitative Beurteilung der aus den Meßdaten abgeschätzten Ergebnisse möglich.

Innerhalb der Simulation wurden andere Faktoren variiert, die das gemessene Signal in diesen Kanälen auch beeinflussen können. Insbesondere wurden der Einfluß des meist in der Grenzschicht konzentrierten Aerosols auf die Abschätzung von R_{eff} und τ_{Ci} untersucht.

Es wurde gezeigt, daß klimatologisch gemittelte Aerosolprofile (GADS-Datensatz) nicht ausreichen, um gemessene wolkenlose Spektren im nahen Infraroten zu simulieren. Nur durch starke Veränderungen der Konzentrationen der wasserlöslichen bzw. -unlöslichen Aerosolkomponenten konnten die festgestellten Abweichungen zwischen dem gemessenen wolkenlosen Signal und dem simulierten Aerosol erklärt werden. Die Abschätzung der Größen R_{eff} und τ_{Ci} für optisch sehr dünne Eiswolken kann in solchen Fällen durch die Wahl eines Standard Aerosolprofils erschwert werden.

Mit abnehmender optischer Dicke der Wolke verbessert sich die Genauigkeit der Abschätzung der optischen Dicke des Aerosols. Für optische Dicken der Eiswolke bis etwa 0.3 kann die optische Dicke des Aerosols mit einem absoluten Fehler von 0.03 aus den Messungen abgeleitet werden.

Bei weiteren Simulationen zeigte sich, daß die bei den Vergleichen mit Meßwerten vernachlässigte Mehrfachstreuung für den gewählten Bereich der optischen Dicke $\tau_{Ci} \leq 0.8$ vom geringen Einfluß bleibt.

Der nahezu spektralunabhängige Meßfehler OVIDs wird zu 5% durch die Zwischenkalibration der Kalibrierlampe LN3 mit einem Strahldichtenormal und zu < 1% durch die Kalibration des Meßsignals verursacht. Daraus ergibt sich eine Ungenauigkeit, die überwiegend die Abschätzung der optischen Dicke betrifft.

Es liegt die Vermutung nahe, daß die Annahme einer rein hexagonal symmetrischen Kristallform für gemessene Wolken nicht realistisch sein kann, solange die Entstehung und Entwicklung einer Eiswolke nicht extrem homogenen Bedingungen bezüglich der Temperatur und der relativen Feuchte unterliegt. Die Kombination verschiedener Kristallformen innerhalb einer Größenverteilung und in Abhängigkeit von der Kristallgröße könnte hel-

fen, unterschiedliche thermodynamischen Bedingungen in der Wolke zu berücksichtigen. Dafür sollten parallel zu den OVID-Messungen auch regelmäßig LIDAR-Messungen der Wolkenhöhe durchgeführt werden, um die Temperatur in Wolkenhöhe besser einzugrenzen, die zusammen mit der relativen Feuchte Größe und Form der Kristalle bestimmt.

Weiterhin sollten die optischen Eigenschaften von irregulären Kristallen, vielleicht auch von Fraktalen, deren Phasenfunktion außerhalb des Maximums in Vorwärtsrichtung höhere Werte aufweist als hexagonale Kristallformen, in der Simulation mitbetrachtet werden.

Es ist auch erforderlich in-situ Messungen durchzuführen, bei denen die spektral abhängige Phasenfunktion von Eiswolken abgeleitet werden kann. Solche Strahldichtemessungen im kurzwelligen Spektralbereich wurden bisher von Francis (1995) durchgeführt.

Eine Almkantarmessung mit Hilfe des OVID-Spektrometers zur Ableitung der mittleren Phasenfunktion einer optisch dünnen Eiswolke empfiehlt sich nur bei einer sehr homogenen Wolkenschicht. Außerdem sollten gleichzeitig unabhängige Messungen der optischen Dicke der Eiswolke durchgeführt werden.

Wenn die mittlere Kristallform für Eiswolken ermittelt werden kann, sollte die Abschätzung der optischen Dicke für Eiswolken mit Hilfe eines dritten Kanals bei 1247 nm kein Hindernis sein. Simulationsrechnungen mit einem Mehrfachstreumodell werden die Genauigkeit der Abschätzung, aufgrund der Berücksichtigung der Mehrfachstreuung und der Bodenalbedo, verbessern. Gleichzeitig sollte der spektrale Bereich zur Untersuchung von Eiswolken in den kurzwelligen hinein erweitert werden. Da der imaginäre Teil des Brechungsindex von Eis im Sichtbaren bei $0.7\mu\text{m}$ recht kleine Werte und im nahen Infraroten bei $2.2\mu\text{m}$ viel höhere Werte besitzt als im Spektralbereich des nIR-OVID-Spektrometers, sollten sich bei Messung an diesen spektralen Punkten weitere Verbesserungen bei der Ableitung von τ_{Ci} und R_{eff} ergeben.

Da die Aussagen zur Entwicklung von R_{eff} und τ_{Ci} hier aus nur drei Meßfällen stammen, sollten weitere am besten regelmäßige, bodengebundene Messungen mit OVID durchgeführt werden. Sie könnten zeigen, daß der effektive Radius von Kondensstreifen im Mittel kleiner ist als in natürlichen Cirren.

Zur Validierung der Ergebnisse sind weiterhin in-situ Messungen, sowohl in Cirren als auch in älteren langlebigen Kondensstreifen, erforderlich.

Es ist empfehlenswert, die Ergebnisse aus der Fernerkundung von optisch dünnen Eiswolken im nahen Infraroten mit anderen Methoden zu vergleichen, wie z.B. mit den öfters benutzten Kanälen 4 und 5 des AVHRR auf den polarumlaufenden NOAA-Satelliten im atmosphärischen Fenster zwischen 8 und $13\mu\text{m}$. Es muß dabei beachtet werden, daß die satellitengebundene Erfassung von Wolken nur eine Momentaufnahme mit eingeschränkter

räumlicher Auflösung darstellt. Für einen erfolgreichen Vergleich der beiden Methoden für optisch dünne Eiswolken sollten die untersuchten Wolken in beiden Datensätzen zeitlich und räumlich nahezu übereinstimmen. Das war für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen leider nicht möglich.

Danksagung

Herr Prof. Dr. Graßl und Dr. S. Bakan ermöglichten diese Arbeit. Ich danke Ihnen dafür und für die intensive Begleitung der Arbeit und die wertvollen Anregungen, die konstruktive Kritik und, nicht zu vergessen, die damit verbundenen Motivationsschübe, die für den Fortgang der Arbeit sehr hilfreich waren.

Dr. I. Schult stellte mir freundlicherweise den GADS-Datensatz mit den optischen Eigenschaften von Aerosolen zur Verfügung.

Dr. A. Macke hat mir freundlicherweise sein Ray-Tracing Modell zur Berechnung von Streufunktionen zur Verfügung gestellt.

Dr. B. Bartsch danke ich besonders für ihren Optimismus, die sehr fruchtbaren Diskussionen und für ihre wichtige Mitwirkung bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen.

Dr. H.-D. Hollweg führte Vergleichsrechnungen mit StrahlungstransportROUTINEN für mich durch. Ich danke ihm außerdem für seine Geduld und stete Gesprächsbereitschaft.

Meinen Mitarbeitern danke ich schließlich für ihre freundliche Unterstützung in allen technischen Problemen, die innerhalb dieser Arbeit entstanden. Besonders bei Dr. G. Kruspe und bei C. Costanzo bedanke ich mich, dafür daß sie mich vor allem in den letzten besonders harten Monaten bei Laune hielten.

Literatur

- Ackermann, SA.; Smith, WL.; Spinhirne, JD.; Revercomb, HE.
The 27-28 October 1986 FIRE Cirrus case study: Spectral properties of cirrus clouds in the 8 – 12 μ m window. *Mon. Wea. Rev.* 118, 2377-2388, 1990
- Air Weather Service
Forecasting aircraft condensation trails. Air Weather Service (MAC). AWS/TR-81/001, 1981
- Albers, F.; Quante, M.; Raschke, E.
Aircraft measurements in high-altitude contrails during ICE 1989. 7th Conf. on Atmospheric Radiation, Juli 23-27 1990, S. Francisco, USA, 1990
- Appleman, H.
The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bull. Amer. Met. Soc.* 34, 14-20, 1953
- Auer, A.; Veal, D.
The dimensions of ice crystals in natural clouds. *J. Atm. Sci.* 27, 919, 1970
- Bakan, S.; Betancor, M.; Gayler, V.; Graßl, H.
Contrail frequency over Europe from NOAA-satellite images. *Ann. Geophysicae* 12, 962-968, 1994
- Bartsch, B.
Fernerkundung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre über Land. Diss. Univ. Hamburg, 1996
- Berk, A.; Bernstein, LS.; Robertson, DC.
MODTRAN: A moderate solution model for LOWTRAN-7. Report GL-TR-89-0122. Geoph. Lab. Air Force Systems Command, Hanscom AFB, USA, 1989
- Betancor, M.
Einfluß von Kondensstreifen auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre. Dipl. Univ. Hamburg, 1991.
- Betancor, M.; Graßl, H.
Satellite remote sensing of the optical depth and mean crystal size of thin cirrus and contrails. *Theor. Appl. Climatol.*, 48, 101-113, 1993
- Bösenberg, J.; Ansmann, A.; Elouragini, S.; Flamant, P.H.; Klapheck, K.H.; Linné, H.; Loth, C.; Menenger, L.; Michaelis, W.; Moerl, P.; Pelon, J.; Renger, W.; Riebesell, M.; Senff, C.; Thro, P.-Y.; Wandinger, U.; Weitkamp, C.
Measurements with lidar systems during the international cirrus experiment 1989. MPI-Report 60, 1990
- Bowkes, DE.; Davis, RE.; Myrick, DL.; Stacy, K.; Jones, WT.
Spectral reflectances of natural targets for use in remote sensing studies. NASA Reference publication 1139, 1985

Curran, R.; Wu, ML.

Skylab near-infrared observations of clouds indicating supercooled water droplets. *J. Atm. Sci.* 39, 635-647, 1982

d'Almeida, G.; Koepke, P.; Shettle, E.

Atmospheric aerosols. Global climatology and radiative characteristics. A. Deepak Publishing, 1991

Davies, R.

The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds. *J. Atm. Sci.* 35, 1712-1724, 1978

De Grand, J.; Carleton, A.; Lamb, P.

A mid-season climatology of jet condensation trails from high resolution satellite data. 7th Conf. on Atmospheric Radiation 23-27 Juli 1990, S. Francisco, USA, 1990

Deirmendjian,

Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. American Elsevier publishing company, New York, 1969

Dowling, D.R.; Radke, L.F.

A summary of the physical properties of cirrus clouds. *J. Appl. Met.* 29, 970-978, 1990

Evans, K.F.; Stephens, G.L.

Microwave radiative transfer through cirrus clouds composed of realistically shaped ice crystals. Part II: Remote sensing of ice clouds. *J. Atm. Sci.* 52, 2058-2072, 1995

Foot, S.

Some observations of the optical properties of clouds II: Cirrus. *Q.J.R. Met. Soc.* 114, 145-164, 1988

Francis, P.N.

Some aircraft observations of the scattering properties of ice crystals. *J. Atm. Sci.* 52, 1142-1154, 1995

Gayet, J.-F.; Febvre, G.; Brogniez, G.; Chepfer, H.; Renger, W.; Wendling, P.

Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: cloud field study on 13 october 1989. DLR-Report 37, 1995

Grund, C.J.; Eloranta, E.W.

The 27-28 October 1986 FIRE IFO Cirrus case study: cloud optical properties determined by high spectral resolution lidar. *Mon. Wea. Rev.* 118, 2344-2355, 1990

Grund, C.J.; Ackerman, S.A.; Eloranta, E.W.; Knutsen, R.O.; Revercomb, H.E.; Smith, W.L.; Wylie, D.P.

Cirrus cloud characteristics derived from volume imaging lidar, high spectral resolution lidar, HIS Radiometer and satellite. 7th Conf. on Atmospheric Radiation, Amer. met. Soc., S. Francisco, USA, 1990

- Hallet, J. Measurements of size, concentrations and structure of atmospheric particulates by the airborne continuous replicator. Final Report to the AFGL, cloud particle replicator for use on a pressurized aircraft, 92pp, contract no. AFGL-TR-76-0149, 1976
- Hammer, PD.; Valero, F.; Kinne, S.
The 27-28 October 1986 FIRE Cirrus case study: Retrieval of cloud particle sizes and optical depths from comparative analyses of aircraft and satellite-based infrared measurements. *Mon. Wea. Rev.* 119, 1673-1692, 1991
- Hansen, J.; Pollack, J.
Near-infrared light scattering by terrestrial clouds. *J. Atm. Sci.* 27: 265-281, 1970
- Heymsfield, AJ; Knollenberg, RG.
Properties of cirrus generating cells. *J. Atmos. Sci.* 29, 1358-1366, 1972
- Heymsfield, AJ.
Ice crystal terminal velocities. *J. Atmos. Sci.* 29, 1348-1356, 1972
- Heymsfield, AJ.
Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part I: Aircraft observations of the growth of the ice phase. *J. Atmos. Sci.* 32, 798-808, 1975
- Heymsfield, AJ.; Platt, CMR.
A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. *J. Atmos. Sci.* 41, 846-855, 1984
- Heymsfield, AJ.
Ice particle evolution in the anvil of a severe thunderstorm during CCOPE *J. Atm. Sci.* 43, 2643-2478, 1986
- Heymsfield, AJ., Sabin RM.
Cirrus crystal nucleation by homogeneous freezing of solution droplets. *J. Atm. Sci.* 46, 2252-2264, 1989
- Heymsfield, AJ.; Miller, KM.; Spirnhirne, JD.
The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: cloud microstructure. *Mon. WEa. Rev.* 118, 2313-2328, 1990
- Heymsfield, AJ.; Milosevich, LM.; Slingo, A.; Sassen, K.; Starr, D.
An observational and theoretical study of highly supercooled altocumulus. *J. Atmos. Sci.* 48, 923-945, 1991
- Heymsfield, AJ.; Milosevich, LM.
Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds. *J. Atmos. Sci.* 50, 2335-2353, 1993
- Heymsfield, AJ.
Microphysical structures of stratiform and cirrus clouds. In: *Aerosol-cloud-climate interactions*. Ed. P.V. Hobbs. Ac. Press, Inc. s.97-121, 1993

Hobbs, PV.

Ice physics. Clarendon Press, Oxford, 1974

Hobbs, PV.; Radke, LF.; Atkinson, DG.

Airborne measurements and observations in cirrus clouds. AFCRL-TR-75-0249, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, 117 pp.

Hobbs, PV.; Rangno, AL.

Ice particle concentrations in ice clouds. J. Atmos. Sci. 42, 2523-2549, 1985

Intrieri, JM.; Stephens, GL.; Eberhard, WL.; Uttal, T.

A method for determining cirrus particle sizes using lidar and radar backscatter technique. J. Appl. Meteor. 32 1074-1082, 1993

Irvine, WM; Pollack, JB.

Infrared optical properties of water and ice spheres. Icarus 8, 324-360, 1968

King, M.

Determination of the scaled optical thickness of clouds from reflected solar radiation measurements. J. Atm. Sci. 44, 1734-1751, 1987

Kinne, S.

Einfluß von Eiswolken auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre, Dipl. Univ. Hamburg, 1984

Kinne, S.; Liou, K.N.

The effects of cirrus composition on atmospheric radiation budgets. Ann. Meteor. 25 Int. cloud physics Conf. II, Bad Homburg v.d.H. 15-20, 1988

Kinne, S.; Liou, K.N.

The effects of non-sphericity and size distribution of ice crystals on the radiative properties of cirrus clouds. Atm. Res. 24, 273-284, 1989

Kinne, S.; Ackerman, T.; Miller, K.; Heymsfield, A.

Radiative transfer in cirrus clouds from airborne flux and microphysical measurements during FIRE 86. 7th Conf. on Atmospheric Radiation. 23-27 Juli 1990, S. Francisco, USA, 1990

Kinne, S.;

Cirrus microphysics and radiative transfer: cloud field study on 28th October 1986. Mon. Wea. Rev. 120, 661, 1992

Knollenberg, R.G.

Measurements of the growth of the ice budget in a persisting contrail. J. Atmos. Sci. 29, 1367-1374, 1972

Knollenberg, R.G.

Cirrus-contrail cloud spectra studies with the Sabreliner. Atmospheric Technology 1, 52-55, 1973

Koepke, P.; Hess, M.; Schult, I.

Global aerosol data set. IUGG XXI General Assembly, Boulder, USA, Juli 2-14

1995

Kosarev, A.L.; Nevzorov, A.N.; Shugaev, F.V.

On the microstructure and ice water content of high clouds. Proc. of the 9th Int. Cloud physics Conf. 7.3.1986, Tallin, USSR, 1986

Krupp, Ch.

Mittels holographischer Verfahren verbesserte mikrophysikalische Messungen während des ICE, 1992 GKSS

Lelieveld, J.; Crutzen, P.J.; Graßl, H.; Heintzenberg, J.; Jaenicke, R.; Kaufman, Y.J.; Kiehl, J.T.; Penner, J.E.; Rodhe, H.; Schult, I.; Tegen, I.

Group report: Magnitudes and geographical variations and uncertainties of tropospheric and stratospheric aerosols and their forcing. Aerosol forcing and climate, 1995. Ed. R.J. Charlson and J. Heintzenberg John Wiley & Sons Ltd.

Liou, K.-N.

Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: a global perspective. Mon. Wea. Rev. 114, 1167-1198, 1986

Liou, K.N.

Radiation and cloud processes in the atmosphere. Theory, observation and modeling. Oxford University press. pp. 487., 1992

Liou, K.N.; Takano, Y.

Light scattering by non-spherical particles. Remote sensing and climatic implications. Atm. Res. 31, 271-298, 1994

Macke, A.

Modellierung der optischen Eigenschaften von Cirruswolken. Diss. Univ. Hamburg. GKSS 94/E/64, 1994

Magono, C.; Lee, C.W.

Meteorological classification of natural snow crystals. J. Fac. Sci. Hokaido Univ. 2, Ser. VII, 321-335, 1966

Matrosov, S.Y.; Orr, B.W.; Kropfli, R.A.; Snider, J.B.

Retrieval of vertical profiles of cirrus cloud microphysical parameters from doppler radar and infrared radiometer measurements. J. Appl. Meteor. 33, 617-626, 1994

Minnis, P.; Young, D.F.; Sassen, K.; Alvarez, J.M.; Grund, C.J.

The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: cirrus parameter relationships derived from satellite and lidar data. Mon. Wea. Rev. 118 2402-2388, 1990

Mitchell, D.L.; Arnott, W.P.

A model predicting the evolution of ice particle size spectra and radiative properties of cirrus clouds: Part II. Dependence of absorption and extinction on ice crystal morphology. J. Atm. Sci. 51, 817-832, 1994

Nakajima, T.; King, M.D.

Determination of the optical thickness and effective radius of clouds from reflected

- solar radiation measurements. Part I. *J. Atm. Sci.* 47, 1878-1893, 1990
- Nüßer, H-G.; Schmitt, A.
The global distribution of air traffic at high altitudes, related fuel consumptions and trends. *Air traffic and the environment*. Ed. U Schumann, *Lect. Notes Eng.* 60, 1-11, Springer, 1990
- Paltridge, G.W.; Platt, CMR.
Aircraft measurements of solar and infrared radiation and the microphysics of cirrus clouds. *Quart. J. R. Met. Soc.* 107, 367-380, 1981
- Parol, F.J.; Buriez, C.; Brogniez, G.; Fouquart, Y.
On the determination of properties of semitransparent cirrus clouds using channels 4 and 5 of the advanced very high resolution radiometer. *Proc. Int. Radiation Symposium: Current problems in atmospheric radiation*. Lille, Frankreich, Aug. 18-24, Deepak, p. 203, 1989
- Platt, CMR.; Dille, AC.
Remote sounding of high clouds. Part II: Emissivity of cirrostratus. *J. Appl. Meteor.* 18, 1144-1150, 1979
- Platt, CMR.; Scott, J.C.; Dille, A.C.
Remote sounding of high clouds. Part IV: optical properties of mid-latitude and tropical cirrus. *J. Atmos. Sci.* 44, 729-747, 1987
- Platt, CMR.; Spinhirne, J.D.
Optical and microphysical properties of a cold cirrus cloud: evidence for regions of small ice particles. *J.G.R.* 94, 11151-11164, 1989
- Prabhakara, C.; Fraser, RS.; Dalu, G.; Wu, MC.; Curran, RJ.
Thin cirrus clouds: Seasonal distribution over oceans deduced from NIMBUS-4 IRIS. *J. Appl. Meteor.* 27, 379-399, 1988
- Pruppacher, H.R.; Klett, J.D.
Microphysics of clouds and precipitation. D. Reidel publishing company, pp. 714, 1978
- Quante, M.; Raschke, E.; Albers, F.; Gratzki, A.; Scheidgen, P.; Zhang, Y.
The international cirrus experiment (ICE)-Results from the pilot experiment 1987. *7th Conf. on Atm. Radiation*, Juli 23-27, 1990, San Francisco, USA, 1990
- Reichow, H-P.
Fuel consumptions and emissions of air traffic. *Air traffic and the environment*. Ed. U Schumann, *Lect. Notes Eng.* 60, 12-22, Springer, 1990
- Rockwitz, K.-D.
Scattering properties of horizontally oriented ice crystal columns in cirrus clouds. *Appl. Opt.*, 28, 4103-4110, 1989
- Rothmann, LS.; Gamache, RR.; Goldman, A; Brown, LS.; Toth, RA.; Pickett, HM.; Poynter, RL.; Flaud, JM.; Camy-Peyret, C.; Barbe, A.; Rinsland, CP.; Smith, M.

- The HITRAN database: 1986 edition. *Appl. Opt.* 26, 4058-4097, 1987
- Sassen, K.; Dodd, G.C.
Homogeneous nucleation rate for highly supercooled cirrus cloud droplets. *J. Atmos. Sci.* 45, 1357-1369, 1988
- Sassen, K.; Starr, D.; Uttal, T.
Mesoscale and microscale structure of cirrus clouds: three case studies. *J. Atmos. Sci.* 46, 771-396, 1989
- Sassen, K.; Grund, C.J.; Spirnhirne, J.D.; Hardesty, M.H.; Alvarez, J.M.
The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: a five lidar overview of cloud structure and evolution *Mon. Wea. Rev.* 118 2288-2311, 1990
- Schüller, L.
Der Einfluß des atmosphärischen Wasserdampfes auf die rückgestreute Strahlung im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich. *Dipl. Univ. Berlin*, 1995
- Schumann, U.; Ström, J.; Busen, R.; Baumann, R.; Gierens, K.; Kraustrunk, M.; Schröder, F.P.; Stingl, J.
In situ observations of particles in jet aircraft exhausts and contrails for different sulfur containing fuels. *DLR-Report No. 35*, 1995
- Shettle, E.; Fenn,
Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties, 1979
- Spirnhirne, J.D.; Hart, W.D.
Cirrus structure and radiative parameters from airborne lidar and spectral radiometer observations: The 27-28 October 1986 FIRE study. *Mon. Wea. Rev.* 118, 2329-2343, 1990
- Stackhouse, P.W.; Stephens, G.L.
A, theoretical and observational study of the radiance properties of cirrus: results from FIRE 1986. *J. Atm. Sci.* 48, 2044-2059, 1991
- Stamnes, K.; Tsay, S.-C.; Wiscombe, W.; Jayaweera, K.
Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.* 27, 2502-2509, 1988
- Starr, D.C.; Cox, S.K. Cirrus clouds. Part I: A cirrus cloud model. *J. Atm. Sci.* 42, 2663-2694, 1985
- Stephens, G.L.; Webster, P.J.
Clouds and climate: Sensitivity of simple systems. *J. Atm. Sci.* 38, 235-247, 1981
- Stephens, G.; Tsay, S.; Stackhouse, P.; Flatau, P.
The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback. *J. Atm. Sci.* 47, 1742, 1990
- Strauss, B.
Über den Einfluß natürlicher und anthropogener Eiswolken auf das regionale Klima

- mit besonderer Berücksichtigung des mikrophysikalischen Einflusses. Diss. Univ. München, DLR-Forschungsbericht 94-23, 1994
- Ström, J.; Heintzenberg, K.J.; Noone, K.J.; Noone, K.B.; Ogren, J.A.; Albers, F.; Quante, M.
Small crystals in cirriform clouds; a case study of residue size distribution, cloud water content and related cloud properties. *Atm. Res.* 32, 125-141, 1994
- Takano, Y.; Liou, K.-N.
Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I: Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals. *J. Atm. Sci.* 46, 3-19, 1989
- Twomey, S.; Seton, K.
Inferences of gross microphysical properties of clouds from spectral reflectance measurements. *J. Atm. Sci.* 37, 1065-1069, 1980
- Twomey, S.; Cocks, T.
Spectral reflectance of clouds in the near-infrared: Comparisons of measurements and calculations. *J. Met. Soc. Japan* 60: 583-592, 1982
- Twomey, S.; Cocks, T.
Remote sensing of cloud parameters from spestral reflectance in the near-infrared. *Beitr. Phys. Atm.* 62, 172-179, 1989
- Volkowitsky, O.A.; Pavlova, L.N.; Petrushin, A.G.
Scattering of light by ice crystals. *Atmos. Ocean. Phys.* 16, 90-102, 1980
- Warren, S.G.; Hahn, C.J.; London, J.; Chervin, R.M.; Jenne, R.
NCAR Tech. Note TN-317 STR, 212pp, 1988
- Warren, S.G.
Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Appl. Opt.* 23, 1206-1225, 1984
- Weickmann,
Die Eisphase in der Atmosphäre. Rept. and Trans. 716 (Volkenrode), Ministry of Supply, London, 154pp, 1947
- Wielicki et.al
The 27/28 october 1986 FIRE IFO cirrus case study: Comparison of radiative transfer theory with observations by satellite and aircraft. *Mon. Wea. Rev.* 118, 2356- , 1990
- Wu, M.L.
Quality of remote sensing measurements of cloud physical parameters in the Cooperative Convective Precipitation Experiment. *J.G.R.* 90, 10551-10562, 1985

Anhang

Die im Anhang enthaltenen Wetterkarten sollen zur Veranschaulichung der Wetterlage für die beschriebenen Meßfälle dienen.

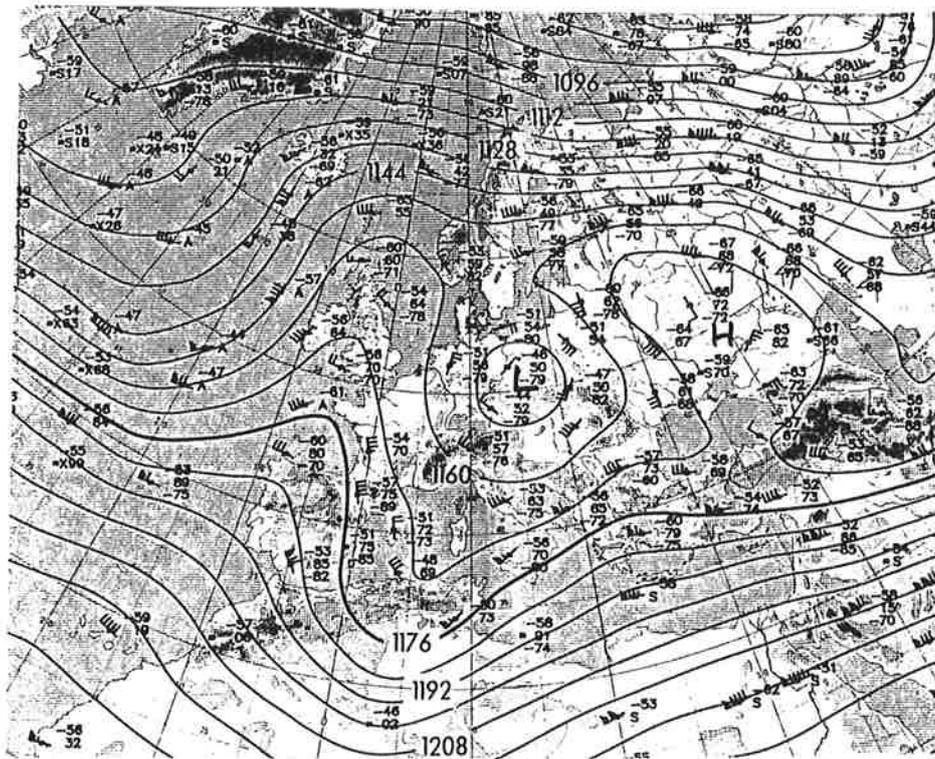
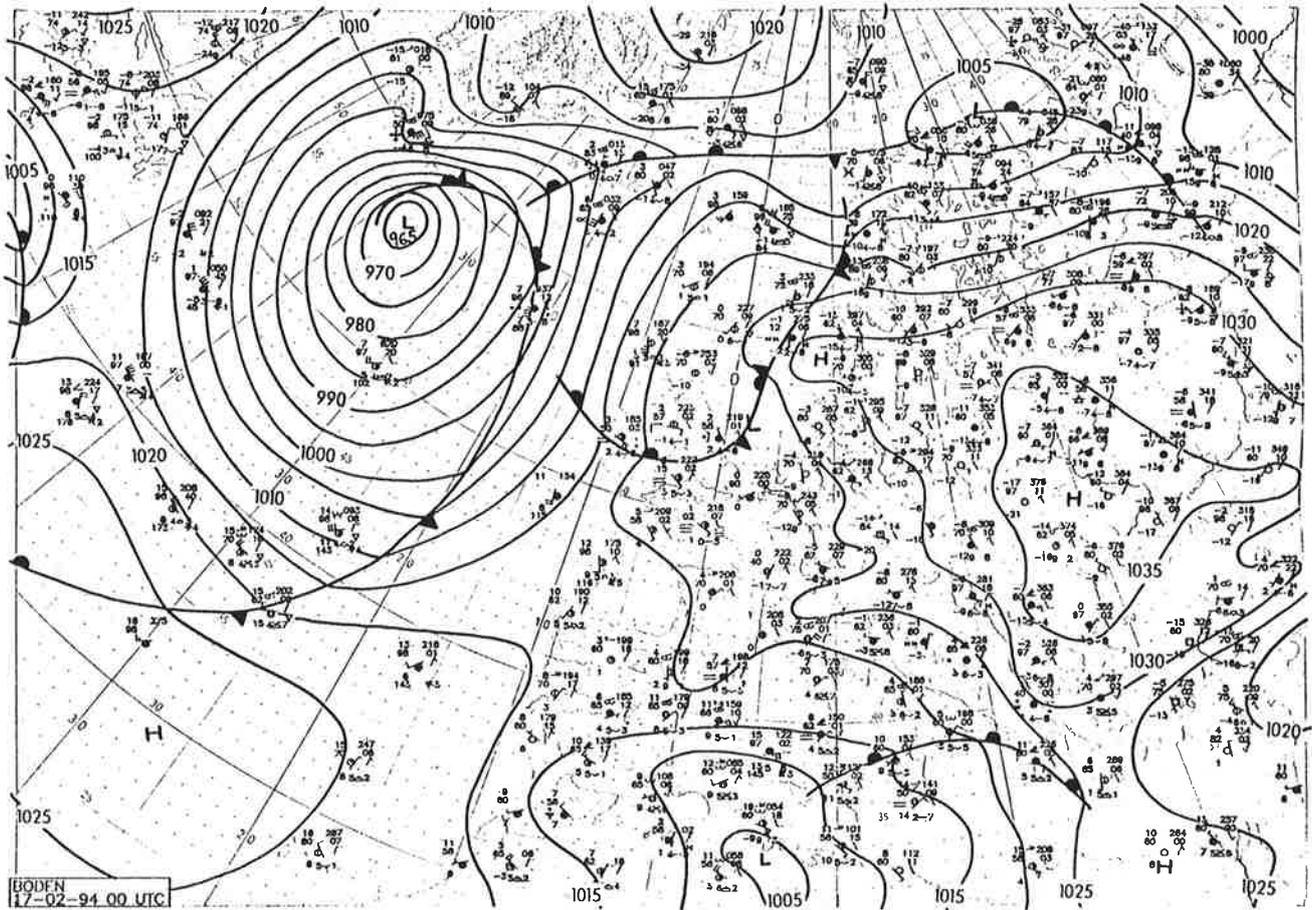


Abbildung 51: Bodendruckkarte bzw. Höhe der 200 hPa-Fläche in Dekametern für den 17.02.1994 (00:00 UTC)

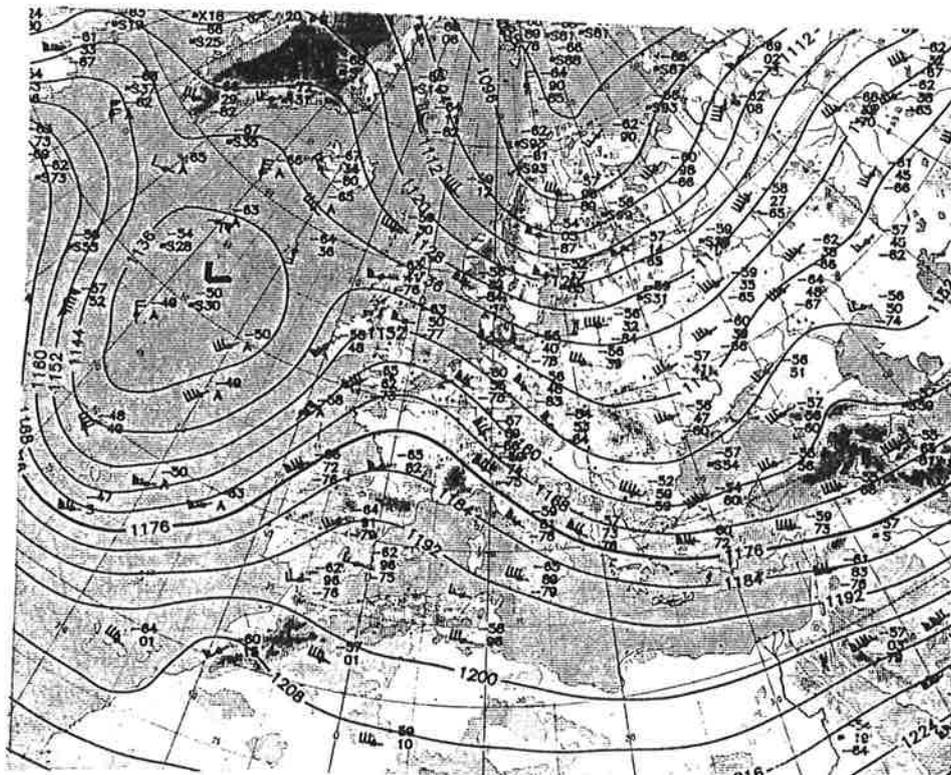
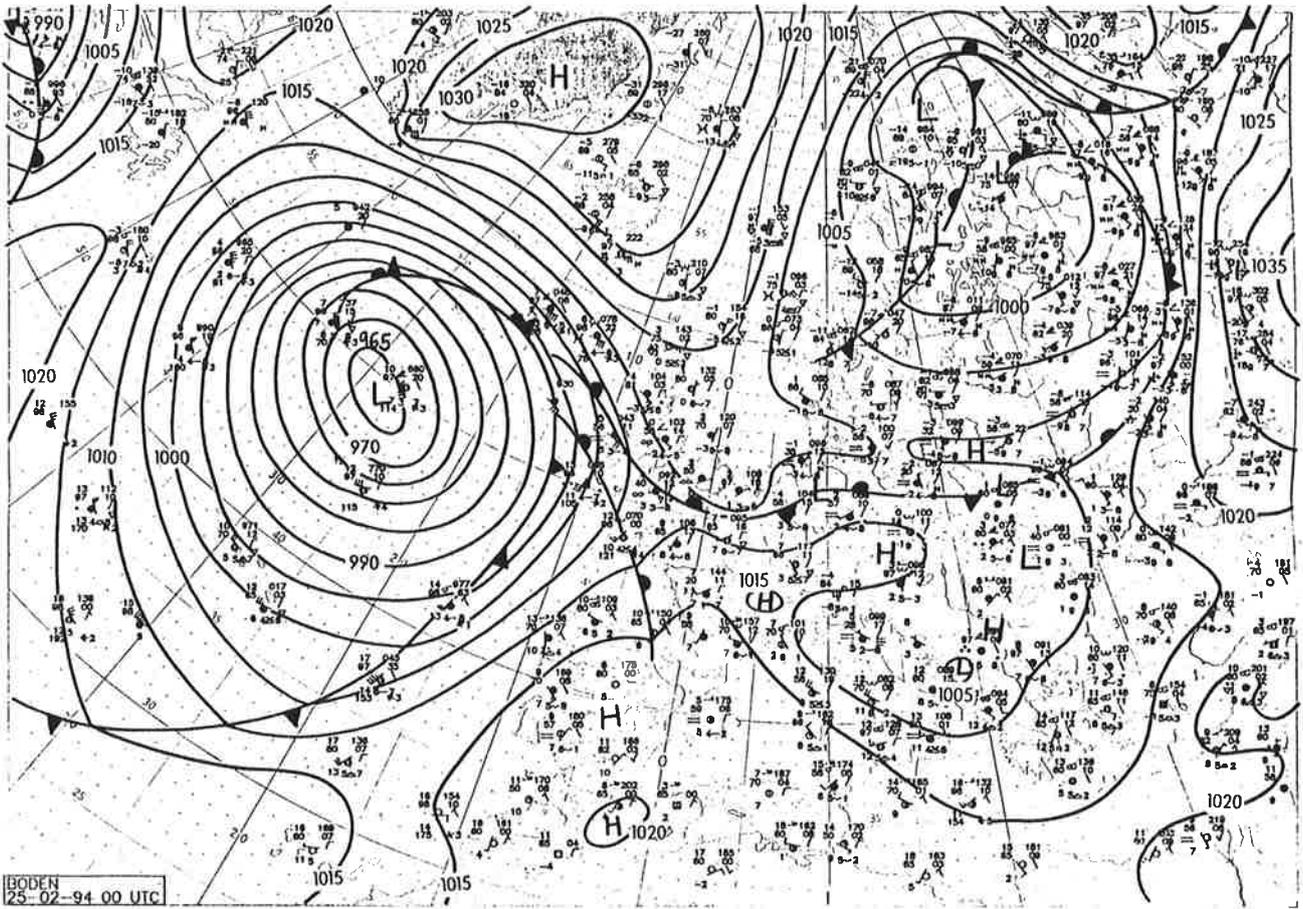


Abbildung 52: Bodendruckkarte bzw. Höhe der 200 hPa-Fläche in Dekametern für den 25.02.1994 (00:00 UTC)

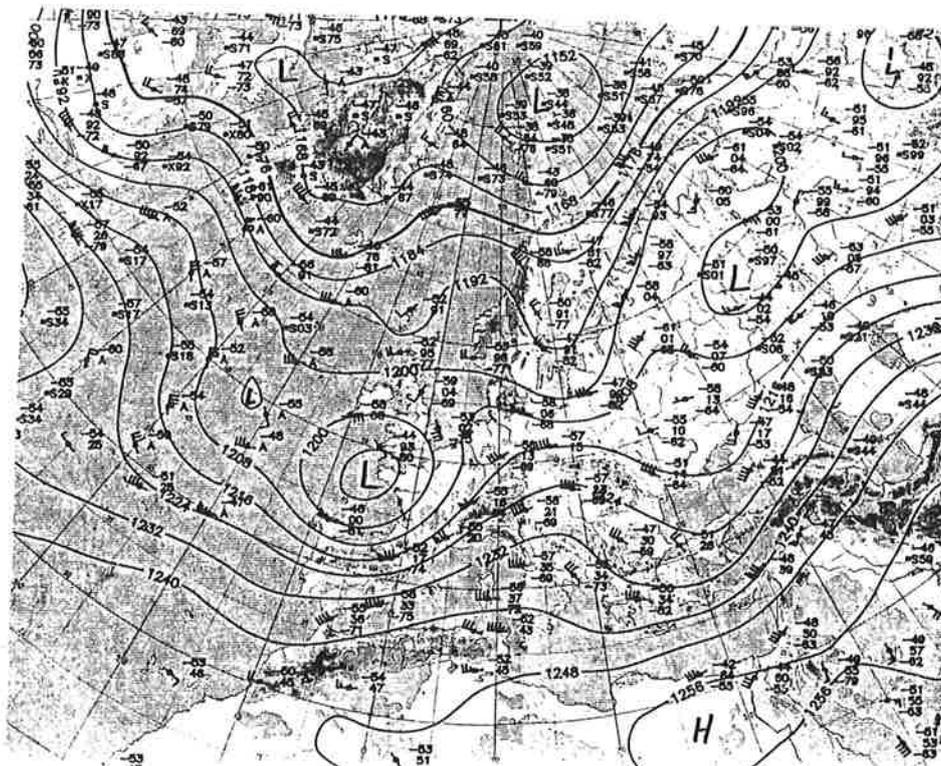
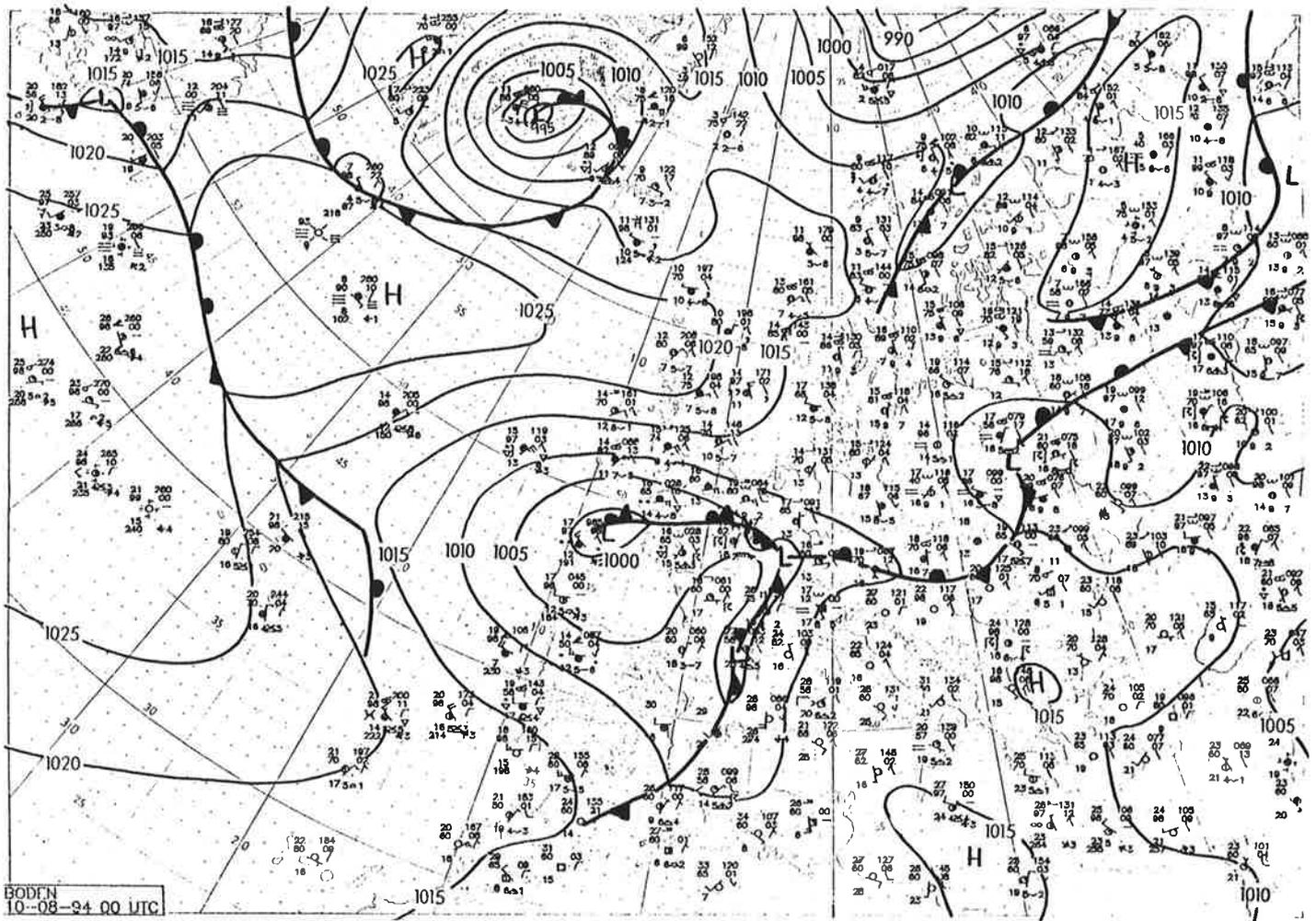


Abbildung 53: Bodendruckkarte bzw. Höhe der 200 hPa-Fläche in Dekametern für den 10.08.1994 (00:00 UTC)