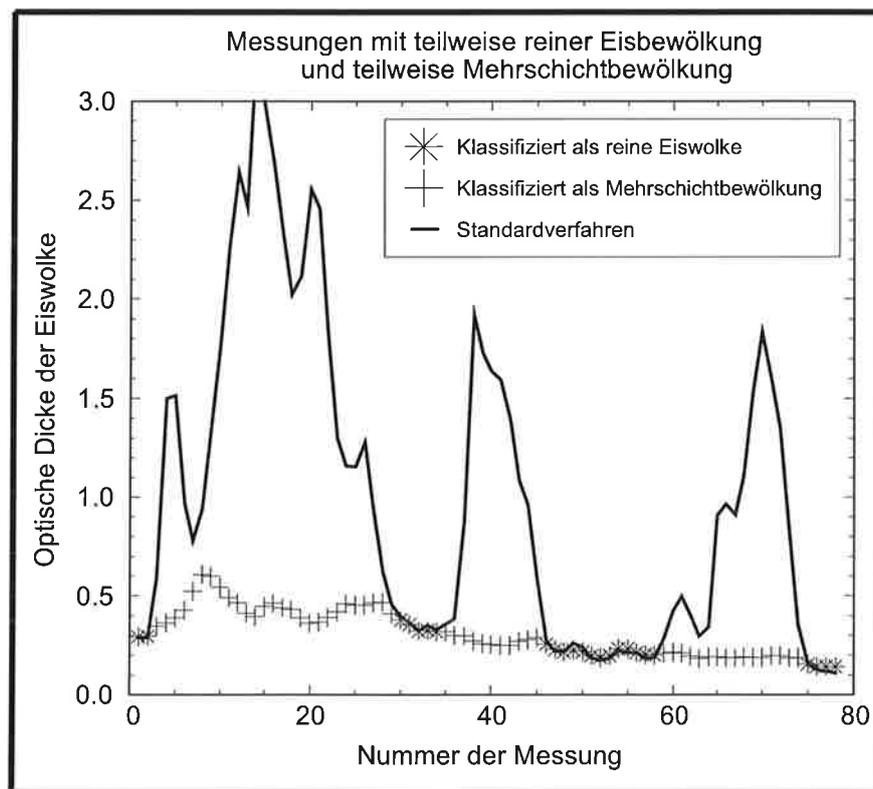




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 75



FERNERKUNDUNG VON EIS- UND MEHRSCICHTBEWÖLKUNG ÜBER MEERESUNTERGRUND AUS MESSUNGEN RÜCKGESTREUTER SOLARSTRAHLUNG

von
Claudio Costanzo

HAMBURG, Juli 2000

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Autor:

Claudio Costanzo

Max-Planck-Institut
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D - 20146 HAMBURG
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



ISSN 0938-5177

**Fernerkundung von Eis- und Mehrschichtbewölkung
über Meeresuntergrund
aus Messungen rückgestreuter Solarstrahlung**

Dissertation

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

vorgelegt von

Claudio Costanzo

aus Hamburg

Hamburg 2000

**Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg**

auf Grund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. Hartmut Graßl

und Herrn Dr. Stephan Bakan

Hamburg, den 23. Juni 2000

Prof. Dr. U. Bismayer
Dekan des Fachbereichs Geowissenschaften

Fernerkundung von Eis- und Mehrschichtbewölkung über Meeresuntergrund aus Messungen rückgestreuter Solarstrahlung

Kurzzusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren für Meeresgebiete entwickelt, um mit Hilfe von Flugzeugmessungen, aus rückgestreuter Sonnenstrahlung Eiswolken bereits ab optischen Dicken von 0,05 zu erkennen und mit einer Genauigkeit von besser als 10% ihre optische Dicke zu bestimmen. Dabei wird sowohl der Einfluß variierender Aerosolgehalte als auch die Möglichkeit tiefliegender Wasserbewölkung berücksichtigt. Die erkannte Eisbewölkung kann allein mit Hilfe der spektralen Information klassifiziert werden in reine Eisbewölkung und Eisbewölkung bei gleichzeitiger Untergrundbewölkung. Für den ersten Fall erhält man als zusätzliche Ausgabeinformation den abgeleiteten Effektivradius. Dieser weist zwar für optische Dicken kleiner 0,5 hohe Fehler auf, diese reduzieren sich jedoch für optische Dicken ab 1,0 auf kleiner 10%.

Bei der Verwendung des Verfahrens muß eine Annahme über die Kristallform getroffen oder zumindest der Asymmetrieparameter festgelegt werden. Diese Information kann jedoch nicht aus spektralen Messungen erhalten werden. Entweder besteht die Möglichkeit, mit Hilfe von Mehrwinkelbeobachtungen eine Abschätzung der mittleren strahlungseffektiven Kristallform vorzunehmen. Oder man verwendet die Annahme eines verzerrten Polykristalls, wie es in verschiedenen Studien bereits vorgeschlagen wurde und das am besten die in dieser Arbeit untersuchten Meßdaten von EUCEREX 94 repräsentiert.

Die verwendeten Spektralkanäle sind auf gegenwärtigen Satellitensystemen verfügbar oder durch entsprechende Spektralkanäle ersetzbar. Insofern besteht die Möglichkeit, das vorgeschlagene Verfahren für Satellitenanwendungen zu verallgemeinern.

Remote sensing of ice and multi layer clouds above ocean from measurements of backscattered solar radiation

Abstract

A procedure for ocean areas has been developed to detect ice clouds with optical depths of at least 0,05 from backscattered solar radiation. In addition, the procedure is able to estimate the optical depth of the ice cloud with relative errors smaller than 10%. These results stay valid for the general case with varying aerosol contents and/or multiple cloud layer conditions. That means, that measurements of the spectral upward radiation in the solar region allow to separate pure ice clouds from ice clouds above water clouds. For cases of pure ice clouds a simultaneous estimation of an effective radius is possible. Certainly, this estimation shows large errors for optical depths smaller than 0,5 but errors reduce to smaller than 10% for optical depths of at least 1,0.

To apply this method, an assumption has to be made about the mean effective crystal shape, or at least about the asymmetry parameter. This information can not be determined from spectral measurements. Either instruments with multiangle capabilities allow an estimation or a distorted polycrystal should be assumed. Different published studies as well as the results of the analyzed measurements confirm this assumption.

All investigated spectral channels are available on present satellite systems or at least replaceable with similar channels. From that point of view there seems to be the capability to generalize the introduced procedures for satellite applications.

Inhaltsverzeichnis

	Abbildungsverzeichnis	VII
	Tabellenverzeichnis	IX
1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Auswahl der untersuchten Wolkenparameter	3
1.3	Stand der Forschung	5
1.4	Vorgehensweise	13
2	Relevante Eigenschaften von Eiswolken	15
2.1	Entstehen und Vorkommen verschiedener Eiswolkenarten	15
2.2	Vorhandene Klimatologien	18
2.3	Mikrophysikalische Beschreibung von Eiswolken	21
3	Simulation der Strahlungsübertragung	27
3.1	Die Strahlungsübertragungsgleichung und ihre numerische Lösung	27
3.1.1	Die Strahlungsübertragungsgleichung	27
3.1.2	Numerische Lösung mit Hilfe der Matrix-Operator-Methode	29
3.2	Vorauswahl spektraler Kanäle	34
3.3	Parameterisierung der Wolkenmikrophysik	38
3.4	Bestimmung der Modelleingabeparameter	46
3.4.1	Einfachstreuparameter von Eiswolken	46
3.4.2	Sonstige Modellparameter	50
3.5	Validierung des Modells	53
4	Invertierung der Modellergebnisse	57
4.1	Beschreibung der Vorgehensweise anhand eines Beispiels	57
4.1.1	1. Schritt: Hauptkomponentenanalyse zur Vorauswahl der Spektralkanäle	57
4.1.2	2. Schritt: Mehrdimensionale nichtlineare Regression	60
4.2	Eisbewölkung über Meer (keine Mehrschichtbewölkung)	65
4.2.1	Eiswolkenerkennung und Aerosolbestimmung	66
4.2.2	Eiswolkenparameter ohne Aerosolvariation	74
4.2.3	Eiswolkenparameter mit Aerosolvariation	77

4.3	Eisbewölkung bei Mehrschichtbewölkung	77
4.3.1	Ergebnisse der Hauptkomponentenanalyse	78
4.3.2	Eiswolkenerkennung und Bestimmung ihrer optischen Dicke	80
4.4	Einfluß inhomogener Wolkenstrukturen	84
5	Anwendung der Verfahren auf Meßergebnisse	87
5.1	Feldexperiment EUCREX 94	87
5.1.1	Meßstrategie	87
5.1.2	Instrumentierung der Flugzeuge und abgeleitete Meßgrößen	88
5.2	Plausibilität der Algorithmen anhand ausgewählter Meßsituationen	93
5.2.1	Wolkenerkennung	94
5.2.2	Thermodynamische Phase	94
5.2.3	Optische Dicke des Aerosols	96
5.2.4	Eiswolken bei Mehrschichtbewölkung	96
5.3	Auswertung der EUCREX-Fälle bezüglich reiner Eisbewölkung	99
5.3.1	17. April 1994 (Missionen 204 und 205)	99
5.3.2	22. April 1994 (Missionen 208 und 209)	114
6	Zusammenfassung und Schlußbetrachtung	119
A	Berechnung der Einfachstreuparameter	123
A.1	Bestimmung von Kristallgrößenverteilungen	123
A.2	Verwendete Einfachstreuparameter für Eiswolken	124
A.3	Aufbau der Modellatmosphäre	125
B	Fertige Algorithmen	126
B.1	Wolkenerkennung und optische Dicke des Aerosols	126
B.2	Thermodynamische Phase eines Wolkenelements	128
B.3	Effektivradius und optische Dicke bei reiner Eisbewölkung	130
B.4	Eiswolkenerkennung und optische Dicke (Mehrschichtbewölkung)	133
	Danksagung	135
	Literatur	137
	Abkürzungen	151

Abbildungsverzeichnis

1.1	Reflexion, Absorption und Transmission einer homogenen Eiswolke.	4
1.2	Simulationen der spektralen Reflexion mit und ohne Eisabsorption.	6
1.3	Teilchenform aus ATSR-Messungen.	12
2.1	Mittlere Häufigkeit des Auftretens der reinen Eisphase.	16
2.2	Eiswolkenklimatologie aus HIRS-Daten.	17
2.3	Vergleich von SAGE II- und ISCCP-Eiswolkenklimatologien.	20
2.4	Schematische Darstellung hexagonaler und polykristalliner Kristalle.	22
2.5	Temperatur- und Feuchtebedingungen für das Kristallwachstum.	23
2.6	Repräsentative Eiskristallgrößenverteilungen.	25
3.1	Spektraler Verlauf des komplexen Brechungsindex von Eis und Wasser.	34
3.2	Spektraler Verlauf der durch Molekülabsorption bedingten Transmission.	36
3.3	Spektraler Verlauf der Albedo verschiedener Untergrundtypen.	37
3.4	Graphische Veranschaulichung verwendeter Kristallformen.	40
3.5	Streuungsfunktionen verschiedener Kristallformen.	41
3.6	Einfachstreueralbedo als Funktion des Effektivradius.	44
3.7	Asymmetrieparameter als Funktion des Effektivradius.	44
3.8	Verwendete Größenverteilungen in Abhängigkeit der Temperatur.	48
3.9	Neue Messungen des Brechungsindex von Eis.	50
3.10	Simulationen der spektralen Reflexionen für eine Eiswolke.	56
4.1	Eigenvektoren einer Hauptkomponentenanalyse von Messungen.	59
4.2	Funktionaler Zusammenhang der beiden dominanten Hauptkomponenten.	61
4.3	Architektur des verwendeten neuronalen Netzes.	62
4.4	Ausgabe des neuronalen Netzes für Effektivradius und optische Dicke.	64
4.5	Eigenwertanalyse zur thermodynamischen Phase.	67
4.6	Hauptkomponenten zur Untersuchung der thermodynamischen Phase.	69
4.7	Eigenwertanalyse zur Untersuchung der Erkennung von Eiswolken.	70

4.8	Ergebnisse des entwickelten Eiswolkenerkennungsalgorithmus.	72
4.9	Untersuchung zum Schwellwert der Erkennung von Eiswolken.	73
4.10	Effektivradius und optische Dicke für verschiedene Formen.	75
4.11	Eigenwertanalyse für Mehrschichtbewölkung.	79
4.12	Ergebnisse der Eiswolkenerkennung bei Mehrschichtbewölkung.	82
4.13	Ergebnisse einer Klassifizierung des Wolkentyps.	83
4.14	Einfluß inhomogener Bewölkung.	85
5.1	Flugmuster der Falcon während EUCREX 94.	88
5.4	Anwendung der Algorithmen auf ausgewählte Meßzeiträume.	95
5.5	Anwendung des Mehrschichtwolkenalgorithmus auf ausgesuchte Meßsituationen.	97
5.6	NOAA-12 AVHRR-Bild vom 17. April 1994.	100
5.7	Darstellung der Flugabschnitte während EUCREX 94.	102
5.8	Optische Dicke während der EUCREX-Mission 204.	103
5.9	In situ-Größenverteilungen während EUCREX 94.	105
5.10	Effektivradius während der EUCREX-Mission 204.	107
5.11	Optische Dicke während der Mission 205.	110
5.12	Effektivradius während der EUCREX-Mission 205.	111
5.13	Beispielsimulation für inhomogene Bewölkung.	112
5.14	Ergebnisse der EUCREX-Mission 208.	116
5.15	Ergebnisse der EUCREX-Mission 209.	117
B.1	Ergebnisse des entwickelten Phasenbestimmungsalgorithmus.	128
B.2	Güte des Algorithmus zur Bestimmung von Effektivradius und optischer Dicke (verz. Polykristall).	130

Tabellenverzeichnis

2.1	Klimatologie von Eiswolkenparametern aus synoptischen Beobachtungen.	19
2.2	Empirische Beziehung zwischen Länge L und Breite D verschiedener Kristallformen.	24
3.1	Zusammenfassung der Auswahl näher untersuchter Spektralkanäle.	38
3.2	Modellvalidierung für ein semi-infinites Medium.	54
4.1	Vergleich der Güte der entwickelten Algorithmen.	76
5.1	Technische Beschreibung von OVID.	92
5.2	Beschreibung ausgewählter Meßsituationen.	93
5.3	Beschreibung der Flugabschnitte von EUCREX 94.	101
5.4	Abgeleitete Effektivradien der Missionen 204 und 205.	106
A.1	Aspektverhältnisse der untersuchten Kristallformen.	123
A.2	Effektivradien der untersuchten Kristallformen.	124
A.3	Schichteneinteilung der Modellatmosphäre.	125

1 Einleitung

War es ein Gott, der diese Zeichen schrieb,
Die mir das Innre Toben stillen,
Das arme Herz mit Freude füllen
Und mit geheimnisvollem Trieb
Die Kräfte der Natur rings um mich her enthüllen?

Goethe, Faust: Der Tragödie erster Teil

1.1 Motivation

Wolken spielen eine wichtige Rolle in vielen, für den Menschen bedeutsamen Bereichen. Sie regeln den Energiehaushalt der Erde, bestimmen maßgeblich das Wettergeschehen und sind wesentlich am globalen Transport von Energie und Spurenstoffen beteiligt.

Im globalen Mittel sind über 60% der Erdoberfläche von Wolken bedeckt (Warren et al., 1986; Warren et al., 1988). Sie tragen dazu bei, daß etwa 30% der am Oberrand der Atmosphäre eindringenden Solarstrahlung von im jährlichen globalen Mittel 342 W/m^2 zurück in den Weltraum reflektiert wird. Die verbleibende Strahlungsmenge wird zu etwa 37% in der Atmosphäre absorbiert, wobei 6 der 37 Prozentpunkte auf die Absorption in Wolken entfallen, und trägt zum restlichen Teil zur Erwärmung der Erdoberfläche bei (Liou, 1992). Die so zur Verfügung stehende Energie bildet die Quelle der ozeanischen und atmosphärischen Zirkulation, bevor sie im langwelligen terrestrischen Spektralbereich das System Erde/Atmosphäre wieder verläßt.

Wolken beeinflussen den Strahlungshaushalt zum einen durch die Reflexion der einfallenden kurzwelligen Strahlung (Albedoeffekt), was mit einer abkühlenden Wirkung für die bodennahe Temperatur verbunden ist. Zum anderen emittieren sie im terrestrischen Spektralbereich entsprechend ihrer Temperatur und Emissivität und absorbieren und streuen die von der Erdoberfläche und der unteren Atmosphäre ausgehende Wärmestrahlung (Treibhauseffekt). Dies hat im allgemeinen eine Zunahme der bodennahen Temperatur zur Folge. Welcher dieser beiden gegenläufigen Effekte überwiegt, hängt von den atmosphärischen Bedingungen und den optischen Eigenschaften der Wolken ab (Peng et al., 1982; Stephens et al., 1990). So haben Messungen des *Earth Radiation Budget Experiments* (ERBE) und anderer Satellitenmissionen gezeigt, daß für die momentane Wolkenverteilung der Albedoeffekt den Treibhauseffekt um etwa 13 bis 27 W/m^2 übersteigt, das heißt ohne Wolken wäre es auf der Erde wärmer (Ramanathan, 1989; Ardanuy et al., 1991). Dies wird durch Simulationsergebnisse verschiedener globaler Zirkulationsmodelle bestätigt (Arking, 1991).

Das Wetter steht oft im Mittelpunkt menschlicher Kommunikation. Es tritt in den Vordergrund, wenn es sich als Unwetter, Hitze- oder Kältewelle, Überschwemmung oder Trockenheit bemerkbar macht. Entsprechend bedeutsam sind zuverlässige Wetterprognosen, zumal sie in vielen volkswirtschaftlichen Bereichen von Nutzen sind. Hier sei nur auf die Bedeutung für Luft- und Schifffahrt, den Tourismusbereich oder die Landwirtschaft hingewiesen. Die Bedeutung zu-

verlässiger Klimavorhersagen offenbart sich, sobald extreme meteorologische Situationen eintreten und die öffentliche und politische Diskussion über die zu erwartenden Änderungen des Klimas durch anthropogene Einflüsse und die damit verbundenen ökologischen und sozio-ökonomischen Auswirkungen anfachen. Obgleich es vollständige Prognosen der zu erwartenden Klimafolgen aufgrund des hochkomplexen Wirkungsgefüges zumindest in absehbarer Zeit nicht geben kann, können mit Hilfe der Klimawirkungsforschung brauchbare Szenarien für den politischen Entscheidungsprozeß entwickelt werden. Eine wichtige Voraussetzung hierfür sind zuverlässige Vorhersagen der Klimaentwicklung auf globaler, vor allem aber auf regionaler Skala (Krupp, 1995; Schellnhuber, 1996).

Wetter- und Klimaprognosen erfolgen heute vor allem mit Hilfe globaler Zirkulationsmodelle der Atmosphäre, im letzteren Fall durch zusätzliche Kopplung mit einem Ozeanmodell (Roeckner et al., 1996). Nur solche komplexen Modelle sind in der Lage, alle relevanten Klimaelemente und Rückkopplungsprozesse zu berücksichtigen. Eben diese Rückkopplungsmechanismen sind jedoch in vielerlei Hinsicht unverstanden und bilden somit einen wesentlichen Kritikpunkt an der Klimamodellierung. Dies spiegelt sich in zum Teil widersprüchlichen Ergebnissen verschiedener Studien wieder. So kann eine anthropogen verursachte Erwärmung zu einer Zunahme des Wasserdampfangebotes in der Atmosphäre und einer entsprechenden Erhöhung des Flüssigwassergehaltes von Wolken führen. Die damit einhergehende Zunahme der Albedo hätte eine negative Rückkopplung zur Folge (Somerville and Remer, 1984). Dieser Effekt könnte jedoch durch eine gleichzeitige Zunahme der mittleren Teilchengrößen und der damit verbundenen Abnahme der Rückstreuung zum Teil wieder aufgehoben werden. Roeckner et al. (1987) zeigen, daß Temperaturerhöhungen auch zu einer Zunahme hoher Eiswolken bei gleichzeitiger Abnahme tieferliegender Wolken führen können. Bei Eiswolken dominiert jedoch aufgrund ihrer niedrigen Temperatur und der hohen Transmission im solaren Spektralbereich im allgemeinen der erwärmende Effekt, was eine positive Rückkopplung zur Folge hätte (Wetherald und Manabe, 1988). Eine höhere Übereinstimmung verschiedener Zirkulationsmodelle und damit gesicherte Aussagen über zukünftige Klimaszenarien erfordern somit eine verbesserte Berücksichtigung der die Strahlungsprozesse in Wolken bestimmenden Parameter (Houghton et al., 1995; Cess et al., 1990; Stephens et al., 1990).

Insbesondere für Eiswolken fehlt es bislang an geeigneten Erkennungsmethoden. So wird eine Identifizierung aufgrund der oft geringen optischen Dicken und der häufig hohen Untergrundsignale erschwert. Zum anderen sind die Bildungs- und Entwicklungsprozesse von Eiswolken mit ihrer großen Variationsbreite möglicher Zustände bislang unzureichend verstanden. Daher wurden im Rahmen des *Global Energy and Water Experiment*-Projektes GEWEX des Weltklimaforschungsprogrammes (WCRP) verschiedene nationale und internationale Projekte gestartet mit dem Ziel, ein besseres Verständnis von Eiswolken zu erhalten und geeignete Fernerkundungsverfahren zu entwickeln. Hier sind insbesondere das *International Satellite and Cloud Climatology Project* ISCCP zu erwähnen sowie die beiden dazugehörigen europäischen Feldexperimente: das *International Cirrus Experiment* ICE und das daraus hervorgegangene *European Cloud and Radiation Experiment* EUCREX.

1.2 Auswahl der untersuchten Wolkenparameter

Doch welche Größen bestimmen die solaren Strahlungsprozesse in Eiswolken? Zum einen werden sie durch die in ihnen enthaltenen Eismengen bestimmt; zum anderen spielen aber auch die mikrophysikalischen Eigenschaften eine entscheidende Rolle. Abbildung 1.1 zeigt die relative Bedeutung der drei Parameter Eiswasserpfad, mittlere Teilchengröße sowie Teilchenform für Reflexion, Transmission und Absorption einer Eiswolke anhand von Simulationsergebnissen der spektralen Strahlungsflüsse für zwei atmosphärische Fensterkanäle mit und ohne Eiswasserabsorption (1,6 und 0,55 μm). Bei gegebener Teilchenform und -größe steigen Reflexion und Absorption mit zunehmendem Eiswasserpfad an, entsprechend sinkt die Transmission.

Bei konstantem Eiswasserpfad führen kleinere Teilchengrößen aufgrund der damit verbundenen höheren optischen Dicke zu größeren Werten der Reflexion (Abbildung 1.1a oben). Der Einfluß der Teilchengröße auf die Absorption ist komplizierter. Zum einen führt die erhöhte optische Dicke kleinerer Teilchen zu einer erhöhten Absorption. Zum anderen weisen kleine Teilchen aber auch einen höheren Rückstreuanteil auf, wodurch die effektive Absorptionsweglänge in der Wolke verringert wird. Dieser Effekt gewinnt jedoch erst für hohe Eiswassergehalte an Bedeutung. Hinzu kommt, daß mit abnehmender Teilchengröße die Einfachstreueralbedo zunimmt, was mit einer verringerten Absorption verbunden ist. Die unterschiedliche Bedeutung dieser drei Effekte zeigt sich im mittleren Teil der Abbildung 1.1a, wo unterhalb von etwa 200 g/m^2 kleine Teilchen mehr absorbieren als große, während sich oberhalb dieses Wertes das gegenteilige Ergebnis einstellt.

Der ebenfalls deutliche wenn auch geringere Einfluß der Teilchenform offenbart sich in Abbildung 1.1b. Bei gleichem Eiswasserpfad und Effektivradius und somit gleicher optischer Dicke besitzen Polykristalle eine deutlich höhere Rückstreuung als Säulen oder Kugeln, was zu höheren Werten der Reflexion führt. Für dünne bis moderat dicke Eiswolken findet man nahezu identische Absorptionskurven für Säulen und Polykristalle. Dies gilt auch für alle anderen in dieser Arbeit untersuchten Kristallformen mit Ausnahme der Kugeln. Diese weisen aufgrund ihrer extremen Symmetrie deutlich geringere Absorptionswerte auf, was im mittleren Teil von Abbildung 1.1b gut zu erkennen ist (zur Erläuterung siehe Abschnitt 3.3). Bei optisch dicken Wolken führt die höhere Rückstreuung von Polykristallen dazu, daß die Gesamtabsorption innerhalb der Wolke verringert wird.

Die Ergebnisse zeigen, daß eine Bestimmung der Wolkenbedeckung und der damit verbundenen Eiswassergehalte ebenso notwendig ist wie eine Bestimmung der effektiven Teilchengröße. Einen ebenfalls nicht zu vernachlässigenden Einfluß besitzt die mittlere Teilchenform. Allerdings kann vermutet werden, daß die Streu charakteristik realer Eiswolken keineswegs zwischen diesen drei in Abbildung 1.1 berücksichtigten extremen Teilchenformen schwankt. Insbesondere die problematische Annahme von Eiskugeln dürfte eine für Eiswolken unrealistische Vereinfachung darstellen. Aus der Betrachtung experimenteller und theoretischer Untersuchungen ergeben sich vielmehr Hinweise dafür, daß sich im allgemeinen eine mittlere strahlungseffekti-

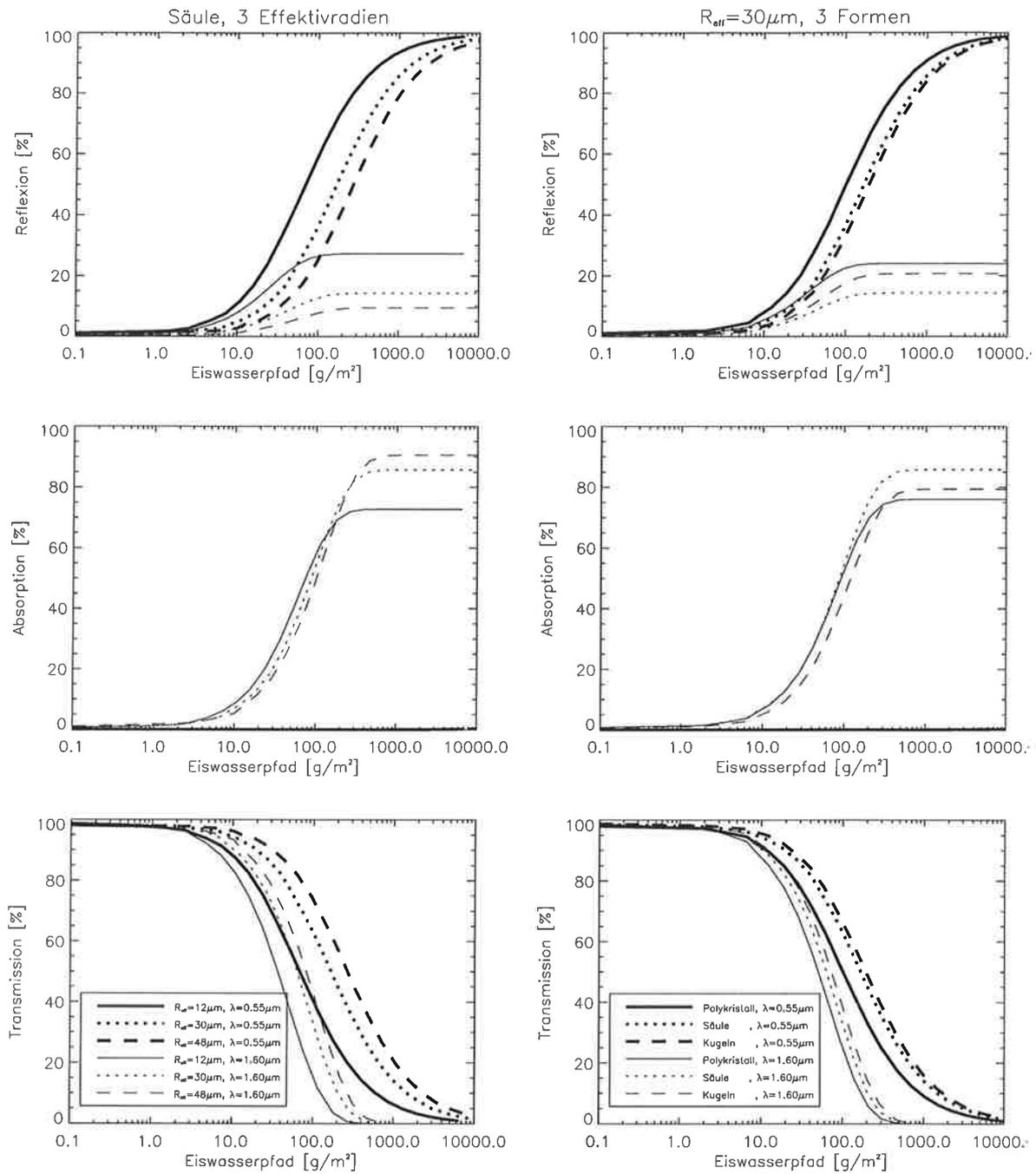


Abbildung 1.1: Reflexion, Absorption und Transmission einer homogenen Eiswolke zwischen 8 und 10 km Höhe über Meeresuntergrund in Abhängigkeit vom Eiswasserpfad in g/m^2 (Sonnenzenitwinkel: $40,7^\circ\text{C}$). Die in den unteren beiden Bildern gezeigten Legenden gelten jeweils für die ganze Spalte. Linke Spalte (a): Für Säulen mit drei verschiedenen effektiven Teilchenradien R_{eff} . Rechte Spalte (b): Drei unterschiedliche Teilchenformen für einen effektiven Teilchenradius R_{eff} von $30 \mu\text{m}$.

ve Teilchenform einstellt, worauf in dieser Arbeit noch des öfteren eingegangen werden soll.

Diese Wolkenparameter - Eiswasserpfad oder optische Dicke, mittlere Teilchengröße und mit Abstrichen die strahlungseffektive Teilchenform - müssen in Klima- und Wettervorhersagemodellen in Abhängigkeit von prognostischen Variablen dargestellt werden. Um entsprechende Parameterisierungen zu entwickeln und zu verifizieren bedarf es der Bestimmung globaler dreidimensionaler Klimatologien dieser strahlungsrelevanten Wolkeneigenschaften, was nur mit Hilfe von satellitengebundenen Fernerkundungsmethoden möglich ist.

1.3 Stand der Forschung

Das gesamte Spektrum zwischen dem sichtbaren und dem Mikrowellenbereich enthält Informationen zur Ableitung der gesuchten Größen. Entsprechend unterschiedliche Verfahren wurden in den vergangenen Jahrzehnten entwickelt und in Feldversuchen erprobt. Diese Verfahren nutzen sowohl passive als auch aktive Instrumente, wobei letztere den Vorteil aufweisen, ihre Daten mit vertikaler Auflösung anzubieten. Weitere Informationen lassen sich aus Polarisationsmessungen oder Mehrwinkelbeobachtungen bestimmen. Auf verschiedene dieser Methoden soll nun kurz eingegangen werden.

Spektrale Messungen im nahen Infrarot enthalten weitgehende Informationen zur Ableitung von optischer Dicke und effektiver Teilchengröße während des Tages. Die grundlegende Idee dabei ist, daß Strahlungsmessungen in spektralen Fensterbereichen mit Absorption in den Wolkenteilchen aufgrund der mit zunehmender Teilchengröße zunehmenden Absorptionsweglänge deutliche Informationen über die mittlere strahlungseffektive Teilchengröße enthalten. Um diesen Informationsgehalt von dem ebenfalls vorhandenen Einfluß der optischen Dicke trennen zu können, muß zumindest ein weiterer Spektralbereich mit deutlich unterschiedlicher Absorption verwendet werden. Die Kombination dieser geeignet gewählten Spektralkanäle erlaubt dann eine Abschätzung der gesuchten Größen.

Abbildung 1.2 zeigt Simulationen der spektralen Reflexionen in Zenitrichtung für zwei Spektralbereiche mit und ohne Absorption in den Eiskristallen für verschiedene Kombinationen von Effektivradius und optischer Dicke. Man erkennt, daß der nichtabsorbierende Kanal bei $0,87 \mu\text{m}$ ausschließlich von der optischen Dicke bestimmt wird, während im absorbierenden Kanal bei $1,63 \mu\text{m}$ auch die Teilchengröße einen Einfluß hat. Insbesondere zeigt sich auch, daß eine Empfindlichkeit für den gesamten relevanten Bereich möglicher Partikelgrößen besteht, wenn auch mit abnehmender Sensitivität für größere Teilchen.

Bereits Ende der sechziger Jahre konnten hierzu erste experimentelle und theoretische Arbeiten veröffentlicht werden (Blau und Reifstein, 1966; Hansen und Pollack, 1970). Schon bei Beschränkung auf nur zwei Spektralkanäle können optische Dicke und Effektivradius von Wasserwolken bestimmt werden. Mehrdeutigkeiten für kleine Teilchen bei geringen optischen Dicken können durch Hinzunahme eines dritten Kanals (Nakajima und King, 1990; Platnick

und Twomey, 1994) oder durch Verwendung eines zweiten Blickwinkels (Evans und Haigh, 1995) umgangen werden. Jedoch findet man zumeist Überschätzungen der fernerkundeten Teilchengrößen gegenüber *in situ*-Messungen, was in der Literatur als *missing absorption*-Problem beschrieben wird (Twomey und Cocks, 1989; Nakajima et al., 1991; Armbruster, 1998).

Ähnliche Ansätze werden auch für die Untersuchung von Eiswolken verwendet (Foot, 1988; Francis et al., 1998), wobei eine bekannte Teilchenform angenommen werden muß. Diese Verfahren wurden in Fallstudien sowohl auf Landsat-Szenen mit spektralen Kanälen bei 0,83, 1,65 und 2,21 μm (Wielicki et al., 1990) als auch auf AVHRR-Kanäle bei 0,73 und 3,7 μm (Arking und Childs, 1985) angewandt. Zum Ausfiltern der Emissionskomponente im 3,7 μm -Kanal wird die Helligkeitstemperatur bei 11 μm zur Hilfe genommen. Im Gegensatz zu Wasserwolken, finden sich hierbei in der Literatur häufig Unterschätzungen der abgeleiteten Kristallgrößen im Vergleich zu *in situ*-Messungen (Curran und Wu, 1982). Mögliche Gründe dieser Abweichungen sind eine fehlerhaft angenommene Teilchenform (Brogniez et al., 1995b) oder die beim Einsatz von *in situ*-Meßgeräten auftretenden Probleme bei der Detektion kleiner Eiskristalle (Heymsfield und Platt, 1984).

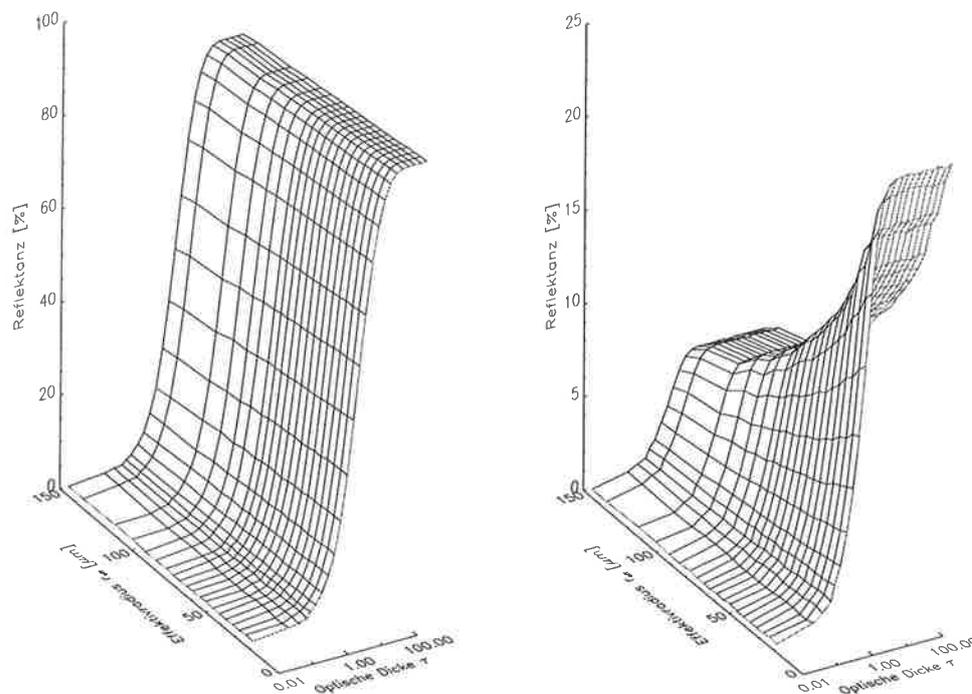


Abbildung 1.2: Simulationen der spektralen Reflexionen in Zenitrichtung für eine Eiswolke, bestehend aus Säulenverteilungen mit Aspektverhältnissen aus der Literatur, in Abhängigkeit von optischer Dicke und Effektivradius (Sonnenstand = $40,7^\circ$, Meeresoberfläche). a) Ohne Eisabsorption ($0,864 \mu\text{m}$) und b) mit moderater Eisabsorption ($1,6 \mu\text{m}$). Der unglatte Verlauf ist auf geringfügige numerische Instabilitäten zurückzuführen und wird in Abschnitt 3.5 diskutiert.

Im ISCCP wird der Spektralbereich um $0,6 \mu\text{m}$ verwendet, um unter der Annahme eines verzerrten Polykristalls von Macke (1994) die optische Dicke von Eiswolken bei Tage zu ermitteln (Minnis et al., 1993). Ebenfalls operationell zum Einsatz kommt seit Februar 2000 ein Algorithmus von King et al. (1996), der auf Daten des *Moderate Resolution Imaging Spectrometer* MODIS an Bord des Terra-Satelliten angewandt wird. Hierbei werden spektrale Banden bei $0,65$, $1,64$ und $2,13 \mu\text{m}$ verwendet, wobei im Falle von Wasseroberflächen anstelle des $0,65 \mu\text{m}$ -Kanals ein Spektralbereich um $0,87 \mu\text{m}$ und über Schneeoberflächen ein spektraler Kanal bei $1,24 \mu\text{m}$ verwendet wird (siehe auch Abschnitt 3.2). Die unterschiedliche spektrale Entwicklung von Eis und Flüssigwasser im nahen infraroten Spektralbereich erlaubt zunächst die Bestimmung der thermodynamischen Phase und somit die Detektion von Wasserwolken. Für diese können anschließend optische Dicke und Effektivradius ermittelt werden. Ergebnisse sind leider bislang noch nicht verfügbar. Entsprechende Algorithmen für Eiswolken stehen bislang nicht zu Verfügung, sollen aber schnellstmöglichst für MODIS entwickelt werden.

Gao et al. (1993) haben gezeigt, daß die zusätzliche Verwendung des $1,38 \mu\text{m}$ -Kanals, insbesondere über Land, zu einer deutlichen Verbesserung bei der Erkennung dünner Cirren führt, auch wenn die Untergrundreflexion nur unzureichend bekannt ist. Deshalb wurde dieser Spektralkanal bei der Konzeption des MODIS-Sensors berücksichtigt (Hutchinson und Choe, 1996). Es existieren jedoch bislang keine Pläne, diese Information für die Bestimmung optischer oder mikrophysikalischer Parameter zu verwenden.

Für den mittleren infraroten Spektralbereich wurden ebenfalls verschiedene Verfahren zur Ableitung physikalischer Eigenschaften von Eiswolken entwickelt. So erlaubt die Verwendung dreier Wellenlängen bei 8 , 11 und $12 \mu\text{m}$ eine gute Detektion dünner Eiswolken (Ackerman et al., 1990). Eine Bestimmung der optischen Dicke in diesem Spektralbereich gelingt bei bekannter Wolkentemperatur über Strahldichtemessungen bewölkter und unbewölkter Gebiete (Brognez et al., 1995a). Obgleich die Sensitivität zur Abschätzung der Teilchengröße kleiner ist als im nahen Infrarot (King et al., 1996), können auch im thermischen Infrarot Effektivradien abgeleitet werden (Inoue, 1985; Wu, 1987; Spinhirne und Hart, 1990; Hammer et al., 1991; Betancor und Graßl, 1993; Ou et al., 1995).

Dieser Spektralbereich weist den Vorteil auf, auch Messungen während der Nachtzeit zuzulassen. Jedoch zeigt sich ein eingeschränkter Anwendungsbereich, da nur für geringe optische Dicken und relativ kleine Teilchengrößen zufriedenstellende Abschätzungen möglich sind (Parol et al., 1991). Ähnlich wie im nahen Infrarot hat die Teilchenform einen wichtigen Einfluß (Duda und Spinhirne, 1996). Aufgrund der deutlich geringeren Größenparameter im mittleren Infrarot, können Ansätze zur geometrischen Optik jedoch nur eingeschränkt verwendet werden, so daß keine geeigneten Verfahren zur Berechnung optischer Eigenschaften für die in Eiswolken typischen Kristallformen zur Verfügung stehen. Zudem müssen die Temperaturen am Boden und am Wolkenoberrand ebenso bekannt sein, wie der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre. Operationell zum Einsatz kam dieses Verfahren bislang nur auf Interferometer-Daten des Nimbus4-Satelliten für einen Zeitraum von 10 Monaten (Prabhakara et al., 1988).

Eine interessante Methode ergibt sich durch das Streuverhalten von Eispartikeln im Mikrowellenbereich. Im Gegensatz zum nahen und mittleren Infrarot, spielen Untergrundsignale oder Wolkentemperaturen bei Frequenzen oberhalb von 200 GHz aufgrund der hohen atmosphärischen Absorption keine Rolle. Zudem können die optischen Streueigenschaften von Eiskristallen in diesem Größenparameterbereich mit Hilfe der diskreten Dipol-Approximation sehr genau berechnet werden (Evans und Stephens, 1995a). Dafür sind mit bislang verfügbaren Frequenzen lediglich moderat dicke Eiswolken zu erkennen. Die Teilchengrößenbestimmung geschieht über Signalverhältnisse in benachbarten Kanälen, von denen mindestens einer außerhalb der Rayleigh-Streunäherung liegen muß. Mit zunehmender Frequenz steigt der detektierbare Größenbereich zu kleineren Werten hin an und es verschwinden zunächst vorhandene Mehrdeutigkeiten (Evans und Stephens, 1995b).

In naher Zukunft sollen Sensorfrequenzen von 880 GHz verfügbar werden, mit denen Eiswolken bei optischen Dicken oberhalb von 0,3 und Effektivradien größer $50 \mu\text{m}$ erkennbar sind. Eine Abschätzung dieser Größen ist mit etwa 40% Genauigkeit möglich, wobei zusätzliche Informationen über die Teilchenform den Fehler herabsetzen würden (Evans et al., 1998). Aufgrund der geringen optischen Dicken von Eiswolken im Mikrowellenbereich findet man eine nahezu lineare Beziehung zwischen dem Eiswasserpfad einerseits und der Signalerniedrigung gegenüber dem wolkenfreien Fall andererseits. Wolkeninhomogenitäten spielen daher nur eine geringe Rolle, so daß zuverlässige Abschätzungen gemittelter Wolkenparameter möglich sind. Zudem wächst die Sensitivität im Gegensatz zum mittleren Infrarot für zunehmende Teilchengrößen stark an. Aus diesen Gründen stellt der Mikrowellenbereich eine interessante Ergänzung zu den zuvor diskutierten Methoden dar.

Wesentliche Schwächen der bislang diskutierten passiven Verfahren liegen in der fehlenden vertikalen Auflösung. Die fernerkundeten Signale bilden ein gewichtetes Mittel über die gesamte vertikale Ausdehnung der Atmosphäre und ergeben somit, je nach gewählter Spektralkombination und vertikaler Schichtung, abgeleitete Parameter in unterschiedlichen effektiven Tiefen der Wolke. Insbesondere für die häufigen Fälle von Mehrschichtbewölkung sind die Aussagemöglichkeiten somit stark eingeschränkt. Dennoch wurden in der Literatur verschiedene Ansätze zur Erkennung und Analyse von Mehrschichtwolkensystemen aus passiven spektralen Messungen erwähnt. So verwenden Baum et al. (1994; 1995) eine Kombination aus AVHRR- und HIRS-Daten, um mit Hilfe multispektraler und texturaler Schwellwerte zu entscheiden, ob innerhalb eines 32×32 Pixel-Gebietes niedrige, mittelhohe oder hohe Bewölkung bzw. Mehrschichtbewölkung vorhanden ist. Ou et al. (1998) zeigen, daß die thermisch infraroten Komponenten der AVHRR-Kanäle bei $3,7$ und $10,9 \mu\text{m}$ eine Bestimmung der hier interessierenden Parameter optische Dicke und Effektivradius für die obere Cirrusschicht, auch im Falle tieferliegender Untergrundbewölkung, zulassen. Allerdings muß das nach oben gerichtete Signal der Untergrundbewölkung bekannt sein, was durch benachbarte eiswolkenfreie Ausschnitte oder plausible Annahmen angenähert wird. Mit zunehmender Höhe der unteren Wolkenschicht steigt der Fehler bei der Abschätzung der mittleren Kristallgröße deutlich an. Entsprechende Algorithmen im solaren Spektralbereich wurden bislang nicht veröffentlicht.

Eine bessere Berücksichtigung der vertikalen Struktur gelingt durch die Verwendung der aktiven Instrumente Radar oder Lidar. So erlaubt die Empfindlichkeit eines 94 GHz-Wolkenradars eine gute Abschätzung von Wolkendicke und -höhe auch optisch dichter Mehrschichtwolken-systeme (Clothiaux et al., 1995). Grundsätzlich gelten dabei die gleichen Aussagen, wie für die zuvor diskutierten passiven Instrumente des entsprechenden Spektralbereichs. Allerdings erlaubt beim Radar die veränderte Meßgeometrie sowie insbesondere ein deutlich höheres Quellsignal Eiswolkenerkennung bereits bei niedrigeren Frequenzen. Für bisherige Untersuchungen der Wolkenmikrophysik und für einen geplanten Einsatz auf Satelliten, werden im wesentlichen Kanäle bei 33 und 94 GHz diskutiert. Eine Untersuchung von Brown et al. (1995) ergab, daß der Eiswassergehalt mit einem relativen Fehler von 100% bestimmt werden kann. Bei bekannter Teilchengröße verringert sich der Fehler auf etwa 40%. Matrosov (1993) untersuchte die Möglichkeiten der Teilchengrößenbestimmung aus Radarmessungen benachbarter Frequenzen. Auch bei guter Kalibration können damit aufgrund der mangelnden Sensitivität, Fehlern bei der Atmosphärenkorrektur, sowie unzureichender Kenntnis der Kristallformen und Kristallorientierungen nur Effektivradien größer 100 μm bestimmt werden (Sekelsky et al., 1999). Hogan et al. (1997) ermitteln dafür aus Flugzeugmessungen während EUCREX und CEPEX Fehler von kleiner 30%. Zunehmende Frequenzen erweitern wiederum den Bereich detektierbarer Teilchengrößen und erlauben eine Erkennung optisch dünnerer Eiswolken (Mead et al., 1989).

Lidarsysteme werden häufig verwendet, um optische Dicken von Eiswolken zu bestimmen (Platt, 1973; Platt et al., 1987; Sassen et al., 1990; Stone et al., 1990). Hierzu muß das Verhältnis von Extinktions- zu Rückstreukoeffizient (*lidar ratio*) bekannt sein. Verschiedene experimentelle Studien zeigen, daß hierfür in Eiswolken im allgemeinen nur geringe Variationen auftreten, so daß eine plausible Annahme getroffen werden kann (Sassen, 1978; Spinhirne und Hart, 1990; Kästner et al., 1993). Oder man ermittelt ein für die Wolke mittleres *lidar ratio* über eine Kalibration mit Hilfe der einfach zu bestimmenden Rückstreukoeffizienten am Unter- und Oberrand der Wolke. Diese werden entweder aus benachbarten, wolkenfreien Beobachtungen abgeschätzt oder aus theoretischen Betrachtungen (z.B. reine Molekülstreuung) berechnet (Ansmann et al., 1993; Schreiber et al., 1995). Der Fehler bei der Abschätzung der optischen Dicke aufgrund der vertikalen Variation des *lidar ratios* sowie insbesondere des Korrekturfaktors für Mehrfachstreuung liegt bei etwa 50% (Platt et al., 1987).

Algorithmen zur Fernerkundung von Teilchengrößen aus Lidarmessungen wurden bislang nicht veröffentlicht. Allerdings haben in letzter Zeit Weiterentwicklungen in der Lasertechnik zur Entwicklung von Systemen mit absorbierenden Kanälen bei 1,5 und 2,0 μm geführt (Wulfmeyer et al., 1998). Obgleich diese Kanäle für die Untersuchung von Teilchengrößen geeignet scheinen, wurden sie bislang nicht für die Untersuchung mittlerer Teilchengrößen in Eiswolken verwendet.

Bei einer simultanen Verwendung von Radar und CO₂-Lidar ist eine Abschätzung von Vertikalprofilen mittlerer Effektivradien möglich, wie sie in dünnen stratiformen Eiswolken zu finden sind (Intrieri et al., 1993). Beide Sensoren ergänzen sich gut, da sie für unterschiedliche

Bereiche des Größenspektrums sensibel sind. Allerdings führen bereits geringe Abweichungen der Ausrichtung beider Systeme zu unakzeptabel großen Fehlern (Liu und Illingworth, 1997). Eine weitere Verbesserung ergibt sich durch die gleichzeitige Bestimmung der optischen Dicke, etwa mit Hilfe eines IR-Radiometers. Matrosov et al. (1995) finden für diese Konstellation einen mittleren Fehler im Effektivradius von etwa 30%. Eine weitere sinnvolle Kombination ergibt sich durch Lidar- und IR-Radiometermessungen. Die vom Lidar ermittelten Größen Wolkenhöhe, -mächtigkeit und Rückstreuoeffizient dienen als Eingabegrößen für eine verbesserte Bestimmung der thermischen optischen Dicke durch IR-Messungen (Flamant et al., 1989; Spinhirne und Hart, 1990).

Bei gleichzeitiger Verwendung von Radar und passiven Instrumenten zur Bestimmung mittlerer Teilchengrößen muß wiederum auf die vertikale Information verzichtet werden. Dafür bietet die Kombination mit passiven Instrumenten eine bessere Abdeckung in horizontaler Richtung, da auf Satelliten eingesetzte Radar- und Lidar-Systeme lediglich Samplings mit relativ groben Gitterabständen liefern können. So erlaubt die Kombination der vertikal gemittelten Radarreflektivitäten mit den vom IR-Radiometer gemessenen Strahldichten, grundsätzlich die Abschätzung von Effektivradius und Eiswasserpfad in optisch dünnen Eiswolken (Matrosov et al., 1992; Mace et al., 1998). Für dickere Eiswolken eignet sich die Kombination eines 94 GHz-Radars mit einem 630 GHz-Mikrowellenradiometer. Sensitivitätsanalysen ergeben hierfür mittlere Fehler von 30% bei der Größenbestimmung und 50% bei der Abschätzung des Eiswasserpfades, wobei der Fehler im wesentlichen durch die unbekannte Teilchenform bestimmt wird (Evans et al., 1998).

Bei Verwendung eines Doppler-Radars bietet sich eine andere Methode an. Aus der gleichzeitigen Messung von Radar-Reflektivitäten und Doppler-Vertikalgeschwindigkeiten kann über eine Beziehung zwischen Fallgeschwindigkeit und Teilchengröße, eine Aussage über die Vertikalprofile der Effektivradien getroffen werden (Gossard et al., 1999). Allerdings muß dazu die Komponente der vertikalen Luftbewegung ausgefiltert werden, was durch zeitliche Mittelung geschieht. Hierdurch wird die Anwendbarkeit des Verfahrens auf Bodenmessungen beschränkt, wobei zudem angenommen werden muß, daß die Eiswolkenmikrophysik über einen längeren Zeitraum stabil bleibt (Matrosov et al., 1994). Eine weitere große Schwäche ist die unbekannte Beziehung zwischen Teilchengröße und Fallgeschwindigkeit, die unter anderem von der Teilchenform bestimmt wird (Pruppacher und Klett, 1997). Eine wesentliche Verbesserung wird erreicht, wenn aus unabhängigen Radiometer-Messungen die optische Dicke bestimmt werden kann. Der Vergleich mit *in situ*-Messungen ergibt Fehler in der Teilchengrößenbestimmung von etwa 35%, im wesentlichen bestimmt durch ungenaue Kenntnis der Teilchendichte und der Beziehung von Teilchengröße und Fallgeschwindigkeit (Matrosov et al., 1995).

Eine andere Datenquelle stellen spektrale Polarisationsmessungen dar. Im Gegensatz zu Wassertröpfchen oder Aerosolen führen Eiskristalle aufgrund ihrer anisotropen Form durch interne Reflexionen zu einer deutlichen Polarisation. Ein Depolarisationslidar kann daher mit Hilfe von Schwellwerten zur einfachen Erkennung auch optisch dünner Eiswolken verwendet werden

(Spinhirne und Hart, 1990; Ansmann et al., 1993). Mishchenko und Sassen (1998) finden in Kondensstreifen mit sehr kleinen Kristallen ebenfalls hohe Depolarisationswerte, was sie durch Resonanzeffekte an nichtsphärischen Teilchen erklären. Dieser Effekt könnte dazu benutzt werden, die zeitliche Entwicklung der Teilchengrößen in Kondensstreifen zu studieren. Andere Autoren versuchen, Aussagen über eine mittlere effektive Teilchenform zu treffen. Zwar ist eine genaue Festlegung allein aus Depolarisationsmessungen mit Radar oder Lidar nicht möglich, wohl aber kann eine Einschränkung möglicher Teilchenformen vorgenommen werden (Brognez et al., 1995b; Aydin und Tang, 1997; Reinking et al., 1997). Bei Mikrowellenmessungen scheint das Polarisationsverhältnis im wesentlichen vom Aspektverhältnis, also dem Verhältnis von Länge zu Breite eines Kristalls, abzuhängen (Evans und Stephens, 1995b).

Das Instrument POLDER, das bereits auf dem japanischen Satelliten ADEOS zum Einsatz kam¹, erlaubt passive Polarisationsmessungen, wobei ein und dasselbe Target nacheinander unter verschiedenen Beobachtungswinkeln vermessen wird. Da bei Polarisationsmessungen im wesentlichen das Einfachstreuungssignal dominiert, ermöglicht dies gegenüber reinen Reflektanzmessungen eine verbesserte Bestimmung der Wolkenstreuungsfunktion und somit die Abschätzung einer mittleren strahlungseffektiven Teilchenform (Chepfer, 1997). Allerdings enthält die abgeleitete Streufunktion aufgrund des Samplingfehlers bei der Zuordnung aufeinanderfolgender Satellitenaufnahmen zum selben Wolkenelement einen sehr hohen Fehler, der eine Kristallformbestimmung verhindern kann.

Die Mehrwinkelbeobachtung des POLDER-Sensors erlaubt weitergehende Verfahren zur Bestimmung von Wolkenparametern. So geschieht die Ableitung der wolkenoptischen Dicke zwar analog zum ISCCP-Algorithmus, jedoch getrennt für die einzelnen Blickwinkel. Hierdurch kann auf globaler Skala untersucht werden, inwieweit die zumeist verwendete Annahme der Planparallelität zutrifft, bzw. wie eine mit dieser Annahme ermittelte optische Dicke zu interpretieren ist. Eine Bestimmung der thermodynamischen Phase gelingt nur unter bestimmten Umständen, nämlich wenn das Regenbogenmaximum von Wassertröpfchen beobachtet wird. Umgekehrt kann jedoch aus der Nichtbeobachtung nicht auf die Abwesenheit von Wassertröpfchen geschlossen werden, da dies auch durch Wolkeninhomogenitäten verhindert werden kann (Descloîtres et al., 1998). Eine Bestimmung der effektiven Teilchengröße aus Messungen des POLDER-Sensors ist nur für Wasserwolken möglich; und das auch nur, wenn deren Größenverteilungen sehr schmal sind, da nur dann eine ausreichend genaue Zuordnung zwischen beobachteter, winkelabhängiger Signatur und Größenparameter möglich ist (Bréon und Goloub, 1998).

Ähnliche Möglichkeiten erlaubt der konische Abtastmechanismus des ATSR-Sensors, bei dem die Beobachtung einer Wolkenzene unter zwei verschiedenen Blickwinkeln geschieht. Hieraus erhält man zwei Stützstellen der Wolkenstreuungsfunktion, die bis zu optischen Dicken von über 20 einen Rückschluß auf die in der Wolke vorherrschende Teilchenform zulassen. Abbildung 1.3 zeigt als Beispiel den Vergleich zwischen Simulationen und Satellitenbeobachtungen für einen

1. Leider erlaubte der Satellit nur einen Datentransfer für 8 Monate (November 96 bis Juni 97). Ein weiterer Satellitenstart wird zur Zeit vorbereitet.

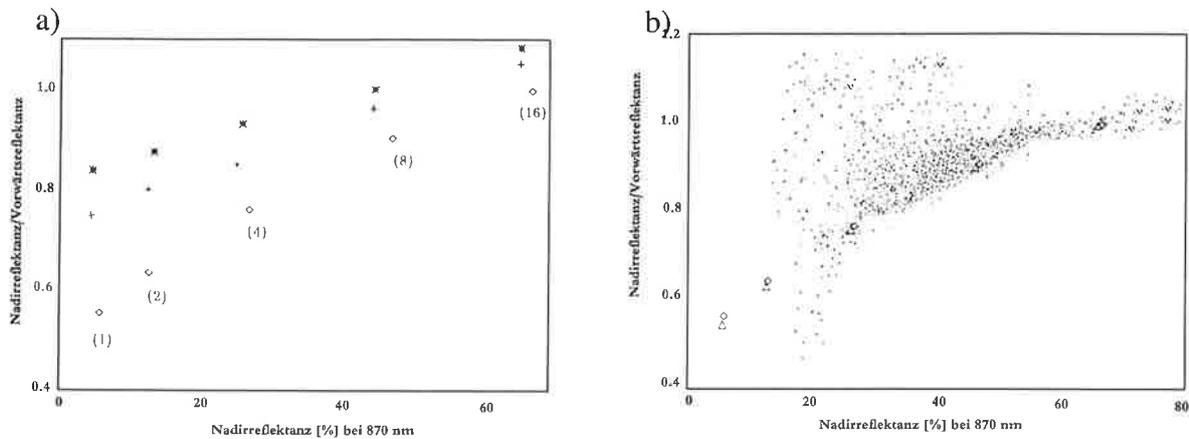


Abbildung 1.3: Reflexionsverhältnis zweier Blickwinkel (Nadir- und Vorwärtsrichtung) als Funktion der Nadirreflektanz bei einer Wellenlänge von $0,87 \mu\text{m}$ mit Hilfe des ATSR-2-Sensors. a) Monte-Carlo-Simulationen für verschiedene Teilchenformen: Polykristalle (Diamanten), Säulen (Sterne) und Platten (Plusse). In Klammern stehen die für die Simulation verwendeten optischen Dicken. b) Die Datenpunkte sind Meßwerte eines tropischen Cirrusfalles. Die Symbole entsprechen Monte-Carlo-Simulationen für Polykristalle bei zwei Größen 25 und $100 \mu\text{m}$ und den optischen Dicken aus a).

tropischen Cirrus-Meßfall (Baran et al., 1998). Man findet eine deutlich bessere Übereinstimmung für Polykristalle als für Platten oder andere Formen, deren Reflektanzverhältnisse größer sind. Eine fehlerhafte Zuordnung von Vorwärts- und Nadirbeobachtungen resultiert in der großen Streuweite der Meßwerte. Dennoch kann für größere Wolkengebiete eine mittlere Teilchenform definiert werden. Mit dieser Information können in einem zweiten Schritt aus den vorhandenen solaren Spektralkanälen bei $0,87$ und $1,6 \mu\text{m}$ (Baran et al., 1998) oder an den thermischen Wellenlängen bei $3,7$ und $10,8 \mu\text{m}$ (Baran et al., 1999) die optische Dicke und effektive Teilchengröße ermittelt werden. Eine weitere Möglichkeit zur Messung der Streufunktion besitzt das *Multiangle imaging spectroradiometer* MISR, das zusammen mit dem abbildenden Sensor MODIS an Bord des Terra-Satelliten montiert ist. Es besitzt neun simultan, unter verschiedenen Winkeln in Vorwärts-, Nadir- und Rückwärtsrichtung messende Kameras in vier verschiedenen Spektralkanälen zwischen $0,443$ und $0,865 \mu\text{m}$.

Platt und Dilley (1984) verwenden ein bodengestütztes, in Zenitposition gerichtetes Lidarsystem, um für dünne Eiskwolken eine gleichzeitige Bestimmung der optischen Dicke und des Phasenfunktionswertes beim jeweiligen Sonnenzenitwinkel vorzunehmen. Der Lidarempfänger ist so konzipiert, daß er sowohl das rückgestreute Lidarsignal für die Bestimmung der optischen Dicke als auch das gestreute Sonnenlicht zur Abschätzung der Phasenfunktion messen kann. Unter der Annahme einer zeitlich stationären Eiskwolke, erhält man durch den im Tagesverlauf variierenden Sonnenstand einen Teilausschnitt der gesamten Streufunktion, was im Prinzip die Festlegung der vorherrschenden Teilchenform ermöglicht. Die so erhaltenen Ergebnisse lassen sich jedoch nicht auf optisch dickere Wolken übertragen.

1.4 Vorgehensweise

Ziel dieser Arbeit war es, ein Verfahren zu entwickeln und zu testen, das aus rückgestreuter Sonnenstrahlung in ausgewählten Spektralbereichen Eiswolken erkennt und ihre optische Dichte sowie die mittlere strahlungseffektive Teilchengröße, bzw. den sich daraus ergebenden Eisswasserpfad, ableitet.

Für die Güte der abgeleiteten Größen spielt der Asymmetrieparameter der Wolke eine wesentliche Rolle. Allerdings zeigt sich, daß aus prinzipiellen Gründen eine Abschätzung der Teilchenform allein aus spektralen Messungen nicht möglich ist (siehe auch die Erläuterungen in Abschnitt 3.3). Insofern müssen die Ergebnisse in Abhängigkeit von der angenommenen Teilchenform interpretiert werden. Diese strahlungseffektive Kristallform kann entweder aus unabhängigen Messungen, wie sie im vorangehenden Abschnitt diskutiert wurden, bestimmt werden. Oder aber es wird eine plausible Annahme zur vorherrschenden Teilchenform getroffen. Die Ergebnisse verschiedener Autoren bestätigen die Annahme, daß ein verzerrtes Polykristall, gemäß einer Definition von Macke (1994), für die Mehrzahl der untersuchten Meßfälle die geeignete Kristallform zur Beschreibung der Strahlungseigenschaften von Eiswolken darstellt. Dies wird sich auch im Rahmen der in dieser Arbeit untersuchten Meßsituationen bestätigen.

In der Mehrzahl der Fälle, in denen Eiswolken auftreten, findet man zusätzliche Untergrundbewölkung (Hahn et al., 1982; Hahn et al., 1984). Dies wurde in dieser Studie insoweit berücksichtigt, als daß zwei verschiedene Algorithmen entwickelt wurden: Ein Verfahren für den optimalen Untersuchungsfall *Reine Eisbewölkung* und ein Verfahren für den allgemeineren Fall *Eisbewölkung bei gleichzeitigem Auftreten von Untergrundbewölkung*. In beiden Fällen wurde als Untergrund eine Meeresoberfläche außerhalb des *sun glint* angenommen.

Die Implementierung von Verfahren zur Fernerkundung von Teilchengrößen in Wolken, ist ein wichtiges Teilziel für den Wolkenerkennungsalgorithmus des ISCCP für die kommenden Jahre. Die vorliegende Studie bewegt sich somit im Rahmen der zuvor erwähnten Projekte, zumal die zur Validierung des Verfahrens notwendigen Vergleichsdaten aus Messungen der EUCREX 94-Kampagne stammen.

Der Aufbau dieser Arbeit gliedert sich wie folgt. Zunächst faßt Kapitel 2 einige für diese Arbeit wesentliche mikro- und makrophysikalische Eigenschaften von Eiswolken zusammen. Diese Erkenntnisse werden zum Teil in späteren Kapiteln dazu verwendet, um Vorgehensweisen zu motivieren oder um Ergebnisse zu interpretieren. Kapitel 3 beschreibt das verwendete Modell zur Berechnung des Strahlungstransportes, die Festlegung und Bestimmung aller notwendigen Eingabeparameter sowie der zu verwendenden Spektralkanäle. Die eigentliche Invertierung der Simulationsergebnisse und die so entwickelten Verfahren werden in Kapitel 4 beschrieben. Dort wird auch auf die vereinfachende Annahme planparalleler und vertikal homogener Wolkenschichten eingegangen. Kapitel 5 zeigt dann die Anwendung auf verschiedene Meßfälle und eine Verifizierung der Verfahren durch einen Vergleich der Ergebnisse mit unabhängigen Messungen. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und Bewertung.

2 Relevante Eigenschaften von Eiswolken

Wissenschaftlich arbeiten ist
von anderen abschreiben
und sich dessen auch noch
in Fußnoten rühmen.

Manfred Rommel, ehem. Stuttgarter OB

Die vorliegende Studie beschränkt sich auf die Untersuchung von hohen Wolkenschichten, deren Partikel zum überwiegenden Teil aus Eiskristallen bestehen. Dies sind neben den verschiedenen Typen von Cirruswolken auch Kondensstreifen sowie die oberen Schichten hochreichender Cumulonimben. Hierdurch werden insbesondere mittelhohe gemischtphasige Wolken als Untersuchungsobjekt ausgeschlossen.

In diesem Kapitel soll eine Zusammenfassung der wesentlichen, für die Strahlungscharakteristik von Eiswolken relevanten Eigenschaften dargestellt werden. Diese ergeben sich zum einen aus der Makrostruktur, zum anderen aus der mikrophysikalischen Zusammensetzung. Obgleich dabei nicht alle möglichen Aspekte beschrieben werden können, stellt dies doch eine hilfreiche Grundlage für die in Abschnitt 3.4 folgende Festlegung charakteristischer Modellparameter sowie die in Abschnitt 4.4 folgende Diskussion über die Gültigkeit planparalleler Rechnungen in horizontal und vertikal inhomogenen Medien dar.

2.1 Entstehen und Vorkommen verschiedener Eiswolkentypen

Mit abnehmender Temperatur unterhalb des Gefrierpunktes nimmt die Wahrscheinlichkeit zur Ausbildung von Eiswolken zu, so daß man für Temperaturen unterhalb von -30 bis -40°C im wesentlichen reine Eiswolken findet (siehe Abbildung 2.1). Die drei Hauptgattungen bilden dabei Cirrus, Cirrostratus und Cirrocumulus. Sie unterscheiden sich insbesondere in ihrer äußeren Form als Ergebnis ihres Bildungs- und Entwicklungsprozesses und den dabei herrschenden Umgebungsbedingungen. Cirren bestehen oft aus isolierten, dünnen und unregelmäßigen Streifen, während beim Cirrocumulus eher kleine und regelmäßig angeordnete Wolkenstrukturen auftreten. Cirrostratus dagegen bildet zumeist großskalige, faserige oder konturlose Schleier. In fast allen cirriformen Wolken existieren isolierte Regionen (*generating cells*) mit Durchmessern von etwa 1 km mit höheren Konzentrationen großer Kristalle (Heymsfield, 1972).

Die Wolkenbildung ist im allgemeinen mit Hebungsprozessen und dabei auftretender adiabatischer Abkühlung unter den Taupunkt verbunden. Die Hebung kann durch Konvektion, ungeordnete Umwälzung oder großräumiges Aufgleiten ganzer Luftschichten erfolgen. Man findet, daß hohe Eiswolken, unabhängig von der Jahreszeit und der Region, mehr als 20% der Erde bedecken (Liou, 1986). Dies zeigt auch die in Abbildung 2.2 dargestellte mittlere Verteilung des Bedeckungsgrades hoher Wolken für Sommer- und Wintermonate, abgeleitet aus Satellitendaten des *High-Resolution Infrared Radiation Sounder* HIRS (Wylie et al., 1994).

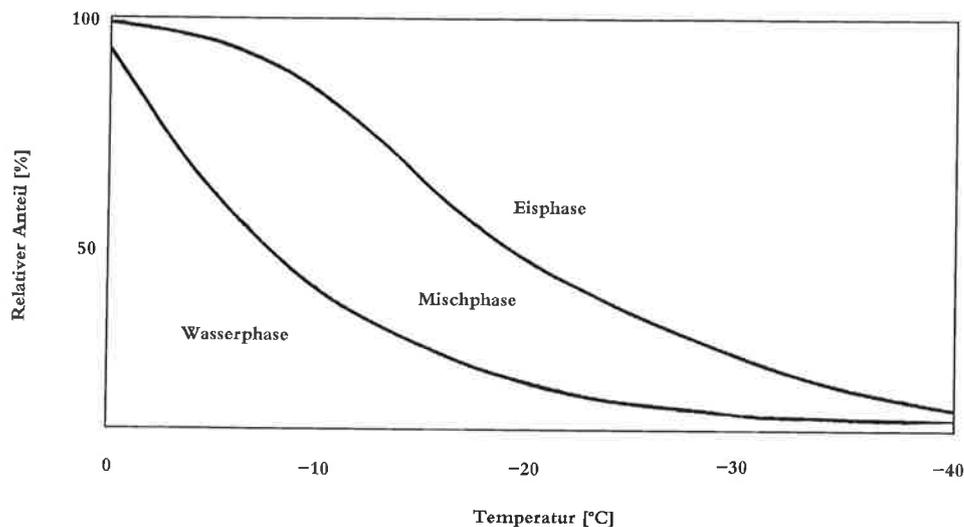


Abbildung 2.1: *Mittlere Häufigkeit des Auftretens von reiner Eisphase, reiner Wasserbewölkung oder eines gemischtphasigen Zustandes in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Die Daten stammen aus Flugzeugmessungen des europäischen Teils der ehemaligen Sowjetunion (Borovikov et al., 1963).*

Viele in der Abbildung zu erkennende Muster können auf entsprechende Anomalien der globalen Zirkulation zurückgeführt werden. So erkennt man deutlich die Maxima des Auftretens hoher Bewölkung in der innertropischen Konvergenzzone, die im Jahresrhythmus mit dem Sonnenstand variieren. Im Indischen Ozean findet man für die Monsunzeit eine deutlich höhere Bedeckung als in den Wintermonaten. Hierbei sind für dickere Eiswolken geringe tageszeitliche Variationen mit maximalen Bedeckungsgraden gegen Mitternacht zu beobachten, während für Bewölkung mit geringen optischen Dicken quasi kein Tagesgang mehr feststellbar ist (Wylie et al., 1994). Die Cirrusschirme stehen im Zusammenhang mit hochreichenden konvektiven Systemen mit feuchtlabiler Schichtung und hohen Vertikalgeschwindigkeiten bei sich rasch ändernden Umgebungsbedingungen während der Kristallwachstumsprozesse. Hierbei können sich Cumulonimben bilden, die in ihrem oberen Teil in Eiswolken übergehen. Die obere stabile Begrenzung durch die Tropopause kann zu einem horizontalen Herausströmen mächtiger Cirrus- oder Cirrostratusfelder führen, die auch nach Auflösung der tieferliegenden Cumulusstrukturen erhalten bleiben.

Ebenfalls von globaler Bedeutung sind die in den mittleren Breiten in Verbindung mit Frontensystemen auftretenden Cirrusfelder. Ihre Ausprägung nimmt dabei für die Wintermonate der jeweiligen Erdhalbkugel deutlich zu. Durch geordnete Hebung beim Aufgleiten an Luftmassengrenzen oder dem Einströmen in ein Tiefdruckgebiet entstehen dabei zumeist großräumige Cirrostratusfelder. Häufig kommt es zur Verdunstung der dünneren Teile und damit verbundener Umformung zu Cirren (DWD, 1990). Dabei werden häufig auch Schichten unterschiedlicher spezifischer Feuchte bewegt, so daß es zur Ausbildung mehrerer, diskreter, übereinanderliegender Wolkenschichten kommen kann. Die mit der Hebung verbundenen Vertikalgeschwindigkeiten sind relativ gering und homogen über große horizontale Skalen.

Von eher lokaler Bedeutung sind Eiswolken im Zusammenhang mit Gebirgserhebungen. So kann es auf der Lee-Seite hoher Bergketten zur Ausbildung stationärer Wellen kommen, an deren Wellenbergen insbesondere Cirrocumuli entstehen (Liljequist und Cihak, 1974). Besonders eindrucksvoll findet man dies in den mittleren Breiten auf den Ostseiten der Anden sowie der Rocky Mountains (Menzel et al., 1992). Allerdings zeigen sich diese lokalen Maxima hoher Bewölkung in Abbildung 2.2 nicht, da sie aufgrund des verwendeten Verfahrens fälschlicherweise als unbewölkt interpretiert werden (siehe auch Abschnitt 2.2). Die Einzelkristalle folgen dabei der Strömung und lösen sich beim Absinken ins Wellental rasch auf. Die räumliche und zeitliche Stationarität und die dabei auftretenden homogenen Wachstumsbedingungen machen diesen Wolkentyp zu einem besonders geeigneten Vergleichsobjekt verschiedener Meßverfahren untereinander sowie im Vergleich zu numerischen Untersuchungen (Young et al., 1998).

Eine weitere Möglichkeit zur Bildung von Cirrocumulusbewölkung findet sich an hochliegenden Inversionsschichten, unter denen es zu einer erhöhten Ansammlung von Nukleationskernen und Wasserdampf kommt. Die Abkühlung des oberen Teils dieser Schicht durch Ausstrahlung führt zu ungeordneter Durchmischung, wobei es in den Bereichen aufsteigender Luft zur Ausbildung dünner Eiswolken mit zellulärer Struktur kommt.

Neben der oben bereits erwähnten möglichen Zunahme der hohen Eisbewölkung durch Treibhausgasemissionen, gewinnt in jüngster Zeit die Rolle künstlicher Eiswolken an Bedeutung, die sich aus der mit anwachsendem Flugverkehr zunehmenden Anzahl von Kondensstreifen entwickeln können (Schumann, 1996). Kondensstreifengebiete entstehen insbesondere entlang der Hauptflugkorridore mit Durchmessern bis 1000 km. Zwar findet man für die lokale Erhöhung des Bedeckungsgrades bislang maximal Werte um 2% (Bakan et al., 1994). Jedoch ist für die Zukunft mit einer raschen Zunahme zu rechnen, da die für die Bildung langlebiger Kondens-

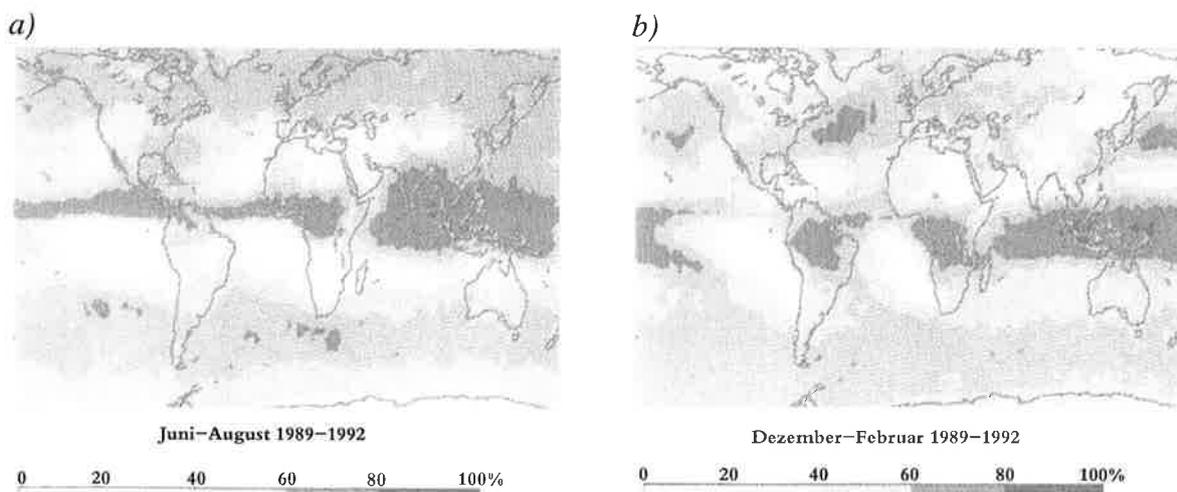


Abbildung 2.2: Geographische Verteilungen des mittleren Bedeckungsgrades hoher transmissiver Wolken (Druck < 440hPa, optische Dicke < 6), abgeleitet aus HIRS-Daten der Jahre 1989-1992 (Wylie et al., 1994). a) Juni-August, b) Dezember-Februar.

streifen notwendige Eisübersättigung häufig anzufinden ist (Heymsfield et al., 1998). Eine über einen Zeitraum von 10 Jahren angelegte Meßstudie des Luftraumes über Salt Lake City ergab, daß in etwa 30% aller beobachteten Fälle von natürlichen Cirren zeitgleich auch langlebige Kondensstreifen auftraten, die zu etwa 40% zu einer Erhöhung des Bedeckungsgrades beitrugen (Sassen, 1997).

2.2 Vorhandene Klimatologien

Wolkenklimatologien können sowohl aus bodengebundenen Beobachtungen als auch aus Satellitendaten ermittelt werden. Die Vorteile der bodengebundenen Messungen liegen insbesondere in der zuverlässigen Festlegung des Wolkentyps sowie der fast 70 Jahre zurückreichenden Datenbasis. Dagegen bieten Satellitendaten den Vorteil globaler, räumlich und zeitlich hochaufgelöster Information. Die unterschiedliche Blickgeometrie macht beide Arten von Beobachtungen zu teilweise unabhängigen, sich ergänzenden Datenquellen. Aus der Vielzahl veröffentlichter Klimatologien sollen hier nur diejenigen Erwähnung finden, die Aussagen über Eigenschaften von Eiswolken zulassen.

Die erste umfangreiche und bis in die achtziger Jahre hinein meistverwendete Wolkenklimatologie stammt von London (1957). Sie umfaßt synoptische Land- und Schiffsaufzeichnungen der Nördlichen Hemisphäre aus den dreißiger und vierziger Jahren. Hieraus wurden zonal gemittelte Monatsmittelwerte von Bedeckungsgrad, Wolkenhöhe und -mächtigkeit für die verschiedenen Wolkentypen gebildet, wobei die drei cirriformen Eiswolkenarten zu einer Kategorie Cirrus zusammengefaßt wurden. Für diese ergibt sich nahezu unabhängig vom Breitengrad eine mittlere Wolkendicke von 1,7 km. Die Wolkenhöhe variiert entsprechend der geographischen Breite und liegt im Mittel bei 70-80% der Tropopausenhöhe.

Eine Weiterführung dieser bodengebundenen Klimatologie ergab sich insbesondere aus synoptischen Daten der siebziger Jahre über Land (Warren et al., 1986) sowie aus 30 Jahren Schiffsaufzeichnungen über dem Ozean (Warren et al., 1988). Diese Studien ergaben, daß in 37% aller Fälle über dem Ozean Cirren beobachtet wurden, was mit einem mittleren Bedeckungsgrad von nur 12,6% verbunden ist. Demgegenüber ergab sich über Land eine Häufigkeit von 47%, resultierend in einem Bedeckungsgrad von 23,4%. Nach Ansicht der Autoren ist der sehr viel geringere Bedeckungsgrad von Cirren über dem Ozean auf die häufig diesigen Situationen zurückzuführen, so daß der Schwellwert der optischen Dicke zur Erkennung eines Cirrus höher liegt als über Land. Allgemein ist davon auszugehen, daß der Anteil dünner Cirren aus Bodenbeobachtungen deutlich unterschätzt wird. Der gleiche Datensatz wurde von Hahn et al. (1982; 1984) verwendet, um Wahrscheinlichkeitsaussagen über das gleichzeitige Auftreten verschiedener Wolkentypen zu erhalten. Hierbei wurde festgestellt, daß in der Mehrzahl aller Cirrus-Fälle zugleich auch andere, tieferliegende Bewölkung beobachtet werden konnte. Über dem Ozean liegt diese Wahrscheinlichkeit sogar bei über 90%. Eine zusammenfassende Darstellung zeigt die Tabelle 2.1.

Erste Satellitenklimatologien zu Beginn der siebziger Jahre beschränkten sich auf die Aufzeichnung des Bedeckungsgrades. Eine Unterscheidung nach Wolkenhöhe und die damit verbundene Festlegung des Wolkentyps war nicht möglich. Solch eine globale, dreidimensionale Wolkenklimatologie aus sichtbaren und infraroten Strahlungsmessungen geostationärer Satelliten wurde erstmals Ende der siebziger Jahre präsentiert. Ein Vergleich der verschiedenen Studien ergab jedoch große Abweichungen untereinander (Hughes, 1984). Außerdem fehlten weiterhin die für die Klimamodellierung wichtigen strahlungsrelevanten Eigenschaften von Wolken. Daher wurde 1983 das *International Satellite Cloud Climatology Project* ISCCP gestartet, um zunächst aus sichtbaren und thermisch infraroten Spektralmessungen geostationärer und polarumlaufender Satelliten klimarelevante Wolkeneigenschaften auf globaler Ebene zu ermitteln (Schiffer und Rossow, 1983). Im Laufe der Projektdauer wurden weitere Datenquellen in den operationellen Ablauf integriert (z.B. wöchentlich aktualisierte See-Eis-Datensätze der US-Navy oder Temperatur-, Feuchte- und Ozonprofile aus TOVS-Daten). Hieraus abgeleitete Größen sind unter anderem Bedeckungsgrad, sichtbare optische Dicke und Wolkenoberkantenhöhe, getrennt für tiefe, mittelhohe und hohe Bewölkung. Bei der Bestimmung der optischen Dicke werden für tiefe und mittelhohe Wolken Kugelverteilungen mit Effektivradien von $10 \mu\text{m}$ angenommen, während bei hoher Bewölkung verzerrte Polykristalle mit Effektivradien von $30 \mu\text{m}$ verwendet werden (Rossow und Schiffer, 1991). Inzwischen existiert eine sechzehnjährige Datenbasis aus denen für einen elfjährigen Zeitraum zwischen 1983 und 1994 entsprechende Klimatologien als Monats-, Quartals- und Jahresmittelwerte öffentlich verfügbar sind (Rossow und Schiffer, 1999). Man erhält im globalen ganzjährigen Mittel einen Bedeckungsgrad mit hohen Wolken von 22%, was in etwa den aus Bodendaten abgeleiteten Werten entspricht.

Inzwischen wurden auch Ergebnisse anderer Satellitenverfahren veröffentlicht, die einen weiteren qualitativen und quantitativen Vergleich zulassen. Auf zwei dieser Vergleiche sei hier näher eingegangen, da die dabei verwendeten Sensoren zum einen eine direkte Ermittlung der Wolkenhöhe zulassen, zum anderen deutlich empfindlicher für optisch dünne Wolken sind, sich somit also insbesondere für die Untersuchung von Eiswolken eignen. Die erste Technik ist eine Vertikalsondierung mit Hilfe verschiedener thermisch infraroter Kanäle innerhalb der CO_2 -Ab-

Tabelle 2.1: *Jährliche global gemittelte Werte aus synoptischen Beobachtungen über Land und Ozean. Die Quellen sind: Warren et al. (1986; 1988) und Hahn et al. (1982; 1984). Die Genauigkeitsangaben beziehen sich auf die geographische Standardabweichung individueller $5^\circ \times 5^\circ$ -Boxen bei der zonalen Mittelung.*

	Land (1952-1981)	Ozean (1971-1980)
Totaler Bedeckungsgrad [%]	$52,4 \pm 17,0$	$64,8 \pm 14,0$
Häufigkeit des Auftretens von Cirren [%]	$47,0 \pm 19,0$	$37,0 \pm 13,0$
Mittlerer Bedeckungsgrad von Cirren [%]	$23,0 \pm 12,0$	$12,6 \pm 6,0$
Gleichzeitiges Auftreten anderer Wolken im Zusammenhang mit Cirren [%]	55,0	91,0

sorptionsbande, die auf Daten des polarumlaufenden HIRS-Sensors oder des geostationären VAS-Sensors angewandt werden kann (Wylie et al., 1994; Menzel et al., 1992). Ein noch sensibleres Verfahren zur Erkennung optisch sehr dünner Wolken, bietet der Okkultationssensor *Stratospheric Aerosol and Gas Experiment (SAGE) II*, der die Transmission von Solarstrahlung über dem Horizont mißt. Diese Blickgeometrie erlaubt eine gute Bestimmung der Wolkenhöhe und eine Erkennung auch optisch sehr dünner Eiswolken mit optischen Dicken kleiner 0,1 (Wang et al., 1994).

Vergleiche zeigen, daß die Muster der geographischen und saisonalen Verteilung zwischen diesen drei Verfahren sehr gut übereinstimmen (Woodbury und McCormick, 1986; Liao et al., 1995; Jin et al., 1996). So kann die in Abbildung 2.2 gezeigte, aus vier Jahren HIRS-Daten abgeleitete, globale Verteilung hoher Wolken außer für die hochreichenden Gebirgsmassive der mittleren Breiten als charakteristisch betrachtet werden. Über bergigem Terrain existieren große Fehler im HIRS-Algorithmus.

Wesentliche Unterschiede zwischen den Verfahren ergeben sich bei der Größe des Bedeckungsgrades. So zeigt die HIRS-Klimatologie global und jahreszeitlich gemittelt einen Bedeckungsgrad von 36% gegenüber nur 22% beim ISCCP-Algorithmus. Vor allem über den Tropen erkennt der HIRS-Algorithmus deutlich mehr dünne Bewölkung mit optischen Dicken kleiner 0,5, was auf die dort häufiger auftretenden Fälle dichter Untergrundbewölkung zurückzuführen ist. Ähnliche Ergebnisse findet man auch für den Vergleich zwischen ISCCP und SAGE II. Vergleicht man nur Wolken oberhalb der Detektionsschwelle des ISCCP-Verfahrens, d.h. für optische Dicken größer 0,1 bis 0,2 über dem Ozean bzw. größer 0,3 bis 0,4 über Land, so findet man sehr gute Übereinstimmungen. Dies zeigt der in Abbildung 2.3 dargestellte Vergleich zonal gemittelter Bedeckungsgrade hoher Wolken. Für sehr geringe optische Dicken kleiner 0,1 zeigen die SAGE II-Ergebnisse jedoch einen zusätzlichen Bedeckungsgrad von mehr als 10%. Für eine Be-

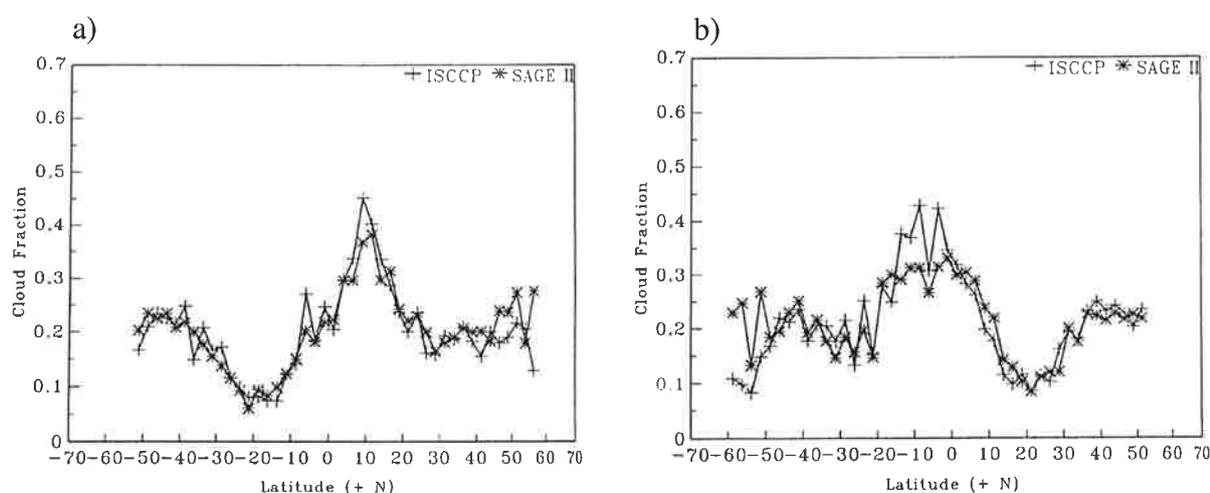


Abbildung 2.3: Vergleich der zonal gemittelten Bedeckungsgrade mit Eiswolken (Wolkenoberkantendruck kleiner 440 hPa), wobei der Schwellwert des Extinktionskoeffizienten im SAGE II-Verfahren auf $0,008 \text{ km}^{-1}$ erhöht wurde (Quelle: Liao et al., 1995). a) Juli 1985-1990, b) Januar 1985-1990.

trachtung der Klimawirksamkeit von Eiswolken können diese optisch dünnen Wolken einen gewichtigen Beitrag leisten und sollten daher nicht vernachlässigt werden (Rosenfield et al., 1998).

Eine erste achtmonatige Teilklimatologie für Effektivradien von Wasserwolken wurde aus AVHRR-Daten mit Hilfe der solaren Komponente des $3,7 \mu\text{m}$ -Kanals erstellt (Han et al., 1994). Für die weiteren, in dieser Arbeit interessierenden Parameter stehen dagegen bislang keine Klimatologien zur Verfügung. Allerdings sollen die Parameter thermodynamische Phase, Effektivradius von Eiswolken und Eiswasserpfad bis zum Jahre 2001 in den operationellen Betrieb des ISCCP-Projektes integriert werden. Dazu sollen weitere, inzwischen auf polarumlaufenden Sensoren verfügbare Spektralbereiche verwendet werden (Rossow et al., 1996).

Globale, über einen längeren Zeitraum anhaltende Untersuchungen zur Erstellung einer Klimatologie für Kondensstreifen existieren bislang nicht. Hierbei besteht das Problem, diese von den natürlich vorkommenden Eiswolken zu unterscheiden. Einige Kondensstreifen können im Satellitenbild durch ihre langgezogene, lineare Struktur erkannt werden. Bakan et al. (1994) untersuchten diese mit Hilfe einer visuellen Inspektion von Quicklooks der AVHRR-Infrarotbilder. Für einen Zeitraum von sieben Jahren wurden so tages- und jahreszeitliche Variationen über Europa und dem Ostatlantik bestimmt. Hierfür ergab sich ein mittlerer Bedeckungsgrad von 0,5% mit anwachsendem Trend. Im Bereich der Hauptflugkorridore ergaben sich Maxima von etwa 2%. Ein operationelles Verfahren führte zu ähnlichen Ergebnissen und soll in Zukunft dazu genutzt werden, aus AVHRR-Daten eine globale Klimatologie des Bedeckungsgrades zu erstellen (Mannstein et al., 1998). Hierbei muß berücksichtigt werden, daß auf diese Weise alte, in ihrer äußeren Form nicht von natürlichen Cirren unterscheidbare Kondensstreifen, nicht erkannt werden können. Daher wurde in einer theoretischen Analyse mit Hilfe eines Klimamodells das Potential globaler Kondensstreifenbedeckung bei einer extensiven Zunahme des Flugverkehrs berechnet (Sausen et al., 1998). Während der gegenwärtige globale Bedeckungsgrad mit 0,1% noch verschwindend gering ist, kann dieser auf einen Wert von 16% mit lokalen Maxima von 30% in den Tropen ansteigen.

2.3 Mikrophysikalische Beschreibung von Eiswolken

Wie in Abbildung 2.1 zu Beginn des Kapitels bereits erläutert, können auch bei Temperaturen deutlich unterhalb des Gefrierpunktes noch gemischtphasige Wolken auftreten. So wurden in sehr reiner Luft unterkühlte Wassertröpfchen bis zu Temperaturen von $-40,7^\circ\text{C}$ beobachtet (Heymsfield und Miloshevich, 1993). Bei solch niedrigen Temperaturen, unterhalb von -33°C , nimmt die Bedeutung der homogenen Nukleation von Eiswolken-tröpfchen rasch zu, so daß unterhalb einer Temperatur von etwa -45°C keine Wassertröpfchen mehr vorkommen können. Dies liegt an dem mit abnehmender Temperatur zunehmenden Anteil von gebundenen Wasserstoffbrückenbindungen, der zu einer zunehmenden Einschränkung der Bewegungsfreiheit der Moleküle führt. Bei einer asymptotischen Temperatur von etwa -45°C sind alle theoretisch mög-

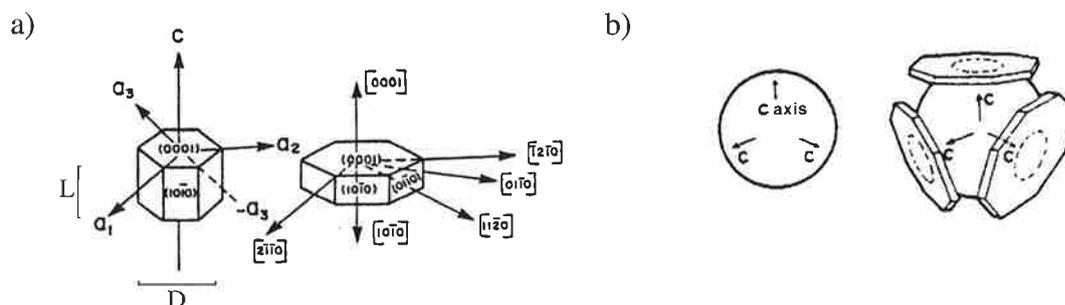


Abbildung 2.4: a) Schematische Darstellung hexagonaler Kristalle der Länge L und Breite D . Die c -Achse liegt senkrecht zur Basisfläche, die a -Achsen senkrecht zur c -Achse. b) Schematische Darstellung der Bildung von Polykristallen auf gefrorenen Tropfen (Quelle: Pruppacher und Klett, 1997).

lichen Wasserstoffbrücken aktiv (Pruppacher und Klett, 1997). Der Prozeß der Eiskristallbildung geschieht dabei in zwei Schritten. Zunächst bildet sich durch statistische Fluktuationen in einem embryonalen Keim die Grundstruktur des Kristalls aus, in die sich anschließend sukzessive die umgebenden Wassermoleküle einbauen können.

Man findet allerdings nicht erst bei solch niedrigen Temperaturen Eiskristallbildung. Vielmehr werden bereits bei Temperaturen wenige Grad unterhalb des Gefrierpunktes, Eiskristalle in Wolken gebildet. Die direkte homogene Nukleation aus der Dampfphase spielt dabei keine Rolle, da diese bei den in der Atmosphäre herrschenden Bedingungen energetisch nicht möglich ist. Vielmehr sind Eiskerne notwendig, um die Nukleation einleiten zu können. Eiskristalle können dann durch direkte Deposition des Wasserdampfes auf dem Eiskern gebildet werden oder durch Gefrieren unterkühlter Tropfen mit Hilfe darin suspendierter Eiskerne bzw. durch mechanischen Kontakt mit diesen. Welche Aerosole unter welchen Umständen als Eiskerne wirksam werden und in welcher Weise dies geschieht, ist zur Zeit noch Gegenstand intensiver Forschung (Pruppacher und Klett, 1997). Man findet, daß Eiskerne häufig aus wasserunlöslichen Aerosolen mit Radien größer $0,1 \mu\text{m}$ bestehen, die mit den Wassermolekülen Wasserstoffbrücken bilden können. Bevorzugt werden Aerosole mit eisähnlicher Gitterstruktur und Gitterkonstanten. Der wichtigste Faktor scheint jedoch das Vorhandensein von Störstellen (z.B. Kristallfehler, Ecken, Kanten) zu sein, die als aktive Stellen wirken, an denen sich der Wasserdampf andocken kann. Es zeigt sich, daß der Anteil der Aerosole die als Eiskerne aktiv werden können, mit abnehmender Temperatur oder zunehmender Eisübersättigung exponentiell zunimmt (Sassen et al., 1985).

Bei den auf der Erde herrschenden Temperatur- und Druckverhältnissen, wächst Eis mit einer hexagonalen Gitterstruktur (siehe Abbildung 2.4a). Das Wachstum der Kristalle geschieht durch Deposition, Bereifung oder Aggregation (Hobbs, 1974). Die Wachstumsrate durch Deposition läßt sich näherungsweise auf der Basis diffusiver und gaskinetischer Transportprozesse beschreiben (Pruppacher und Klett, 1997). Dem überlagern sich jedoch bislang noch nicht vollständig verstandene oberflächenkinetische Effekte, die den Einbau der Wasserdampfmo-

in das Kristallgitter kontrollieren, so daß sowohl die Massenwachstumsrate als auch die Wachstumsrate der einzelnen Flächen empfindlich mit der Temperatur variieren. So findet man einen zyklischen Wechsel zwischen den beiden Grundformen Säule und Platte bei Temperaturen um etwa -4°C , -9°C und -22°C . Der Einfluß zunehmender Eisübersättigung führt dazu, daß sich die Anzahl von Eiskeimen erhöht, was zur Ausbildung einer größeren Anzahl von Wachstumsflächen oder gar ungeordnetem Schichtwachstum führen kann.

Abbildung 2.5 zeigt eine Klassifizierung beobachteter Teilchenformen von Magano und Lee (1966) in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Feuchte, wobei die Ergebnisse verschiedener Wolkenmessungen zusammengefaßt wurden. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit Laborergebnissen sowie *in situ*-Messungen späterer Cirrus-Experimente (Kobayashi, 1961; Auer und Veal, 1970; Heymsfield, 1975; Heymsfield, 1977; Krupp, 1992). Ändern sich während des Wachstumsprozesses eines Kristalls die Umgebungsbedingungen, so führt dies zu einer Überlagerung einer neuen Formcharakteristik auf die ursprüngliche Kristallstruktur. Hierdurch können beliebig irreguläre Kristalle entstehen (Weickmann, 1945).

Köhler fand bereits 1927, daß Kristalle ab einer gewissen Größe, insbesondere durch Kollision und damit verbundener Aggregatbildung, weiter anwachsen. Zwar findet ein Großteil der Aggregation bei Temperaturen weit über -20°C statt, wo Oberflächenfilme ein Zusammenschmelzen durch Wasserstoffbrückenbindungen ermöglichen. Jedoch werden auch bei tieferen Temperaturen Aggregate gefunden, die sich durch Zusammenschmelzen, elektrostatische An-

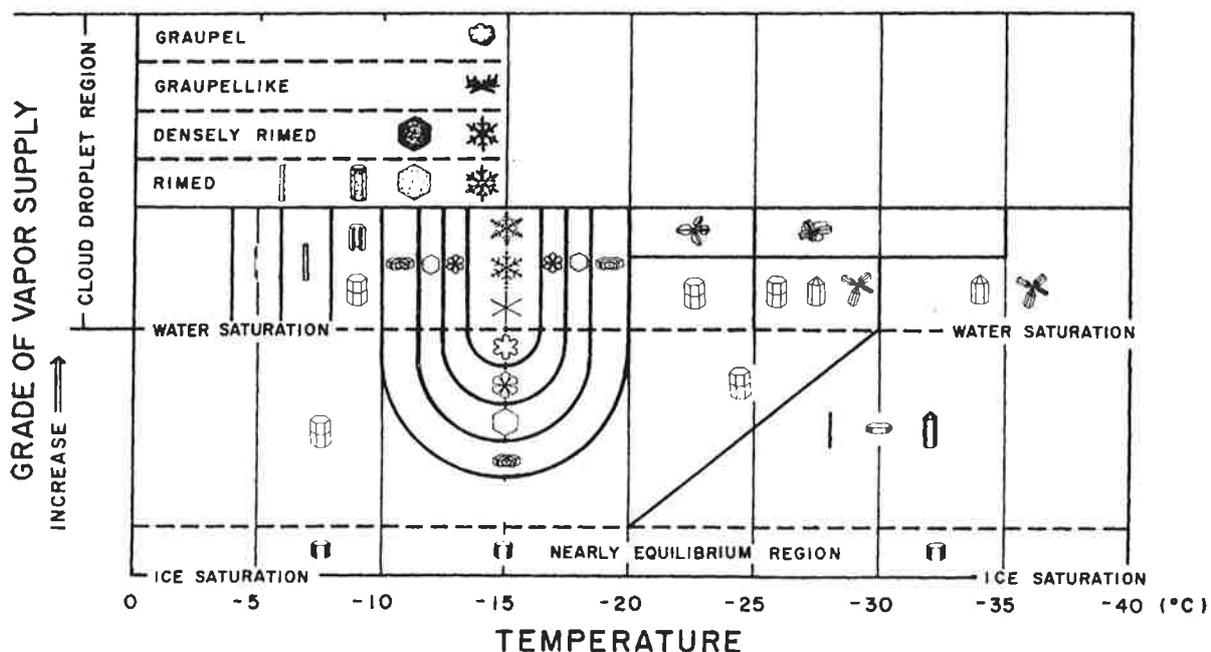


Abbildung 2.5: Temperatur- und Feuchtebedingungen für das Wachstum verschiedener Eiskristalltypen in natürlichen Wolken aus *in situ*-Messungen verschiedener Autoren vor 1966 (Quelle: Magano und Lee, 1966). Bei sehr geringen Übersättigungen findet man als Gleichgewichtsform dicke Platten in guter Übereinstimmung mit theoretischen Betrachtungen, die ein Aspektverhältnis von 0,8 voraussagen (Wulfs Theorem).

Tabelle 2.2: Empirische Beziehung zwischen Länge L und Breite D für verschiedene in dieser Arbeit verwendete Teilchenformen. Weitere Parameterisierungen liegen für Nadeln, Dendriten und Flaschenprismen vor.

Kristalltyp	Empirische Beziehung [mm]	Gültigkeitsbereich	Studie
Platten	$L = 0,0449D^{0,449}$	$D \geq 0,2\text{mm}$	Auer und Veal (1970)
Säulen, Hohlsäulen	$D = \begin{cases} 0,5L \\ 0,1973L^{0,414} \end{cases}$	$L \leq 0,2\text{mm}$ $L \geq 0,2\text{mm}$	Auer und Veal (1970) & Heymsfield (1972)

ziehung oder mechanisches Verzahnen bei der Kollision von zumeist polykristallinen Teilchen bilden (Kajikawa und Heymsfield, 1989; Krupp, 1992). Diese Polykristalle wachsen an den zuvor durch homogene Nukleation gefrorenen Tröpfchen, wobei sich in verschiedenen Wachstumsrichtungen durch Deposition Kristalle bilden können (Abbildung 2.4b). Die Wahrscheinlichkeit zur Ausbildung von Polykristallen wächst mit abnehmender Temperatur und zunehmender Tröpfchengröße. Für große Kristalle mit Ausdehnungen von einigen hundert Mikrometern ergibt sich eine natürliche Beschränkung der maximalen Größe durch Verdunstung aufgrund einer zunehmenden Strahlungsabsorption und einer damit verbundenen Erniedrigung der lokalen relativen Feuchte (Gierens, 1994).

Die Aspektverhältnisse monokristalliner Teilchen verändern sich aufgrund der unterschiedlichen Wachstumsgeschwindigkeiten von Basis- und Seitenflächen mit zunehmender Größe. Aus anfänglich kompakten Teilchen werden beim weiteren Wachstum je nach Grundform eher langgezogene oder flache Kristalle. Auer und Veal (1970) sowie Heymsfield (1972) haben für verschiedene Teilchenformen vorhandene *in situ*-Messungen genutzt, um entsprechende Parameterisierungen der Aspektverhältnisse zu entwickeln. Obgleich diese Beziehungen im wesentlichen für warme Wolken oberhalb von -20°C bestimmt wurden, werden sie in der vorliegenden Arbeit mit den in Tabelle 2.2 angegebenen Koeffizienten verwendet. Entsprechende Parameterisierungen für ungeordnete Kristalle existieren bislang nicht.

Für die in dieser Arbeit interessierenden hohen Eiswolken mit Temperaturen von typischerweise -25 bis -60°C , finden sich in der Literatur vor allem Säulen, Hohlsäulen, Platten, Polykristalle aus Flaschenprismen (Das sind Säulen mit aufgesetzter Pyramide.) und Aggregate, wobei sich die meisten Kristalle durch homogene Nukleation unterkühlter Tröpfchen gebildet haben. Aggregate werden insbesondere in konvektiven Luftmassen gefunden, in denen aufgrund höherer Teilchenzahldichten und größerer Vertikalgeschwindigkeiten häufiger Kollisionen stattfinden. Die typischen maximalen Kristallausdehnungen liegen für Säulen und Platten bei 100 bis 300 μm , für Polykristalle bei 200 bis 800 μm und für Aggregate bei 400 bis 1500 μm (Pruppacher und Klett, 1997). Die Werte der gemessenen Eiswassergehalte variieren zwischen 0,05 und 1,0 gm^{-3} , wobei sich im wesentlichen eine Zunahme mit der Temperatur ergibt (Stephens et al., 1990). Für typische Konzentrationen findet man in der Literatur Werte von 50 bis 500 t^{-1} mit

großen Schwankungen zwischen $0,0001$ und $10000\ l^{-1}$ (Dowling und Radke, 1990). Diese Ergebnisse basieren jedoch auf Einzelmessungen für relativ kurze Zeitperioden, so daß bislang keine Aussagen zur geographischen oder saisonalen Variation möglich sind.

Abbildung 2.6 zeigt Beispiele typischer Kristallgrößenverteilungen verschiedener Eiswolken-typen (Fu, 1996). Man erkennt zum einen den starken Abfall der Teilchenanzahldichte mit zunehmender Teilchendimension. Der spektrale Verlauf der Größenverteilung ergibt sich dabei durch die relative Bedeutung der verschiedenen Wachstums- und Auflösungsprozesse (Herzogh und Hobbs, 1985; Passarelli, 1978). Zum anderen findet man für den konvektiven Wolkentyp Cirrus Uncinus ein weiteres lokales Maximum bei Teilchendimensionen von 300 bis $500\ \mu\text{m}$, das im wesentlichen auf eine erhöhte Anzahl von Aggregaten zurückzuführen ist. Diese unterschiedlichen Verläufe finden sich auch in Parameterisierungen wieder, wie sie aus *in situ*-Messungen verschiedener Flugzeugexperimente abgeleitet wurden (Wyser, 1997). So fanden Moss et al. (1996) eine starke Abhängigkeit vom Wolkentyp. Heymsfield und Platt (1984) ermittelten für Größenverteilungen in Eiswolken der mittleren Breiten einen exponentiellen Verlauf mit reiner Temperaturabhängigkeit.

Die im linken Teil der Abbildung 2.6 dargestellten, als *warm* und *cold* bezeichneten Wolken, stellen Beispiele dieser Parameterisierung dar. Eine leicht modifizierte Parameterisierung von Liou (1986) wird auch in dieser Arbeit verwendet und daher in Abschnitt 3.4.1 beschrieben. Dem gegenüber ergab sich für tropische Eiswolken die Größenverteilung als Summe aus einer

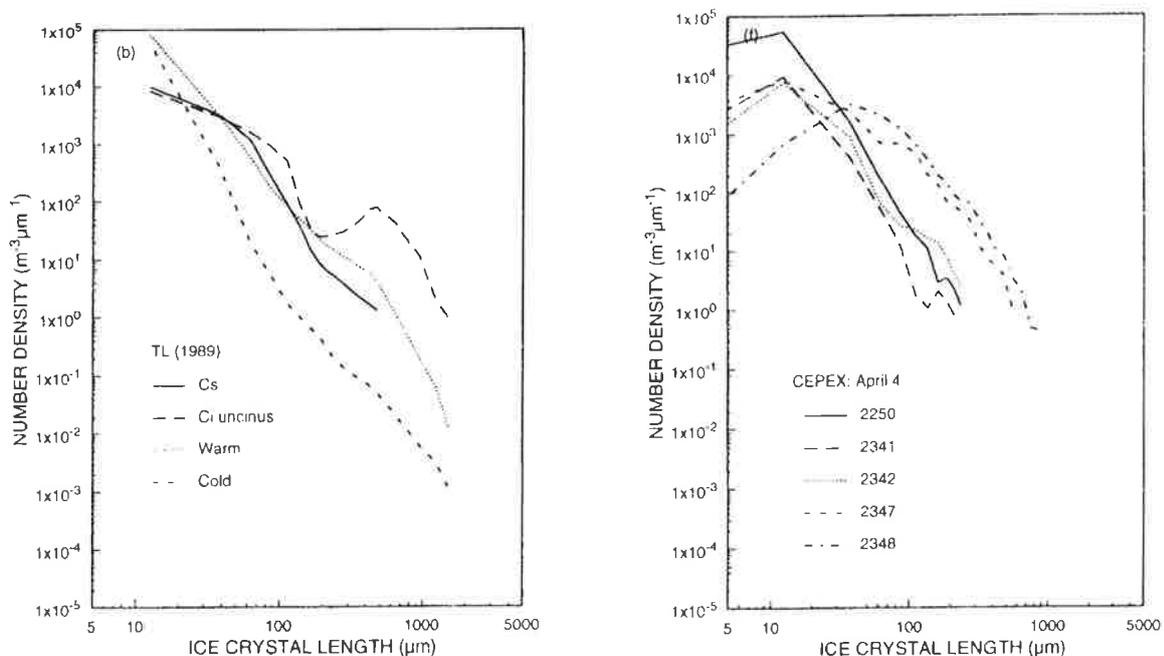


Abbildung 2.6: Repräsentative Eiskristallgrößenverteilungen für verschiedene Typen von Eiswolken, ermittelt aus einer Vielzahl von Flugzeugmessungen unterschiedlicher Autoren (Quelle: Fu, 1996). Die linke Abbildung zeigt stratiforme und konvektive Größenverteilungen aus mittleren Breiten, die rechte Abbildung zeigt Messungen tropischer Cirren.

Gamma- und einer Lognormal-Verteilung mit einer Abhängigkeit sowohl von der Temperatur als auch vom Eiswassergehalt (McFarquhar und Heymsfield, 1997).

Bei den zuvor diskutierten Parameterisierungen werden Kristalle mit Ausdehnungen kleiner $20 \mu\text{m}$ nicht berücksichtigt, da diese mit den bislang bei *in situ*-Messungen verwendeten optischen Sonden nicht vermessen werden können (Heymsfield und Platt, 1984; Reuter und Bakan, 1998). Damit wird ein für die Strahlungscharakteristik wesentlicher Anteil von Eiskristallen ausgelassen (Stephens et al., 1990; Takano et al., 1992) über deren Größenspektrum bislang nur wenige Untersuchungen vorliegen (Platt und Spinhirne, 1989; Arnott et al., 1994). Strauß (1994) fand mit Hilfe von Replikatormessungen innerhalb von kalten Cirren der mittleren Breiten im wesentlichen konstante Teilchenzahldichten für Ausdehnungen zwischen 1 und $20 \mu\text{m}$. Allerdings ist zu vermuten, daß bei wärmeren Temperaturen der Anteil kleiner Teilchen durch Kristallsplitterung stärker zunimmt (Ström et al., 1997). Dagegen fanden Liou et al. (1998) keine Anzeichen für nennenswerte Beiträge kleiner Kristalle. Der rechte Teil von Abbildung 2.6 zeigt Messungen während des *Central Equatorial Pacific Experiment* CEPEX 93 über tropischen Cirren. Für die Vermessung kleiner Teilchen kamen Video-Teilchensammler (VIPS) zum Einsatz. Man erkennt deutlich die fallende Anzahl sehr kleiner Kristalle. Diese widersprüchlichen Ergebnisse zeigen, daß bislang noch keine abschließenden Aussagen über die Bedeutung kleiner Kristalle in Eiswolken getroffen werden können.

Die Bildung von Eiskristallen in Kondensstreifen wird wesentlich durch den im Abgasstrahl vorhandenen Wasserdampf sowie den dort ebenfalls vorhandenen Kondensationskeimen bestimmt. Der Wasserdampf wird durch adiabatische Expansion innerhalb weniger Sekunden auf das Temperaturniveau der Umgebung abgekühlt. Beim Erreichen der Wassersättigung bilden sich an den Kondensationskernen Tröpfchen, die bei ausreichend niedrigen Temperaturen von etwa -40°C spontan gefrieren können (Appleman, 1953; Schumann, 1996). Die hohe Übersättigung bezüglich Eis wird durch diffusives Wachstum der Eisteilchen rasch abgebaut. Damit es zu langlebigen, großräumigen Kondensstreifen kommen kann, muß die nun durch Entrainment einströmende Umgebungsluft mindestens Eissättigung besitzen. Ansonsten löst sich der Kondensstreifen durch Sedimentation und Verdunstung schnell auf. Simulationen haben gezeigt, daß die Lebensdauer exponentiell mit der relativen Feuchte über Eis anwächst (Boin und Levkov, 1994). Junge Kondensstreifen bestehen im wesentlichen aus einer hohen Anzahl kleiner kompakter Teilchen (Knollenberg, 1972) mit bereits wohldefinierten hexagonalen Formen (Goodman et al., 1998). Ob sich mit zunehmendem Alter die mikrophysikalischen Strukturen denen der Umgebungscirren anpassen oder nicht, ist bislang nicht endgültig geklärt. Es besteht die Vermutung, daß anthropogen erzeugte Eiswolken aufgrund des abweichenden Bildungsprozesses sehr viel kleinere Teilchen aufweisen, als natürliche Cirren (Sassen, 1997; Gayet et al., 1996, Betancor et al., 1999). Minnis et al. (1998) dagegen finden keine systematischen Unterschiede.

3 Simulation der Strahlungsübertragung

Die Modellbildung ist selektiv, sie arbeitet auf der nicht vollständig begründbaren Hypothese, daß alle zur Beantwortung eines Problems relevanten Elemente und Relationen im Modell erfaßt sind.

Schreyögg, Unternehmensstrategie

Bei der Entwicklung von Algorithmen zur Fernerkundung atmosphärischer Parameter aus spektral aufgelösten Strahlungsmessungen, müssen in einem ersten Schritt umfangreiche Strahlungstransportsimulationen für einen breiten Bereich möglicher Atmosphärenparameter berechnet werden. Da analytische Lösungen nur für eine Reihe von Spezialfällen zur Verfügung stehen, muß für die hier untersuchten atmosphärischen Bedingungen auf ein numerisches Verfahren zurückgegriffen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird dafür ein auf der Matrix-Operator-Methode beruhendes Modell verwendet, da sich dieses insbesondere für die Behandlung optisch dicker Medien eignet.

Hierzu soll zunächst die allgemeine Strahlungstransportgleichung mit allen im untersuchten Spektralbereich relevanten Termen beschrieben werden. Im Anschluß daran folgt eine kurze mathematische Behandlung des hier verwendeten Lösungsansatzes der Matrix-Operator-Methode. Der zweite Abschnitt beschreibt dann die Auswahl der verwendeten Spektralkanäle. Die in den ersten Kapiteln bereits verwendeten Begriffe *Effektivradius* und *strahlungseffektive Teilchenform* können im Falle von Eiswolken unterschiedlich gedeutet werden. Daher soll im dritten Abschnitt eine etwas genauere Definition erfolgen. Hierbei wird auch veranschaulicht, warum eine Aussage über die vorherrschenden Kristallformen allein aus spektralen Messungen nicht möglich ist. Der vierte Abschnitt beschreibt dann die verwendeten Modelleingabeparameter. Dabei ist insbesondere ein charakteristischer, die optischen Eigenschaften realer Eiswolken beschreibender Datensatz von Wolkenparametern und den damit verbundenen Einfachstreuungseigenschaften festzulegen. Das Kapitel endet mit einer Validierung mit bekannten Problemlösungen, wobei anhand von Plausibilitätsbetrachtungen die Genauigkeit der durchgeführten Simulationen festgelegt werden.

3.1 Die Strahlungsübertragungsgleichung und ihre numerische Lösung

3.1.1 Die Strahlungsübertragungsgleichung

Die Modifikation des elektromagnetischen Strahlungsfeldes in einem Medium durch Streuung, Absorption und Emission kann mit Hilfe der Strahlungstransportgleichung beschrieben werden. Sie stellt eine Bilanzgleichung für die in einem Medium am Orte \vec{r} in Richtung $\vec{\Omega}$ durchlaufende Strahlung dar. Grundlegende Arbeiten zur Theorie des Strahlungstransportes wurden bereits zu

Beginn des Jahrhunderts im wesentlichen ausgehend von astrophysikalischen Fragestellungen geleistet (Schwarzschild, 1906; Eddington, 1926; Chandrasekhar, 1950). Eine detailliertere Darstellung findet sich zum Beispiel bei Liou (1980) oder Liou (1992). Hierbei werden alle physikalischen Eigenschaften der Medien durch makrophysikalische Größen beschrieben; die Wechselwirkungsprozesse von Licht und Materie werden als lineare Prozesse angesetzt. Das Strahlungsfeld wird mit Hilfe der spektralen Strahldichte L_λ über den Ausdruck

$$L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{d\Phi^3(\vec{s})}{d\Omega(\vec{s})d\lambda dA \cos\theta} \quad (3.1)$$

definiert. Hierbei gibt θ den Winkel an, unter dem der Strahlungsenergiefluß Φ eines Spektralintervalls $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ aus dem Raumwinkelbereich $\Omega(\vec{s})$ durch eine Fläche A tritt. Im folgenden wird bei der Darstellung aller Strahlungsgrößen sowie der die Wechselwirkung des Mediums mit dem Strahlungsfeld beschreibenden optischen Parameter auf den Index λ verzichtet, da allen weiteren Darstellungen stets die monochromatische Betrachtung zugrunde liegt.

Die Änderung der Strahldichte L auf dem Weg von \vec{r} nach $\vec{r} + d\vec{s}$ ergibt sich aus den Quellen dL^+ und Senken dL^- zu $dL = dL^+ + dL^-$. Die Abschwächung geschieht durch Absorptions- und Streuprozesse und wird durch das Lambert-Beersche Gesetz

$$dL^- = -L(\vec{r}, \vec{s})k_{ext}ds \quad (3.2)$$

beschrieben. Der Extinktionskoeffizient k_{ext} ergibt sich dabei als Summe aus Absorptionskoeffizient k_a und Streukoeffizient k_s . Mögliche Quellen eines Strahlungsgewinns beim Durchqueren der Weglänge ds sind neben der Emission die elastische und inelastische Streuung aus anderen Richtungen in Richtung \vec{s} . Für das interessierende Untersuchungsobjekt im betrachteten Spektralbereich spielen Emission und inelastische Streuung jedoch keine Rolle, so daß als Quellterm allein die elastische Streuung

$$dL^+ = k_s ds \int_{4\pi} L(\Omega')P(\Omega, \Omega')d\Omega' \quad (3.3)$$

verbleibt. Die Phasenfunktion $P(\Omega, \Omega')$ beschreibt dabei die Wahrscheinlichkeit, daß bei dem Streuprozess eines aus dem Raumwinkelintervall Ω' einfallenden Photons dieses in Richtung Ω gestreut wird. Man erhält somit als Strahlungsbilanzgleichung:

$$dL = -Lk_{ext}ds + k_s ds \int_{4\pi} L(\Omega')P(\Omega, \Omega')d\Omega' . \quad (3.4)$$

Für das im folgenden zu beschreibende Modell wird eine vertikal geschichtete, horizontal unendlich ausgedehnte, planparallele Atmosphäre mit vertikaler Dimension z angenommen. Die

Richtung der Strahlung wird durch Zenitwinkel θ und Azimutwinkel ϕ mit dem abkürzenden Ausdruck $\mu = \cos\theta$ beschrieben. Die entsprechenden Größen des Sonnenstandes werden durch einen Index 0 dargestellt. Zur weiteren Vereinfachung wird die Vertikalkomponente im folgenden durch die optische Dicke τ ausgedrückt, die sich als Integral des Extinktionskoeffizienten vom Oberrand der Atmosphäre bis zur Höhe z ergibt. Diese gesamt optische Dicke setzt sich additiv aus den Beiträgen der Extinktion an Molekülen, Aerosolen und Wolkenteilchen zusammen:

$$\tau(z) = \int_z^{z_\infty} k_{ext}(z') dz' = \sum_i \int_z^{z_\infty} \int_r \sigma_{ext,i}(r) n_i(r, z') dr dz' \quad ; \quad i \in \begin{cases} \text{Moleküle} \\ \text{Aerosole} \\ \text{Wolken} \end{cases} \quad (3.5)$$

Dabei ist $n(r)dr$ die Anzahl von Teilchen pro Einheitsvolumen mit Ausdehnungen zwischen r und $r+dr$, der Extinktionsquerschnitt $\sigma_{ext}(r)$ gibt den effektiven Querschnitt für Teilchen mit Ausdehnungen r an, der in Wechselwirkung mit der Strahlung steht. Zur Unterscheidung werden optische Dicken einzelner Schichten mit einer Tilde versehen. $\tilde{\tau}(z_1, z_2)$ charakterisiert dementsprechend die optische Dicke in der Schicht zwischen den Höhen z_1 und z_2 , $\tilde{\tau}_{12}$ die optische Dicke in der Schicht zwischen τ_1 und τ_2 . Durch Einführen der Einfachstreueralbedo

$$\omega_0 = \frac{k_s}{k_{ext}} = 1 - \frac{k_a}{k_{ext}} \quad (3.6)$$

kann Gleichung (3.4) auf ihre Endform gebracht werden (F_0 = spektrale Solarkonstante):

$$\begin{aligned} \left(\mu \frac{d}{d\tau} + 1 \right) L(\mu, \phi) &= \omega_0 \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} L(\mu', \phi') P(\mu, \phi, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ &+ \omega_0 \pi F_0 P(\mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Der Quellterm aus Gleichung (3.3) wurde dabei aufgespalten in eine Komponente des diffusen Strahlungsfeldes und in die erstmals gestreute, bislang direkte Einstrahlung. Diese Aufspaltung entspricht der Vorgehensweise in dem im folgenden beschriebenen Strahlungstransportmodell.

3.1.2 Numerische Lösung mit Hilfe der Matrix-Operator-Methode

Die Matrix-Operator-Methode wurde zu wesentlichen Teilen bereits in den fünfziger und sechziger Jahren entwickelt und beruht entscheidend auf den Arbeiten von Redheffer (1962), van de Hulst (1963), Preisendorfer (1965) und Twomey et al. (1966). Übersichtliche Darstellungen zum Thema finden sich bei Plass et al. (1973), Liou (1992) oder Fell (1997), so daß hier nur kurz auf die wesentlichen Elemente des Lösungsansatzes eingegangen werden soll. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete *Matrix-Operator-Modell* MOMO basiert auf Arbeiten von Fi-

scher und Graßl (1984), einige wesentliche Weiterentwicklungen sind detailliert in Fell (1997) beschrieben.

Ein wesentliches Element der Matrix-Operator-Methode ist die Rückführung des Strahlungs-transportes auf einen Einfachstreuansatz, da für diesen Spezialfall analytische Lösungen existieren. Dazu wird die Vertikalverteilung der optischen Eigenschaften der Atmosphäre durch eine geeignete Unterteilung in homogene Schichten angenähert. Jede homogene Schicht wiederum wird in eine Vielzahl von Elementarschichten unterteilt, deren optische Dicke $\Delta\tilde{\tau} < 10^{-4}$ ist, so daß die Einfachstreubedingung hinreichend genau erfüllt ist (Graßl, 1978). Die Eigenschaften einer homogenen Schicht werden durch wiederholte Anwendung des *doubling*-Algorithmus aus den Elementarschichten berechnet, die Kombination beliebiger Schichten erfolgt mit Hilfe des *adding*-Algorithmus. Als Ergebnis erhält man die auf- und abwärts gerichteten Strahldichtefelder an den einzelnen Schichtgrenzen.

Im folgenden werden auf- und abwärts gerichtete Strahldichten unterschieden. Dies erlaubt formell die Einführung von zunächst nicht näher spezifizierten Reflexions- und Transmissionsfunktionen r_{ij} und t_{ij} . Diese beschreiben sowohl die Ausbreitung der diffusen als auch der direkten Strahlung durch das Medium. Diese Vorgehensweise entspricht nicht dem in MOMO verfolgten Ansatz, wo aufgrund einer verbesserten numerischen Handhabbarkeit die direkte Strahlungskomponente separat behandelt wird. Die hier verwendete Darstellung wird jedoch der besseren Übersicht wegen vorgezogen. Die grundsätzliche Vorgehensweise wird hierdurch nicht verändert (Zdunkowsky und Korb, 1985). Ein positives Vorzeichen entspricht dabei einer abwärts, in Richtung zunehmender optischer Dicke gerichteten Strahldichte. Man erhält damit für die an der Obergrenze einer Schicht $\tilde{\tau}_{ij}$ nach oben bzw. für die am Unterrand der Schicht nach unten gerichteten Strahldichten:

$$\begin{aligned}
 L(\tau_i, -\mu, \phi) &= \int_0^{12\pi} \int_0^{12\pi} r_{ij}(\mu', \phi', -\mu, \phi) L(\tau_j, \mu', \phi') d\Omega(\mu', \phi') \\
 &+ \int_0^{12\pi} \int_0^{12\pi} t_{ji}(-\mu', \phi', -\mu, \phi) L(\tau_j, -\mu', \phi') d\Omega(\mu', \phi') \\
 L(\tau_j, \mu, \phi) &= \int_0^{12\pi} \int_0^{12\pi} r_{ji}(-\mu', \phi', \mu, \phi) L(\tau_i, -\mu', \phi') d\Omega(\mu', \phi') \\
 &+ \int_0^{12\pi} \int_0^{12\pi} t_{ij}(\mu', \phi', \mu, \phi) L(\tau_i, \mu', \phi') d\Omega(\mu', \phi')
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Zur besseren Darstellung werden im folgenden Operatorsymbole eingeführt und die Schreibweise für die Strahldichten verkürzt:

$$\int_0^1 \int_0^{2\pi} r_{ij}(\mu', \phi', -\mu, \phi) L(\tau_i, \mu', \phi') d\Omega(\mu', \phi') := \mathcal{R}_{ij} L_i^+, \quad L_i^+ := L(\tau_i, \mu', \phi'). \quad (3.9)$$

Die weiteren Operatoren \mathcal{R}_{ji} , \mathcal{T}_{ij} und \mathcal{T}_{ji} , sowie die verbleibenden Strahldichtegrößen, werden analog definiert. Diese Schreibweise erlaubt nun eine einfache Darstellung der für die Matrix-Operator-Methode wesentlichen *doubling*- und *adding*-Algorithmen.

Kombination verschiedener homogener Schichten (*adding*)

Führt man eine Kombination der beiden Schichten $\tilde{\tau}_{01}$ und $\tilde{\tau}_{12}$ durch, so können die zuvor definierten Operatoren dazu verwendet werden, die nach oben und unten gerichteten Strahldichten an der internen Schichtgrenze τ_1 , sowie die nach außen gerichteten Strahldichten der gekoppelten Schicht $\tilde{\tau}_{02}$ zu bestimmen. Der Ausdruck $(\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12}\mathcal{R}_{10})^{-1}$ mit Einheitsoperator \mathcal{E} erlaubt hierbei die gleichzeitige Berücksichtigung aller Ordnungen interner Reflexionen zwischen den Teilschichten:

$$\begin{aligned} L_1^- &= (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12}\mathcal{R}_{10})^{-1} \{ \mathcal{R}_{12}\mathcal{T}_{01}L_0^+ + \mathcal{T}_{21}L_2^- \} & , & & L_0^- &= \mathcal{R}_{02}L_0^+ + \mathcal{T}_{20}L_2^- \\ L_1^+ &= (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{10}\mathcal{R}_{12})^{-1} \{ \mathcal{R}_{10}\mathcal{T}_{21}L_2^- + \mathcal{T}_{01}L_0^+ \} & , & & L_2^+ &= \mathcal{R}_{20}L_2^- + \mathcal{T}_{02}L_0^+ \end{aligned} \quad (3.10)$$

Durch einfache Überlegungen findet man für die Reflexions- und Transmissionsoperatoren der gekoppelten Schicht:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{02} &= \mathcal{R}_{01} + \mathcal{T}_{10}(\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12}\mathcal{R}_{10})^{-1} \mathcal{R}_{12}\mathcal{T}_{01} & , & & \mathcal{T}_{02} &= \mathcal{T}_{12}(\mathcal{E} - \mathcal{R}_{10}\mathcal{R}_{12})^{-1} \mathcal{T}_{01} \\ \mathcal{R}_{20} &= \mathcal{R}_{21} + \mathcal{T}_{12}(\mathcal{E} - \mathcal{R}_{10}\mathcal{R}_{12})^{-1} \mathcal{R}_{10}\mathcal{T}_{21} & , & & \mathcal{T}_{20} &= \mathcal{T}_{10}(\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12}\mathcal{R}_{10})^{-1} \mathcal{T}_{21} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Bildung homogener Schichten (*doubling*)

Die Reflexions- und Transmissionsfunktionen einer aus 2^n Elementarschichten bestehenden homogenen Schicht werden gebildet, indem durch n aufeinanderfolgende Schichtkombinationen, ausgehend von den Elementarschichten, die optische Schichtdicke jeweils verdoppelt wird. Dabei vereinfacht sich Gleichung (3.11) aufgrund der Homogenität innerhalb der Schicht zu:

$$\mathcal{R}_{02} = \mathcal{R}_{20} = \mathcal{R} + \mathcal{T}(\mathcal{E} - \mathcal{R}\mathcal{R})^{-1} \mathcal{R}\mathcal{T} \quad , \quad \mathcal{T}_{02} = \mathcal{T}_{20} = \mathcal{T}(\mathcal{E} - \mathcal{R}\mathcal{R})^{-1} \mathcal{T}. \quad (3.12)$$

Zur allgemeinen Berechnung von Reflexions- und Transmissionsoperatoren beliebiger Schichten bedarf es nun lediglich noch der Festlegung der Operatoren \mathcal{R} und \mathcal{T} für die Elementar-

schichten. Diese ergeben sich aus der analytischen Lösung des Einfachstreuproblems. Für die an einer Elementarschicht reflektierte bzw. transmittierte Strahldichte gilt:

$$L_i^{ref}(\Delta\tilde{\tau}) \approx \frac{\omega_0 \Delta\tilde{\tau}}{\mu} \int_0^1 \int_0^{2\pi} P(\mu', \phi', -\mu, \phi) L_i^+ d\Omega(\mu', \phi') = \mathcal{R} L_i^+ \quad (3.13)$$

$$L_j^{tra}(\Delta\tilde{\tau}) \approx L_i^+ \exp\{-\Delta\tilde{\tau}/\mu\} + \frac{\omega_0 \Delta\tilde{\tau}}{\mu} \int_0^1 \int_0^{2\pi} P(\mu', \phi', \mu, \phi) L_i^+ d\Omega(\mu', \phi') = \mathcal{T} L_i^+$$

Um aus diesen beiden Gleichungen die Elementaroperatoren \mathcal{R} und \mathcal{T} extrahieren zu können, müssen die winkelabhängigen Größen Strahldichte und Phasenfunktion diskretisiert werden. Das Strahlungsfeld L läßt sich dann als Vektor darstellen, der sich mit Hilfe von Matrizenoperationen berechnen läßt.

Vor einer Diskretisierung erfolgt jedoch zunächst eine Trennung zwischen Zenit- und Azimutabhängigkeit, da dies zu einer deutlichen Reduktion des Rechenaufwandes führt. Dazu werden die winkelabhängigen Größen in Fourier-Reihen entwickelt. Das Einsetzen dieser Größen in die Standardform der Strahlungstransportgleichung führt zu einem Satz von $2M+2$ unabhängigen, jeweils nur vom Zenitwinkel abhängigen Differentialgleichungen. Hierbei wird angenommen, daß das Strahlungsfeld symmetrisch zur Ebene $\phi=0$ ist, was durch eine geeignete Festlegung des Koordinatensystems erreicht wird. Der Strahlungstransport kann dann für jeden Spektralterm L_m separat berechnet und mit Hilfe von

$$L(\tau, \mu, \phi) \approx \sum_{m=0}^M L_m(\tau, \mu) \cos m\phi \quad (3.14)$$

zum Gesamtergebnis zusammengefügt werden. Für die Diskretisierung der zenitabhängigen Integrale wird das Gauß-Lobatto-Quadraturverfahren verwendet, das unabhängig von der Anzahl N der gewählten Terme stets die Stützstelle $\mu=1$ berücksichtigt. Man erhält dann aus Gleichung (3.15) für die Elementaroperatoren \mathcal{R}_m und \mathcal{T}_m des m -ten Fourier-Koeffizienten unter Verwendung der Diagonalmatrizen \mathbf{M} für die Winkelstützstellen, \mathbf{C} für die Lobatto-Gewichte, \mathbf{F} für die direkt transmittierte Strahlung sowie für die diskretisierten Phasenfunktionen \mathbf{P}_m^T in Vorwärts- und \mathbf{P}_m^R in Rückwärtsrichtung:

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}_m(\Delta\tilde{\tau}) &= \omega_0 \Delta\tilde{\tau} (1 + \delta_{0m}) \pi \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_m^{\mathcal{R}} \mathbf{C} \\
\mathcal{T}_m(\Delta\tilde{\tau}) &= \mathbf{F}(\Delta\tilde{\tau}) + \omega_0 \Delta\tilde{\tau} (1 + \delta_{0m}) \pi \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_m^{\mathcal{T}} \mathbf{C} \\
\mathbf{M}^{-1} &= \begin{bmatrix} \mu_1^{-1} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \mu_N^{-1} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & c_N \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}(\tau) = \begin{bmatrix} e^{-\tau/\mu_1} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & e^{-\tau/\mu_N} \end{bmatrix}. \quad (3.15)
\end{aligned}$$

Prinzipielle Vorgehensweise bei den Rechnungen

Mit Hilfe der Kenntnis der Einfachstreuparameter, können nun die Reflexions- und Transmissionsmatrizen beliebiger Schichten berechnet werden. Für die Berechnung der Strahldichtefelder an einer beliebigen internen Schicht, müssen nun lediglich die einfallenden Strahldichten an den äußeren Schichtgrenzen bekannt sein. Berücksichtigt man, daß am Außenrand der Atmosphäre keine abwärtsgerichtete diffuse Strahlung vorhanden ist, so sind zur Berechnung der Strahldichten an der k -ten internen Schicht allein das diffuse aufwärtsgerichtete Strahlungsfeld im Niveau $k+1$, sowie die leicht zu berechnende direkte Strahlung im Niveau k notwendig. Die Berechnung der Strahldichten erfolgt daher von unten nach oben, wobei das System am Boden mit einem nicht-transmittierenden Reflektor bekannter Reflexionscharakteristik abgeschlossen werden muß.

Die Vorgehensweise ist nun die folgende. Für jede Schicht und jeden Fourier-Koeffizienten m werden die optischen Eigenschaften ω_0 , τ und $P_m(\mu)$ entsprechend der Mischungsverhältnisse der Atmosphärenzusammensetzung berechnet. Dies erlaubt die Bestimmung der Elementarmatrizen. Zur Berechnung der m -ten Spektralamplitude der Strahldichten im Niveau k , müssen nun lediglich mit Hilfe der oben beschriebenen *doubling*- und *adding*-Verfahren, die Reflexions- und Transmissionsmatrizen für die Schichten $\tilde{\tau}_{0k}$ und $\tilde{\tau}_{kk+1}$ berechnet werden. Dies wird sukzessive von der untersten Schicht N bis zum Oberrand der Modellatmosphäre durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit werden nur Nadirstrahldichten verwertet. Diese ergeben sich aus den azimutal gemittelten Strahldichten und können bereits mit Hilfe des nullten Fourier-Terms exakt berechnet werden.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft der Matrix-Operator-Methode besteht darin, daß die berechneten Strahldichten im Rahmen der numerischen Genauigkeit exakt für die vorgegebenen Winkelstützstellen berechnet werden und keine Mittelungen über Raumwinkelintervalle darstellen. Die Werte für andere Winkelwerte müssen durch Interpolationen ermittelt werden, deren Genauigkeiten von den Strukturen des Strahlungsfeldes abhängen.

3.2 Vorauswahl spektraler Kanäle

Die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen werden für Wellenlängenbereiche um 0,55, 0,76, 0,87, 1,05, 1,24, 1,38, 1,43, 1,50, 1,55, 1,63 und 2,13 μm durchgeführt. Der wesentliche Grund für die Beschränkung auf nur 11 Spektralkanäle liegt in der enormen Rechenkapazität, die für die Berechnung der optischen Einfachstreuparameter von Wolken bei verschiedenen Kristallgrößen und Kristallformen notwendig ist. In diesem Abschnitt sollen nun die Gründe dargestellt werden, die für die Auswahl der verwendeten Zentralwellenlängen entscheidend waren. Einige Ausführungen wurden diesbezüglich bereits im einleitenden Kapitel 1 diskutiert. So findet man in der Literatur Ansätze zur Bestimmung der optischen Dicke bei verschiedenen Untergrundtypen mit Hilfe von Spektralkanälen um 0,67, 0,87 und 1,24 μm . Ein Vergleich der spektralen Signale bei 1,63 und 2,13 μm wird zur Bestimmung der thermodynamischen Phase und einer mittleren Teilchengröße verwendet.

Die Wechselwirkungsprozesse von Strahlung mit Eiskristallen oder Wassertröpfchen werden wesentlich durch den komplexen Brechungsindex bestimmt. Dessen spektraler Verlauf ist in Abbildung 3.1 für Eis und Wasser dargestellt. Der Imaginärteil im rechten Teil des Bildes ist linear verknüpft mit dem Absorptionskoeffizienten und steigt im untersuchten Spektralbereich um etwa sechs Größenordnungen an. Während bis zu einer Wellenlänge von etwa 1,0 μm , die Absorption zu vernachlässigen ist, und auch bis 1,4 μm relativ geringe Werte aufweist, steigt die Absorption oberhalb von 1,4 μm rapide an. Dieser Spektralbereich enthält somit deutliche Informationen über die Absorptionsweglänge in den Wolkenpartikeln. Diese wiederum ergibt sich im wesentlichen aus den Teilchengrößen. Demgegenüber weisen kürzere Wellenlängen nahezu keine Absorption innerhalb der Wolkenpartikel auf. Sie können zur Bestimmung der optischen Dicke einer Wolke genutzt werden.

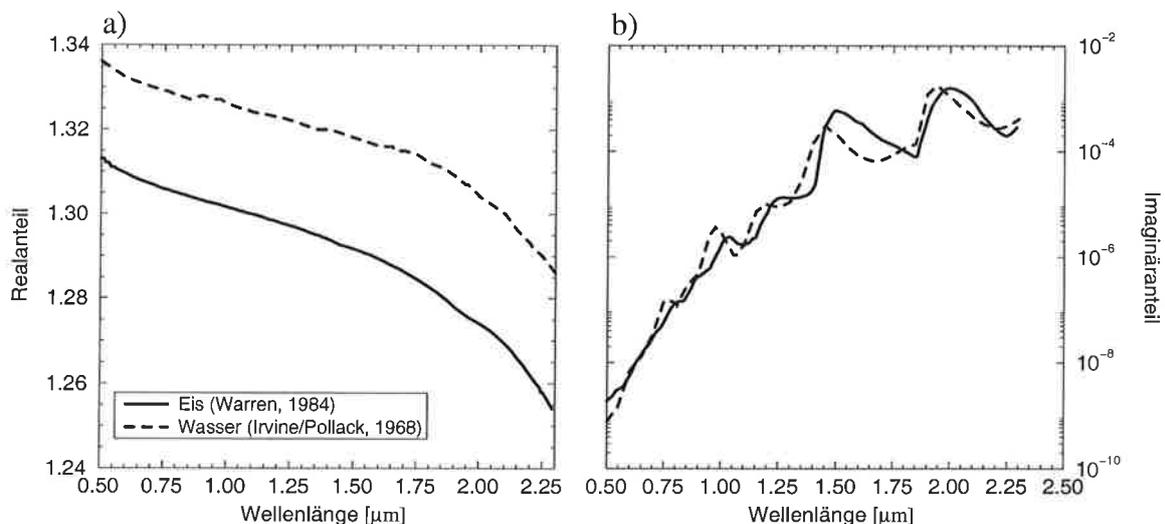


Abbildung 3.1: *Spektraler Verlauf des komplexen Brechungsindex für Eis (Warren, 1984) und Wasser (Irvine und Pollack, 1968) mit a) Realteil und b) Imaginärteil. Inzwischen liegen für Eis genauere Messungen vor. Die Unterschiede sind in Abbildung 3.9 dargestellt.*

Der spektrale Verlauf des Imaginärteils weist noch weitere interessante Merkmale auf. Während um $2,13 \mu\text{m}$ quasi kein Unterschied zwischen Eis und Flüssigwasser zu beobachten ist, ergibt sich um $1,63 \mu\text{m}$ eine um fast eine Größenordnung höhere Absorption für Eis als für Wasser. Ähnliche Unterschiede ergeben sich für die beiden Spektralbereiche um $1,43$ und $1,50 \mu\text{m}$. Dieser Unterschied kann genutzt werden, um eine Aussage über die thermodynamische Phase einer Wolke zu treffen. Allerdings befinden sich die beiden letztgenannten Wellenlängen, wie die folgenden Ausführungen noch zeigen werden, innerhalb einer Flanke der starken Ψ -Absorptionsbande des Wasserdampfes und sind somit relativ schwierig zu interpretieren. Dennoch werden diese beiden Spektralkanäle in den weiteren Untersuchungen ebenso verwendet, wie die Kanäle um $1,63$ und $2,13 \mu\text{m}$.

Abbildung 3.2a zeigt die allein durch Molekülabsorption verringerte Transmission verschiedener Standard-Atmosphären nach McClatchey et al. (1972), berechnet aus Strahlungstransportsimulationen mit Hilfe des *Moderate Resolution Transmission Code* MODTRAN (Berk et al., 1989). Man findet Bereiche quasi ohne Molekülabsorption um $0,78$, $0,87$, $1,05$, $1,24$, $1,55$ und $1,63 \mu\text{m}$ sowie weitere nur gering absorbierende Bereiche um $0,55$, $0,67$ und $2,13 \mu\text{m}$. Diese im folgenden als Fensterkanäle bezeichneten Spektralbereiche werden, mit Ausnahme der beiden Kanäle um $0,67$ und $0,78 \mu\text{m}$, für die weiteren Untersuchungen verwendet. Der Kanal um $0,55 \mu\text{m}$ dient dabei als Referenzkanal, auf den sich die abgeleiteten optischen Dicken beziehen.

Im Bereich um $1,38 \mu\text{m}$ sorgt die nahezu vollständige Absorption durch Wasserdampf dafür, daß ein vernachlässigbar kleiner Anteil des Signals des Untergrundes den Satellitensensor erreicht. Allerdings wird das Signal aus den für Eiswolken typischen Höhen aufgrund der nur geringen Wasserdampfgehalte der oberen Troposphäre relativ gut durchgelassen. Dies zeigt Abbildung 3.2b für eine relativ feuchte *Mittlere Breiten Sommer*-Standardatmosphäre bei sechs verschiedenen unteren Bezugshöhen zwischen 0 und 10 km . So wird für eine sich in 10 km Höhe befindende Eiswolke nur etwa 10% des von der Wolke zum Satellitensensor gerichteten Signals des $1,38 \mu\text{m}$ -Kanals in der Atmosphäre absorbiert. Insofern enthält dieser Spektralbereich eine deutliche Information des Streusignals hochliegender Eiswolken, das insbesondere dann nützlich ist, wenn in den Fensterkanälen eine Interpretation aufgrund hoher Untergrundsignale durch Land oder Wasserwolken schwierig ist. Um diese Information nutzen zu können, sollte eine ungefähre Kenntnis der Wolkenhöhe vorliegen. Hierzu wird in dieser Arbeit ein Kanal im Zentrum der Sauerstoff-A-Bande bei etwa $0,76 \mu\text{m}$ verwendet. Dieser Spektralbereich wird bereits in verschiedenen Verfahren zur Bestimmung der Wolkenhöhe benutzt (Kollewe, 1993).

Abbildung 3.3a zeigt die spektrale Reflektanz verschiedener, typischer Landoberflächen. Man erkennt, daß die Albedo von Schnee mit zunehmender Wellenlänge deutlich abnimmt. Daher sollte für die Bestimmung der optischen Dicke von Wolken über Schnee- oder Eisoberflächen der Fensterkanal um $1,24 \mu\text{m}$ verwendet werden, für den die Wolkenabsorption noch sehr gering ist. Demgegenüber bietet sich über anderen Landoberflächentypen die Verwendung eines Fensterkanals um $0,67 \mu\text{m}$ an. Im Falle von Vegetation ist dort, aufgrund der Chlorophyllab-

sorption ein relativ geringes Reflexionssignal vorhanden, das zu größeren Wellenlängen hin stark ansteigt (*red edge*). Acker- oder Gesteinsböden weisen nicht so variable Spektralverläufe auf, zeigen jedoch ebenfalls im allgemeinen einen Anstieg mit der Wellenlänge. Das umgekehrte Verhalten ist über Wasseroberflächen zu beobachten, so daß sich dort der Spektralbereich um $0,87 \mu\text{m}$ anbietet. Da in der vorliegenden Studie nur Untersuchungen für Ozeangebiete durchgeführt werden, wurde auf eine Berücksichtigung des Fensterkanals bei $0,67 \mu\text{m}$ verzichtet.

Abbildung 3.3b zeigt für verschiedene Aerosolmodelle die mit MODTRAN berechneten spektralen Verläufe der Aerosoltransmission vom Erdboden bis in 100 km Höhe. Für alle Aerosolmodelle ergibt sich, analog zum Einfluß der Molekülstreuung, daß mit zunehmender Wellenlänge die Extinktion des Signals abnimmt. Insofern sollten für die Bestimmung der optischen Dicke von Wolken möglichst langwellige Spektralkanäle gewählt werden, um den Einfluß des Aerosols möglichst gering zu halten.

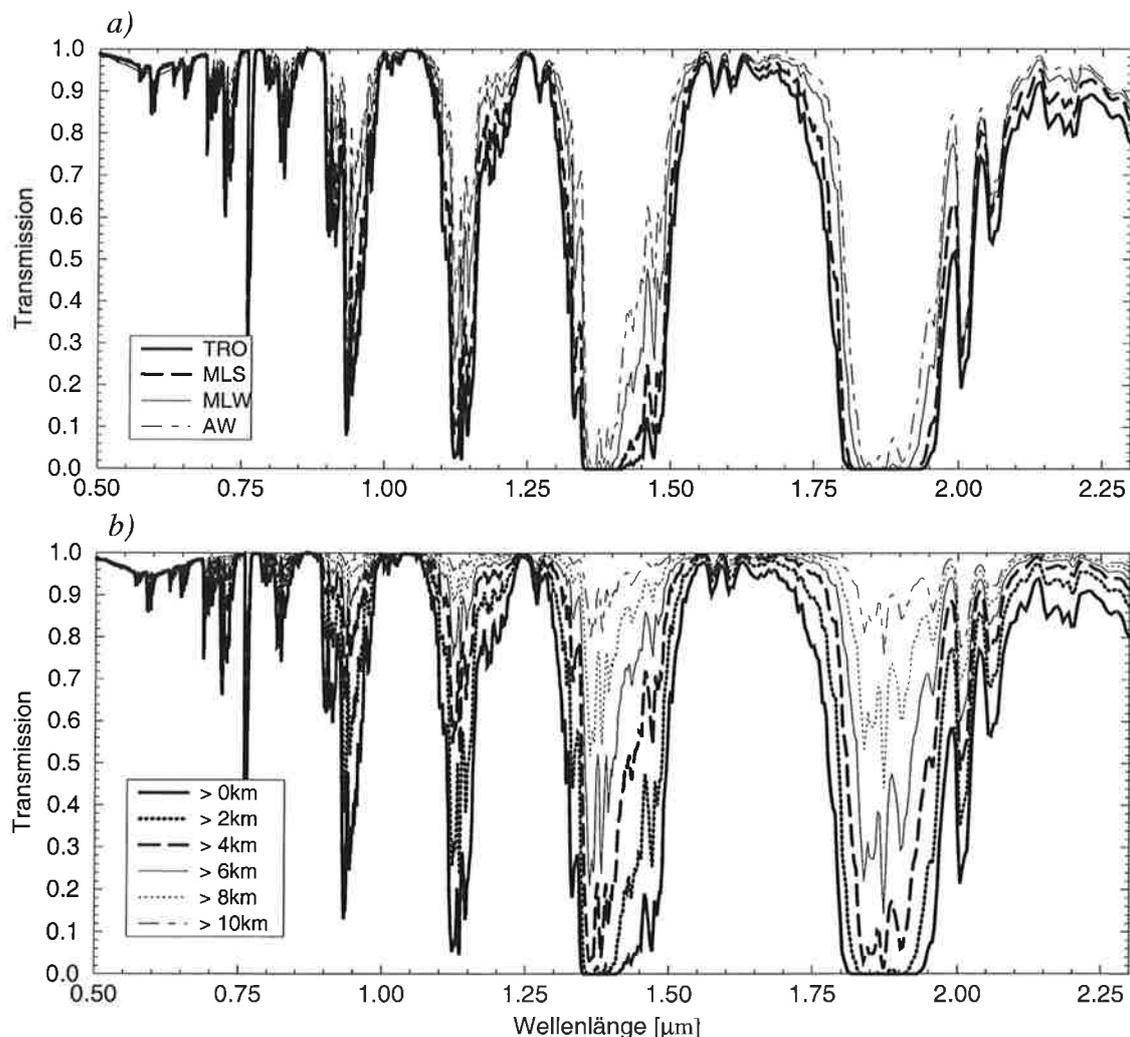


Abbildung 3.2: Spektraler Verlauf der durch Molekülabsorption bedingten Transmission aus MODTRAN-Rechnungen. a) Für vier McClatchey-Standardprofile Tropen (TRO), Mittlere Breiten Sommer (MLS), Mittlere Breiten Winter (MLW) und Arktischer Winter (AW) zwischen 0 und 100 km Höhe. b) Für verschiedene Höhenbereiche der Atmosphäre zwischen 0 bis 100 km Höhe (Standardprofil MLS).

Die 11 im folgenden näher untersuchten Spektralintervalle sind noch einmal in Tabelle 3.1 zusammengefaßt und in Abbildung 3.3a durch schwarze Balken graphisch dargestellt. Man erkennt, daß 9 der 11 ausgewählten Kanäle einigermaßen gleichmäßig über den zur Verfügung stehenden Spektralbereich des verwendeten Spektrometers zwischen 0,6 und 1,65 μm verteilt sind. Für die beiden ebenfalls berücksichtigten Kanäle bei 0,55 und 2,13 μm können, dagegen nur theoretische Untersuchungen vorgenommen werden.

Allerdings sind nicht alle verwendeten Kanäle auch auf vorhandenen oder geplanten Satellitensystemen verfügbar. So sind zwar Kanäle um 0,87 oder 1,63 μm auf vielen Plattformen Standard (z.B. Landsat, ATSR oder *Meteosat Second Generation*). Der MODIS-Sensor an Bord des amerikanischen polarumlaufenden Terra-Satelliten bietet obendrein die Kanäle um 0,55, 1,24, 1,38 und 2,13 μm . Die fünf weiteren hier untersuchten Spektralkanäle sind dagegen nicht auf Satelliten verfügbar.

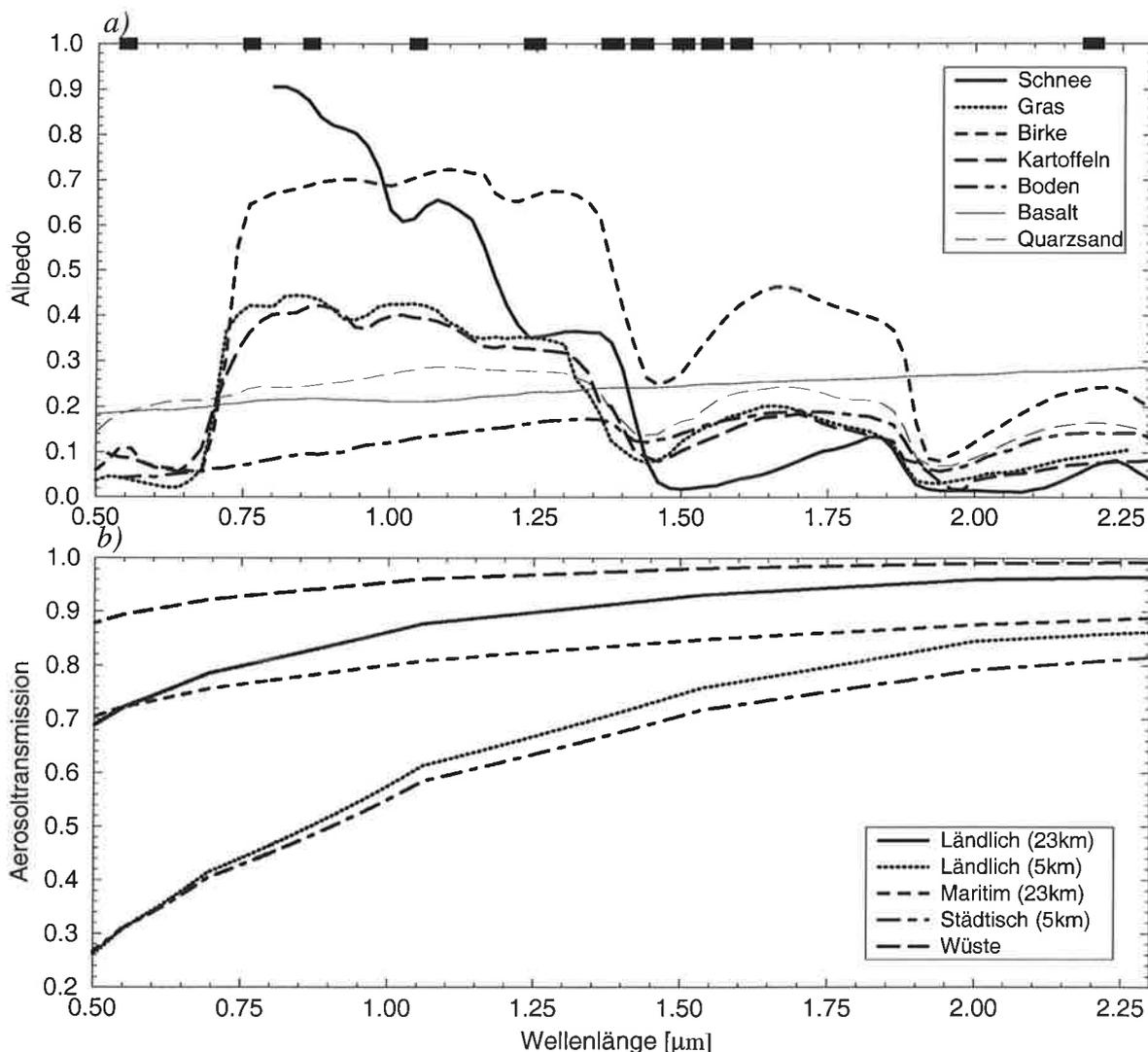


Abbildung 3.3: a) Spektraler Verlauf der Albedo verschiedener, typischer Untergrundtypen (Bowker, 1985). b) Spektraler Verlauf der Transmission verschiedener Aerosolmodelle, berechnet mit Hilfe von MODTRAN-Simulationen (In Klammern sind die Sichtweiten angegeben.). Die schwarzen Balken im oberen Teil des Bildes markieren die 11 verwendeten Spektralintervalle.

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Auswahl näher untersuchter Spektralkanäle.

Wellenlänge [μm]	Kanalbreite [μm]	Gründe für die Untersuchung dieses Kanals
0,55	0,010	Fensterkanal mit maximaler solarer Einstrahlung (Referenzkanal).
0,761	0,010	Zentrum der O ₂ -A-Bande. Information über Targethöhe.
0,864	0,010	Fensterkanal mit geringem Rayleigh-Anteil.
1,046	0,010	Fensterkanal mit geringem Rayleigh-Anteil.
1,247	0,018	Fensterkanal mit geringer Schneeralbedo.
1,38	0,018	Zentrum der H ₂ O- Ψ -Absorptionsbande mit geringer Wolkenteilchenabsorption. Information über die oberen Wolkenschichten.
1,43	0,018	Flanke der H ₂ O- Ψ -Absorptionsbande mit mod. Wolkenteilchenabsorption.
1,50	0,018	Flanke der H ₂ O- Ψ -Absorptionsbande mit starker Wolkenteilchenabsorption.
1,55	0,018	Fensterkanal mit starker Wolkenteilchenabsorption.
1,63	0,018	Fensterkanal mit unterschiedlicher Wolkenteilchenabsorption für Eis und Flüssigwasser.
2,13	0,018	Fensterkanal mit starker Wolkenteilchenabsorption.

3.3 Parameterisierung der Wolkenmikrophysik

Bevor nun die Eingabeparameter berechnet werden, soll zunächst auf die wichtigen Begriffe *strahlungseffektive Teilchenform* und *Effektivradius* eingegangen werden. Diese wurden zwar in den vorangegangenen Kapiteln bereits des öfteren verwendet, dennoch erscheint eine etwas genauere Betrachtung an dieser Stelle angebracht zu sein, da in der Literatur unterschiedliche Interpretationen zu finden sind.

Wie bereits in Abschnitt 2.3 beschrieben wurde, existieren in einem Volumenelement Kristalle mit, je nach Wachstumsbedingungen, unterschiedlichen Kristallformen, die zudem häufig Kristallbaufehler aufweisen. Zudem führen die Wachstumsprozesse dazu, daß auch bei gleicher Entstehungsgeschichte unterschiedlich große Kristalle verschieden kompakte Formen aufweisen. Die Annahme ist nun, daß beliebig komplexe Kristallformverteilungen mit Strahlung so wechselwirken, als ob sie aus nur einer einzigen Kristallform bestünden. Die Hoffnung hierbei ist, daß die Beschreibung der optischen Eigenschaften realer Eiswolken bereits mit einer geringen Anzahl solcher *strahlungseffektiver Teilchenformen* möglich ist.

In einer umfangreichen Untersuchung hat Macke (1994) für eine Vielzahl der in der Natur vorkommenden Grundformen mit Hilfe eines Strahlverfolgungsmodells (*Raytracing*) deren optischen Einfachstreueigenschaften berechnet. So zeigen sich nur geringfügige Unterschiede zwischen Säulen und Flaschenprismen. Desweiteren findet man nur geringe Wechselwirkungsprozesse innerhalb von Aggregaten hexagonal symmetrischer Kristalle, so daß Flaschenpris-

menbündel und andere symmetrische Polykristalle in guter Näherung durch Säulen beschrieben werden können. Als weitere wesentliche Grundform findet man Hohlsäulen mit Radienverhältnissen größer 0,5. Diese weisen aufgrund verminderter interner Reflexionen signifikant höhere Vorwärtstreuwerte auf als kompakte Säulen.

Der Einfluß von Kristallbaufehlern wird im Rahmen des *Ray Tracing*-Modells dadurch berücksichtigt, daß bei jedem Wechselwirkungsprozeß mit einer Kristallfläche diese innerhalb eines vorgegebenen Winkelbereichs zufällig um ihre ursprüngliche Orientierung gekippt wird. Mit zunehmender Verzerrung verbreitern sich dadurch die Streusignaturen und erhöhen dadurch den Rückstreuanteil. Jedoch verbleiben auch bei hohen Verzerrungsgraden weit oberhalb von 50% signifikante Unterschiede zwischen Säulen und Platten, so daß diese als unabhängige Formen berücksichtigt werden müssen. Als weitere repräsentative Kristallform wird ein mit 18% verzerrtes, dreidimensionales Kochfraktal zweiter Generation verwendet. Einen optischen Eindruck dieser, im folgenden auch als verzerrtes Polykristall bezeichneten Kristallform gibt Abbildung 3.4. Eine weitere selbstähnliche Verfeinerung der Kristallstruktur oder eine Erhöhung des Verzerrungsgrades führt zu keiner wesentlichen Veränderung der optischen Eigenschaften. Dieses numerische Ergebnis bestärkt die Annahme, daß das verzerrte Polykristall dazu geeignet ist, das Streu- und Absorptionsverhalten beliebig komplexer und ungeordneter Kristallaggregate zu beschreiben.

Diese Ergebnisse wurden durch verschiedene weitere Studien bestätigt (Strauss, 1994; Iaquinta et al., 1995) und haben zu der Auswahl der in dieser Arbeit verwendeten Kristallformen geführt. Als Einzelkristalle werden verzerrte Polykristalle sowie Säulen und Platten mit Aspektverhältnissen von 5 bzw. 0,2 verwendet. Desweiteren sollen möglichst realistische Größenverteilungen symmetrischer Kristalle untersucht werden. Daher wurden zusätzlich die optischen Einfachstreuparameter für Säulen, Platten und Hohlsäulen für je 34 Kristallgrößen mit Ausdehnungen zwischen 7 und 2000 μm und Aspektverhältnissen, die aus der Literatur entnommen wurden, berechnet (siehe auch Tabelle 2.2 und Tabelle A.1). Für die Hohlsäulen wurde dabei ein Verhältnis von 1:2 zwischen Innen- und Außenradius gewählt. Als weitere Kristallform wurden Kugelverteilungen berücksichtigt, deren optische Eigenschaften sich aus Mie-Berechnungen ergeben (Wiscombe, 1980).

Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Darstellung der verwendeten Kristallformen. Eine mögliche horizontale Orientierung, wie sie insbesondere für Platten vorstellbar ist, wird in dieser Arbeit nicht untersucht. Es wird somit stets eine zufällige Orientierung der Kristalle angenommen. Abbildung 3.5 zeigt einen Vergleich der normierten Streufunktionen bei einer Wellenlänge von 0,55 μm . Man erkennt für die vier gezeigten Kristallformen den starken Vorwärtstreupeak durch geradlinige Transmission und Beugung. Die hexagonalen Strukturen weisen verschiedene lokale Maxima auf. Diese ergeben sich an den Halowinkeln aufgrund von Minimalablenkungen an 60°- und 90°-Kanten, im Rückwärtstreibereich um 180° durch Retroreflexion an parallelen Kanten sowie durch interne Reflexionen in einem Bereich um etwa 150°. Demgegenüber weist das verzerrte Polykristall eine stark geglättete, deutlich isotropere Streu-

funktion auf. Bei Kugeln zeigt sich insbesondere das charakteristische Regenbogenmaximum bei 140° durch einmalige interne Reflexionen.

Nun soll untersucht werden, welche Größe geeignet ist, um die Strahlungswirkung der Größenverteilung zu beschreiben. Verschiedene Autoren haben gezeigt, daß der durch Gleichung (3.16) definierte Effektivradius eine einfache Parameterisierung der optischen Eigenschaften von Wasserwolken zuläßt (Hansen und Travis, 1974; Stephens, 1978):

$$r_{eff} = \frac{\int r^3 n(r) dr}{\int r^2 n(r) dr} \quad (3.16)$$

Besteht die Wolke im wesentlichen aus Tröpfchen mit Größenparametern $x=2\pi r/\lambda > 30$, so daß die Extinktionseffizienzen $Q_{ext}(r)$ nur noch unwesentlich von ihrem asymptotischen Wert 2 abweichen, so besitzt die Form der Größenverteilung einen nur geringfügigen Einfluß auf die Ein-

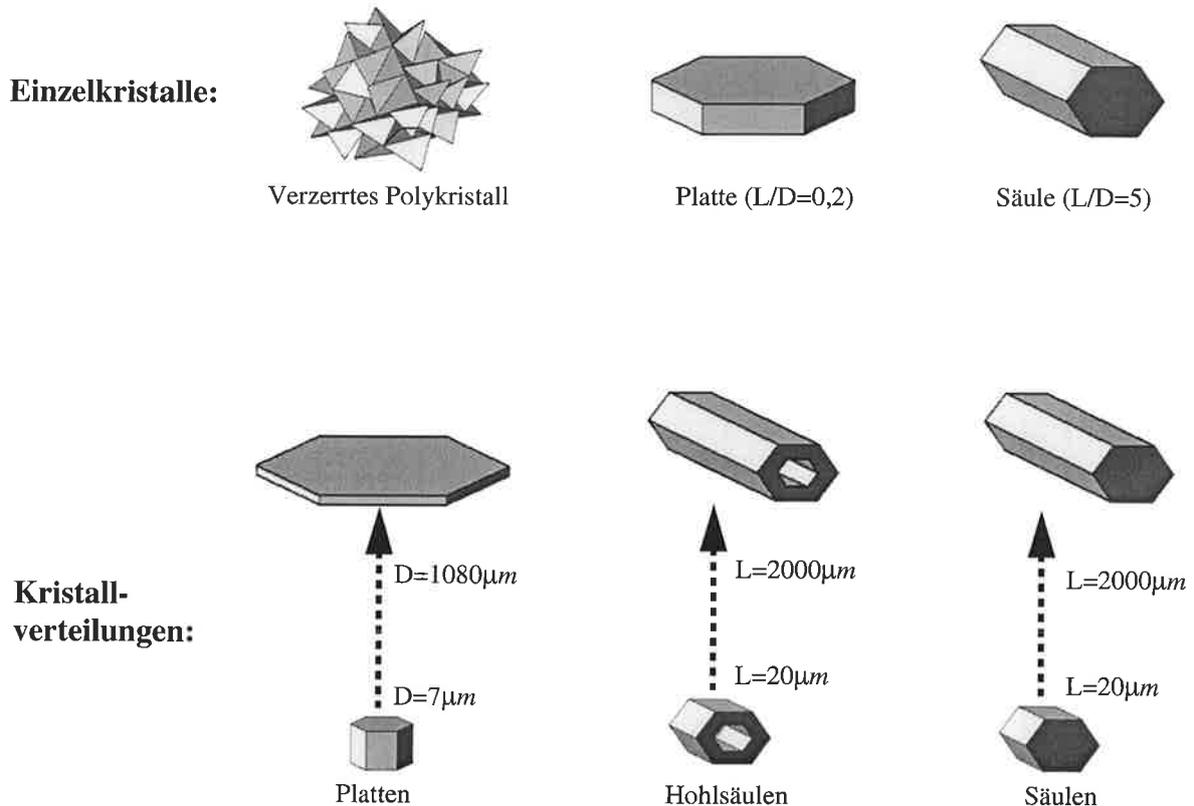


Abbildung 3.4: Graphische Veranschaulichung der in dieser Arbeit verwendeten Kristallformen. Während bei den Einzelkristallen Polykristalle, Säulen und Platten feste, größenunabhängige Aspektverhältnisse angenommen werden, variieren diese bei den 34 Größenklassen, die für die Berechnung von Kristallverteilungen verwendet werden. Aus kleinen, kompakten Kristallformen werden große, langgezogene Säulen und Hohlsäulen bzw. große, flache Platten. Die Parameterisierungen stammen von Auer und Veal (1970) sowie von Heymsfield (1972). Siehe hierzu auch Tabelle 2.1 und Anhang A.1.

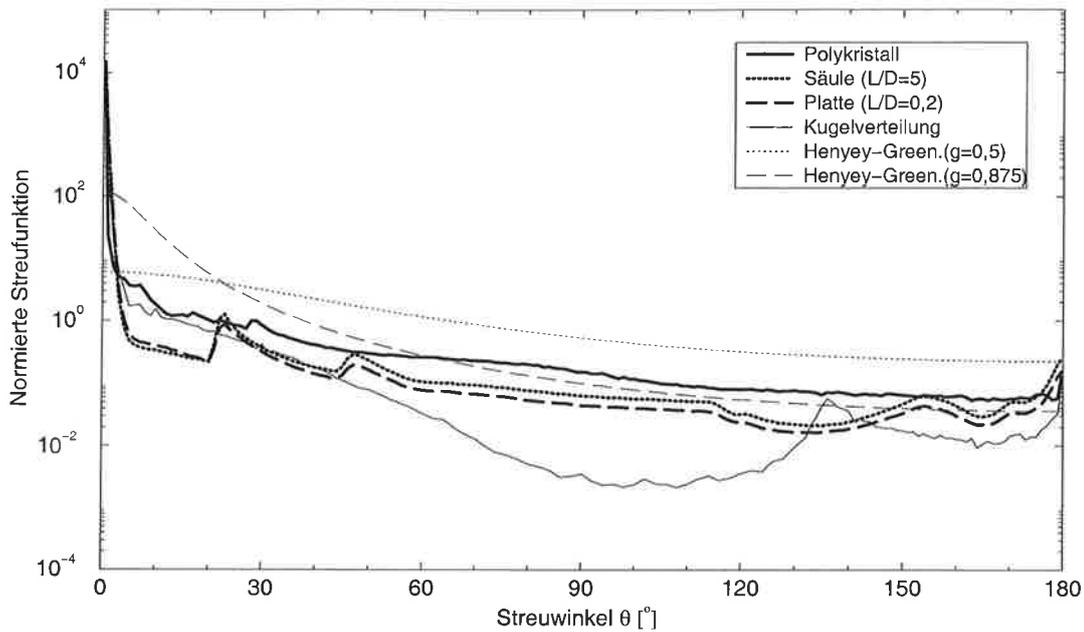


Abbildung 3.5: Vergleich der normierten Streufunktionen für verschiedene Kristallformen: Verzerrtes Polykristall, Säule, Platte und Kugelverteilung. Gerechnet wurde für eine Wellenlänge von $0,55 \mu\text{m}$. Der Effektivradius liegt bei etwa $50 \mu\text{m}$. Desweiteren wurden zwei Henyey-Greenstein-Funktionen mit Werten des Asymmetrieparameters g von $0,5$ und $0,875$ dargestellt.

fachstreuparameter (Hu und Stamnes, 1993). Diese Definition des Effektivradius eignet sich sowohl für den kurzwelligeren solaren Spektralbereich als auch für den thermisch infraroten Bereich.

Ähnliche Konzepte zur Parameterisierung der Größenverteilung von Eiskristallen stoßen auf eine Reihe von Problemen. Verschiedene Kristallformen weisen unterschiedliche Teilchendimensionen auf, so daß ein einfacher Zusammenhang zwischen Streu- und Absorptionseigenschaften nicht vorliegt. Entsprechend existieren in der Literatur eine Anzahl verschiedener Definitionen für den Effektivradius. Allen gemeinsam ist, daß sie im Falle von Kugelverteilungen mit der in Gleichung (3.16) gegebenen Definition übereinstimmen. Ansonsten eignen sich je nach Fragestellung, Meßmethode oder untersuchtem Spektralbereich unterschiedliche Ansätze. In der vorliegenden Arbeit wird eine Definition von Foot (1988) beziehungsweise Francis et al. (1994) verwendet:

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int \frac{3V(L)}{4\pi} n(L) dL}{\int \frac{\sigma_{\text{geo}}(L)}{\pi} n(L) dL} = \frac{3V^{\text{ges}}}{4\sigma_{\text{geo}}^{\text{ges}}}. \quad (3.17)$$

Hierbei seien $V(L)$ und $\sigma_{\text{geo}}(L)$ Volumen und Querschnitt der Kristalle mit Ausdehnung L , V^{ges} und $\sigma_{\text{geo}}^{\text{ges}}$ Gesamtvolumen und Gesamtquerschnitt der Verteilung. Der so definierte Ausdruck weist gegenüber verschiedenen anderen Ansätzen den Vorteil auf, keine konkreten Annahmen

über die Teilchenform zu treffen. Zudem ist die totale Querschnittsfläche σ_{geo}^{ges} eine Größe, die mit Hilfe der bei *in situ*-Messungen üblicherweise verwendeten optischen Sonden direkt gemessen werden kann.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß die in Gleichung (3.17) gegebene Definition besonders gut dafür geeignet ist, die optischen Einfachstreuparameter von Eiswolken zu parameterisieren. Um dafür eine vereinfachte Darstellung zu erhalten, wird zunächst davon ausgegangen, daß innerhalb der Wolkenschicht eine höhenunabhängige Größenverteilung $n(L)$ vorliegt und somit für alle Teilchen der Grenzfall der geometrischen Optik erfüllt ist. Man erhält dann für die optische Dicke $\tilde{\tau}$ einer Eiswolkenschicht der geometrischen Dicke Δz :

$$\tilde{\tau} = \Delta z k_{ext} = 2\Delta z \int \sigma_{geo}(L)n(L)dL. \quad (3.18)$$

Der Eiswasserpfad *IWP* ist definiert als der über die vertikale Ausdehnung Δz einer Wolke integrierte Eiswassergehalt *IWC*. Aufgrund der höhenunabhängigen Größenverteilung ergibt sich bei Kristallen mit Eisdichte ρ_i :

$$IWP = \Delta z IWC = \Delta z \rho_i \int V(L)n(L)dL. \quad (3.19)$$

Durch Kombination der Gleichungen (3.17) bis (3.19) erhält man den einfachen Zusammenhang

$$\tilde{\tau} = \frac{3IWP}{2\rho_i r_{eff}}. \quad (3.20)$$

Die in Gleichung (3.17) definierte Variante des Effektivradius r_{eff} erlaubt somit, unabhängig von der Annahme einer Teilchenform, eine eindeutige Beziehung zwischen der makrophysikalischen Größe Eiswasserpfad und der optischen Wirkung, ausgedrückt durch die optische Dicke $\tilde{\tau}$.

Etwas komplizierter gestaltet sich die Herleitung einer adäquaten Beziehung für die Einfachstreualbedo ω_0 , da hierzu ein Ausdruck für die Absorptionseffizienz Q_a bestimmt werden muß. Diese hängt bei Wellenlängen mit schwacher bis moderater Absorption von der im Eis zurückgelegten Distanz d_i ab. Vernachlässigt man in dieser vereinfachten Betrachtung interne Reflexionen sowie Weglängenveränderungen durch Brechung, so kann diese Distanz für zufällig orientierte Teilchen durch das Verhältnis von Volumen und Querschnitt angenähert werden (Ackerman und Stephens, 1987). Die Wegverlängerung durch interne Reflexionen und Brechung kann durch einen zusätzlichen Formfaktor F berücksichtigt werden. Macke et al. (1996) haben diesen Faktor für eine Wellenlänge von $0,55 \mu m$ berechnet. Dabei ergaben sich für die verschiedensten polyedrischen Kristallformen nahezu identische Werte von 1,7 und nur für Kugeln ergab sich ein um etwa 25% geringerer Wert von 1,26. Der Grund hierfür ist, daß Kugeln

sehr viel transparenter sind als andere Kristallformen, was beispielsweise darauf zurückzuführen ist, daß bei Kugeln keine Totalreflexion auftritt. Man erhält somit für die Absorptionseffizienz eines Kristalls mit der Ausdehnung L und dem Imaginäranteil des Brechungsindex n_i :

$$Q_a(L, \lambda) = 1 - \exp\left(\frac{-4\pi n_i(\lambda) FV(L)}{\sigma_{geo}(L)\lambda}\right) \approx \frac{4\pi n_i(\lambda) FV(L)}{\sigma_{geo}(L)\lambda}. \quad (3.21)$$

Da in dieser Arbeit für alle verwendeten Wellenlängen $n_i < 10^{-3}$ gilt (siehe Abbildung 3.1), wurde im zweiten Teil von Gleichung (3.21) eine Taylor-Entwicklung vorgenommen und nach dem ersten Glied abgebrochen. Durch Einsetzen der so bestimmten Absorptionseffizienz in die Definition der Einfachstreueralbedo (siehe Gleichung (3.6)) erhält man

$$\omega_0 = 1 - \frac{\int \frac{4\pi n_i(\lambda) FV(L)}{\lambda} n(L) dL}{2 \int \sigma_{geo}(L) n(L) dL} = 1 - \frac{8\pi n_i(\lambda) F}{3\lambda} r_{eff}. \quad (3.22)$$

Wiederum findet man einen eindeutigen Zusammenhang mit dem in Gleichung (3.17) definierten Effektivradius r_{eff} . Die Tatsache, daß mit Ausnahme der Kugeln der Formfaktor im nicht-absorbierenden Spektralbereich für verschiedenste konvexe Kristallformen den gleichen Wert aufweist, läßt erwarten, daß dies mit einem entsprechend geringeren Wert auch für absorbierende Spektralbereiche gilt. Dies zeigen auch die in Abbildung 3.6a berechneten Werte der Einfachstreueralbedo in Abhängigkeit vom Effektivradius für einen moderat absorbierenden Spektralkanal bei $1,63 \mu m$. Der funktionale Verlauf aus Gleichung (3.22) wird sehr gut wiedergegeben. Die Einfachstreueralbedo sinkt aufgrund der zunehmenden Absorptionseffizienz in den Kristallen nahezu linear mit dem Effektivradius. Bei gleichem Effektivradius findet man für fünf der sechs dargestellten Kristallformen nahezu identische Werte für ω_0 . Lediglich Kugeln weisen bei gleichen Effektivradien eine wesentlich geringere Absorption auf. Diese Ergebnisse zeigen zum einen, daß die gewählte Definition des Effektivradius eine geeignete Größe zur Parameterisierung der Einfachstreueralbedo darstellt. Zum anderen aber zeigt sich auch, daß der spektrale Verlauf der Einfachstreueralbedo keine Rückschlüsse auf die Teilchenform zuläßt.

Eine ähnlich einfache Beziehung zwischen Effektivradius und Phasenfunktion kann nicht hergeleitet werden. Wie ein Blick auf die Abbildung 3.5 zeigt, wird letztere wesentlich durch die Teilchenform bestimmt. Die Teilchengröße beeinflußt die Gesamtstreuung auf verschiedene Weisen. Um dies besser darstellen zu können, soll der Asymmetrieparameter g betrachtet werden, der das erste Moment der Phasenfunktion bildet und die relative Bedeutung der Vorwärtsstreuung beschreibt:

$$g = \int_0^1 P(\mu) \cos(\mu) d\mu. \quad (3.23)$$

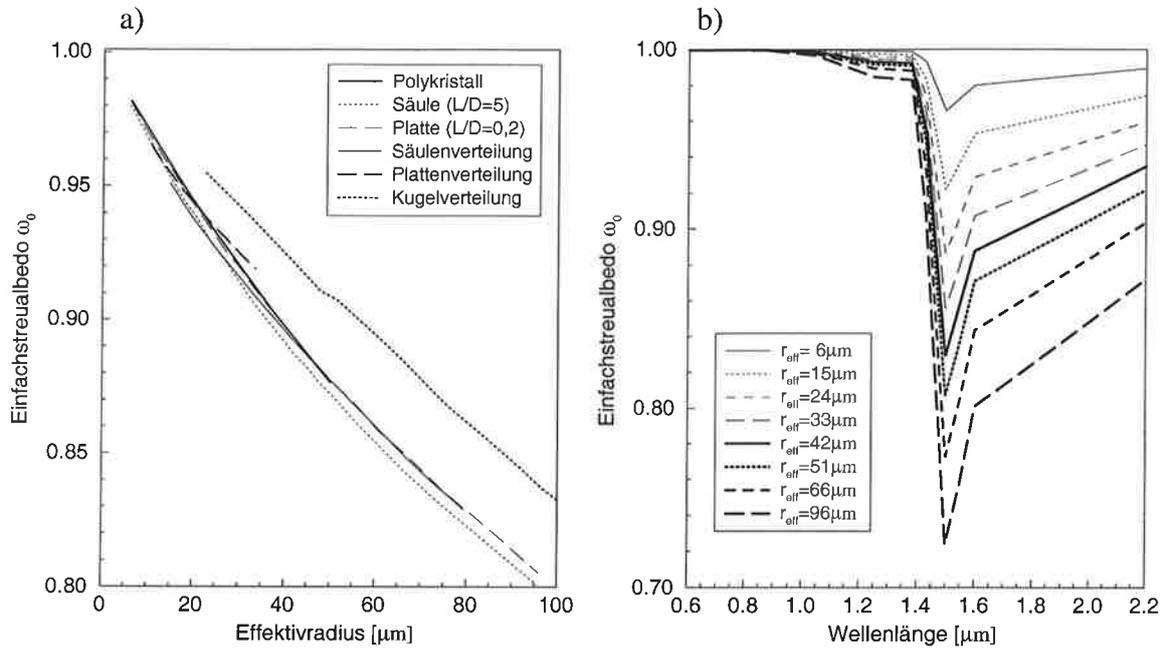


Abbildung 3.6: a) Einfachstreuabede bei $\lambda=1,63 \mu\text{m}$ als Funktion des Effektivradius für drei verschiedene Kristallformen und drei Kristallformverteilungen (siehe Legende und Erläuterungen auf den vorherigen Seiten). b) Spektraler Verlauf der Einfachstreuabede für eine Säule mit Aspektverhältnis 5 und acht verschiedene Effektivradien (siehe Legende).

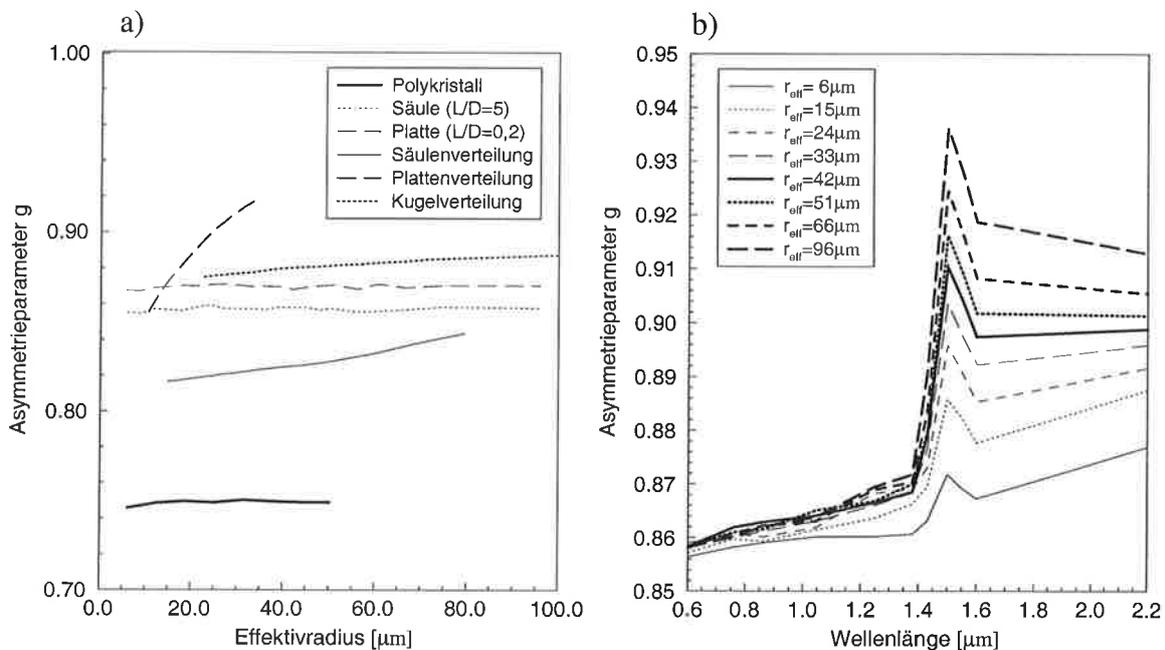


Abbildung 3.7: a) Asymmetrieparameter im nicht-absorbierenden Spektralbereich um $0,55 \mu\text{m}$ als Funktion des Effektivradius für wiederum drei verschiedene Kristallformen und drei Kristallformverteilungen (siehe Legende). b) Spektraler Verlauf des Asymmetrieparameters für eine Säule mit Aspektverhältnis 5 und acht verschiedene Effektivradien (siehe Legende).

In Abbildung 3.7a ist für die sechs untersuchten Kristallformen bei einer nicht absorbierenden Wellenlänge von $0,55 \mu\text{m}$ der Asymmetrieparameter in Abhängigkeit des Effektivradius dargestellt. Man erkennt erneut den dominierenden Effekt der Teilchenform. Auch die scheinbar deutliche Abhängigkeit der Säulen- und Plattenverteilungen vom Effektivradius sind zum überwiegenden Teil auf Veränderungen der Aspektverhältnisse und nicht auf tatsächliche Größeneffekte zurückzuführen. Für die Einzelkristalle zeigt sich keine Abhängigkeit von der effektiven Teilchengröße. Dies liegt daran, daß der mit dem Effektivradius ansteigende Asymmetrieparameter der Beugungskomponente für die gezeigten Größenparameter bereits sehr nahe am asymptotischen Wert 1 liegt. Demgegenüber zeigt die Kugelverteilung einen moderaten Anstieg aufgrund der mit steigendem Effektivradius abnehmenden Bedeutung sehr kleiner Kugeln.

Der wesentliche Größeneffekt schlägt sich in den absorbierenden Spektralbereichen nieder. Die Zusammensetzung des Gesamt-Asymmetrieparameters aus den beiden Einzelkomponenten von Beugung und Streuung ergibt sich zu (Macke, 1994):

$$g = \frac{1}{2\omega_0}(g_{\text{beugung}} + (2\omega_0 - 1)g_{\text{raytracing}}). \quad (3.24)$$

Mit abnehmender Einfachstreueralbedo steigt somit der Einfluß der Beugungskomponente am Gesamt-Asymmetrieparameter g an. Dies zeigt auch ein Vergleich der spektralen Verläufe von ω_0 und g in Abbildung 3.6b bzw. 3.7b. Der Einfluß des Effektivradius auf die Phasenfunktion wirkt somit im wesentlichen mittelbar über den Einfluß der Einfachstreueralbedo. Für diese hat sich jedoch die in Gleichung (3.17) gegebene Definition des Effektivradius als sinnvoll erwiesen. Ein Vergleich abgeleiteter Effektivradien bei verschiedenen Definitionen des Effektivradius ist dann mit Hilfe von Normierungsfaktoren möglich, die allein von der Kristallform abhängen (Wyser, 1997; McFarquhar und Heymsfield, 1998).

Die bisherigen Ausführungen haben gezeigt, daß im solaren Spektralbereich in dem für Eiskristalle typischen Größenparameterbereich weder optische Dicke noch Einfachstreueralbedo eine Bestimmung der mittleren Kristallform allein aus spektralen Messungen zulassen. Desweiteren hat sich gezeigt, daß auch bei der spektralen Variation der Phasenfunktion der wesentliche Einflußfaktor die Einfachstreueralbedo ist und somit keine Aussage über die Teilchenform möglich ist. Es verbleibt zu untersuchen, ob in der Streukomponente der Phasenfunktion selbst die gesuchte spektrale Information zur Teilchenform enthalten ist. Ein entsprechendes Beispiel für solch eine spektrale Information ist das Verschwinden bestimmter, aus internen Reflexionen resultierender Streucharakteristika in Spektralbereichen mit Eisabsorption. Andererseits zeigen *Ray Tracing*-Berechnungen, daß die möglichen Veränderungen der Streufunktion relativ gering und somit nicht wahrnehmbar gegenüber anderen Einflußfaktoren bei Strahldichtemessungen sind. Zudem läßt sich dieselbe Modifikation der Streufunktion auch durch eine Vergrößerung der Teilchengröße erreichen. Es muß somit davon ausgegangen werden, daß keine Aussage zur vorherrschenden Teilchenform in Eiswolken allein aus spektralen Messungen im solaren Spektralbereich möglich sind.

3.4 Bestimmung der Modelleingabeparameter

3.4.1 Einfachstreuparameter von Eiskernen

Der in Gleichung (3.17) definierte Effektivradius ist lediglich abhängig vom Gesamtvolumen und Gesamtquerschnitt der Verteilung und nicht von Details der Größenverteilung. Auch die optischen Einfachstreuparameter sind, wie die Überlegungen des letzten Abschnitts gezeigt haben, nur unwesentlich von der Größenverteilung abhängig. Veröffentlichte Studien verschiedener Autoren zeigen, daß die Form der Größenverteilung auf die Größe der optischen Einfachstreuparameter lediglich für sehr kleine Effektivradien bedeutsam wird, bei denen die Gültigkeit der geometrischen Optik verletzt wird (Fu, 1996; Wyser und Yang, 1998).

Dennoch sollen in dieser Arbeit auch Größenverteilungen verwendet werden, die möglichst gut reale Teilchenspektren in Eiskernen repräsentieren. Zum einen kann dadurch überprüft werden, inwieweit eine Vernachlässigung des Einflusses der Größenverteilung tatsächlich gerechtfertigt ist. Zum anderen wird sich im folgenden Abschnitt herausstellen, daß aufgrund numerischer Instabilitäten die berechneten Strahlungsfelder für Einzelkristalle deutlich höhere Fehler aufweisen als für Kristallverteilungen.

Zur Beschreibung der Teilchenspektren wird eine Parameterisierung von Liou (1992) verwendet, die auf der von Heymsfield und Platt (1984) veröffentlichten Parameterisierung aufsetzt und die gleichen Daten verwendet. Diese stammen aus *in situ*-Messungen mit optischen Sonden der Typen PMS-1D-C und PMS-1D-P und decken einen Größenbereich zwischen 20 und 3000 μm ab. Es wurden etwa 50 Fluglegs innerhalb verschiedener, stratiformer Eiskerne der mittleren Breiten vermessen, wobei ein Temperaturbereich von etwa -20 bis -60°C abgedeckt wurde. Es zeigt sich, daß die Temperatur der wesentliche Faktor zur Beschreibung der Größenverteilung darstellt und für eine Parameterisierung ausreicht. Dabei wurden die gemessenen Teilchendimensionen als Ausdehnungen von Säulen interpretiert. Die Beziehungen zwischen Länge L und Breite D können der Tabelle 2.2 entnommen werden. Für die längen- und temperatur-abhängige Größenverteilung ergibt sich:

$$n'(L, T) = \begin{cases} A_1(T) \cdot L^{B_1(T)} \cdot IWC(T) & , \quad 20\mu\text{m} \leq L \leq L_0(T) \\ A_2(T) \cdot L^{B_2(T)} \cdot IWC(T) & , \quad L > L_0(T) \end{cases} \quad (3.25)$$

$$IWC = \exp\{-7,6 + 4 \exp[-0,2443 \cdot 10^{-3} (|T| - 20,0)^{2,455}]\} \quad , \quad -20^\circ\text{C} \leq T \leq -60^\circ\text{C}$$

Die Größen L , $n'(L, T)$ und IWC haben die Einheiten μm , $\text{m}^{-3}\mu\text{m}^{-1}$ und gm^{-3} . Die Verteilungsparameter A_1 , A_2 , B_1 , B_2 und L_0 sind rein temperaturabhängig und können der Arbeit von Liou (1992) entnommen werden. Um den Anwendbarkeitsbereich zu vergrößern und die Verteilungen realistischer zu gestalten, werden zwei Modifikationen vorgenommen. Aufgrund mangelnder Information über die Anzahldichte von Kristallen mit Ausdehnungen kleiner 20 μm ,

wurden diese in den Parameterisierungen von Heymsfield und Platt bzw. Liou nicht verwendet. Dadurch wird ein wichtiger Beitrag zur Strahlungswirkung einer Kristallverteilung vernachlässigt (siehe Abschnitt 2.3). Deshalb wird im folgenden für kleine Kristalle mit äquivalenten Säulenlängen kleiner $20 \mu\text{m}$ eine konstante Größenverteilung von Kugeln mit Radien $r=L/2$ hinzugefügt:

$$n''(L, T) = \begin{cases} n'(L, T) & , \quad L \geq 20\mu\text{m} \\ n'(20\mu\text{m}, T) & , \quad L = 2r < 20\mu\text{m} \end{cases} \quad (3.26)$$

$$-20^\circ\text{C} \leq T \leq -60^\circ\text{C}$$

Diese Annahme einer zusätzlichen konstanten Größenverteilung entspricht den Ergebnissen von Strauss (1994) und stellt einen Kompromiß dar zwischen den verschiedenen, in Abschnitt 2.3 diskutierten Ansichten über die Häufigkeit kleiner Kristalle. Für diesen Größenbereich mit Größenparametern kleiner 30 sind keine verlässlichen Berechnungen mit Hilfe der geometrischen Optik mehr möglich. Stattdessen müssen rotationssymmetrische Kristallformen verwendet werden. Obgleich inzwischen mit der T-Matrix-Methode (Mishchenko, 1993) oder dem diskreten Mie-Formalismus (Havemann, 1997) weitere effektive Verfahren zur Verfügung stehen, werden in der vorliegenden Arbeit Kugeln verwendet, deren optischen Eigenschaften mit Hilfe der Mie-Theorie bestimmt werden können. Wie der Vergleich zwischen Säulenverteilungen und Säulen, bzw. zwischen Plattenverteilungen und Platten in Abbildung 3.6a zeigt, führt diese Modifikation nicht zu wesentlichen Fehlern bei der Bestimmung der Einfachstreu-albedo.

Um auch für größere Effektivradien, wie sie insbesondere in konvektiven Eiswolkensystemen anzutreffen sind, eine Parameterisierung vornehmen zu können, wurde eine zweite Modifikation durchgeführt. Basierend auf den Erkenntnissen aus Abschnitt 2.3 wird angenommen, daß höhere Effektivradien insbesondere durch Sekundärmaxima gebildet werden, die das Vorhandensein von Aggregaten beschreiben. Hierfür ergaben sich im wesentlichen Teilchenausdehnungen zwischen 200 und $800 \mu\text{m}$ mit Modalwerten von etwa $500 \mu\text{m}$. Aufbauend auf der mit Hilfe der Gleichung (3.26) berechneten Größenverteilung bei einer Temperatur von -20°C , werden größere Effektivradien dadurch gebildet, daß eine temperaturabhängige logarithmische Normalverteilung hinzuaddiert wird. Sowohl der Modalwert als auch die Anzahldichte beim Modalwert steigen linear mit der Temperaturdifferenz oberhalb von -20°C an. Die Verteilungsparameter wurden *per Hand* angepaßt und basieren auf keinerlei theoretischer oder experimenteller Datenbasis. Die als Temperatur bezeichnete Größe stellt somit für Werte oberhalb -20°C lediglich eine Hilfsgröße zur Erzeugung plausibler Größenverteilungen mit größeren Effektivradien dar und ist nicht mit tatsächlichen Temperaturwerten und damit verbundenen physikalischen Prozessen zu verwechseln.

$$n(L, T) = \begin{cases} n''(L, T) & , \quad T \leq -20^\circ \text{C} \\ n''(L, -20^\circ \text{C}) + \frac{N\Delta T}{\sqrt{2\pi}\sigma L} \exp\left\{-\frac{(\ln|L| - \mu - 0,01\Delta T)^2}{2\sigma^2}\right\} & , \quad T > -20^\circ \text{C} \end{cases} \quad (3.27)$$

$$\sigma = 0,2 \quad , \quad \mu = \ln 500 \quad , \quad N = 50 \text{m}^{-3} \quad , \quad \Delta T = |T - (-20^\circ \text{C})|$$

Abbildung 3.8 zeigt als Beispiel einige mit Gleichung (3.27) erzeugte Größenverteilungen für einen Temperaturbereich zwischen -60°C und $+30^\circ \text{C}$. Um die Verteilungen in dieser Arbeit nutzen zu können muß noch festgelegt werden, wie diese für andere Teilchenformen als für Säulen zu interpretieren sind. Die eigentlichen, aus den Teilchensonden resultierenden Größeninformationen sind Querschnittsflächen. Entsprechend soll angenommen werden, daß die sich für eine Temperatur T ergebende Größenverteilung für verschiedene Teilchenformen bei gleicher Querschnittsfläche gleiche Häufigkeit aufweist. Für die charakteristische Teilchenausdehnung x einer Kristallform gilt also in Abhängigkeit der Säulenlänge L :

$$n(T, x(\sigma_{geo}(L)))dx = n(T, L)dL. \quad (3.28)$$

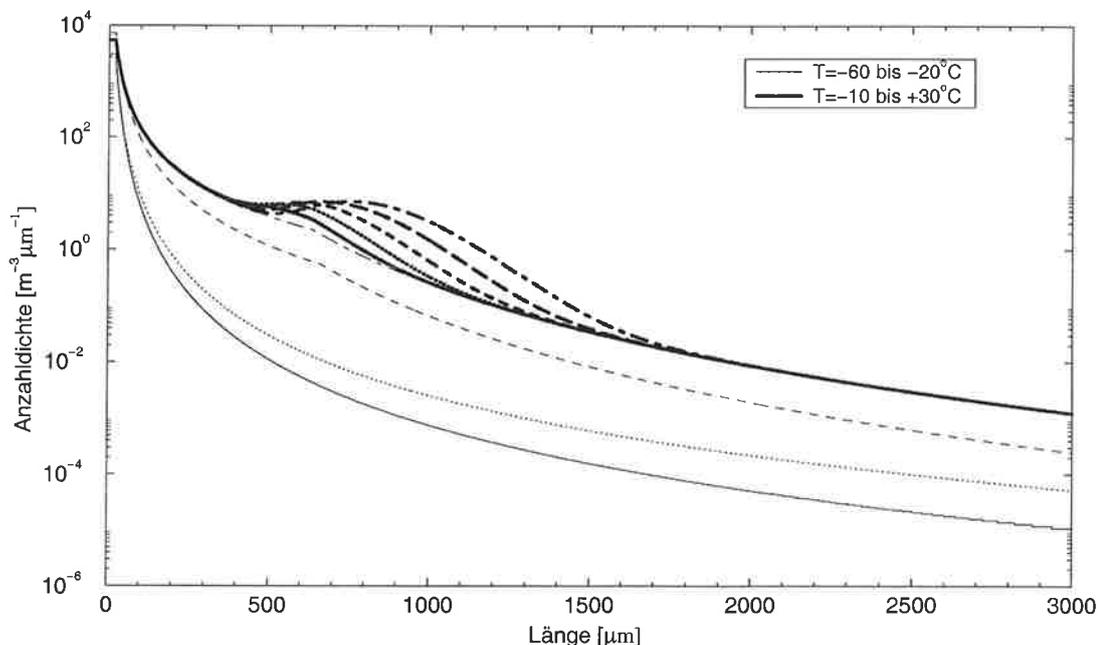


Abbildung 3.8: *Verwendete Größenverteilungen in Abhängigkeit eines als Temperatur bezeichneten Parameters. Aufgrund der verschiedenen, vorgenommenen Modifikationen besitzt dieser Parameter jedoch insbesondere für Werte oberhalb von -20°C nur eine geringe physikalische Aussagekraft und dient lediglich der Parameterisierung.*

Die Beziehungen $\sigma_{geo}(L)$ und $x(\sigma_{geo})$ lassen sich dabei aus den Parameterisierungen der Aspektverhältnisse aus Tabelle 2.1 bestimmen.

Mit Hilfe der für Säulen, Hohlsäulen und Platten vorliegenden Einfachstreuparameter in je 34 Größenklassen (siehe Tabelle A.1) sowie den entsprechenden, aus Mie-Rechnungen ermittelten Größen für kleine Kugeln, im folgenden als Größenklasse 0 bezeichnet, sollen nun die Gleichungen (3.27) und (3.28) dazu verwendet werden, die Einfachstreuparameter von Größenverteilungen zu berechnen.

Man erhält für den j -ten Spektralkanal:

$$\begin{aligned}\omega_0^{ges, j} &= \frac{\sum_{i=0}^{34} \omega_0^{i, j} \sigma_{ext}^{i, j} N^i(T)}{\sum_{i=0}^{34} \sigma_{ext}^{i, j} N^i(T)} \\ p^{ges, j}(\theta) &= \frac{\sum_{i=0}^{34} P^{i, j}(\theta) \omega_0^{i, j} \sigma_{ext}^{i, j} N^i(T)}{\sum_{i=0}^{34} \omega_0^{i, j} \sigma_{ext}^{i, j} N^i(T)} \\ g^{ges, j} &= \frac{\sum_{i=0}^{34} g^{i, j} \omega_0^{i, j} \sigma_{ext}^{i, j} N^i(T)}{\sum_{i=0}^{34} \omega_0^{i, j} \sigma_{ext}^{i, j} N^i(T)} \\ k_{ext}^{ges, j} &= \sum_{i=0}^{34} \sigma_{ext}^{i, j} N^i(T)\end{aligned}\tag{3.29}$$

Auf diese Weise wurden für Säulen und Hohlsäulen bei je 20 sowie für Platten bei 19 Temperaturen die optischen Einfachstreuparameter bestimmt. Für die hexagonalen Einzelkristalle stehen für je 22 Größen die optischen Parameter zur Verfügung. Aus Rechenzeitgründen wurde die Anzahl der Größen für Polykristalle auf 8 beschränkt. Hinzu kommen Mie-Berechnungen für Eiskugeln bei 20 verschiedenen Temperaturen. Eine Zusammenfassung der Größeninformationen und den dazugehörigen Temperaturen gibt Tabelle A.2. Dabei muß bedacht werden, daß der Temperatur-Parameter T keineswegs den Effektivradius eindeutig festlegt. Vielmehr ergeben sich in Abhängigkeit des Kompaktheitsgrades bei verschiedenen Kristallformen unterschiedliche Werte.

Die spektrale Breite der Kanäle beträgt 10 nm unterhalb von $1,1\text{ }\mu\text{m}$ und 18 nm für die größeren Wellenlängen. Zwar war die spektrale Auflösung während der EUCREX 94-Flugmeßkampagne deutlich besser (3 bzw. 7 nm), jedoch sollen die entwickelten Algorithmen letztendlich auf Satellitendaten mit entsprechend größerer spektraler Auflösung angewandt werden. So entsprechen die gewählten Werte ungefähr den Auflösungen des MODIS-Sensors, der die meisten der untersuchten Spektralkanäle zur Verfügung stellt. Die während der EUCREX 94-Meßkampagne erzielte höhere Auflösung wird in dieser Untersuchung auf die entsprechend niedrigere Auflö-

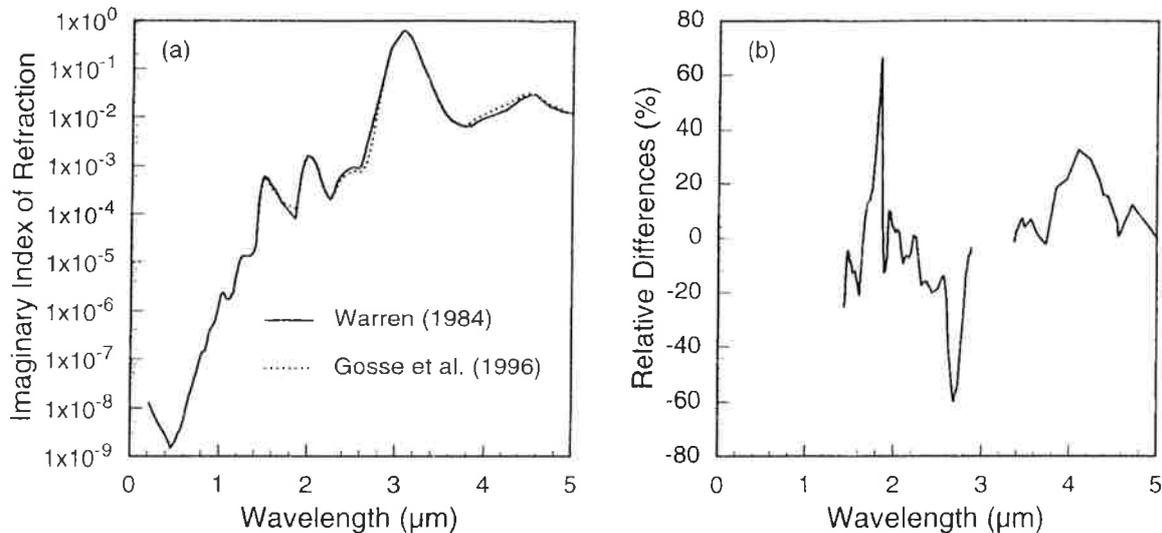


Abbildung 3.9: a) Imaginäranteil des Brechungsindex von Eis als Funktion der Wellenlänge aus Messungen von Warren (durchgezogen) und Gosse (gepunktet). b) Relativer Unterschied der Messungen von Gosse bezogen auf die Messungen von Warren (Quelle: Fu, 1996).

sung gemittelt. Allerdings wird für die Wolken ein konstanter Brechungsindex für die gesamte Kanalbreite angesetzt. Der dabei verwendete Brechungsindex von Eis stammt aus Messungen von Warren (1984). Der Fehler im Imaginäranteil wurde dabei mit etwa 100% im nahen Infrarot angegeben. Inzwischen wurden von Gosse (Quelle: Fu, 1996) ähnliche Messungen mit einer Genauigkeit von besser 1% vorgenommen. Abbildung 3.9 zeigt den Vergleich beider Messungen. Man erkennt, daß für die untersuchten Spektralkanäle oberhalb von $1,1 \mu\text{m}$ der in dieser Arbeit verwendete Imaginäranteil um etwa 20% überschätzt wird. Da dieser Fehler nicht grundsätzlicher Natur ist und in zukünftigen Algorithmenentwicklungen vermieden werden kann, soll er für die Fehlerbetrachtung nicht berücksichtigt werden. Bei der Bewertung der Meßdaten in Kapitel 5 müssen die Abweichungen jedoch beachtet werden.

3.4.2 Sonstige Modellparameter

Randbedingungen

Als Untergrund wurde ein isotroper Reflektor verwendet. Diese Annahme ist für Wasseroberflächen außerhalb des *sun glint* in guter Näherung erfüllt (Payne, 1972). Für küstenferne Gewässer stehen die Wasserinhaltsstoffe in vergleichsweise festen Verhältnissen, so daß das Reflexionsvermögen nur geringe Variabilitäten aufweist. Für die spektral abhängige Ozeanalbedo wird daher ein aus hochaufgelösten Spektralmessungen abgeleiteter Ansatz von Loubert verwendet (Quelle: Schüller, 1995):

$$A(\lambda) = a \cdot e^{b\lambda} \quad , \quad a = 0,64 \quad , \quad b = -6,93147. \quad (3.30)$$

Die Wellenlänge wird dabei in Nanometer angegeben. Die Albedo fällt somit von etwa 1% bei einer Wellenlänge von $0,55 \mu\text{m}$ auf unter 0,001% bei $2,13 \mu\text{m}$.

Für den einfallenden solaren Strahlungsfluß am Außenrand der Atmosphäre werden Daten von Neckel und Labs (1984; 1985) verwendet. Die Simulationen werden für zwei Beobachtungshöhen aufgezeichnet. Dabei dient die obere Bezugshöhe von 70 km zur Entwicklung der Algorithmen, da weitere Extinktionsprozesse oberhalb dieses Niveaus bis zum Satellitensensor vernachlässigt werden können. Um abzuschätzen, inwieweit die Algorithmen auch für Flugzeugmessungen verwendet werden können, wurde zusätzlich eine Beobachtungshöhe von $11,5 \text{ km}$ berücksichtigt, was in etwa den Flughöhen der Falcon während EUCREX 94 entspricht.

Die Modellatmosphäre

Um eine möglichst umfangreiche Untersuchung von Mehrschichtwolken zu ermöglichen, wurde mit 40 atmosphärischen Schichten zwischen Boden und 70 km Höhe eine relativ feine Unterteilung gewählt. In den für Wolken vorgesehenen Höhen zwischen 2 und 12 km liegt die Auflösung bei $0,5 \text{ km}$. Für Sensitivitätsstudien wurde zwischen $9,5$ und $10,1 \text{ km}$ mit $0,1 \text{ km}$ eine noch feinere Auflösung gewählt. Tabelle A.3 zeigt die gewählte Schichteinteilung sowie eines der vier verwendeten Atmosphärenprofile für Temperatur, Druck und Wasserdampfdichte. Die in der Tabelle gezeigten Daten stammen aus Aufzeichnungen der Standard-Meßinstrumente der Falcon. Sie wurden während des Aufstiegs der Mission 204 der EUCREX 94-Meßkampagne bis zur ersten Aufstiegshöhe in etwa $11,2 \text{ km}$ Höhe ermittelt. Oberhalb dieser Höhe wurde ein *McClatchey-Mittlere Breiten Sommer*-Standardprofil aufgesetzt (McClatchey et al., 1972).

Um auch Variationen der Atmosphärenparameter, insbesondere des Wasserdampfgehaltes, zuzulassen, wurden als alternative Profile die McClatchey-Standardprofile für mittlere Breiten im Sommer, mittlere Breiten im Winter und für die Tropen verwendet. Die Wasserdampfsäulengehalte dieser Profile liegen zwischen 8 und 41 kg/m^2 . Hierdurch wird der größte Bereich möglicher Feuchtwerte abgedeckt.

Während die Absorptionseigenschaften von Aerosolen und Wolkenpartikeln nur relativ geringfügig innerhalb eines Spektralintervalls variieren, absorbieren atmosphärische Gase sehr stark wellenlängenabhängig. Um dies zu berücksichtigen, wurde für jedes Atmosphärenprofil und jede Atmosphärenschicht mit Hilfe von *Linie-für-Linie*-Rechnungen für 36 relative Absorbermassen zwischen 0,0 und 8,75 die mittlere Transmissionsfunktion eines Spektralintervalls bestimmt. Diese ergeben sich aus den temperatur- und druckkorrigierten Linienbreiten und Linienintensitäten, deren Parameter dem Absorptionslinienkatalog HITRAN 96 entnommen wurden (Rothman et al., 1992). Die hohen relativen Luftmassen von bis zu 8,75 erlauben, daß auch bei tiefen Sonnenständen mit Zenitwinkeln größer 80° die Absorptionsprozesse des Strahlungstransportes mit hoher Genauigkeit berücksichtigt werden können.

Allerdings ist die Anwendbarkeit der Matrix-Operator-Methode aufgrund der notwendigen Voraussetzung des Lambert-Beerschen Gesetzes auf den monochromatischen Fall beschränkt

(siehe Abschnitt 3.1). Um diesen Gültigkeitsbereich wieder zu erreichen, wurden die Transmissionsfunktionen näherungsweise in einer Reihe von Exponentialfunktionen entwickelt, deren einzelne Terme dem Lambert-Beerschen Gesetz genügen. Hierfür wurde ein verbesserter Exponentialsummen-Ansatz von Armbruster und Fischer (1996) verwendet, deren Approximationsfehler bei kleiner als 0,05% liegt.

Wolken

Die Eis- und Wasserwolken werden für die Simulationen als optisch homogene Schichten mit fester geometrischer Dicke von jeweils 1 km behandelt. Inwieweit ein mit dieser Annahme abgeleiteter Effektivradius für reale Eiswolken mit in der Regel vertikal und horizontal variierenden Werten des Effektivradius zu interpretieren ist, wird ausführlicher in Abschnitt 4.4 diskutiert. Während die Wolkenoberkantenhöhe der Wasserwolken bei 2 km fixiert wird, können die Oberkantenhöhen der Eiswolken entsprechend typischer Höhen in mittleren Breiten zwischen 4 und 12 km variieren.

Die optischen Einfachstreueigenschaften von Wasserwolken wurden mit Hilfe eines Mie-Programmcodes von Wiscombe (1980) für 14 Effektivradien zwischen 1 und 21 μm berechnet. Dabei wurden als Tröpfchengrößenverteilungen modifizierte Gamma-Verteilungen des Typs

$$n(r) = r^6 \exp\left\{-\frac{r}{0,111r_{eff}}\right\} \quad (3.31)$$

verwendet (Hansen, 1971; Armbruster, 1998). Der spektral abhängige Brechungsindex von Wasser stammt aus Messungen von Irvine und Pollack (1968). Die mit einer spektralen Auflösung von 50 nm vorliegenden Daten von Real- und Imaginäranteil wurden auf die untersuchten Spektralkanäle interpoliert.

Aerosole

Als Aerosolmodell wird der *Global Aerosol Data Set* GADS von Köpke et al. (1997) verwendet. Aus 11 Aerosolkomponenten und ihren optischen Eigenschaften wurden dort die vertikalen Verteilungen typischer Aerosoltypen berechnet. Einige der Aerosolkomponenten quellen bei zunehmender Feuchte, wodurch sich deren spektrale Einfachstreuparameter deutlich verändern. Deshalb berücksichtigt das Modell zusätzlich verschiedene relative Feuchten mit Werten zwischen 0 und 99%.

Die Bedeutung der Aerosole für die Entwicklung satellitengestützter Wolkenfernerkundungsverfahren spielt eine geringere Rolle als im Falle der bodengebundenen Fernerkundung. Berücksichtigt man, daß bei Ozeangebieten das von der Wasseroberfläche reflektierte Signal sehr gering ist und der Hauptanteil stark variierender Aerosolkomponenten innerhalb der Grenzschicht, also weit unterhalb des Wolkenniveaus auftritt, so wird das am Satellitensensor ankommende Aerosolsignal nahezu ausschließlich durch die skalierte optische Dicke beschrieben:

$$\tilde{\tau}' = (1 - \omega_0 \cdot g) \tilde{\tau}. \quad (3.32)$$

In dieser Arbeit wird lediglich der als *clean maritime* bezeichnete Aerosoltyp verwendet. Deswegen wasserlösliche Komponenten treten im wesentlichen innerhalb der Grenzschicht auf. Hierfür wird eine für die untere Atmosphäre typische relative Feuchte von 80% angesetzt. Für die vor allem in der Stratosphäre auftretenden Schwefelsäuretröpfchen wird dagegen eine relative Feuchte von 0 angenommen. Die gesamte aerosoloptische Dicke ergibt sich zu 0,12. Um mögliche Variationen der optischen Eigenschaften aufgrund von Feuchteschwankungen oder veränderten Aerosoltypen zu berücksichtigen, wird eine Variation der optischen Dicke zwischen 0,0 und 1,2 zugelassen. Spektrale Variationen der optischen Eigenschaften werden somit nicht explizit berücksichtigt.

3.5 Validierung des Modells

Für die in dieser Arbeit entwickelten Algorithmen werden Nadirstrahldichten mit 12 atmosphärischen Zenitwinkelstützstellen verwendet. Die damit verbundenen Ungenauigkeiten der numerischen Berechnung sowie vereinfachte Annahmen bei mathematischen Formulierungen, machen die Strahlungstransportsimulationen prinzipiell fehlerbehaftet. Um das Ausmaß dieser Fehler abschätzen zu können, müssen die Modellvorhersagen mit Messungen bekannter externer Bedingungen oder aber mit Strahlungstransportsimulationen anderer Modelle überprüft werden.

Eine umfangreiche Beschreibung wesentlicher Validierungsschritte von MOMO findet sich bei Fell (1997), wobei seinen Betrachtungen 10 Zenitwinkelstützstellen zugrundegelegt wurden. So zeigen verschiedene Vergleiche von MOMO-Modellergebnissen mit analytischen Lösungen für homogene Medien ohne Ausprägung der Phasenfunktion relative Abweichungen von zumeist weit unter 1%. Die Untersuchung von Modellsituationen mit ausgeprägten Vorwärtsstreumaxima geschah durch einen Vergleich mit Ergebnissen verschiedener Monte-Carlo-Modelle. Dabei ergaben sich, bedingt durch die notwendige Modifikation der Phasenfunktion im Vorwärtsstreubereich, relative Fehler der aufwärtsgerichteten Strahlungsgrößen von bis zu etwa 5%.

Diese Werte decken sich im wesentlichen mit den Ergebnissen der für diese Arbeit vorgenommenen Modelluntersuchungen. Da eine vollständige Validierung mit Messungen aufgrund des Fehlens geeigneter vollständiger Datensätze nicht möglich war, wurde stattdessen ein Vergleich mit unabhängigen Modellergebnissen vorgenommen. Hierzu wurden von van de Hulst (1980) tabellarisch veröffentlichte, mit Hilfe der *asymptotic fitting method* berechnete Ergebnisse herangezogen. Sie bilden die azimutalgemittelten Komponenten der bidirektionalen Reflexionsfunktion eines semi-infiniten Mediums mit Henyey-Greenstein-Phasenfunktion bei verschiedenen Kombinationen von Einfachstreueralbedo ω_0 und Asymmetrieparameter g .

Tabelle 3.2 zeigt die entsprechenden Werte für fünf dieser Kombinationen. Das semi-infinite Medium wurde dabei durch eine Schicht der optischen Dicke 1000 näherungsweise realisiert.

Tabelle 3.2: *Azimal-unabhängiger Anteil der Reflexionsfunktion für ein quasi semi-infinites Medium (optische Dicke 1000). Die kleinen Zahlen in Klammern entsprechen den letzten signifikanten Stellen der Werte in Tabelle 27 von van de Hulst (1980) insofern sie von den mit MOMO berechneten Werten abweichen.*

μ	$\mu_0=0,1$	0,3	0,5	0,7	0,9	1,0
0,1	1,7164 (292)				$g=0,5$	$\omega_0=0,8$
0,3	0,8359 (403)	0,5535 (52)				
0,5	0,4977 (5000)	0,3878 (87)	0,3035 (5)			
0,7	0,3251 (64)	0,2841 (6)	0,2413 (6)	0,2041 (3)		
0,9	0,2259 (69)	0,2154 (7)	0,1949 (50)	0,1730 (2)	0,1525 (6)	
1,0	0,1919 (27)	0,1896 (8)	0,1761 (2)	0,1596 (7)	0,1431	0,1352
0,1	2,5515 (762)				$g=0,5$	$\omega_0=1,0$
0,3	1,4795 (899)	1,2155 (209)				
0,5	1,0692 (763)	1,0525 (67)	1,0187 (224)			
0,7	0,8622 (78)	0,9499 (537)	0,9887 (923)	1,0084 (121)		
0,9	0,7453 (504)	0,8824 (61)	0,9645 (82)	1,0188 (227)	1,0563 (606)	
1,0	0,7058 (107)	0,8572 (610)	0,9543 (81)	1,0219 (60)	1,0709 (54)	1,0903 (50)
0,1	2,9692 (3,0550)				$g=0,875$	$\omega_0=0,8$
0,3	0,6982 (7085)	0,3504 (38)				
0,5	0,2538 (69)	0,1812 (27)	0,1177 (84)			
0,7	0,1195 (207)	0,1027 (34)	0,0773 (7)	0,0566 (70)		
0,9	0,0660 (7)	0,0631 (5)	0,0524 (6)	0,0417 (9)	0,0328 (30)	
1,0	0,0513 (7)	0,0510 (1)	0,0440 (39)	0,0363 (1)	0,0293	0,0262 (3)
0,1	4,7797 (9384)				$g=0,875$	$\omega_0=0,99$
0,3	1,4989 (5229)	1,0626 (720)				
0,5	0,7264 (372)	0,7377 (445)	0,6424 (78)			
0,7	0,4568 (630)	0,5504 (41)	0,5488 (524)	0,5164 (98)		
0,9	0,3325 (65)	0,4364 (84)	0,4723 (43)	0,4762 (82)	0,4626 (46)	
1,0	0,2962 (7)	0,3998 (68)	0,4453 (16)	0,4612 (569)	0,4585 (40)	0,4524 (480)
0,1	5,0096 (1778)				$g=0,875$	$\omega_0=1,0$
0,3	1,7157 (459)	1,3488 (642)				
0,5	0,9517 (702)	1,0608 (761)	1,0264 (426)			
0,7	0,6983 (7126)	0,9051 (177)	0,9807 (956)	1,0093 (261)		
0,9	0,5913 (6034)	0,8198 (306)	0,9449 (582)	1,0221 (372)	1,0708 (877)	
1,0	0,5672 (721)	0,8021 (3)	0,9433 (7)	1,0388 (94)	1,1046 (57)	1,1299 (309)

Um nicht auf die von van de Hulst vorgegebenen Winkelstützstellen interpolieren zu müssen, wurden in dieser Untersuchung für die Diskretisierung fünf zusätzliche Hilfwinkel mit zugehörigen Gewichten 0 eingeführt. Ohne die Genauigkeit der Quadratur zu verändern, erlaubt diese Maßnahme die exakte Berechnung für die gesuchten Winkelstützstellen. Die kleinen Zahlen in Klammern entsprechen den letzten signifikanten Stellen der Werte von van de Hulst insofern sie von den mit MOMO berechneten Werten abweichen. Beispielsweise ergibt sich für $g=0,5$ und $\omega_0=0,8$ bei $\mu=0,7$ und $\mu_0=0,3$ ein mit MOMO berechneter Wert für die Reflektanz von 0,2841. Demgegenüber findet man als Ergebnis bei van de Hulst 0,2846.

Selbst bei niedrigen Sonnenständen und Beobachtungshöhen findet man relative Abweichungen kleiner 3%. Für die in dieser Arbeit untersuchte Nadirbeobachtungsgeometrie bleiben die relativen Fehler stets kleiner 1%, wobei mit zunehmender Absorption und niedrigeren Werten des Asymmetrieparameters die Fehler weiter sinken. Umgekehrt ist zu erwarten, daß bei zunehmender Anisotropie der Phasenfunktion die Fehler weiter ansteigen. Dies zeigen auch die in Abbildung 3.10 für eine Säule mit Aspektverhältnis 5 dargestellten Reflexionswerte in zwei Spektralkanälen mit und ohne Eisabsorption für verschiedene Kombinationen von Effektivradius und optischer Dicke. Insbesondere im nichtabsorbierenden Spektralkanal erkennt man für Isolinien gleicher optischer Dicke Variationen von bis zu 5%. Dies ist zum einen zurückzuführen auf die, bedingt durch die Größe ihrer Kristalle, besonders ausgeprägten Vorwärtsstreumaxima. Zudem weisen solche symmetrischen Kristallformen aufgrund von Retroreflexion mehr oder weniger starke Rückwärtsstreumaxima auf, die bei Henyey-Greenstein-Funktionen nicht auftreten (siehe Abbildung 3.5).

Um Aussagen über die Genauigkeit von Strahlungstransportsimulationen bei solch komplexen Phasenfunktionen treffen zu können, wurden Berechnungen für vier nur geringfügig unterschiedliche Effektivradien bei einer Einfachstreueralbedo von 1,0 vorgenommen. Hierbei sind nur geringfügige Unterschiede der Phasenfunktionen zu erwarten, so daß sich bei gleicher optischer Dicke und gleichem Sonnenstand quasi identische Nadirreflexionen ergeben sollten. Diese Berechnungen wurden für die verschiedenen, in dieser Arbeit untersuchten Kristallformen bei jeweils sechs optischen Dicken zwischen 1 und 1000 durchgeführt.

Man findet, daß der höchste Sonnenstand mit Zenitwinkel 0° von den weiteren Untersuchungen ausgeschlossen werden muß, da hier bei allen Kristallformen unrealistische, viel zu hohe Werte auftreten. Dies liegt vermutlich an einer unzureichenden Integration der Phasenfunktion in Rückstreurichtung, wo aufgrund von Retroreflexion Rückstreumaxima auftreten können. Sicherheitshalber wird auch auf den zweithöchsten Sonnenstand mit Zenitwinkel $9,3^\circ$ verzichtet. Desweiteren wird im folgenden auch der niedrigste Sonnenstand von 86° ignoriert, da aufgrund der hohen relativen Luftmasse der Störeinfluß durch atmosphärische Streuung dominant wird. Für die übrigen Winkel erhält man relative Variationen von 3 bis 5% für die beiden Einzelkristalle Säule und Platte sowie 1 bis 2% für das verzerrte Polykristall und die Kristallverteilungen.

Die Untersuchung wurde für vier verschiedene Winkelauflösungen mit 6, 12, 18 und 24 Zenitwinkeln vorgenommen. Geht man davon aus, daß eine Erhöhung der Winkelauflösung zu einer

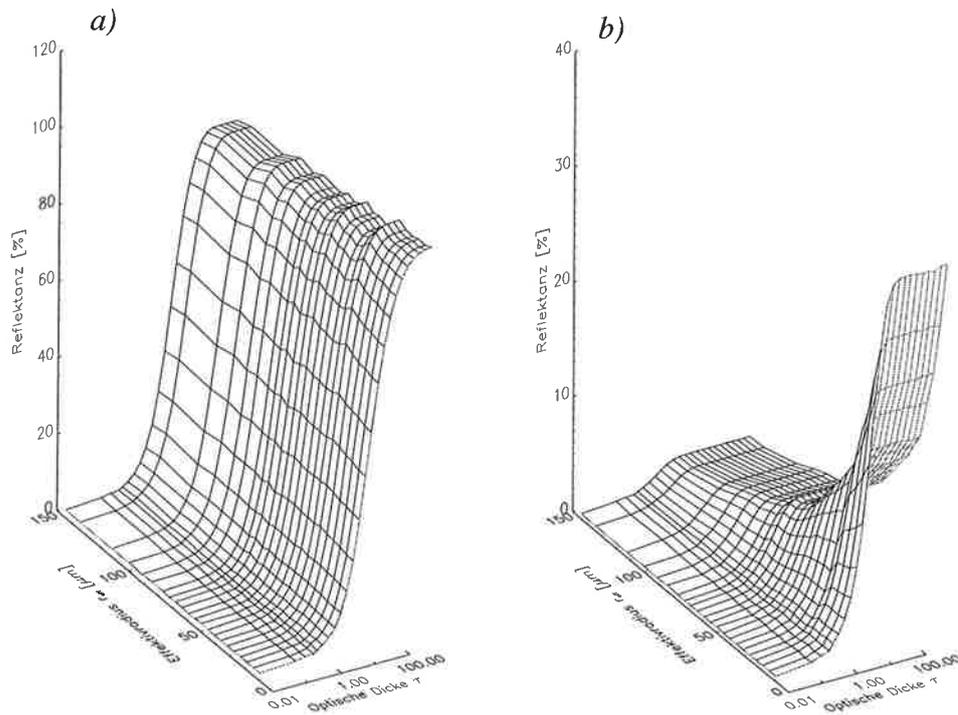


Abbildung 3.10: Simulationen der spektralen Reflexionen für eine Eiswolke, bestehend aus Säulen mit Aspektverhältnis 5, in Abhängigkeit von optischer Dicke und Effektivradius (Sonnenstand= $40,7^\circ$, Meeresoberfläche). a) Ohne Eisabsorption ($0,864 \mu\text{m}$) und b) mit moderater Eisabsorption ($1,63 \mu\text{m}$).

verbesserten Integration und somit realistischeren Ergebnissen führt, so sollten die mit der höchsten betrachteten Winkelauflösung von 24 Zenitwinkeln vorgenommenen Simulationen nur geringe absolute Fehler aufweisen. Während bei einer Verwendung von nur 6 Zenitwinkeln noch deutliche Abweichungen gegenüber den Ergebnissen der hohen Auflösung auftreten, ergeben sich ab 12 Winkeln nur noch geringfügige Änderungen kleiner 0,5%. Zusammenfassend kann man also davon ausgehen, daß bei Vernachlässigung des höchsten und niedrigsten Sonnenstandes je nach Kristallform relative Variationen kleiner 2 bis 5% auftreten. Obgleich die Bestimmung dieser Werte keiner tatsächlichen Validierung entspricht, werden sie im folgenden als Fehlermaß für die Güte der Simulationen betrachtet.

4 Invertierung der Modellergebnisse

In tausend Formen magst du dich verstecken,
Doch, Allerliebste, gleich erkenn ich dich;
Du magst mit Zauberschleiern dich bedecken,
Allgegenwärtge, gleich erkenn ich dich.

Buch des Parsen

Die im vorigen Kapitel berechneten Simulationen sollen nun dafür genutzt werden, die gesuchten Algorithmen zur Fernerkundung von Eiswolkenparametern zu entwickeln. Allerdings kann der funktionale Zusammenhang zwischen der Strahlungsgröße und den abzuleitenden Parametern nicht explizit angegeben werden. Stattdessen müssen näherungsweise Lösungen mit Hilfe von Regressionsverfahren ermittelt werden. In den vergangenen Jahren wurden hierzu verstärkt die Möglichkeiten künstlicher neuronaler Netze genutzt, da diese eine universelle Möglichkeit bieten, statistische Regelmäßigkeiten innerhalb eines Datensatzes zu entdecken, und die zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten zu generalisieren.

Um dabei effiziente Fernerkundungsalgorithmen zu entwickeln, müssen zum einen die Daten die abzuleitenden Informationen auch tatsächlich implizit enthalten und zum anderen redundante Informationen vermieden werden. Daher soll in einem ersten Schritt mit Hilfe von Hauptkomponentenanalysen abgeschätzt werden, welche spektralen Kanäle notwendig und hinreichend sind, um die gewünschten Größen abzuleiten. Die Methode der Hauptkomponentenanalyse wird somit im gewissen Sinne dazu benutzt, Hypothesen über mögliche Zusammenhänge hervorzubringen.

Im folgenden sollen zunächst die beiden Methoden der Hauptkomponentenanalyse sowie die nichtlineare Regression anhand eines Beispiels beschrieben werden. Hierbei wird auch ein Vergleich gezeigt zwischen Meßergebnissen des gesamten untersuchten Spektralbereichs und Simulationen ausgewählter Spektralkanäle, dessen Ergebnisse die vorgenommene Strategie bestätigen. In den folgenden Abschnitten soll dann auf die verschiedenen, in dieser Arbeit entwickelten Algorithmen eingegangen werden.

4.1 Beschreibung der Vorgehensweise anhand eines Beispiels

4.1.1 1. Schritt: Hauptkomponentenanalyse zur Vorauswahl der Spektralkanäle

Die Hauptkomponentenanalyse ist eine bereits in den dreißiger Jahren von Hotelling entwickelte lineare Technik, um aus einer Anzahl M von Variablen mit Hilfe einer Koordinatentransformation einen Satz von neuen unkorrelierten Variablen zu bilden, von denen bereits eine Anzahl $K \ll M$ einen Großteil der auftretenden Varianz erklärt. Das neue Koordinatensystem wird so gewählt, daß ein Maximum der Gesamtvarianz in Richtung der ersten Hauptachse liegt, ein Maximum der Restvarianz in Richtung der zweiten Hauptachse usw.

Formal entspricht diese Transformation der Variablen einem Eigenwertproblem. Betrachten wir dazu eine Datenmatrix $\mathbf{X} = \{x_{ij}\}_{i=1, \dots, N; j=1, \dots, M}$, bestehend aus N verschiedenen Simulationen oder Messungen der M in Zenitrichtung zurückgestreuten spektralen Reflexionen. Die neuen Basisvektoren ergeben sich als Eigenvektoren der $(M \times M)$ -Korrelationsmatrix von \mathbf{X} . Die zugehörigen Eigenwerte geben die jeweils erfaßte Varianz an, so daß die neuen Basisvektoren nach abfallender Rangfolge der Eigenwerte geordnet werden müssen. Die Datenmatrix läßt sich nun im neuen Koordinatensystem mit Hilfe der Hauptkomponentenmatrix $\mathbf{Y} = \mathbf{E}'\mathbf{X}$ beschreiben, wobei \mathbf{E}' die transponierte $(M \times M)$ -Matrix der neuen orthonormalen Basisvektoren in Abhängigkeit der alten Basisvektoren beschreibt. Eine detaillierte Herleitung finden man zum Beispiel bei von Storch und Zwiers (1999), ein anschauliches Beispiel zeigt Kollewe (1993).

Es wäre wünschenswert, wenn die neuen Variablen direkt als physikalische Größen interpretiert werden könnten. Allerdings handelt es sich bei Atmosphärenparametern im allgemeinen nicht um unkorrelierte Größen, so daß diese Forderung höchstens für die erste neugebildete Variable erfüllt werden kann. Die weiteren Variablen bilden dann Mischzustände physikalischer Parameter. Eine Interpretation der neuen Variablen als physikalische Größen geschieht zudem nicht automatisch, sondern bleibt dem Bearbeiter überlassen. Hierzu können die spektralen Verläufe der gefundenen Eigenvektoren mit den erwarteten Verläufen der in Betracht kommenden physikalischen Parameter verglichen werden. Plausible Hypothesen hierfür können auch dadurch widerlegt oder bestätigt werden, daß weitere Analysen mit veränderten Datenmengen durchgeführt werden.

Die Möglichkeiten der Interpretation solch einer Eigenwertanalyse sollen anhand eines interessanten Vergleichs von Meßdaten und Simulationen erläutert werden. Abbildung 4.1 zeigt die jeweils ersten drei Eigenvektoren im Spektralbereich zwischen 0,6 und 1,6 μm aus zwei Analysen von Meßdaten bzw. Simulationen. Die Meßdaten wurden während der EUCREX-Flugmeßkampagne am Vormittag des 17. April 1994 mit Hilfe des Spektrometers OVID über dem Meer aufgezeichnet. Eine genaue Beschreibung des Spektrometers erfolgt in Abschnitt 5.1. Der verwendete Meßzeitraum von etwa vier Minuten mit jeweils über etwa zwei Sekunden gemittelten Spektren umfaßt Eiswolken mit geringen bis mittelhohen optischen Dicken. Die Auswertung der Video- und Lidardaten für diesen Zeitraum ergab keinerlei Untergrundbewölkung und eine nahezu konstante Wolkenoberkantenhöhe von etwa 10,5 km mit einer vertikalen Ausdehnung von etwa 2 km . Weitere Informationen zur Meßsituation werden in Abschnitt 5.3.1 gegeben. Um eine vergleichbare Datenbasis für die Simulationen zu erhalten, wurden nur optische Dicken der Wolke kleiner 3,5 berücksichtigt. Die optische Dicke des Aerosols schwankt zwischen 0,0 und 0,6. Desweiteren wurden die simulierten Spektren verrauscht, indem jeder spektrale Wert mit einem Faktor multipliziert wurde, der durch eine Normalverteilung mit zweiprozentiger Standardabweichung zufällig ermittelt wurde.

Man erkennt für die beiden ersten Eigenvektoren sehr ähnliche spektrale Verläufe. So ist in beiden Analysen der dominante Eigenvektor nahezu unabhängig von der Wellenlänge. Er ist ein Maß für die Absolutintensität und wird somit bestimmt vom Sonnenstand, der Bodenreflektivität

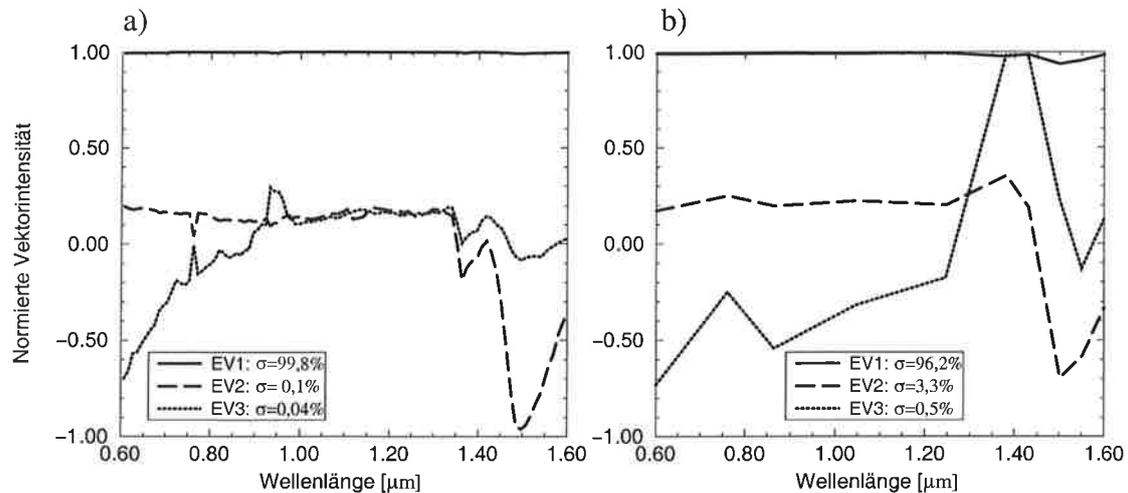


Abbildung 4.1: Die jeweils ersten drei Eigenvektoren einer Hauptkomponentenanalyse, angewandt auf Messungen und Simulationen. Die Vektorintensitäten wurden zur besseren Darstellung jeweils auf den Bereich zwischen -1 und 1 normiert. Die vom jeweiligen Eigenvektor beschriebene Varianz ist in der Legende angegeben. a) Spektrometermessungen, gemittelt über jeweils etwa zwei Sekunden und 10 nm spektraler Breite. Die Daten wurden über dem Meer bei dünnen bis mitteldicken Cirren aufgenommen. Gemessen wurde zwischen 09:09 und 09:13 UTC während der EUCREX-Mission 204 am 17. April 1994. b) zeigt die entsprechenden Ergebnisse für 10 Spektralkanäle bei einer Teilchenform mit variablen Effektivradien, variabler optischer Dicke der Wolke kleiner 3,5 und variabler optischer Dicke des Aerosols kleiner 0,6. Die Simulationen wurden mit einer Normalverteilung mit zweiprozentiger Standardabweichung verrauscht.

tät sowie insbesondere der optischen Dicke der Atmosphäre. Der geringfügige spektrale Gang im Bereich der Eisabsorption deutet an, daß sich im ersten Eigenvektor eigentlich nicht die optische Dicke, sondern vielmehr die in Gleichung (3.32) definierte skalierte optische Dicke widerspiegelt, somit auch eine deutliche Abhängigkeit von der Teilchenform besteht.

Der zweite Eigenvektor weist eine nur geringe spektrale Variation für Wellenlängen kleiner 1,4 µm auf und fällt dann sprunghaft auf einen Extremwert bei 1,5 µm ab. Ein Vergleich mit Abbildung 3.6b zeigt die qualitative Übereinstimmung des spektralen Verlaufs mit der Einfachstreueralbedo von Eiskristallen, die wiederum im wesentlichen vom Effektivradius bestimmt wird. Insofern könnte man annehmen, daß eine Bestimmung des Effektivradius unabhängig von der Annahme über die Teilchenform möglich ist. Jedoch wird sich im folgenden Abschnitt zeigen, daß dies leider nicht der Fall ist, vielmehr besteht eine sehr starke Abhängigkeit von der angenommenen Teilchenform. Dies deckt sich auch mit Ergebnissen in der Literatur (van de Hulst, 1980; King et al., 1996), in denen die zweite Hauptkomponente in Zusammenhang gebracht wurde mit dem sogenannten Ähnlichkeitsparameter s , definiert durch:

$$s = \sqrt{\frac{1 - \omega_0}{1 - g\omega_0}}. \quad (4.1)$$

Etwas undeutlicher, aber immer noch mit guter Übereinstimmung, gestaltet sich der Vergleich der jeweils dritten Eigenvektoren. So zeigen sich in der Analyse der Meßwerte zum einen die Charakteristika der atmosphärischen Absorptionsbanden, insbesondere bei 0,76, 0,93 und 1,38 μm sowie ein genereller spektraler Anstieg für Wellenlängen kleiner 1,2 μm , der insbesondere auf Aerosolabsorption zurückgeführt werden kann. Bei der Analyse der Simulationen zeigen sich deutlich die beiden berücksichtigten Absorptionbanden bei 0,76 und 1,38 μm . Ebenfalls zu erkennen ist ein genereller Anstieg für die Fensterkanäle, der wiederum mit dem Aerosoleinfluß in Verbindung gebracht werden kann.

Der qualitative Vergleich der beiden Analysen zeigt, daß die Auswahl der in dieser Arbeit näher untersuchten Spektralkanäle zumindest für das Untersuchungsobjekt *Reine Eisbewölkung über Meer* geeignet getroffen wurde. Zudem läßt sich eine erste Auswahl geeigneter Spektralkanäle für einen Algorithmus zur Fernerkundung von optischer Dicke und Effektivradius von Eiswolken treffen. Abbildung 4.2 zeigt sowohl für die Messungen als auch für die Simulationen den funktionalen Zusammenhang der beiden dominanten Hauptkomponenten. Die zusätzlich eingezeichneten Pfeile zeigen an, in welcher Richtung sich die Ergebnisse ändern, wenn Effektivradius bzw. optische Dicke erhöht werden. Für die Simulationen erkennt man, daß für nicht zu kleine optische Dicken bereits die ersten beiden Hauptkomponenten ausreichen, um eine eindeutige Bestimmung der Teilchengröße zu ermöglichen. Der qualitativ ähnliche Verlauf für die Meßwerte läßt vermuten, daß diese Schlußfolgerung auch für tatsächliche Spektralmessungen zutrifft. Zur spektralen Charakterisierung dieser beiden Hauptkomponenten genügen jedoch bereits zwei geeignet gewählte Spektralkanäle, beispielsweise bei 1,05 und 1,55 μm . Um bei kleinen optischen Dicken der Wolke den Störeinfluß des Aerosols abzuschätzen, kann ein zusätzlicher kurzwelligerer Fensterkanal (z.B. bei 0,55 μm) verwendet werden.

4.1.2 2. Schritt: Mehrdimensionale nichtlineare Regression

Eine direkte Invertierung der Strahlungsübertragungsgleichung zur Bestimmung eines funktionalen Zusammenhangs zwischen gemessener oder simulierter Strahlungsgröße und den daraus abzuleitenden Atmosphärenparametern ist nicht möglich. Stattdessen müssen nichtlineare Regressionsverfahren verwendet werden, um einen näherungsweisen Zusammenhang herzustellen. Hierfür wurden in den vergangenen Jahren in zunehmendem Maße anstelle herkömmlicher polynomialer Approximationen sogenannte künstliche neuronale Netze verwendet. Diese weisen den großen Vorteil auf, daß die Gesetzmäßigkeiten, die dem gesuchten Zusammenhang zugrundeliegen a priori nicht bekannt sein müssen. Die endgültige Gestalt der Abbildungsvorschrift wird erst während des Lernprozesses festgelegt. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein, von Preusker (persönliche Mitteilung) zur Verfügung gestelltes, dreischichtiges Modell mit *Backpropagation*-Lernalgorithmus verwendet. Aufgrund der in der Literatur inzwischen zahlreichen und sehr umfangreichen Darstellungen zur Theorie neuronaler Netze (z.B. Rojas, 1996; Zell, 1997), soll an dieser Stelle nur eine kurze schematische Darstellung folgen und auf die Besonderheiten der ausgewählten Netzarchitektur sowie der Lernstrategie eingegangen werden.

Die Netztopologie sowie die im folgenden verwendete Nomenklatur, ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Anzahlen m und n der Neuronen in Ein- und Ausgabeschicht ist durch die Anzahl von Ein- und Ausgabegrößen bestimmt. Demgegenüber kann die Anzahl p der Neuronen in der versteckten Schicht frei gewählt werden, wobei jedoch berücksichtigt werden muß, daß sie ausreichend groß ist, um den Grad der Komplexität des Lernproblems zu verarbeiten. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Algorithmen, hat sich mit Hilfe von Voruntersuchungen die Anzahl von 15 bis 20 versteckten Neuronen als hinreichende Größe erwiesen.

Jedes Neuron der versteckten Schicht ist mit jedem Neuron von Ein- und erster Ausgabeschicht verbunden, wobei für jede Verbindung die Übertragung des Signals durch die Stärke eines eigenen Gewichtes bestimmt wird. Es hat sich für die Geschwindigkeit des Lernprozesses als nützlich erwiesen, zwei weitere Neuronen mit jeweils konstantem Eingangssignal in Eingabe- und versteckter Schicht zu integrieren. Die beiden Matrizen \mathbf{W}_{EV} und \mathbf{W}_{VA1} beschreiben die Gewichte für die Vernetzung von Eingabeschicht und versteckter Schicht bzw. versteckter Schicht und erster Ausgabeschicht. Diese Gewichtsmatrizen bestimmen die Größe des Eingangssignals in die Neuronen der versteckten Schicht sowie der Ausgabeschicht. Innerhalb der Neuronen erfolgt zudem eine nichtlineare Abbildung des anliegenden Signals x mit Hilfe der Sigmoiden-Funktion

$$s_c(x) = \frac{1}{1 + \exp\{-cx\}}. \quad (4.2)$$

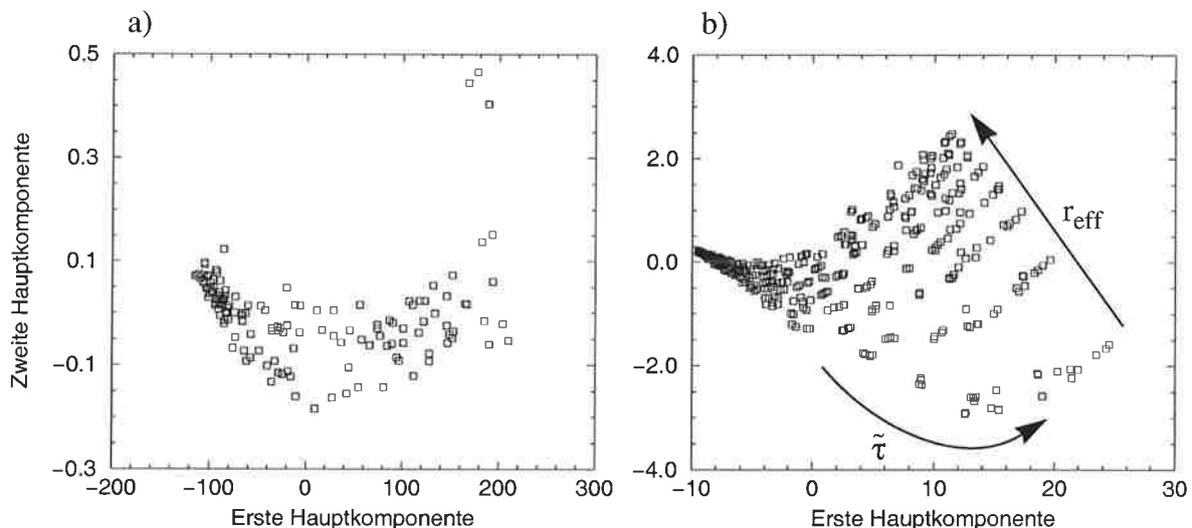


Abbildung 4.2: *Funktionaler Zusammenhang der beiden dominanten Hauptkomponenten für die in Abbildung 4.1 beschriebenen Eigenwertanalysen von (a) Meßwerten und (b) Simulationen. Die Pfeile in b) geben die Richtung an, in der sich die Hauptkomponenten bei zunehmenden Werten von Effektivradius bzw. optischer Dicke bewegen. Für jede Kombination von Effektivradius und optischer Dicke wurden Simulationen von jeweils zwei Wolkenhöhen und zwei Aerosolgehalten berücksichtigt. Deshalb findet man in den Simulationen Cluster von jeweils vier Datenpunkten.*

Für die die Steilheit der Sigmoidfunktion bestimmende Temperaturkonstante c , hat sich ein Wert von eins als geeignete Wahl erwiesen. Der Wertebereich der sogenannten Erregung eines Neurons liegt aufgrund der verwendeten Sigmoidfunktion zwischen 0 und 1. Daher ist eine zweite Ausgabeschicht notwendig, um durch eine lineare Transformation mit Hilfe der Vektoren \vec{C}_1 und \vec{C}_2 den notwendigen Wertebereich der Ausgabegrößen zu erreichen. Mit Hilfe der so definierten Funktionen, Vektoren und Gewichtsmatrizen berechnet sich der Signaltransfer des Eingabevektors $\vec{\lambda}$ auf den Ausgabevektor \vec{O} im sogenannten *feedforward*-Schritt wie folgt:

$$\vec{O} = \vec{C}_1 + \vec{C}_2 \cdot s_c(W_{VA1} \times s_c(W_{EV} \times \vec{\lambda})) \quad \begin{cases} \vec{O} \in \mathbb{R}^n, \vec{\lambda} \in \mathbb{R}^m \\ W_{EV} \in (\mathbb{R}^{m+1} \times \mathbb{R}^p) \\ W_{VA1} \in (\mathbb{R}^{p+1} \times \mathbb{R}^n) \end{cases} \quad (4.3)$$

Den funktionalen Zusammenhang zwischen einem Eingabevektor $\vec{\lambda}$ und dem Ausgabevektor \vec{O} meteorologischer Parameter lernt das neuronale Netz aus der wiederholten Präsentation eines aus N Trainingspaaren bestehenden Trainingsdatensatzes $(\vec{\lambda}_i, \vec{O}_i^*)$ mit $i=1, \dots, N$. Die Suche nach den optimalen Gewichtsmatrizen W_{EV} und W_{VA1} geschieht dadurch, daß eine Kosten- oder Fehlerfunktion

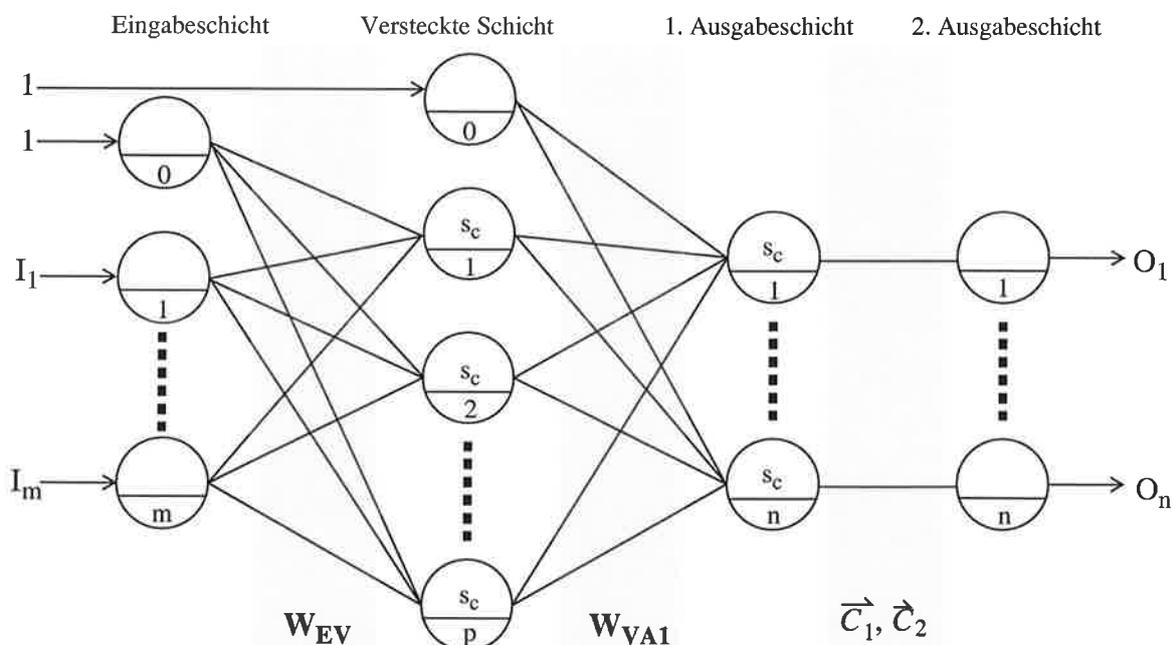


Abbildung 4.3: Architektur des verwendeten dreischichtigen, vollständig vernetzten neuronalen Netzes. Die Gewichte werden durch die Gewichtsmatrizen W_{EV} und W_{VA1} gegeben, die Nichtlinearität wird durch die Erregung der Sigmoidfunktion mit Temperaturkonstante c in den Neuronen übertragen. Da die Ausgabe der Sigmoidfunktion einen Wertebereich zwischen 0 und 1 besitzt, muß in einer zweiten Ausgabeschicht mit Hilfe zweier Vektoren eine lineare Transformation auf den endgültigen Wertebereich durchgeführt werden.

$$E = \sum_{i=1}^N \left\| \partial_i^* - \partial_i \right\|^2 \quad (4.4)$$

als Maß für die Genauigkeit der Approximation minimiert wird. Hierzu wird eine Variante des *Backpropagation*-Lernalgorithmus verwendet. Ausgehend von zufällig initialisierten Gewichtsmatrizen wird zunächst im *feedforward*-Schritt die Fehlerfunktion E bestimmt. Im nachfolgenden *backpropagation*-Schritt wird dieser Fehler im Netz zurückverfolgt und die Netzgewichte in Richtung des negativen Gradienten der Fehlerfunktion verändert. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, daß das Gewicht einer Verbindung auch als Ausgabe und die zuvor berechnete Ausgabe stattdessen als Gewicht der Verbindung interpretiert werden kann. Dadurch können die partiellen Ableitungen der Fehlerfunktion nach den Gewichten direkt aus den zwischengespeicherten Werten der Signalstärke an den einzelnen Neuronen berechnet werden (Rojas, 1996). Diese beiden Schritte werden solange wiederholt, bis ein lokales Minimum der Fehlerfunktion erreicht wird. Die Schrittlänge der Gewichtskorrektur wird mit Hilfe des Lernparameters γ und des Beschleunigungsparameters α festgelegt, wobei sich für die untersuchten Anpassungen Werte von 1,0 bzw. 0,4 als effizient herausgestellt haben. Die Korrektur ΔW_t einer Gewichtsmatrix \mathbf{W} im t -ten Iterationsschritt ist somit gegeben durch

$$\Delta W_t = -\gamma \nabla E(W_{t-1}) + \alpha \Delta W_{t-1}, \quad (4.5)$$

wobei ΔW_{t-1} die Korrektur im vorangehenden Iterationsschritt $t-1$ beschreibt. Inwieweit das Netz die statistischen Gesetzmäßigkeiten des Trainingssatzes erkannt und nicht einfach die Datenmenge auswendig gelernt hat, wird mit Hilfe eines zweiten, als Testmenge bezeichneten Datensatzes überprüft. Nach einer bestimmten Anzahl von Iterationsschritten wird die Fehlerfunktion auch für die Testdaten bestimmt. Der Lernvorgang wird abgebrochen, sobald der Testfehler ein Minimum erreicht. Die Fähigkeit zur Interpolation sollte nun optimal sein.

Um ein erfolgreiches Training durchzuführen, muß eine geeignete Auswahl und Aufbereitung der Daten vorgenommen werden. So wurden in den hier untersuchten Fällen die beiden höchsten Sonnenstände aus der Analyse herausgenommen, da die Simulationen für diese Winkel zu hohe Fehler aufweisen (siehe Abschnitt 3.5). Desweiteren wurde der tiefste Sonnenstand ebenfalls nicht berücksichtigt, so daß für die weiteren Untersuchungen nur Sonnenzenitwinkel zwischen $17,1$ und $78,5^\circ$ verwendet werden. Die abgeleiteten Algorithmen sind entsprechend auch nur für diesen Winkelbereich verwendbar. Die Menge und Auswahl sowohl der Trainings- als auch der Testdaten sollte so gewählt werden, daß der gesamte Bereich möglicher Ein- und Ausgabegrößen hinreichend gut repräsentiert wird. Die verwendeten Ein- und Ausgabedaten werden zudem mit einem normalverteilten Rauschen der Standardabweichung 2% überlagert. Dies geschieht zum einen, um eine zu starke Spezialisierung während des Trainings zu verhindern. Zum anderen sollen die Verfahren später auf reale Meßdaten angewandt werden, die selbst Fehler in der entsprechenden Größenordnung aufweisen.

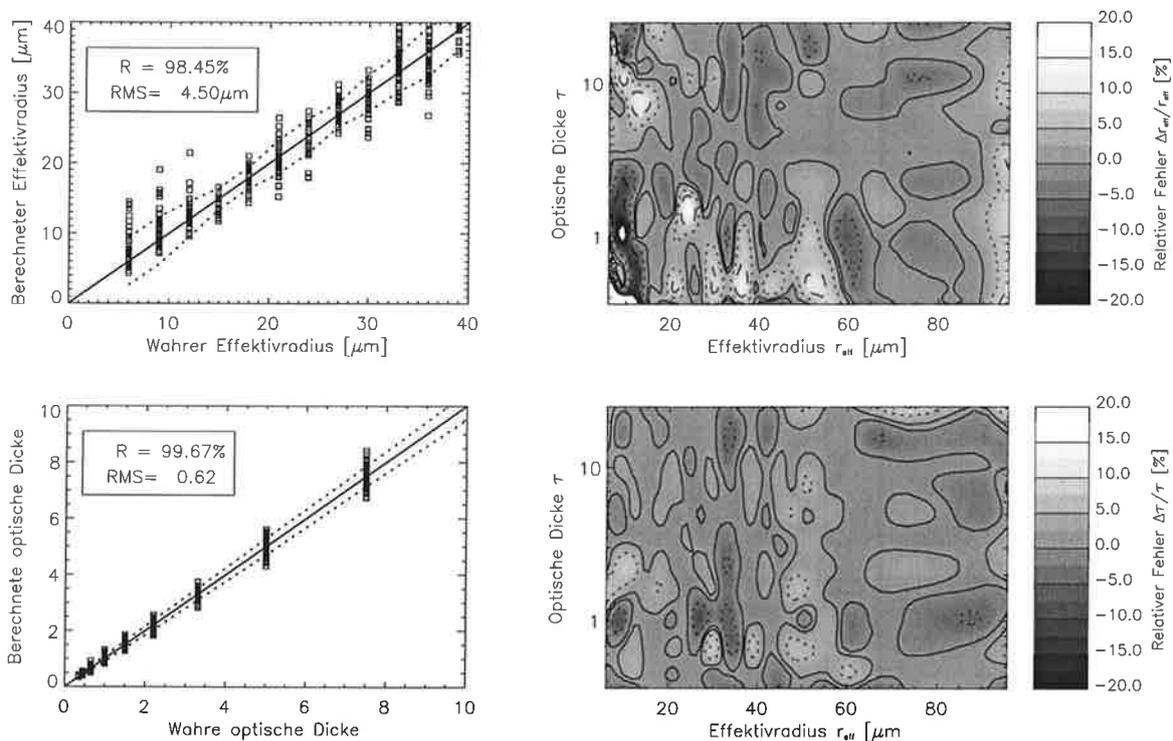


Abbildung 4.4: Vergleich der Ausgabe eines neuronalen Netzes für Effektivradius und optische Dicke mit den, den Simulationen zugrundeliegenden Werten. Berücksichtigt wurden Simulationen für zwei Spektralkanäle bei 1,05 und 1,55 μm , 9 Sonnenzenitwinkel zwischen 17,1 und 78,5°, eine Teilchenform, ein Aerosolmodell und eine Atmosphäre. Die Wolkenhöhe variiert zwischen 4 und 12 km. Die Isolinien begrenzen die Fehlerniveaus für 1% (durchgezogen), 5% (gepunktet) und 10% (lang gestrichelt).

Desweiteren wurden einige weitere Maßnahmen ergriffen, die sich für die Effizienz der Lerngeschwindigkeit und die Stabilität der Lösung als vorteilhaft erwiesen haben. Zum einen werden die verrauschten spektralen Reflexionen vor der eigentlichen Eingabe einer EOF-Analyse unterzogen, um eine Dekorrelation der Eingabedaten zu erreichen. Zum anderen wird nicht gleich mit der gesamten Trainingsmenge begonnen, sondern diese, ausgehend von einer kleinen Teilmenge, sukzessive im Laufe des Trainings bei Unterschreiten eines Fehlerschwellwertes erhöht. Zudem kann während des Trainings die verwendete Teilmenge verändert werden. Durch dieses *überwachte Lernen* wird eine deutlich schnellere Algorithmenentwicklung erreicht und die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines globalen Minimums der Fehlerfunktion erhöht.

Die eigentliche Bewertung der Qualität des abgeleiteten Algorithmus wird nicht mit Hilfe der für das Training verwendeten Trainings- oder Testdaten durchgeführt. Stattdessen wird eine dritte, im folgenden als Validationsdatensatz bezeichnete Untermenge des Gesamtdatensatzes verwendet. Dieser Validationsdatensatz umfaßt dabei mindestens die Hälfte aller für die jeweilige Anwendung zur Verfügung stehenden Simulationen. Abbildung 4.4 zeigt als Weiterführung des Beispiels aus Abschnitt 4.1.1, die Ergebnisse eines Lernprozesses für zwei Spektralkanäle bei 1,05 und 1,55 μm , angewandt auf den Validationsdatensatz. Als zusätzliche

Eingabegröße wird der Sonnenstand benötigt. Es wurden Simulationen für eine Teilchenform (Säule), eine feste Atmosphärenzusammensetzung, konstanten Aerosolgehalt sowie variierende Wolkenhöhe berücksichtigt. Aufgetragen sind in den beiden linken Abbildungen die mit dem neuronalen Netz berechneten Werte von Effektivradius bzw. optischer Dicke gegen die tatsächlichen, den Simulationen zugrundeliegenden Werte. Man erhält als mittlere Fehler $4,5 \mu\text{m}$ bzw. $0,62$. In den beiden rechten Abbildungen ist zusätzlich dargestellt, wie sich die relativen Fehler der beiden untersuchten Größen im Werteraum verteilen. Vernachlässigt man die Randbereiche, in denen der Algorithmus gezwungen ist zu extrapolieren, so ergeben sich für optische Dicken größer eins in nahezu allen Fällen relative Fehler im Effektivradius von kleiner 10%. Für die optische Dicke erhält man im gesamten Wertebereich relative Fehler kleiner 10%.

Der im folgenden als Fehler Δx einer abgeleiteten Größe x bezeichnete Ausdruck, wird mit Hilfe des Validationsdatensatzes bestimmt. Für jeden Wert x^* , für den Simulationen vorliegen, wird zunächst der statistische Fehler $rmse(x^*)$ der mit dem Netz berechneten Werte $x(x^*)$ bestimmt. Für Effektivradius und optische Dicke werden dann Fehlerfunktionen $\Delta\tilde{\tau}(\tilde{\tau})$ und $\Delta r_{eff}(\tilde{\tau})$ in Abhängigkeit von der optischen Dicke $\tilde{\tau}$ angenommen. Diese Funktionen werden dadurch bestimmt, daß die Werte $rmse(r_{eff}^*)$ einem hyperbolischen Fit und die Werte $rmse(\tilde{\tau}^*)$ einem Polynomialfit zweiter Ordnung unterzogen werden. Die Fehler Δr_{eff} und $\Delta\tilde{\tau}$ ergeben sich mit den Regressionskoeffizienten a bis e zu:

$$\begin{aligned}\Delta r_{eff} &= a + \frac{1}{b\tilde{\tau}} \quad [\mu\text{m}] \\ \Delta\tilde{\tau} &= c + d\tilde{\tau} + e\tilde{\tau}^2\end{aligned}\tag{4.6}$$

Die so bestimmten Ausdrücke für den Fehler umfassen wesentliche Fehlerquellen. So werden sowohl Meß- als auch Modellfehler aufgrund der bereits beim Training, aber auch bei der Validierung verrauschten Simulationen berücksichtigt. Dabei zeigt sich, daß das neuronale Netz die im wesentlichen systematischen Modellfehler nur zu einem Teil lernt, sich somit also bei Validierung mit fehlerhaften Simulationsdaten ein zu hoher Fehler ergibt, der bei Anwendung auf reale Meßdaten nicht auftritt. Weitere in Gleichung (4.6) bereits enthaltene Fehlerquellen, sind die im allgemeinen unzureichenden Informationen über Aerosolkonzentration, Atmosphärenzusammensetzung und Wolkenhöhe.

4.2 Eisbewölkung über Meer (keine Mehrschichtbewölkung)

Die erste vereinfachte Untersuchung von Eiswolken im vorangehenden Abschnitt hat gezeigt, daß zumindest in den Fällen bekannter Teilchenform die Wolkenparameter optische Dicke und Effektivradius mit einer Genauigkeit besser 10% abgeschätzt werden können. Dabei wurde jedoch stillschweigend angenommen, daß es sich bei dem Wolkenelement um eine reine Eiswolke handelt und nicht etwa um Wasserwolken oder Aerosolschichten. Bevor nun im folgenden bessere, allgemein anwendbare Algorithmen für Eiswolken entwickelt werden, soll daher zu-

nächst festgestellt werden, inwieweit eine prinzipielle Erkennung von Eiswolken gelingt. Dies bedeutet zum einen eine Trennung von Eis- und Wasserwolken und zum anderen eine Unterscheidbarkeit von dünnen Eiswolken und Aerosolschichten. Die dabei als Nebenprodukt anfallende optische Dicke des Aerosols, kann dann im folgenden Schritt zu einer verbesserten Abschätzung der Eiswolkenparameter genutzt werden. Dabei soll zunächst davon ausgegangen werden, daß keine Mehrschichtbewölkung vorliegt.

Insgesamt wurden für die Entwicklung der in diesem Abschnitt vorgestellten Algorithmen über 10000 Strahlungstransportrechnungen für 12 Sonnenstände und die 11 in Kapitel 3 dargestellten Wellenlängen durchgeführt. Die Anzahl und Auswahl der hierbei berücksichtigten Simulationen stellt einen Kompromiß zwischen maximal verfügbarer Rechenkapazität und ausreichender Abdeckung des Parameterraumes dar. Für die sechs, in Kapitel 3 näher beschriebenen Kristallformen bzw. Verteilungen von Kristallformen, wurden Simulationen für je nach Form 8 bis 22 verschiedene Effektivradien (siehe Tabelle A.2) und 24 optische Dicken der Eiswolke zwischen 0 und 900 vorgenommen. Desweiteren wurde die optische Dicke der Aerosole zufällig zwischen Werten von 0,0 und 1,2 gewählt, die Wolkenoberkantenhöhe variiert zwischen 4 und 12 km. Außerdem wurde zufällig eines der vier in Abschnitt 3.4.2 erwähnten Atmosphärenprofile berücksichtigt.

4.2.1 Eiswolkenerkennung und Aerosolbestimmung

Im Rahmen des ISCCP und anderer Wolkenerkennungsalgorithmen werden verschiedene spektrale und texturale Tests verwendet, deren Gesamtergebnis, je nach Fragestellung, zu einer Aussage über die Wahrscheinlichkeit des Bewölkungszustandes zusammengefaßt wird. Im Rahmen der folgenden Ausführungen sollen allein spektrale Informationen des untersuchten Spektralbereichs Verwendung finden. Insofern stellen die ermittelten Ergebnisse eine Mindestabschätzung zur Möglichkeit der Erkennung von Eiswolken dar.

In einem ersten Schritt soll untersucht werden, inwieweit eine Unterscheidung von Eis- und Wasserwolken möglich ist. Dazu zeigt Abbildung 4.5a die ersten drei Eigenvektoren einer Hauptkomponentenanalyse von Simulationen für Verteilungen von Eis- und Wasserkugeln. Berücksichtigt wurden optische Dicken zwischen 0,1 und 900 sowie variierende Atmosphärenzusammensetzungen mit optischen Dicken der Aerosole zwischen 0,0 und 1,2. Die Wolkenoberkantenhöhen variieren für diese erste Untersuchung sowohl für Wasser- als auch für Eiswolken zwischen 4 und 12 km. Diese unrealistische Annahme über die Höhengniveaus von Wasserwolken wurde getroffen um zu untersuchen, inwieweit allein aus spektralen Messungen eine Aussage über die thermodynamische Phase möglich ist, ohne Zusatzinformationen über Wolkenhöhen, Teilchenformen oder -größen auszunutzen. Entsprechend wurden für beide Wolkentypen ähnliche Effektivradien von 13 bis 21 μm gewählt.

Der erste Eigenvektor beschreibt wiederum den bestimmenden Einfluß von Sonnenstand und optischer Dicke. Die Variation des spektralen Signals aufgrund der thermodynamischen Phase

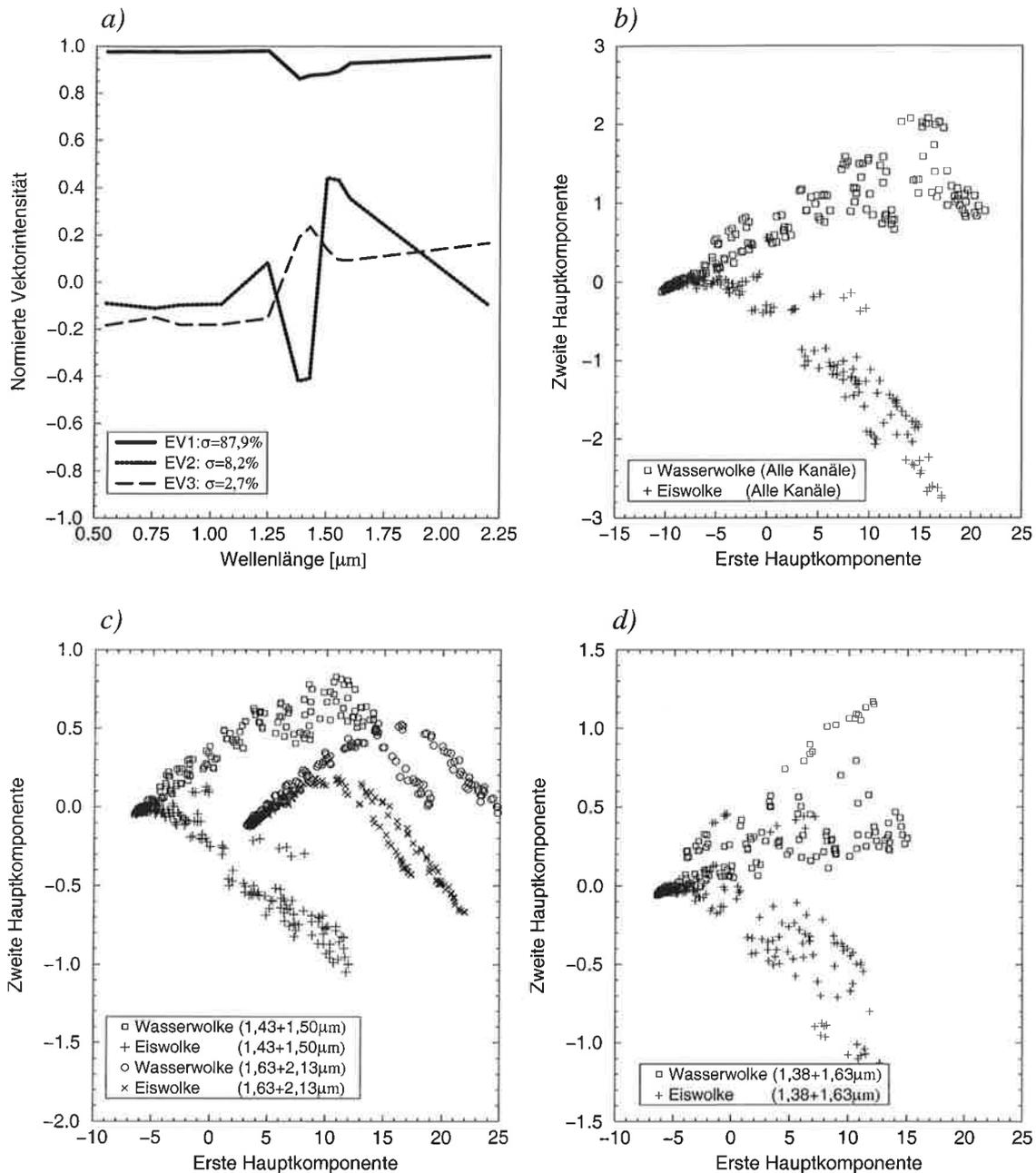


Abbildung 4.5: Eigenwertanalyse zur Untersuchung der Ableitbarkeit der thermodynamischen Phase. Berücksichtigt wurden Simulationen von Eiskugelverteilungen und Wassertröpfchenverteilungen mit Effektivradien zwischen 13 und 21 μm , optischen Dicken zwischen 0,1 und 900, drei Atmosphärenzusammensetzungen und optische Dicken der Aerosole zwischen 0,0 und 1,2. Die Wolkenoberkantenhöhen variieren zufällig zwischen 4 und 12 km. a) Spektraler Verlauf der drei dominanten Eigenvektoren. b) Funktionaler Zusammenhang der beiden ersten Hauptkomponenten unter Verwendung aller Kanäle, unterschiedlich markiert für Eis- und Wasserwolken. c-d) Funktionaler Zusammenhang der beiden ersten Hauptkomponenten unter Verwendung der fünf Spektalkanäle kleiner 1,3 μm zusätzlich jeweils zweier weiterer Kanäle. Zur besseren Darstellung wurde in c) die zweite dargestellte Kanalkombination in x-Richtung verschoben.

wird im wesentlichen durch den zweiten und dritten Eigenvektor bestimmt, die beide ähnliche spektrale Verläufe aufweisen. Diese spektrale Signatur bleibt erhalten, wenn man anstelle von Eiskugeln andere Kristallformen betrachtet und verschwindet erst, wenn man sich für die Eigenwertanalyse auf eine Phase, also allein Wassertropfen oder allein Eiskristalle beschränkt.

Man erkennt einen starken Sprung von negativen zu positiven Vektorintensitäten zwischen den beiden Spektralbereichen um 1,4 und 1,5 μm sowie einen leichten Abfall der Vektorintensität, diesmal von positiven zu negativen Werten zwischen 1,63 und 2,13 μm . Ein Vergleich mit Abbildung 3.1 zeigt, daß innerhalb des ersten Spektralbereichs der Absorptionskoeffizient für Eis mit der Wellenlänge deutlich ansteigt, während er für Wasser bei 1,43 μm ein lokales Maximum einnimmt. Umgekehrt findet man oberhalb von 1,6 μm eine mit der Wellenlänge leicht abnehmende Absorption für Eis und eine deutliche Zunahme für Wasser. Entsprechend ergeben sich in Abbildung 4.5b für nicht zu geringe optische Dicken negative zweite Hauptkomponenten für Eiswolken und positive Werte für Wasserwolken. Die spektrale Information erscheint signifikant ausreichend, um für optische Dicken größer etwa eins eine sichere Unterscheidung von Eis- und Wasserwolken zu erlauben.

Doch welche dieser Spektralkanäle sollten für eine automatische Eiswolkenerkennung verwendet werden? Dazu werden in den Teilabbildungen c) und d) entsprechende Analysen gezeigt, bei denen jeweils nur zwei der sechs Spektralkanäle oberhalb 1,3 μm berücksichtigt wurden. So findet man für die beiden Kanäle um 1,43 und 1,50 μm eine weiterhin gute Trennung der beiden Wolkentypen für optische Dicken größer eins. Deutlich schlechtere Resultate ergeben sich bei Verwendung der beiden auf MODIS verfügbaren Spektralkanäle um 1,38 und 1,63 μm . Noch problematischer erscheint eine Verwendung der beiden in operationellen Wolkenerkennungsalgorithmen häufig verwendeten Kanäle bei 1,63 und 2,13 μm . Zum einen wird eine klare Trennung beider Wolkentypen erst bei höheren optischen Dicken von etwa drei erreicht, was an sich noch nicht problematisch ist, da Wasserwolken im allgemeinen höhere optische Dicken aufweisen. Zum anderen erkennt man jedoch eine deutliche Abhängigkeit von der mittleren Teilchengröße, so daß auch bei höheren optischen Dicken Fehlinterpretationen möglich sind.

Berücksichtigt man nun in einem zweiten Schritt realistischere Annahmen über die Höhengniveaus von Wolken, so werden die Ergebnisse noch eindeutiger. So zeigt Abbildung 4.6 die Ergebnisse einer Eigenwertanalyse mit der einzigen Änderung zur vorherigen Analyse, daß die Oberkantenhöhen der Wasserwolken auf zwei Kilometer beschränkt werden, während die Eiswolken in Höhenbereichen zwischen 6 und 12 km auftreten können. Man erkennt, daß sich bei Verwendung der beiden Fensterkanäle keine Verbesserung ergibt, während bei Berücksichtigung der in der Wasserdampfbande absorbierenden Kanäle Eiswolken bereits bei geringen optischen Dicken um etwa 0,2 von tiefliegenden Wasserwolken unterschieden werden können. Wiederum zeigt sich auch, daß die Verwendung der beiden Kanäle um 1,43 und 1,50 μm als die geeigneteren Kandidaten für eine Erkennung von Eiswolken erscheinen.

Bevor nun ein Wolkenerkennungsalgorithmus entwickelt wird, soll noch auf die Unterscheidung von Eiswolken und Aerosolschichten eingegangen werden. Abbildung 4.7 zeigt die Er-

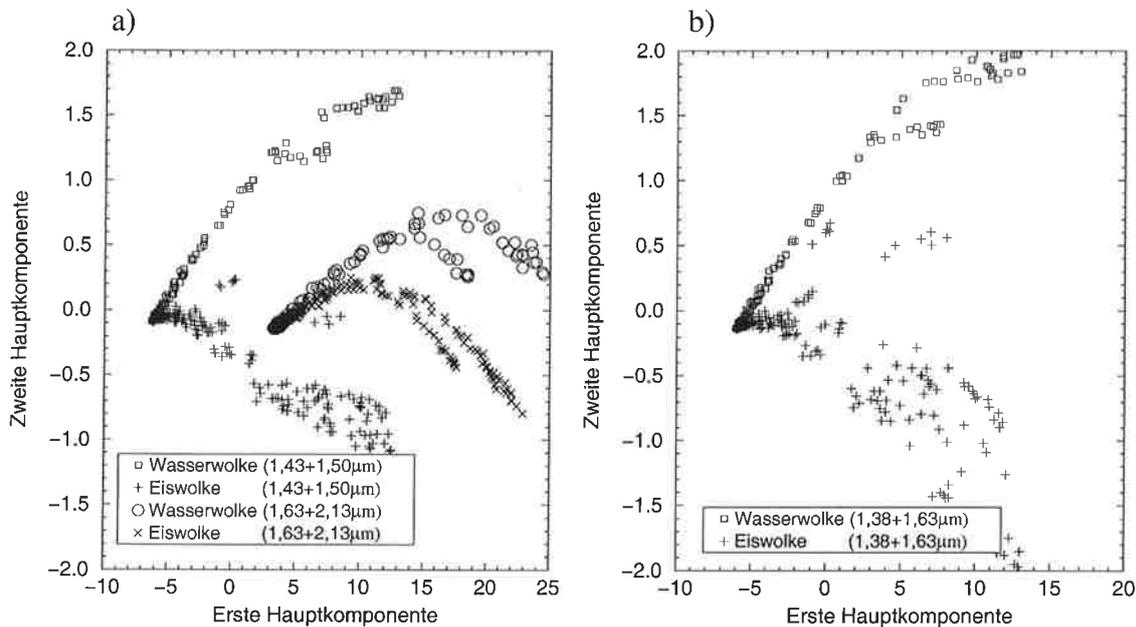


Abbildung 4.6: *Funktionaler Zusammenhang der beiden ersten Hauptkomponenten einer Eigenwertanalyse zur Untersuchung der Ableitbarkeit der thermodynamischen Phase unter Verwendung der fünf Spektralkanäle kleiner 1,3 μm sowie zusätzlich jeweils zweier weiterer Kanäle. Berücksichtigt wurden ähnliche Simulationen wie in Abbildung 4.5. Als einzige Änderung verharren die Wolkenoberkantenhöhen der Wasserwolken unterhalb von 2 km, während die Eiskolkenniveaus zufällig zwischen 6 und 12 km variieren. Zur besseren Darstellung wurde in a) die zweite dargestellte Kanalkombination in x-Richtung verschoben.*

gebnisse einer Hauptkomponentenanalyse, angewandt auf Simulationen mit optischen Dicken der Eiskolke zwischen 0,0 und 0,3. Für jeden dieser Werte wurden drei Standardatmosphären und sechs optische Dicken des Aerosols zwischen 0,0 und 1,2 berücksichtigt. Das Höhenniveau wurde bei jeder einzelnen Simulation ebenso zufällig zwischen 4 und 12 km gewählt, wie der Effektivradius mit Werten zwischen 6 und 50 μm . Man erkennt für die beiden ersten Eigenvektoren den dominanten Einfluß des stark absorbierenden Wasserdampfkanals bei 1,38 μm . Zudem findet man für den zweiten Eigenvektor einen leichten spektralen Abfall der Vektorintensität, vermutlich bedingt durch die mit der Wellenlänge abnehmende Aerosolabsorption.

Inwieweit diese spektralen Informationen für eine Unterscheidung von dünnen Eiskolken und Aerosolschichten verwendet werden können, zeigt der rechte Teil von Abbildung 4.7, in dem für einen Teil der verwendeten Simulationen die beiden ersten Hauptkomponenten gegeneinander aufgetragen wurden. Es zeigt sich, daß eine Trennung der optischen Dicken von Aerosolschichten und Eiskolken im allgemeinen möglich ist, da eine Zunahme ihrer optischen Dicken zu einer im Vorzeichen entgegengesetzten Entwicklung der zweiten Hauptkomponente führen. Jeweils drei benachbarte, miteinander verbundene Datenpunkte gehören zu einer Kombination der optischen Dicke von Aerosol und Eiskolke, aber zu drei verschiedenen Atmosphärenzu-

ständen. Man findet, daß der Einfluß der Atmosphäre vergleichsweise gering ist. Signifikante Variationen entstehen stattdessen dann, wenn die Eiswolke unterhalb von etwa 4 bis 6 km auftritt. Hierdurch wird die optische Dicke der Eiswolke unterschätzt und entsprechend die optische Dicke des Aerosols überschätzt. Für Wolkenhöhen oberhalb von etwa 6 km erscheint dagegen eine gute Abschätzung der optischen Dicke sowohl der Eisbewölkung als auch der Aerosolschicht möglich zu sein.

Diese Ergebnisse verändern sich nicht wesentlich, wenn man weitere Kristallformen zuläßt und sich allein auf die drei Spektralkanäle bei 0,87, 1,25 und 1,38 μm beschränkt. Daher wurde mit Hilfe dieser drei Kanäle sowie des Sonnenstandes als zusätzlicher Information, ein Erkennungsalgorithmus für Eiswolken entwickelt. Für die Algorithmenentwicklung wurden Simulationen für verschiedene Kristallformen bei 14 optischen Dicken mit Werten von 0,0, 0,05, 0,1, 0,15, 0,2, 0,25, 0,3, 0,4, 0,6, 1, 3, 5, 10 und 900 berücksichtigt. Für jeden dieser Werte wurden Simulationen für drei unterschiedlich feuchte Atmosphären und sechs optische Dicken des Aerosols zwischen 0,0 und 1,2 verwendet. Die Effektivradien der Eiswolke schwankten für jede Simulation ebenso zufällig wie die Höhe des Wolkenniveaus, wobei angenommen wurde, daß sich die Oberkante der Eiswolke oberhalb von 6 km befindet, was für reine Eiswolken der mittleren Breiten sicherlich gerechtfertigt ist.

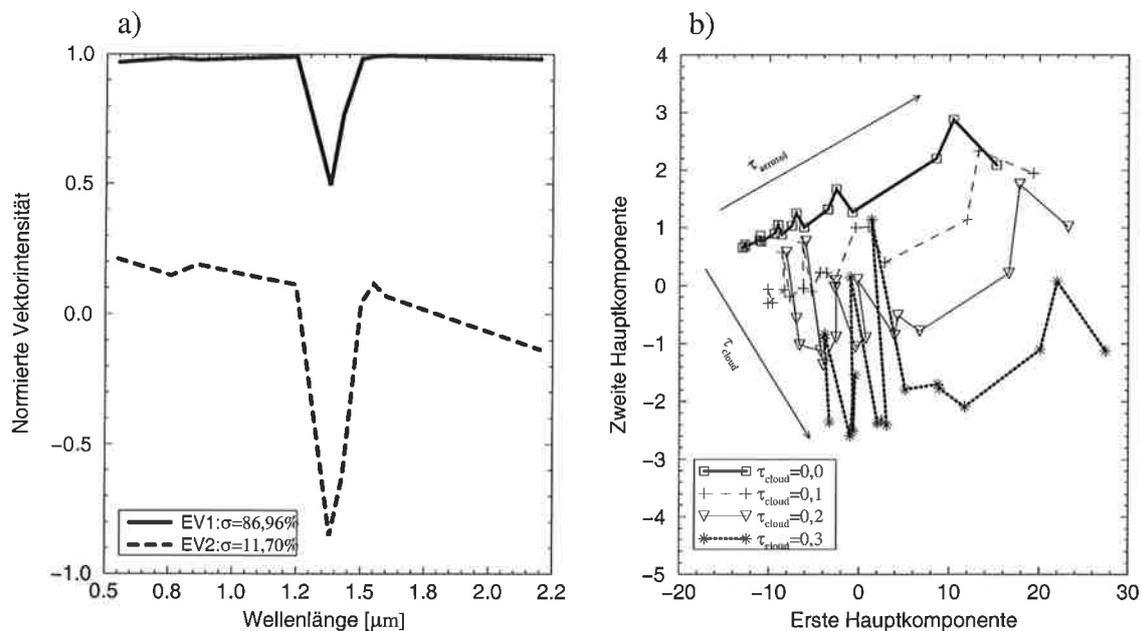


Abbildung 4.7: Eigenwertanalyse zur Untersuchung der Erkennung von Eiswolken und ihrer Unterscheidbarkeit von Aerosolschichten. Berücksichtigt wurden für einen mittleren Sonnenstand Simulationen von Polykristallen mit jeweils zufällig gewählten Effektivradien zwischen 6 und 50 μm , optischen Dicken zwischen 0,0 und 0,3, drei Atmosphärenzusammensetzungen und optische Dicken der Aerosole zwischen 0,0 und 1,2. Die Wolktoberkantenhöhen variieren zufällig zwischen 4 und 12 km. a) Spektraler Verlauf der beiden dominanten Eigenvektoren. b) Funktionaler Zusammenhang der beiden ersten Hauptkomponenten unter Verwendung aller Kanäle. Verbundene Linien repräsentieren eine optische Dicke der Wolke.

Das neuronale Netz erhielt als Referenz für bewölkte Pixel einen Ausgabewert von eins zugewiesen, für unbewölkte Pixel dagegen einen Wert von null. Abbildung 4.8a zeigt, getrennt für bewölkte und unbewölkte Simulationen des Validationsdatensatzes, welche Ausgabewerte mit welcher Häufigkeit ermittelt werden. Zur besseren Darstellung wurden die Werte innerhalb von 0,1-Schritt-Intervallen zusammengefaßt. Man erkennt, daß bei Wahl eines Schwellwertes von etwa 0,6 eine nahezu vollständige Unterscheidung zwischen bewölkten und unbewölkten Zuständen gelingt. Weniger als 5% der unbewölkten Situationen wird fälschlicherweise als bewölkt eingestuft. Umgekehrt werden nahezu keine (<1%) bewölkten Pixel als unbewölkt interpretiert. Als weitere Ausgabegröße macht der entwickelte Algorithmus eine Aussage über die optische Dicke des Aerosols. Man findet, daß diese für optische Dicken bis 3 mit einer Genauigkeit von etwa 10% bestimmt werden kann. Mit zunehmender optischer Dicke der Eiswolke steigt der Fehler bei der Bestimmung der optischen Dicke des Aerosols. Gleichzeitig nimmt der Einfluß des Aerosols auf die Bestimmung der Eigenschaften der Eiswolke ab. Der fertige Algorithmus wird in Anhang B.1 beschrieben.

Ab welchen optischen Dicken gelingt eine Erkennung und welche Umstände können dies verhindern? Um diese Frage beantworten zu können, wurden die gleichen Simulationen verwendet, um anstelle der einfachen Entscheidung *bewölkt/unbewölkt* eine etwas genauere Klassifikation vorzunehmen. Die 14 optischen Dicken wurden in 10 Klassen eingeteilt, wobei die ersten 9 jeweils nur eine optische Dicke enthalten und die letzte Klasse alle optischen Dicken >0,6. Für jede dieser Klassen erhielt das neuronale Netz die Aufgabe zu ermitteln, ob eine Kombination der drei spektralen Reflexionswerte bei gegebenem Sonnenstand zu einer optischen Dicke in dieser Klasse gehört oder nicht. Abbildung 4.9 zeigt, welcher Anteil der Simulationen, die zu einer gewissen optischen Dicke gehören, vom Algorithmus in die jeweiligen Klassen gesetzt wurde. Dabei wurde einer Simulation diejenige Klasse zugeordnet, für die das Ausgabesignal maximal ist.

Man erkennt, daß trotz hoher optischer Dicken des Aerosols mit Werten bis zu 1,2 und trotz der Berücksichtigung eines zweiprozentigen relativen Rauschens, mehr als 90% aller unbewölkten Simulationen als unbewölkt erkannt werden. Umgekehrt werden alle bewölkten Simulationen mit optischen Dicken $\geq 0,1$ auch als bewölkt erkannt. Nur bei sehr geringen optischen Dicken von 0,05 wurde ein kleiner Anteil von etwa 5% fälschlicherweise als unbewölkt interpretiert. Eine genauere Analyse ergab, daß es sich dabei um Simulationen handelt, in denen die Wolke im untersten betrachteten Höhengniveau von 5 bis 6 km liegt und die Atmosphäre mit 30 kg/m^2 relativ hohe Wasserdampfsäulengehalte aufweist und sich somit noch relativ viel Wasserdampf oberhalb der Eiswolke befindet. Dennoch läßt sich feststellen, daß durch Berücksichtigung des $1,38 \mu\text{m}$ -Kanals eine deutlich bessere Erkennung optisch dünner Eiswolken gelingt als bei herkömmlichen Erkennungsmethoden. So zeigt sich für den Wolkenerkennungsalgorithmus des ISCCP über Meeresoberflächen eine untere Detektionsschwelle der optischen Dicke von etwa 0,2 (Wielicki und Parker, 1992). Aufgrund der hier gezeigten Ergebnisse wird im folgenden davon ausgegangen, daß bereits ab optischen Dicken von 0,05 eine Erkennung von Eiswolken möglich ist.

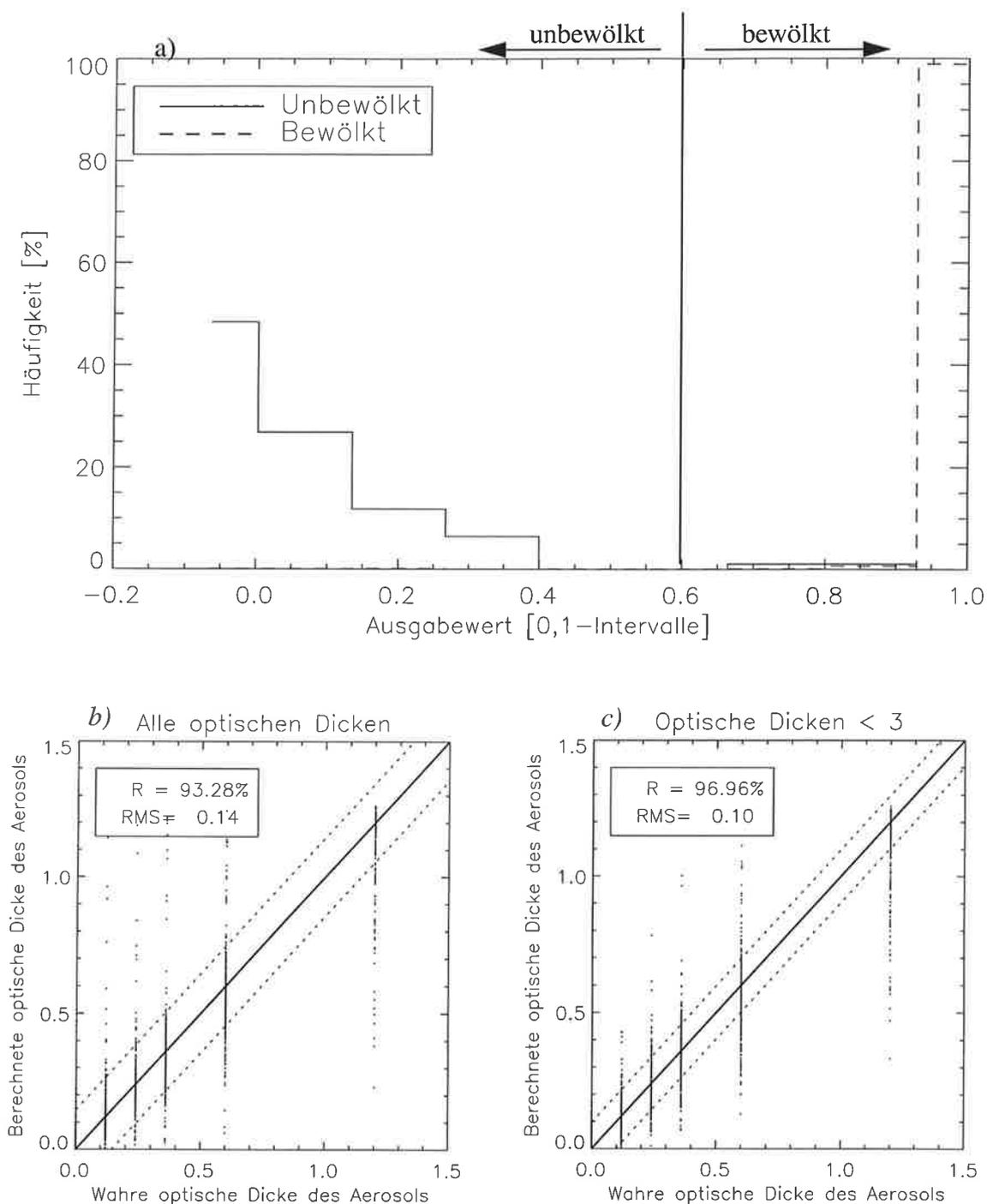


Abbildung 4.8: Ergebnisse des entwickelten Eiswolkenerkennungsalgorithmus. Verwendet wurden Simulationen verschiedener Kristallformen, optische Dicken zwischen 0,0 und 900, drei unterschiedlich feuchte Atmosphären, optische Dicken des Aerosols zwischen 0,0 und 1,2, 9 Sonnenzenitwinkel zwischen 17 und 78°. Effektivradius und Wolkenhöhe variieren zufällig für jede Simulation. a) Häufigkeit der Bestimmung eines bestimmten Wertebereiches, getrennt für bewölkte und unbewölkte Simulationen. Ein Schwellwert von 0,6 (durchgezogene Linie) bietet eine gute Erkennung von Eiswolken. b) und c) Fehler bei der Abschätzung der optischen Dicke des Aerosols für beliebige optische Dicken sowie für optische Dicken <3.

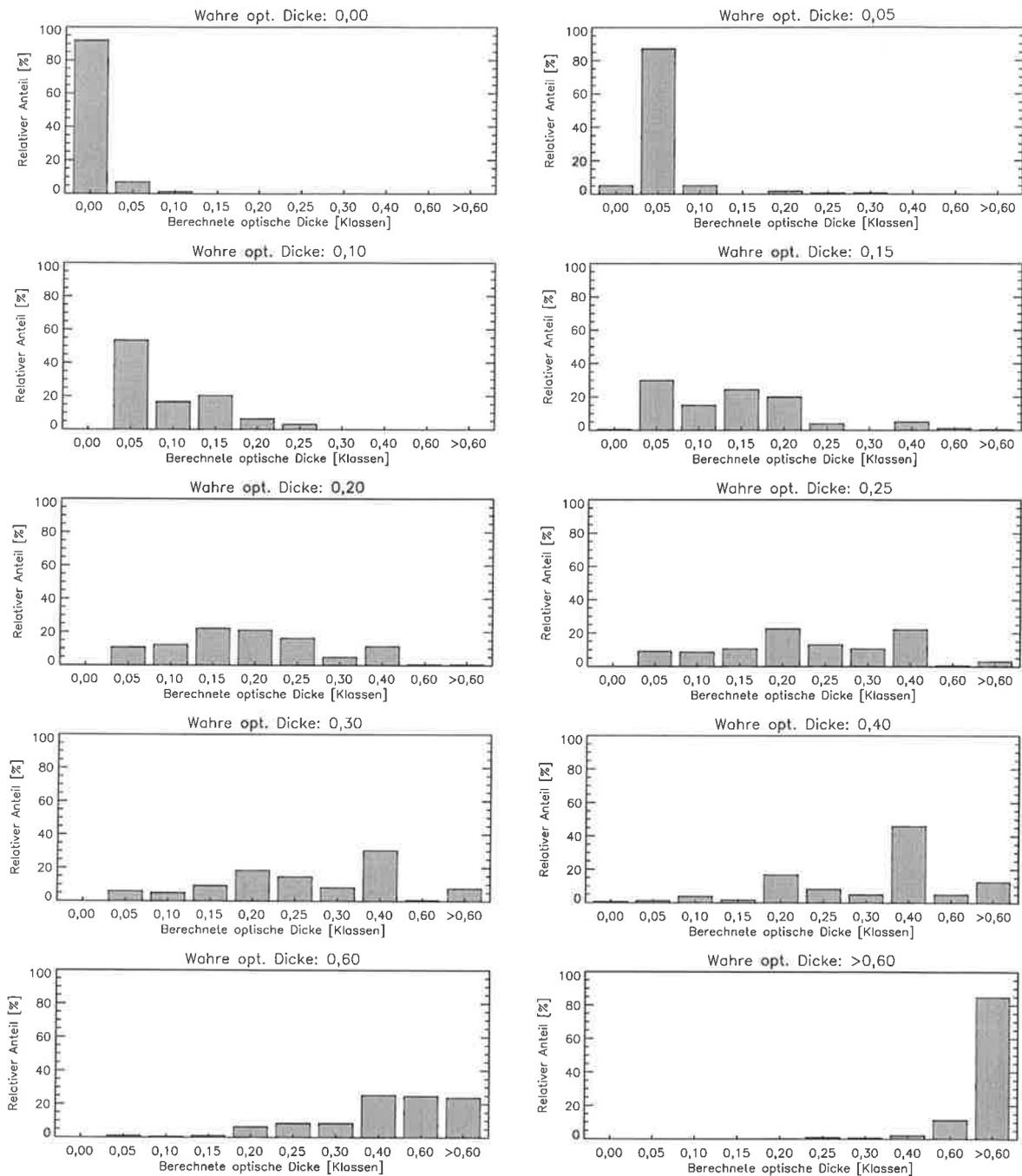


Abbildung 4.9: *Ab welcher optischen Dicke gelingt eine sichere Erkennung von Eiswolken mit Hilfe der drei Reflexionen bei 0,87, 1,25 und 1,38 μm sowie des Sonnenstandes? Dazu wurde für 10 Klassen von optischen Dicken mit Werten von 0,0, 0,05, 0,1, 0,15, 0,2, 0,25, 0,3, 0,4, 0,6 und >0,6 für die in Abbildung 4.8 beschriebenen Simulationen bestimmt, in welche Klasse diese Simulationen von einem Klassifikationsalgorithmus gesteckt werden. Dieser erhielt beim Training als Referenz für jede einzelne Klasse einen Ausgabewert von 1 oder 0, je nachdem, ob die tatsächliche optische Dicke in die jeweilige Klasse gehört oder nicht. Einer Simulation wurde diejenige Klasse zugeordnet, für die der Ausgabewert maximal ist.*

4.2.2 Eiswolkenparameter ohne Aerosolvariation

Die eigentlichen Algorithmen sollen erst im folgenden Unterabschnitt entwickelt werden und eine Variation des Aerosolgehaltes zulassen. Zunächst soll jedoch näher darauf eingegangen werden, ob es möglich ist, ein universelles, für verschiedene Teilchenformen gültiges Verfahren zu entwickeln oder ob der Algorithmus für jede berücksichtigte Teilchenform einzeln bestimmt werden muß. Dazu zeigt Abbildung 4.10 die Ergebnisse eines für Säulen mit Aspektverhältnis 5 entwickelten Algorithmus bei variabler Wolkenhöhe und Atmosphärenzusammensetzung, jedoch festem Aerosolgehalt mit einer optischen Dicke von 0,24. Als Eingabegrößen dienen der Sonnenzenitwinkel sowie die Nadirreflexionen bei 0,87 und 1,63 μm . Diese beiden Größen haben sich in Abschnitt 4.1.1 als mögliche Kandidaten für einen Fernerkundungsalgorithmus herauskristallisiert und weisen den Vorteil auf, bei verschiedenen Satellitenplattformen verfügbar zu sein.

Die Teilabbildungen a) bis c) zeigen, für die drei Teilchenformen Säule, Platte und verzerrtes Polykristall, einen Vergleich der berechneten Werte von Effektivradius und optischer Dicke. Dies geschieht zwischen den mit dem Algorithmus für Säulen berechneten Werten und den tatsächlichen, den Simulationen zugrundeliegenden Werten. Während für die Säule die erwarteten hohen Korrelationen mit mittleren Fehlern von etwa 5 μm bzw. 0,7 in der optischen Dicke auftreten, steigen die Fehler für die Eingabevariablen anderer Teilchenformen deutlich an. So findet man für Simulationen von Platten mit relativ zu Säulen geringfügig höheren Asymmetrieparametern, eine leichte Überschätzung der Effektivradien sowie deutlich höhere mittlere Fehler sowohl im Effektivradius als auch in der optischen Dicke. Für verzerrte Polykristalle mit ihren viel geringeren Asymmetrieparametern erhält man sehr deutliche Unterschätzungen im Effektivradius um etwa einen Faktor zwei, sowie entsprechende Überschätzungen der optischen Dicke, ebenfalls um etwa einen Faktor zwei. Dies deckt sich mit den Ergebnissen aus Abschnitt 4.1.1, wo festgestellt wurde, daß die in den Simulationen enthaltenen unabhängigen Informationen die skalierte optische Dicke aus Gleichung (3.32), sowie der Ähnlichkeitsparameter aus Gleichung (4.1) sind. Für eine befriedigende Bestimmung der gesuchten Größen optische Dicke und Effektivradius, wäre somit eine zusätzliche Information über den Asymmetrieparameter notwendig.

Daher wurde ein weiterer Algorithmus trainiert, indem als zusätzliche Eingabegröße, neben Sonnenzenitwinkel und den beiden Nadirreflexionen bei 0,87 und 1,63 μm , der Asymmetrieparameter berücksichtigt wird. Verwendet wurden verrauschte Simulationen für verzerrte Polykristalle, Säulen, Platten sowie Verteilungen von Säulen und Platten. Die Kugelverteilungen wurden aufgrund ihrer abweichenden Beziehung $\omega_0(r_{\text{eff}})$ nicht berücksichtigt (siehe Abbildung 3.6). Dieses Verfahren wurde, getrennt für jede der einzelnen Kristallformen, auf nicht bereits bei der Algorithmenentwicklung berücksichtigte Simulationen angewandt. Desweiteren wurden für jede der fünf Teilchenformen speziell für die jeweilige Form gültige Algorithmen entwickelt (ohne Asymmetrieparameter als Eingabevariable) und ebenfalls auf nicht bei der Algorithmenentwicklung verwendete Simulationen der entsprechenden Teilchenform

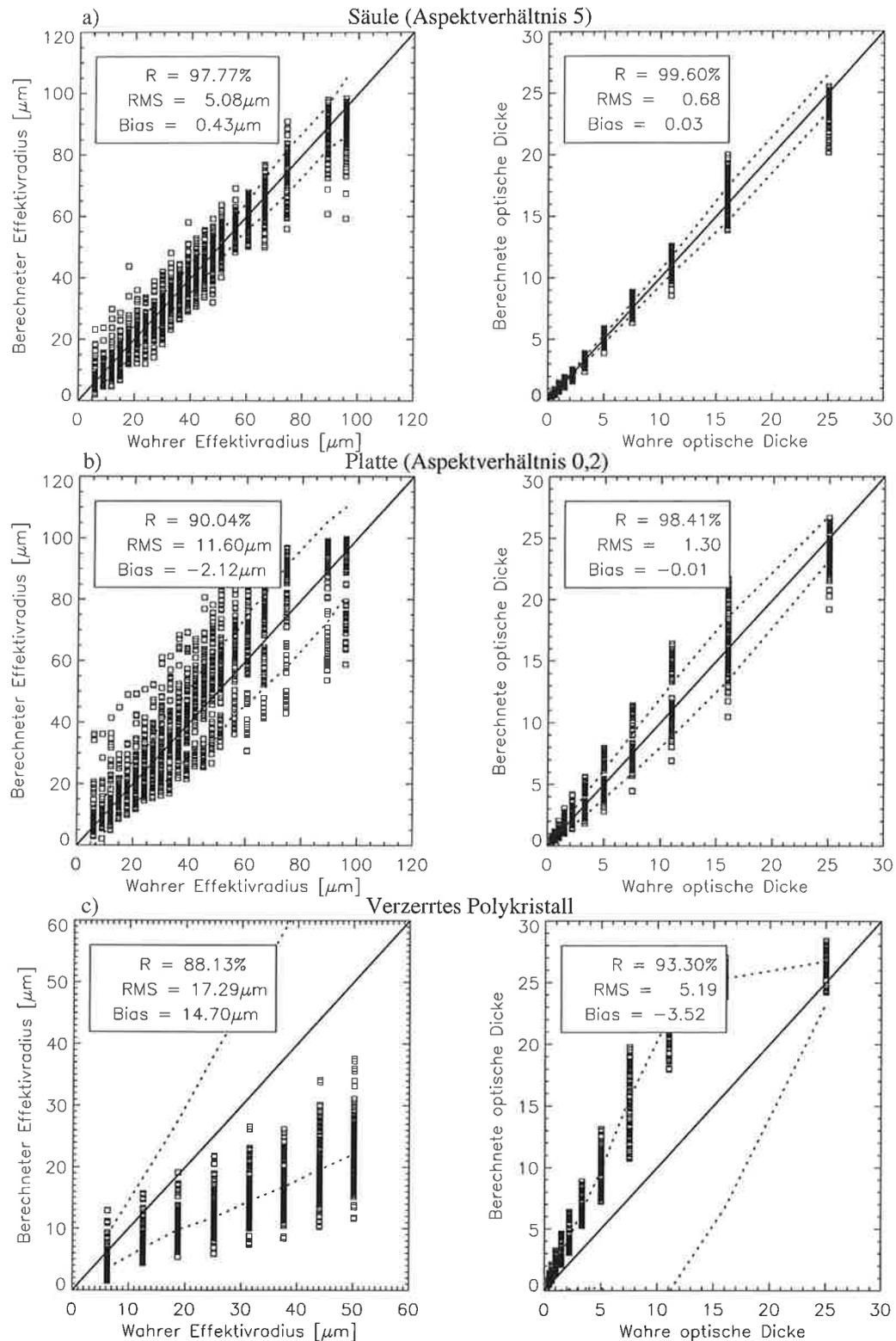


Abbildung 4.10: Vergleich der berechneten Werte von Effektivradius und optischer Dicke mit den tatsächlichen, den Simulationen zugrundeliegenden Werten. Der verwendete Algorithmus wurde mit Hilfe verrauschter Simulationen von Säulen (Aspektverhältnis 5) als Teilchenform ermittelt. Für den Vergleich wurden Validationsdatensätze mit Simulationen von a) Säulen, b) Platten und c) verzerrte Polykristalle verwendet. Die gestrichelten Linien grenzen den Fehlerbereich einer Standardabweichung ein.

angewandt. Die Ergebnisse für Korrelationskoeffizient R , mittleren Fehler $rmse$, mittlerer systematischer Abweichung $bias$ sowie für die Regressionskoeffizienten a und b zwischen berechneter und wahrer Größe sind in Tabelle 4.1 angegeben. Dabei wurden die jeweils nur für eine Teilchenform gültigen Verfahren mit *Solo* gekennzeichnet, das allgemeinere für verschiedene Formen gültige Verfahren wird *Multi* genannt.

Zunächst zeigt sich, daß durch die zusätzliche Information des Asymmetrieparameters die Güte der Ergebnisse deutlich verbessert wird. Man erhält für alle Teilchenformen nur noch geringfügige systematische Abweichungen von weniger als $3 \mu m$ im Effektivradius und 0,35 in der optischen Dicke. Auch die mittleren Fehler haben sich deutlich reduziert. Allerdings findet man, daß der vom Verfahren abgedeckte Größenbereich nicht gleichmäßig gut repräsentiert wird. So findet man in allen Fällen eine mehr oder weniger starke Überschätzung für kleine Werte (Regressionskoeffizient $a > 0$) und in den meisten Fällen eine Unterschätzung für hohe Werte (Regressionskoeffizient $b < 1$). Dabei weisen die Einzelalgorithmen in den meisten Fällen deutlich bessere Ergebnisse auf, als das allgemeine Verfahren *Multi*. Beim Training des letzteren Algorithmus wurde der Asymmetrieparameter mit 5% verrauscht, um zu berücksichtigen, daß bei

Tabelle 4.1: *Vergleich der Güte der verschiedenen entwickelten Algorithmen. Berücksichtigt wurden zum einen die speziell für eine Teilchenform entwickelten Algorithmen (als Solo bezeichnet). Zum anderen sind die Ergebnisse eines erweiterten, für mehrere Teilchenformen gültigen Verfahrens mit zusätzlicher Eingabegröße Asymmetrieparameter dargestellt (als Multi bezeichnet). Der erste Wert gilt jeweils für den Effektivradius, der zweite Ausdruck gilt entsprechend für die optische Dicke. Dabei steht R für den Korrelationskoeffizienten in Prozent, rmse für den mittleren Fehler, bias für die mittlere systematische Abweichung, a und b entspricht den Koeffizienten einer linearen Regression zwischen tatsächlichem Ausgabewert x einer Simulation und der mit dem Algorithmus berechneten Größe y ($y = a + bx$). Die Einheiten des Effektivradius [μm] für rmse, bias und a wurden der Übersichtlichkeit wegen weggelassen.*

Teilchenform	R [%]	R [%]	rmse	rmse	bias	bias	a	a	b	b
	Solo	Multi	Solo	Multi	Solo	Multi	Solo	Multi	Solo	Multi
Verzerrtes Polykristall	98,86	94,31	2,18	4,93	-0,08	-0,57	0,85	0,61	0,97	0,96
	99,80	97,94	0,57	1,74	-0,11	-0,34	0,14	0,60	0,96	0,85
Säule	98,51	97,04	4,15	6,37	-0,23	2,31	1,24	4,02	0,96	0,96
	99,57	98,86	0,71	1,12	-0,06	-0,09	0,13	0,14	0,97	0,96
Platte	98,93	96,83	3,56	6,26	-0,06	-0,79	1,14	3,44	0,97	0,90
	99,63	98,89	0,64	1,16	-0,01	0,33	0,04	0,28	0,99	1,01
Säulen- mischung	98,60	90,54	3,15	8,13	-0,21	-1,14	1,83	9,66	0,95	0,73
	99,63	99,07	0,63	1,15	-0,03	-0,29	0,12	0,25	0,98	0,91
Platten- mischung	93,13	90,04	2,36	3,87	-0,01	-0,88	2,45	-3,75	0,88	1,14
	99,36	99,22	0,84	1,17	-0,06	-0,34	0,06	0,28	0,98	0,90

Bestimmung dieser Größe aus Mehrwinkelbeobachtungen Ungenauigkeiten aufgrund von Variationen der Mikrophysik und aufgrund von Wolkeninhomogenitäten auftreten.

4.2.3 Eiswolkenparameter mit Aerosolvariation

Offensichtlich führt das starke Rauschen des Asymmetrieparameters dazu, daß die Eingabeinformation zur Teilchenform nicht vollständig verwertet werden kann. Im folgenden sollen daher statt eines allumfassenden Algorithmus *Multi*, verschiedene Einzelalgorithmen entwickelt werden, die für bestimmte Teilchenformen gültig sind. Den weiteren Auswertungen liegen somit explizite Annahmen über die Teilchenform zugrunde. Als Eingabegrößen dienen neben den beiden spektralen Reflexionen bei 0,87 und 1,63 μm der Sonnenzenitwinkel und die optische Dicke der Aerosole. Dabei wird angenommen, daß die Reflektanzmessungen mit zweiprozentiger und die optische Dicke der Aerosole mit zehnprozentiger Genauigkeit vorliegen. Entsprechend wurden die Simulationen bei der Algorithmenentwicklung verrauscht.

Aus den zu Beginn des Abschnitts dargestellten, pro Kristallform etwa 7 bis 20 Tausend Simulationen, wurden zufällig zweitausend Simulationen für das Training, eintausend Simulationen für den Test und die restlichen Simulationen für die abschließende Validierung verwendet. Die entwickelten Algorithmen sowie die damit verbundenen Fehler, werden entsprechend der in Abschnitt 4.1.2 angegebenen Nomenklatur im Anhang B.3 dargestellt.

4.3 Eisbewölkung bei Mehrschichtbewölkung

Die Ausführungen in Abschnitt 2.2 haben gezeigt, daß in der Mehrzahl der Fälle das Vorhandensein von Eiswolken mit dem gleichzeitigen Auftreten von tiefer und/oder mittelhoher Bewölkung verbunden ist. Für diese Fälle von Mehrschichtbewölkung treten als weitere einflußreiche Parameter Effektivradius und optische Dicke der tieferliegenden Bewölkungsschichten auf.

Da diese Studie nur eine erste Untersuchung zur prinzipiellen Erkennung bzw. zur Ableitbarkeit relevanter Eiswolkenparameter bei Mehrschichtbewölkung darstellen soll, wurde der untersuchte Parameterraum gegenüber den Untersuchungen des vorherigen Abschnitts deutlich eingeschränkt. So wird im folgenden keine Variation der Kristallform zugelassen, sondern für die Eiswolken-schicht lediglich das verzerrte Polykristall bei Effektivradien zwischen 10 und 40 μm verwendet. Zudem wurden nur optische Dicken der Eiswolken bis 11 berücksichtigt, da für höhere Werte der Einfluß tieferliegender Bewölkung vernachlässigt und somit die im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Algorithmen verwendet werden können. Desweiteren wurde auf eine Variation der optischen Dicke des Aerosols verzichtet, deren Störeinfluß durch die tieferliegende Bewölkung verdeckt wird. Entsprechend der verfügbaren Datenbasis an Meßwerten, wurde das in Anhang A.3 tabellierte, aus Flugzeugmessungen bestimmte, Atmosphärenprofil verwendet.

Die Eiswolkenhöhe variiert zufällig zwischen 6 und 12 km. Bei noch tieferliegender Eisbewölkung nimmt die Güte der im folgenden beschriebenen Algorithmen aufgrund des rasch zunehmenden Wasserdampfgehaltes oberhalb und innerhalb der Eiswolke stark ab, so daß die Attraktivität der verwendeten Methode verloren geht. Für die Wasserbewölkung wird eine feste Höhe zwischen 1 und 2 km angenommen. Die berücksichtigten Effektivradien der Wasserbewölkung sind 5, 9, 13, 17 und 21 μm , die optischen Dicken liegen bei 1, 3, 5, 10 und 100. Zusätzlich wurde eine Auswahl von Simulationen für reine Eisbewölkung (verzerrte Polykristalle) und reine Wasserbewölkung berücksichtigt.

4.3.1 Ergebnisse der Hauptkomponentenanalyse

Zunächst soll wiederum untersucht werden, welche Wolkenparameter prinzipiell ableitbar sind. Abbildung 4.11 zeigt hierzu einige wesentliche Ergebnisse einer Eigenwertanalyse, angewandt auf die zuvor beschriebenen Simulationen. Der erste Eigenvektor entspricht dem dominanten Eigenvektor aus Abbildung 4.7 zur Untersuchung der Eiswolkenerkennung. Allerdings muß er in diesem Fall als skalierte optische Dicke des gesamten Wolkensystems interpretiert werden. Dies zeigt auch der in Teilabbildung 4.11b dargestellte funktionale Zusammenhang zwischen erster Hauptkomponente und den aufsummierten optischen Dicken beider Wolkenschichten.

Die nächsten beiden signifikanten Eigenvektoren entsprechen im wesentlichen dem zweiten und dritten Eigenvektor aus Abbildung 4.5 zur Untersuchung der thermodynamischen Phase. So zeigt die in Abbildung 4.11c dargestellte Beziehung zwischen zweiter Hauptkomponente und optischer Dicke, daß allein das Vorzeichen dieser Hauptkomponente bereits eine Unterscheidung zwischen reiner Eis- und reiner Wasserbewölkung zuläßt. Für die Fälle von Mehrschichtbewölkung bezeichnet die dargestellte optische Dicke allein die Eiswolken-schicht. Hierfür ergibt sich ein Mischsignal beider Phasen entsprechend der jeweiligen Anteile, so daß eine Erkennung von Eiswolken allein mit Hilfe der zweiten Hauptkomponente erst bei moderaten optischen Dicken oberhalb von etwa 3 möglich ist.

Der dritte Eigenvektor enthält zusätzliche Informationen über die Teilchengröße. Dies zeigt auch die in Teilabbildung 4.11d dargestellte dritte Hauptkomponente als Funktion des Effektivradius. Dabei wurden nur optische Dicken größer 1 dargestellt, da auch für reine Eisbewölkung eine Abschätzung des Effektivradius bei kleineren optischen Dicken sehr ungenau ist. Für die Fälle von Mehrschichtbewölkung bezeichnet der Effektivradius wiederum den Wert der Eiswolken-schicht. Man erkennt für diese mehrschichtigen Fälle, daß der Informationsgehalt zur mittleren Teilchengröße im Vergleich zu den weiteren Einflußgrößen wie optische Dicke, thermodynamische Phase oder Wolkenhöhe gering ist. Dieses Ergebnis ändert sich auch nicht wesentlich, wenn anstelle der dritten Hauptkomponente eine optimierte Linearkombination der ersten drei Hauptkomponenten verwendet wird. Hieraus muß gefolgert werden, daß eine Bestimmung des Effektivradius von Eiswolken im Falle von Mehrschichtbewölkung mit der hier beschriebenen Methode nicht mit hinreichender Genauigkeit möglich ist.

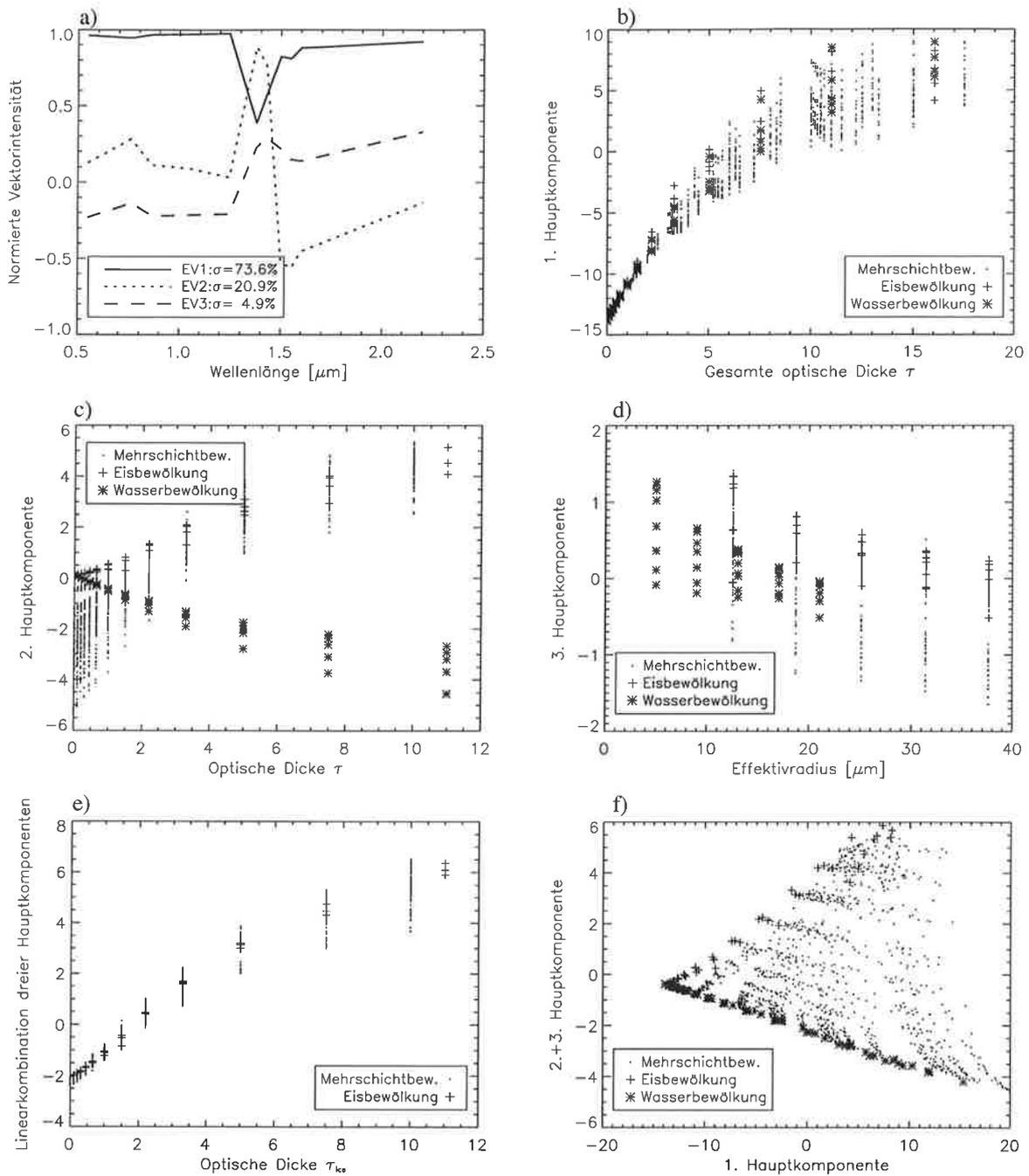


Abbildung 4.11: Eigenwertanalyse zur Erkennung von Eiswolken bei Mehrschichtbewölkung und zur Ableitbarkeit der optischen Dicke. Während sich die Wasserbewölkung in einer festen Höhe zwischen 1 und 2 km befindet, variieren die Wolkenoberkantenhöhen der Eiswolken zwischen 6 und 12 km. Die Eisbewölkung besteht lediglich aus verzerrten Polykristallen mit Effektivradien zwischen 10 und 40 μm , die Wasserbewölkung aus Kugelverteilungen mit Effektivradien zwischen 5 und 21 μm . Eine Variation des Aerosolgehaltes oder der Atmosphärenzusammensetzung wurde nicht zugelassen. Die unter c) dargestellte optische Dicke repräsentiert für die Datenpunkte der Mehrschichtbewölkung allein die optische Dicke der Eiswolkenschicht. Die unter d) bezeichneten Effektivradien repräsentieren für die Fälle von Mehrschichtbewölkung ebenfalls die Werte der Eiswolkenschicht. Dabei wurden nur optische Dicken größer 1 berücksichtigt.

Es kann jedoch die Information zur Teilchengröße dazu benutzt werden, um eine verbesserte Erkennung von Eiswolken bzw. eine verbesserte Bestimmung ihrer optischen Dicke zu ermöglichen. Dies zeigt auch der in Teilabbildung 4.11e dargestellte Zusammenhang zwischen einer *per Hand* angepaßten Linearkombination der ersten drei Hauptkomponenten und der optischen Dicke der Eiswolkenschicht. Der funktionale Zusammenhang zeigt, daß bereits bei geringen optischen Dicken eine Abschätzung der optischen Dicke von Eiswolken auch bei gleichzeitig vorhandener tiefer Bewölkung möglich ist. Dies zeigt auch die letzte Teilabbildung, in der die Beziehung der drei Hauptkomponenten dargestellt ist. Man erkennt, daß sich die Fälle von Wasserbewölkung trotz unterschiedlicher Effektivradien auf einer geraden Linie befinden, und daß die Fälle von Mehrschichtbewölkung bereits bei sehr kleinen optischen Dicken der Eiswolkenschicht signifikant von dieser Geraden abweichen. Es soll daher im folgenden versucht werden, Algorithmen zur Erkennung von Eiswolken und zur Bestimmung ihrer optischen Dicke zu entwickeln. Ferner soll die Möglichkeit einer Aussage untersucht werden, ob es sich dabei um reine Eisbewölkung oder um Mehrschichtbewölkung handelt.

Es wurden noch weitere Eigenwertanalysen durchgeführt um herauszufinden, inwieweit die zuvor beschriebenen Ergebnisse konsistent bleiben, wenn auf einige der verwendeten Spektralkanäle verzichtet wird. Dabei ergibt sich, daß die fünf Kanäle bei 0,55, 1,05, 1,25, 1,55 und 2,13 μm für die Erkennung von Eiswolken und die Bestimmung ihrer optischen Dicke mehr oder weniger redundante Informationen enthalten. Für die Entwicklung der nachfolgend beschriebenen Algorithmen werden somit lediglich die Spektralkanäle bei 0,76, 0,87, 1,38, 1,43, 1,50 und 1,63 μm verwendet.

4.3.2 Eiswolkenerkennung und Bestimmung ihrer optischen Dicke

Die im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Simulationen für die sechs, als relevant ermittelten Spektralkanäle sollen dafür verwendet werden, einen Algorithmus für Meeresgebiete zur Klassifizierung in die vier Kategorien *Reine Eisbewölkung*, *Reine Wasserbewölkung*, *Mehrschichtbewölkung* und *Unbewölkt* vorzunehmen. Außerdem soll das Verfahren in der Lage sein, die optische Dicke der Eiswolkenschicht zu bestimmen.

Hierzu wurde, analog zu den in Abbildung 4.9 gezeigten Ergebnissen, ein neuronales Netz trainiert. Die Eingabegrößen sind Sonnenstand sowie die spektralen Reflexionen der sechs relevanten Spektralkanäle. Die drei Ausgabegrößen sind die optische Dicke der Eiswolkenschicht mit Wert null bei reiner Wasserbewölkung oder unbewölkten Fällen, sowie zwei Flags die angeben, ob Wasserbewölkung bzw. Eisbewölkung vorhanden ist (Flagwert 1) oder nicht (Flagwert 0). Von den etwa 12000 verfügbaren Simulationen wurden 3000 Simulationen für Training und Test verwendet und 9000 Simulationen für die Validierung. Sowohl für das Training als auch für die anschließende Bewertung wurden die Reflexionswerte mit einem zweiprozentigen relativen Rauschen belegt.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Man erkennt in Teilabbildung c, daß sich die optische Dicke einer eventuell vorhandenen Eiswolken-schicht mit einem mittleren relativen Fehler von kleiner 20% bestimmen läßt. Weiterhin erkennt man in Abbildung 4.12a, analog zu Abbildung 4.8, getrennt für Simulationen des Validationsdatensatzes mit und ohne Eisbewölkung, welche Ausgabewerte des entsprechenden Ausgabeflags mit welcher Häufigkeit ermittelt werden. Man sieht, daß bei Wahl eines Schwellwertes von 0,8 nahezu fehlerfrei erkannt werden kann, ob Eiswolken vorhanden sind oder nicht. Abbildung 4.12b zeigt die entsprechende Darstellung für die Untersuchung von Wasserbewölkung. Man erkennt, daß die Klassifizierung zumeist gelingt, allerdings ein Anteil von etwa 10% der Simulationen ohne Wasserbewölkung fälschlicherweise als vorhandene Wasserbewölkung interpretiert wird. Der Schwellwert für Wasserbewölkung wurde dabei mit 0,95 festgelegt.

Wenn nur eines der beiden Wolkenflags den Schwellwert überschreitet, wird die Situation als reine Wasser- bzw. Eisbewölkung interpretiert. Beim Unterschreiten beider Schwellwerte wird die Situation als unbewölkt, beim Übersteigen beider Schwellwerte als Mehrschichtbewölkung interpretiert.

Eine genauere Analyse zeigt, daß eine Fehlinterpretation reiner Eisbewölkung als Wasserbewölkung nicht vorkommt. Bei vorhandener Mehrschichtbewölkung erfolgt eine Fehlinterpretation als reine Wasserbewölkung nur bei der kleinsten untersuchten optischen Dicke der Eiswolken-schicht von 0,1 und auch dann nur in etwa 5% der Fälle. Weitere interessante Erkenntnisse ergeben sich aus den in Abbildung 4.13 dargestellten Analysen. Die einzelnen Abbildungen zeigen, welcher Anteil einer bestimmten Auswahl der Simulationen vom Erkennungsalgorithmus als unbewölkt, reine Wasserbewölkung, reine Eisbewölkung oder Mehrschichtbewölkung interpretiert wird. So zeigt sich für die unbewölkten Simulationen, daß zwar keine Verwechslung mit Eiswolken oder Mehrschichtbewölkung stattfindet, jedoch in der Mehrzahl der Fälle eine nicht vorhandene Wasserbewölkung erkannt wird. Diese Fehlinterpretation läßt sich dadurch erklären, daß bei der Algorithmenentwicklung auch sehr geringe optische Dicken der Wasserwolken von 0,1 berücksichtigt wurden, für die eine Unterscheidung von unbewölkten Situationen schwer ist. Der Algorithmus könnte hinsichtlich der Unterscheidung von Wasserwolken und unbewölkten Situationen sicherlich noch verbessert werden.

Die zweite Darstellung zeigt, daß die wasserbewölkten Fälle zumeist richtig interpretiert werden. Nur ein geringer Anteil von etwa 5% wird als unbewölkt, ein sehr geringer Anteil kleiner 0,5% als mehrschichtig bewölkt interpretiert. Die dritte Darstellung zeigt Fälle von Mehrschichtbewölkung. Diese werden zumeist auch als mehrschichtig bewölkt erkannt. Nur für hohe optische Dicken der Eiswolken-schicht kann ausnahmsweise eine Verwechslung mit reiner Eisbewölkung auftreten. Umgekehrt ergibt sich bei sehr geringen optischen Dicken der Eiswolken-schicht von 0,1 die Möglichkeit einer Verwechslung mit reiner Wasserbewölkung. In den meisten Fällen gelingt jedoch auch bei dieser geringen optischen Dicke eine fehlerfreie Erkennung. Die vierte bis sechste Darstellung zeigt Fälle reiner Eisbewölkung für verschiedene Bereiche von optischen Dicken der Eiswolken-schicht. Man erkennt, daß insbesondere bei hohen

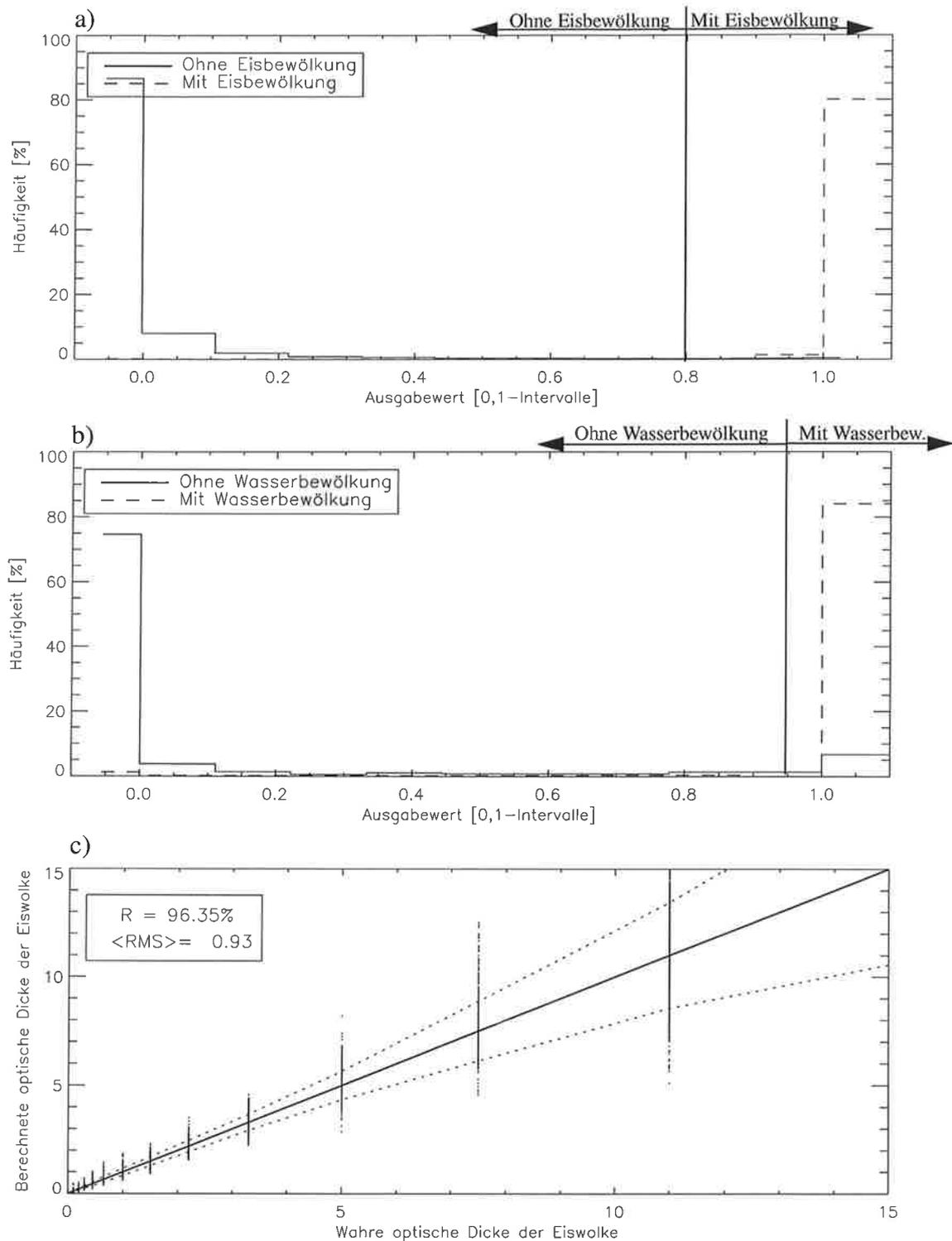


Abbildung 4.12: Ergebnisse des entwickelten Algorithmus zur Klassifizierung von Wolken-systemen und zur Bestimmung der optischen Dicke der Eiswolken-schicht. Für die Eisbewölkung wurde nur ein verzerrtes Polykristall zugelassen. Die Auswahl der berücksichtigten Simulationen kann der Abbildung 4.11 entnommen werden. a) Häufigkeit der Zuordnung eines bestimmten Wertes des Eiwolkenflag, getrennt für eisbewölkte und eisunbewölkte Simulationen. b) Entsprechend für das Wasserwolkenflag. c) Fehler bei der Abschätzung der optischen Dicke der Eiswolken-schicht.

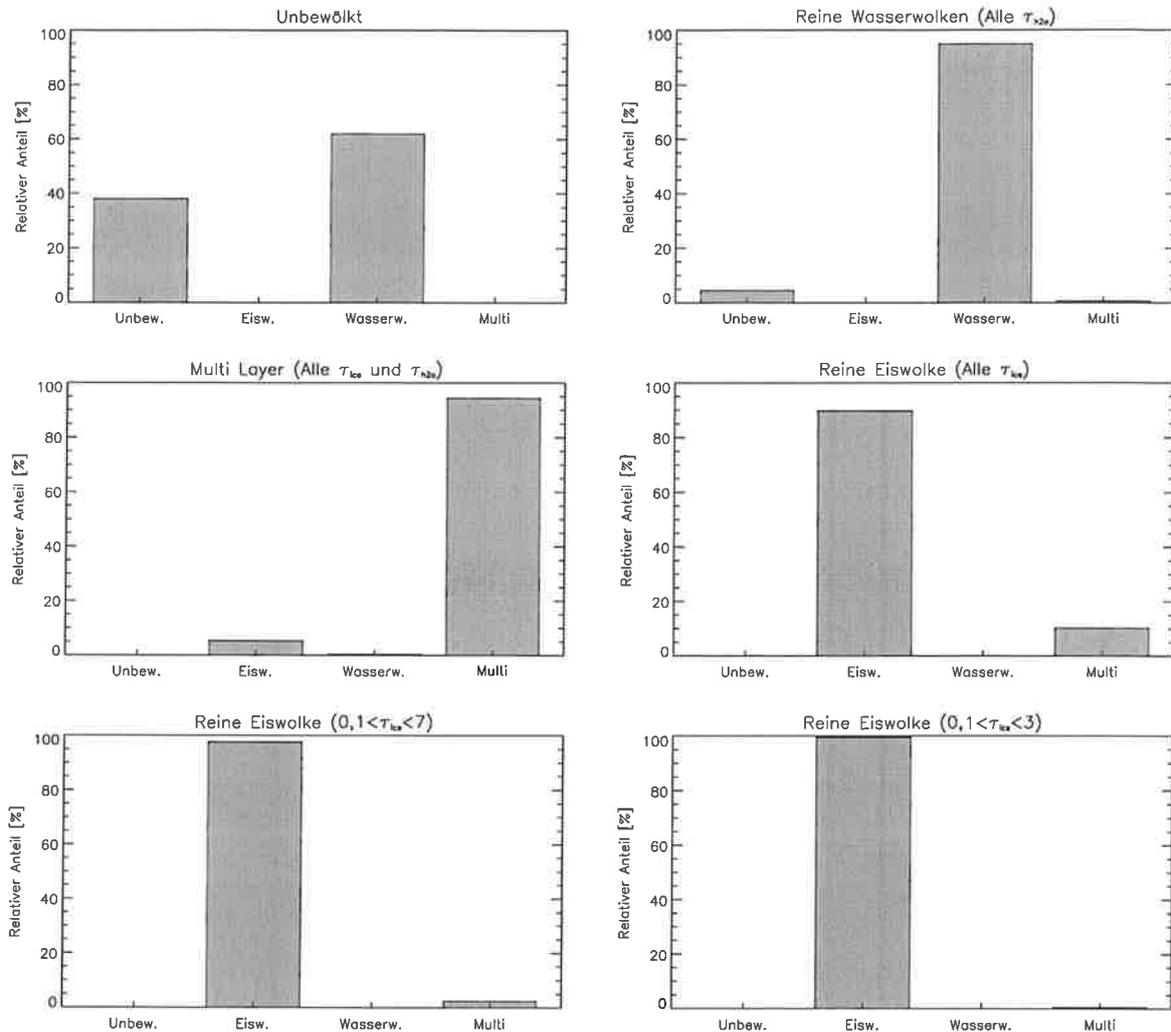


Abbildung 4.13: *Welcher Anteil einer bestimmten Auswahl des Validationsdatensatzes wird vom Erkennungsalgorithmus als unbewölkt, reine Wasserbewölkung, reine Eisbewölkung oder Mehrschichtbewölkung interpretiert? Die Kurzbeschreibung der Auswahl der jeweilig verwendeten Simulationen findet sich im Titel der einzelnen Darstellungen.*

optischen Dicken der Eiswolken-schicht eine fehlerhafte Interpretation als Mehrschichtbewölkung möglich ist.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die Unterscheidung von Eiswolken und Wasser- oder Mehrschichtbewölkung im allgemeinen sehr gut gelingt, eine Erkennung von Eiswolken über Meer aus spektralen Messungen im solaren Spektralbereich also möglich ist. Der fertige Algorithmus wird in Anhang B.4 dargestellt und in den Abschnitten 5.2.4 und 5.3.2 auf reale Meßdaten angewandt.

4.4 Einfluß inhomogener Wolkenstrukturen

Den bisherigen Betrachtungen liegt die Annahme planparalleler und vertikal homogener Wolken-schichten zugrunde. Die folgenden Überlegungen sollen zeigen, inwieweit diese Voraussetzungen gerechtfertigt bzw. wie die entsprechend abgeleiteten Parameter zu interpretieren sind.

Horizontal variable Wolkenstrukturen besitzen gegenüber planparallelen Schichten deutlich veränderte Anisotropiefunktionen (Bréon, 1992). Zudem kann bei durchbrochener Bewölkung ein wesentlicher Teil der in die Wolke eindringenden Photonen zur Seite hin entweichen. Dies führt, bei gleicher Mikrophysik und gleich hohen Werten des Gesamteisgehaltes, zu geringeren Albedowerten und entsprechend zu Fehlabschätzungen von Wolkenparametern aus Reflektanzmessungen (Duda und Spinhirne, 1996). Rossow et al. (1989) sehen in einer Berücksichtigung von Wolkeninhomogenitäten die größten Verbesserungsmöglichkeiten zur satellitengestützten Ableitung von Wolkenparametern.

Daher ist die Behandlung inhomogener Wolkenstrukturen zur Zeit Gegenstand intensiver Forschung. Trotz vieler verschiedener Ansätze liegen bislang keine abschließenden Konzepte vor. Eine Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse soll nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit sein. Stattdessen sollen die abgeleiteten Größen als effektive Werte im Sinne eines von Cahalan et al. (1994) vorgestellten Ansatzes interpretiert werden. Der Zusammenhang mit den tatsächlichen Wolkenparametern wird über einen Faktor hergestellt, der lediglich durch die die Wolkenstruktur beschreibenden fraktalen Parameter bestimmt wird. Entsprechende Statistiken über die Wolkenstruktur lassen sich zum Beispiel mit Hilfe von Radarmessungen erhalten.

Nun zeigen Monte-Carlo-Simulationen, daß Wolkeninhomogenitäten im wesentlichen für optisch dicke Wolken, also insbesondere für Wasserwolken, nennenswerten Einfluß besitzen. Die Wirkung horizontaler Strukturen auf die Reflektivität und Absorption optisch dünner Eiswaolken ist dagegen eher gering, zumindest wenn Randeffekte außer Acht gelassen werden (Chylek und Dobbie, 1995). Zudem zeigen ähnliche Untersuchungen von Kobayashi (1993), daß der Einfluß vor allem bei großskaligen Variationen auftritt und für kleinskalige Phänomene quasi zu vernachlässigen ist. Auch zeigt sich, daß die in dieser Arbeit zugrundegelegte Nadirgeometrie den Einfluß von Wolkenstrukturen minimiert. Es wird daher davon ausgegangen, daß Wolkeninhomogenitäten eine Rolle bei der satellitengestützten Fernerkundung von Eiswaolken spielen können; daß aber horizontale Wolkenstrukturen keine wesentliche Rolle bei der Auswertung räumlich hoch aufgelöster Spektralmessungen spielen, wie sie im folgenden Kapitel behandelt werden.

Diese Ergebnisse decken sich mit den Aussagen dieser Arbeit. So sollten sich analog zu den in Dreyer (1997) gezeigten Ergebnissen beim Überflug über ein inhomogenes Wolkenfeld Variationen der optischen Dicke dadurch bemerkbar machen, daß sich in der Beziehung der Reflexionen zwischen einem absorbierenden und einem nicht absorbierenden Spektralkanal schleifenförmige Verläufe zeigen. Abbildung 4.14a zeigt beispielhaft für einen Cirrus-Meßfall von EUCREX 94 (eine nähere Beschreibung folgt in Kapitel 5), daß dies nicht beobachtet wird.

Die Daten liegen quasi alle auf einer Linie. Bei der relativ hohen räumlichen Auflösung des Spektrometers scheint die Annahme der Planparallelität in guter Näherung erfüllt zu sein. Die im folgenden Kapitel untersuchten Meßdaten sollten sich somit dazu eignen, um eine Bewertung der entwickelten Verfahren vornehmen zu können.

Ebenso kommt es natürlich zu vertikalen Variationen des Extinktionskoeffizienten. Außerdem haben die Ausführungen in den Abschnitten 2.3 und 3.4.1 gezeigt, daß für Eiswolken die mittlere Teilchengröße im allgemeinen systematisch mit der Höhe in der Wolke abnimmt. So findet man typischerweise, daß die effektiven Größen am Wolkenunterrand zwei bis dreimal größer sind als am Oberrand (Francis et al., 1998). Aufgrund dieser vertikalen Schichtung der mittleren Teilchengröße entspricht ein im wesentlichen mit Hilfe spektraler Messungen im $1,63 \mu\text{m}$ -Kanal abgeleiteter Effektivradius eher folgender Größe:

$$r_{eff} = \frac{\int_{z_b}^{z_t} I_{1,63\mu\text{m}}(z) k_{ext}(z) r_{eff}(z) dz}{\int_{z_b}^{z_t} I_{1,63\mu\text{m}}(z) k_{ext}(z) dz} \quad (4.7)$$

Dabei beschreiben z_b und z_t die Höhen der Wolkenunter- und Wolkenoberkante. $I_{1,63\mu\text{m}}(z)$ ist die in die Höhe z vordringende Strahlungsintensität im absorbierenden $1,63 \mu\text{m}$ -Kanal. Der in der Höhe z vorliegende Effektivradius $r_{eff}(z)$ wird mit Hilfe von Gleichung (3.17) definiert.

Die Definition des mittleren Effektivradius in Gleichung (4.7) offenbart das Problem, daß bei vertikaler Schichtung der mittleren Teilchengröße der abgeleitete Wert vom verwendeten Spek-

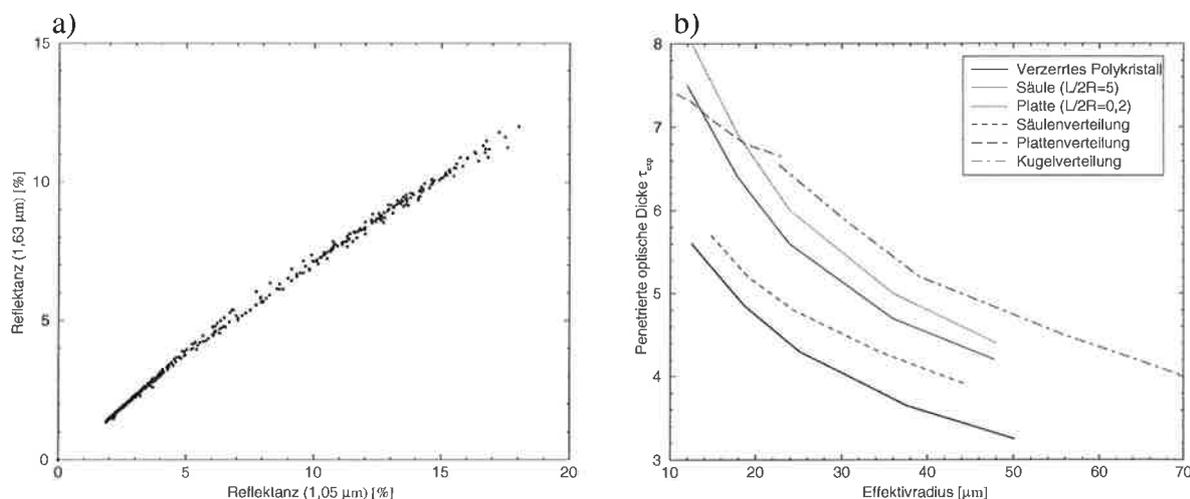


Abbildung 4.14: a) Meßdaten der spektralen Nadirreflexionen bei $1,05$ (nicht absorbierend) und $1,63 \mu\text{m}$ (moderat absorbierend). Die Daten stammen aus Mission 204 von EUCREX 94 und wurden über reiner Eisbewölkung gewonnen. Die Daten liegen quasi auf einer Linie, während horizontale Inhomogenitäten zu schleifenförmigen Verläufen führen sollten. b) In Abhängigkeit von Effektivradius und Teilchenform ist diejenige optische Dicke τ_{exp} innerhalb der Wolke aufgetragen, bei der die Intensität im absorbierenden Spektralkanal bei $1,63 \mu\text{m}$ exponentiell abgeschwächt wurde.

tralkanal abhängt, ein Vergleich verschiedener passiver Verfahren, aber auch ein Vergleich mit *in situ*-Messungen, somit erschwert wird.

In welcher Höhe innerhalb der Wolke müssen *in situ*-Messungen vorgenommen werden, um einen geeigneten Vergleich zu ermöglichen? Um die Frage zu beantworten haben McFarquhar und Heymsfield (1998) eine Reihe von Strahlungstransportsimulationen für vertikal variable Eiswolken vorgenommen. Dabei wurden mit der Höhe linear (verschieden stark) abnehmende Effektivradien zugrundegelegt. Ebenso wurden vertikal stark variable Profile des Extinktionskoeffizienten zugelassen. Als interessantes Ergebnis fand man, daß bei optisch dicken Eiswolken der mit dem homogenen Modell abgeleitete Effektivradius nahezu identisch ist mit dem Wert einer ganz bestimmten Höhe z_{eff} innerhalb der Wolke. Diese Höhenschicht z_{eff} berechnet sich dadurch, daß die optische Dicke zwischen Wolkenoberkante z_t und der Höhe z_{eff} dem 0,3621-fachen der penetrierten optischen Dicke τ_{exp} entspricht. Diese penetrierte optische Dicke wiederum definiert die optische Dicke innerhalb der Wolke, bei der die Strahlungsintensität im $1,63 \mu m$ -Kanal exponentiell gegenüber der Wolkenoberkante abgeschwächt wurde. Abbildung 4.14b zeigt die berechneten Werte für τ_{exp} in Abhängigkeit vom Effektivradius und den sechs in dieser Arbeit verwendeten Kristallformen, wobei homogene Wolken zugrundegelegt wurden. Diese Darstellung soll helfen, um die in Abschnitt 5.3 vorgenommenen Vergleiche mit unabhängigen Meßinstrumenten vornehmen zu können. Bei Wolken mit geringeren optischen Dicken als τ_{exp} , tragen alle Schichten der Wolke zum Wert des abgeschätzten Effektivradius bei. Eine Aussage über die effektive Höhe z_{eff} ist nicht möglich, da sie im wesentlichen von der nicht bekannten Vertikalstruktur des Extinktionskoeffizienten bestimmt wird.

Abschließend soll noch kurz erwähnt werden, daß die zuvor dargestellten Berechnungen auch ergaben, daß die vertikale Variation von Extinktionskoeffizient und Effektivradius nahezu keine Bedeutung für die Ableitung der optischen Dicke besitzt. Das vertikal homogene Modell ist somit geeignet, eine genaue Abschätzung der optischen Dicke zu ermöglichen.

5 Anwendung der Verfahren auf Meßergebnisse

Beweisen muß ich diesen Käs',
sonst ist die Arbeit unseriös.

Friedrich Wille, Eine mathematische Reise

Die bisherigen Ausführungen haben gezeigt, daß es prinzipiell möglich ist, mit Hilfe von spektralen Messungen im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich Eiswolken zu erkennen und einige ihrer wichtigen Parameter mit einer gewissen Genauigkeit zu bestimmen. Dazu wurden in Kapitel 4 verschiedene Algorithmen entwickelt und die damit verbundenen Fehler abgeschätzt. Nun soll untersucht werden, inwieweit die so bestimmten Algorithmen auf reale Meßwerte angewandt werden können, die zuvor gemachten Annahmen also zutreffen. Dazu stehen für verschiedene Wolkensituationen Flugzeugmessungen des *European Cloud and Radiation Experiment* 1994 (EUCREX 94) zur Verfügung.

5.1 Feldexperiment EUCREX 94

EUCREX 94 wurde im April 1994 über dem Atlantischen Ozean nahe der Küste der Bretagne durchgeführt und diente in erster Linie zur Entwicklung und Validierung von Fernerkundungsalgorithmen wolkenmikrophysikalischer Eigenschaften (Raschke et al., 1998). Ausgehend vom Flughafen Brest/Guipavas in Frankreich, wurden insgesamt vier Missionen zur Untersuchung von Eiswolken durchgeführt, die in den Vor- und Nachmittagsstunden des 17. und 22. April stattfanden. Hierbei kamen mit der französischen ARAT (*Avion de Recherches Atmosphérique et de Télédétection*) vom Typ Fokker 27 und der deutschen Falcon-20 der Firma Dassault zwei Flugzeuge zum Einsatz. Aufgrund der noch zu diskutierenden Wetterlagen, wurden die an der Küste bei der Station CROSS Corsen (*Centre de Recherche, d'Observation, de Secours, et de Sauvetage*) bei den geographischen Koordinaten 4°47' West und 48°25' Nord installierten Bodenmeßinstrumente für die Auswertungen dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Auch die zweimal täglich um 0:00 und 12:00 UTC vom meteorologischen Wetterdienst *Météo France* bereitgestellten Radiosondenaufstiege des Flughafens Brest/Guipavas, wurden nur indirekt für eine Abschätzung der Variabilität der Atmosphärenparameter verwendet.

5.1.1 Meßstrategie

Beide Flugzeuge, sowohl die ARAT als auch die Falcon, flogen eine Anzahl von Abschnitten auf einer identischen geraden Linie mit Schnittpunkt CROSS Corsen zwischen zwei zuvor festgelegten Referenzpunkten, die so bestimmt wurden, daß die Flugrichtung senkrecht zur mittleren Windrichtung im Eiswolkenniveau lag. Aufgrund der deutlich unterschiedlichen Geschwindigkeiten beider Flugzeuge, besteht zumeist ein zeitlicher Versatz von einigen Minuten, der einen Vergleich der Ergebnisse beider Flugzeuge erschwert.

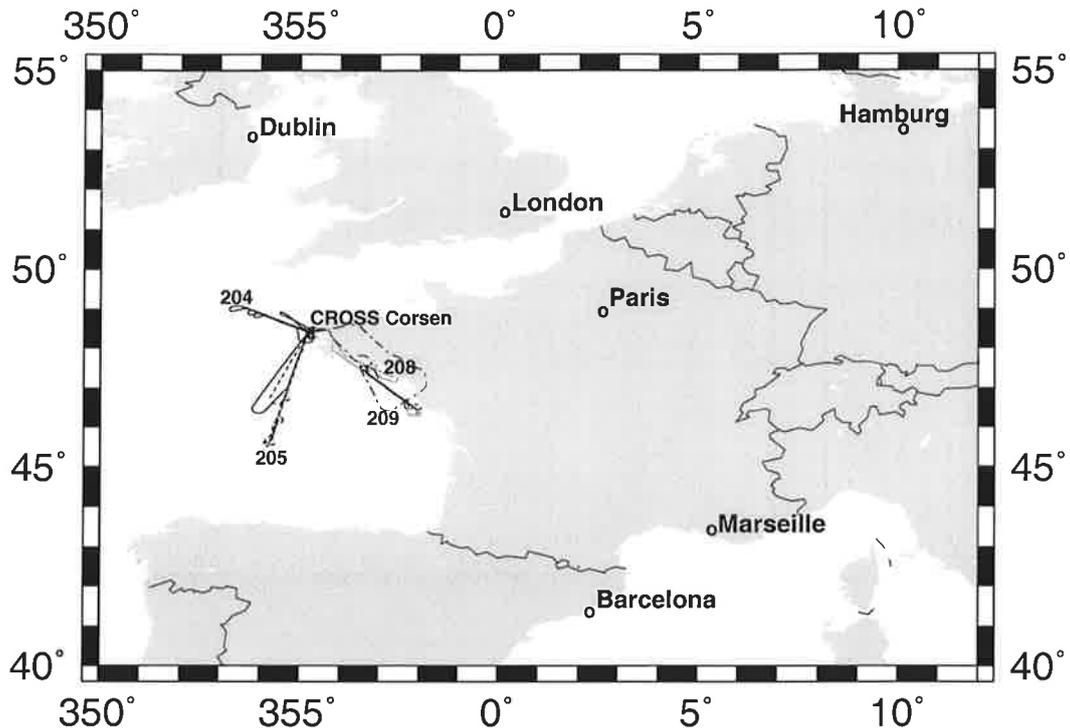


Abbildung 5.1: Flugmuster der Falcon während der vier Eiswolkenmissionen von EUCREX 94. Alle Hauptflugabschnitte liegen auf einer geraden Linie bezüglich der Bodenmeßstation CROSS Corsen mit den Koordinaten ($48^{\circ}25'N$, $4^{\circ}47'W$). Die beiden Missionen 204 und 205 fanden in den Vor- und Nachmittagsstunden des 17. Aprils, die Missionen 208 und 209 in den Vor- und Nachmittagsstunden des 22. Aprils statt.

Während die ARAT in einer festen Höhe von etwa 4,5 km deutlich unterhalb der Cirrusbewölkung flog, hatte die Falcon die Aufgabe, verschiedene Flugabschnitte oberhalb des Cirrusfeldes abzufliegen, um entsprechende Fernerkundungsmessungen zu ermöglichen. Beim vorherigen Aufstieg (Missionen 208 und 209) oder dem anschließenden Abstieg (Missionen 204 und 205) wurden mindestens drei weitere Flugabschnitte innerhalb der Eisbewölkung durchgeführt, um mit Hilfe der ebenfalls montierten Partikelsonden *in situ*-Messungen durchzuführen. Somit ist nur ein zeitnahe Vergleich von Fernerkundungsmessungen der Falcon mit *in situ*-Messungen möglich. Die Flugmuster der Falcon für die vier während der EUCREX-Meßkampagne geflogenen Eiswolkenmissionen, sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

5.1.2 Instrumentierung der Flugzeuge und abgeleitete Meßgrößen

ARAT

Die französische ARAT, wurde vom *Institut National des Sciences de l'Univers* in Paris (INSU) sowie dem *Institut Géographique National* in Clermont Ferrant zur Verfügung gestellt. Das Flugzeug war mit einem nach unten gerichteten abbildenden Spektrometer *POLDER* (*Polariza-*

tion and Directionality of Earth Reflectances) vom LOA (*Laboratoire d'Optique Atmosphérique*) in Lille ausgestattet. Dieser vereinfachte Prototyp eines bereits auf dem japanischen Satelliten ADEOS (*Advanced Earth Observing System*) zum Einsatz gekommenen Systems (Deschamps et al., 1994) verfügt über ein telezentrisches Linsensystem. Dieses lenkt die Strahlung aus einem Bereich von 52° in Flugrichtung und 42° senkrecht dazu quasi parallel auf ein CCD mit 384×288 Bildpunkten. Mit Hilfe eines rotierenden Rades werden nacheinander verschiedene, schmalbandige spektrale Filter mit jeweils verschiedenen Polarisierungsebenen durch den Strahlengang geführt. Hierdurch ergeben sich in regelmäßigen Abständen von etwa $0,5 \text{ s}$ zweidimensionale Momentaufnahmen der bidirektionalen spektralen Reflexionen sowie der bidirektionalen polarisierten spektralen Reflexionen. Die Daten dieses POLDER-Instrumentes wurden in dieser Arbeit lediglich dazu verwendet, um zuverlässig tiefliegende Bewölkung erkennen zu können. Daher werden im folgenden keine Ergebnisse dieses Instrumentes gezeigt.

Als weiteres Instrument war ein in Zenitrichtung blickendes Infrarotradiometer von Typ Barnes PRT-5 (*Precision Radiation Thermometer*) im Einsatz. Dieses, im atmosphärischen Fenster zwischen 9 und $11 \mu\text{m}$ empfindliche Instrument mit schmalen Öffnungswinkel von 35 mrad und einer Samplingfrequenz von einem Hertz, erlaubt bei sorgfältiger Konfiguration des Modells, eine recht genaue Bestimmung der optischen Dicke für die Absorption im infraroten Spektralbereich. Diese sollte im Gültigkeitsbereich der geometrischen Optik, also für nicht zu kleine Kristalle, genau der halben optischen Dicke für Extinktion im sichtbaren Spektralbereich entsprechen. Die hierfür benötigte Strahldichte im unbewölkten Fall wurde durch Messungen erhalten, wobei unbewölkte Bereiche mit Hilfe der Lidar-Informationen ausgewählt wurden. Die ebenfalls benötigte Schwarzkörper-Strahldichte wurde mit Hilfe eines Strahlungsübertragungsmodells (LOWTRAN-7) bestimmt, wobei als Atmosphärenprofile für Feuchte und Temperatur die thermodynamischen *in situ*-Messungen des Falcon-Aufstiegs verwendet wurden. Der Schwarzkörper wurde in die Höhe maximalen Rückstreusignals der Lidarmessungen gesetzt. Der angegebene Fehler von 10% wird im wesentlichen durch die unbekanntes Wolkentemperatur bestimmt, die aufgrund der inhomogenen vertikalen Struktur der Eiswolke stark schwankt (Chepfer, 1997). Die mittlere optische Dicke sollte dagegen sehr viel genauer sein.

Ein weiteres, für die Analyse wichtiges Instrument ist das Polarisationslidar LEANDRE (*Lidar embarqué pour l'étude des Aérosols, Nuages, Dynamique, Rayonnement et des espèces minoritaires*) vom INSU. Es liefert direkte Informationen über Wolkenhöhen, geometrische Dicken, optische Eigenschaften (Vertikalprofile von Extinktions- und Rückstreukoeffizienten) sowie die mit der Mikrophysik verknüpften Parameter *lidar ratio* und Depolarisationsverhältnis. Der Transmitter besteht aus einem Nd-Yag-Laser, der mit einer Frequenz von 10 Hz und einer Pulsdauer von 10 ns linear polarisiertes Licht der Wellenlänge $0,53 \mu\text{m}$ in einen Raumwinkel von $2,5 \text{ mrad}$ emittiert. Das von der Atmosphäre zurückgestreute Licht wird von einem Empfängerteleskop mit Öffnungswinkel $3,5 \text{ mrad}$ sowohl für die parallel zum emittierten Signal polarisierte, als auch die senkrecht dazu polarisierte Komponente ausgelesen. Die Abtastfrequenz von 10 MHz führt zu einer vertikalen Auflösung von 15 m . Zur Erhöhung des *Signal-zu-Rausch*-Verhältnisses wurden jeweils 12 Lidarschüsse gemittelt. Während der Cirrusmissionen war LE-

ANDRE unter einem Winkel von 21° nach hinten und 5° nach rechts (auf die Flugrichtung bezogen) installiert. Die Berechnung der optischen Eigenschaften wird bei Spinhirne und Hart (1990) beschrieben (siehe auch Abschnitt 1.3). Die Genauigkeit bei der Bestimmung der optischen Dicke wird mit 10% angegeben. Dabei muß jedoch ein zur Berechnung der optischen Dicke notwendiger Mehrfachstreu Korrekturfaktor bestimmt werden. Dieser wird in der vorliegenden Untersuchung dadurch festgelegt, daß eine möglichst gute Übereinstimmung mit der sich aus dem IR-Radiometer ergebenden mittleren optischen Dicke auftritt (Chepfer, 1997).

Letztendlich war die ARAT zusätzlich ausgestattet mit sowohl nach oben als auch nach unten gerichteten *Eppley*-Pyranometern zur Messung der kurzwelligen Strahlungsflüsse, sowie mit *Eppley*-Pyrgeometern zur Messung des langwelligen Strahlungsflusses. Diese Meßdaten wurden jedoch nicht für die weitere Auswertung verwendet, da eine entsprechende Analyse bereits von Chepfer (1997) vorgenommen wurde.

Falcon

Als weiteres Flugzeug wurde das Forschungsflugzeug Falcon-20 vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) eingesetzt. Neben den Standardmeßinstrumenten zur Messung der thermodynamischen Meßgrößen (Fimpel, 1987) und dem noch näher zu beschreibenden, in Nadirrichtung messenden Spektrometer OVID, war es mit einer zweiten, ebenfalls nach unten gerichteten Version des POLDER-Instrumentes ausgestattet.

Außerdem diente die Falcon als Plattform für die *in situ*-Meßgeräte. Hierfür standen, bereitgestellt von der *Gesellschaft für Kernenergieverwertung in Schiffbau und Schifffahrt* (GKSS) in Geesthacht, neben einer Streusonde vom Typ FSSP-100 (*Forward Scattering Spectrometer Probe*) eine optische Sonde OAP-2D2-C (*Optical Array Probe- Cloud*) der Firma *Particle Measuring Systems* PMS in Boulder/USA zur Verfügung. Während EUCREX 94 lag der verwendbare Meßbereich der FSSP-Sonde bei Teilchendurchmessern zwischen 5 und $47 \mu\text{m}$, der für die optische Sonde lag bei Teilchenausdehnungen zwischen 50 und $800 \mu\text{m}$.

Zwischen den Fernerkundungsmessungen mit OVID und den mikrophysikalischen *in situ*-Messungen besteht ein zeitlicher Versatz von 5 bis 40 Minuten, was bei herrschenden Wolkenzuggeschwindigkeiten von bis zu 40 m/s zu Distanzen von mindestens 10 km führt. Es macht somit keinen Sinn, die jeweils abgeleiteten räumlichen Muster zu vergleichen. Vielmehr wird allein auf die mittleren, für jeweils einen Flugabschnitt abgeleiteten Teilchengrößenverteilungen zurückgegriffen. Diese werden additiv aus den beiden Teilspektren der FSSP und der optischen Sonde ermittelt, die mir von F. Albers (persönliche Mitteilung) nach den in Albers (1989) sowie Heymsfield und Baumgardner (1985) beschriebenen Verfahren zur Verfügung gestellt wurden. Während die Genauigkeit der relativen Teilchengrößenbestimmung mit Hilfe der optischen Sonde mit 10% angegeben wird (Gayet et al., 1993), existieren eine Reihe von Veröffentlichungen, die vor einer Verwendung von FSSP-Daten im Falle von Eiskristallen warnen, da Fehleinschätzungen von bis zu einer Größenordnung möglich sind (Larsen et al., 1998). Trotzdem sollen, aufgrund der maßgeblichen Bedeutung kleiner Kristalle für die Größe des Effektivradi-

us, in der folgenden Analyse auch die FSSP-Größenspektren verwendet werden. Dabei soll jedoch nicht außer Acht gelassen werden, daß die *in situ*-Messungen aufgrund der beschriebenen Probleme nur eingeschränkt für die Verifizierung der Verfahren geeignet sind.

OVID

Die spektralen Messungen, anhand derer die entwickelten Algorithmen überprüft werden sollen, wurden mit Hilfe des Multikanal-Arrayspektrometers OVID (*Opticle Visible and near Infrared Detector*) durchgeführt. Dieses wurde im Rahmen eines gemeinsamen BMFT-Projektes von der Universität Hamburg und der Freien Universität Berlin aufgebaut. Dabei wurde das Gerät so konzipiert, daß sowohl Messungen vom Boden als auch vom Flugzeug aus möglich sind. Das Gerät besteht aus zwei ähnlich konzipierten aber unabhängigen Einheiten, die die spektralen Bereiche zwischen $0,61$ und $1,05 \mu\text{m}$ (VIS-Einheit) bzw. zwischen $1,0$ und $1,65 \mu\text{m}$ (nIR-Einheit) abdecken. Die schematische Darstellung einer Einheit sowie der Status der wesentlichen technischen Details während der EUCREX-Meßkampagne werden in Abbildung 5.2 bzw. in Tabelle 5.1 dargestellt.

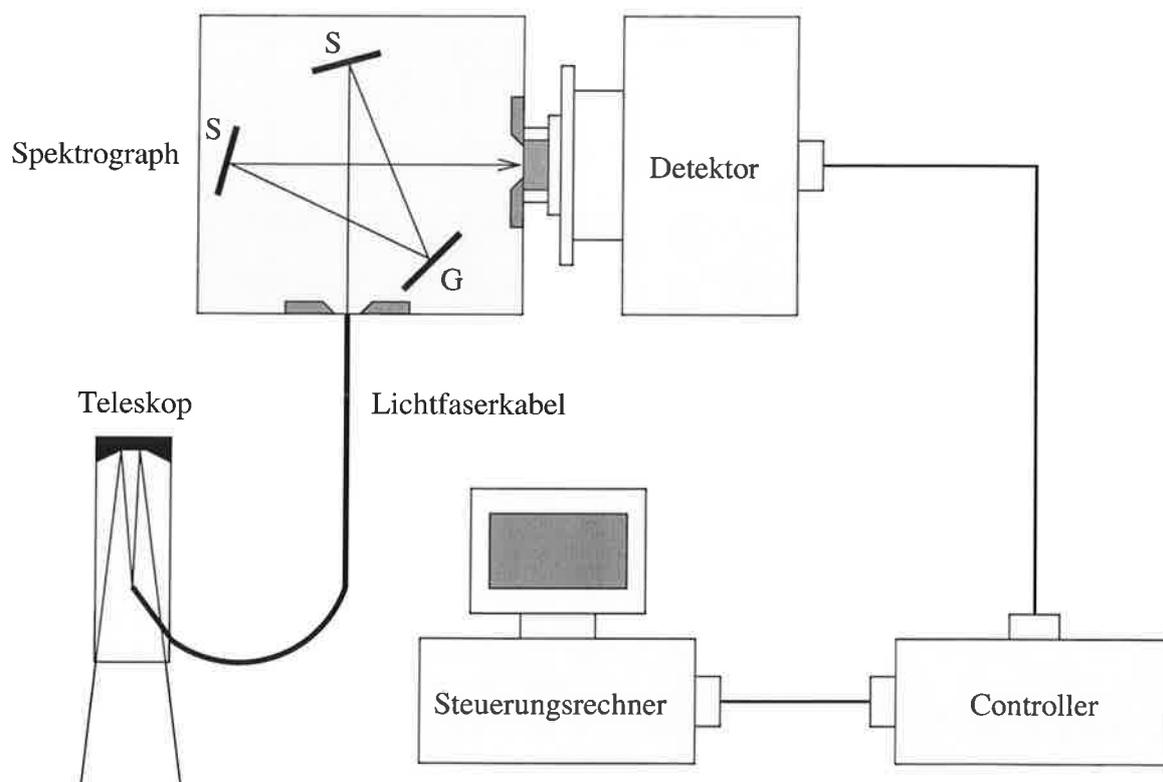


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau einer Einheit (VIS oder nIR) des Spektrometers OVID (Quelle: Bartsch, 1996). S steht für Spiegel, G für Gitter. Die CCD-Matrix des VIS-Detektors erlaubt für jeden spektralen Kanal eine Mittelung über bis zu 256 Bildpunkte, um eine Erhöhung der Signalstärke zu erreichen.

Tabelle 5.1: Technische Beschreibung von OVID. Die Daten beschreiben den Status, wie er während der EUCREX-Kampagne 1994 galt.

	VIS	nIR
Detektortyp	CCD	InGaAs
Anzahl der Bildpunkte	1024x256	256x1
Maximale spektrale Abdeckung	0.25-1.06 μm	1.0-1.65 μm
Spektrale Abdeckung während EUCREX 94	0.61-1.05 μm	1.0-1.65 μm
Typische Belichtungszeiten	40-500ms	100-3000ms
Spektrale Auflösung	1.7nm	5.9nm
Öffnungswinkel des Teleskops	0.3°	0.3°
Räumliche Auflösung ($v=150\text{ m/s}$) senkrecht zur Flugrichtung 10000 m über dem Meßpunkt	47m	60m
Parallel zur Flugrichtung bei einer Belichtungszeit von	100 ms	600 ms
10000 m über dem Meßpunkt	62m	150 m

Jede Einheit besteht aus einem Spiegelteleskop, in dessen Brennpunkt ein Lichtleiterbündel angebracht ist, um das aus einem bestimmten Öffnungswinkel einfallende Licht auf den Eingang des Spektrographen abzubilden. Im Spektrographen wird das Licht mittels zweier Spiegel und eines optischen Gitters wellenlängensepariert und auf die Ebene des Detektors fokussiert. Dort befindet sich bei der VIS-Einheit eine zweidimensionale CCD-Matrix mit 1024 Bildpunkten auf der Wellenlängennachse. Für jeden dieser 1024 spektralen Kanäle stehen 256 Bildpunkte zur Verfügung, um eine Signalintegration zu erreichen. Die nIR-Einheit besitzt lediglich eine InGaAs-Zeile mit 256 Bildpunkten. Der Ausleseprozeß geschieht mit Hilfe eines Controllers, der mit Hilfe eines PC gesteuert wird. Zur Wellenlängen- und Strahldichtekalibration wurde vor und nach jedem Flug eine Argonspektrallampe sowie eine Ulbrichtkugel vom Typ LN3 bei verschiedenen Belichtungszeiten vermessen. Desweiteren wurden vor, während und nach jedem Flug Dunkelstrommessungen vorgenommen. Ausführliche Beschreibungen sowohl des Gerätes als auch der verwendeten Fehlerrechnung finden sich in Schüller (1995), Bartsch (1996) und Betancor (1996). Weitere technische Details sind in Dreyer (1997) veröffentlicht worden.

Die geringfügig unterschiedlichen Beobachtungsgeometrien der beiden Teleskope sowie insbesondere die zum Teil stark abweichenden Belichtungszeiten beider Systeme führen dazu, daß die Beobachtungsbereiche deutlich voneinander abweichen können. Bei gleichzeitiger Verwendung von Spektralkanälen beider Detektorsysteme wird daher eine geeignete zeitliche Mittelung notwendig. Da die Messungen des nIR-Detektors stets deutlich längere Belichtungszeiten aufweisen als die des VIS-Detektors, wurden erstere in voller zeitlicher Auflösung verwendet

und letztere entsprechend zeitlich gemittelt. Um den Einfluß der unterschiedlichen Blickgeometrien zu berücksichtigen, wurde zusätzlich eine Korrektur der Reflektanzwerte für die berücksichtigten VIS-Kanäle vorgenommen. Der Korrekturfaktor ergab sich dabei aus dem Verhältnis der Reflexionswerte im spektralen Überlappungsbereich beider Detektoren bei etwa $1,015 \mu\text{m}$. Im Mittel verändern sich dadurch die Meßwerte nicht, die zeitliche Variation wird aber angeglichen.

5.2 Plausibilität der Algorithmen anhand ausgewählter Meßsituationen

Bevor im folgenden Abschnitt 5.3 die Auswertung der Eiswolkenmissionen hinsichtlich der Größen Effektivradius und optische Dicke detailliert behandelt wird, soll in diesem Abschnitt kurz auf die weiteren, in dieser Arbeit entwickelten Algorithmen zur Erkennung und Klassifizierung von Eiswolken eingegangen werden. Diese Überprüfung der Verfahren geschieht anhand zuvor ausgewählter Meßsituationen. Zur Auswahl der Meßzeiträume wurde auf die Videoaufzeichnungen und die Beobachtungsprotokolle der Flüge zurückgegriffen. Die ausgewählten Meßfälle umfassen unbewölkte Situationen, reine Eisbewölkung, optisch dichte Wasserbewölkung, Mehrschichtbewölkung sowie Eisbewölkung über Land. Eine Beschreibung der ausgewählten Meßsituationen wird in Tabelle 5.2 wiedergegeben.

Tabelle 5.2: *Beschreibung ausgewählter Meßsituationen während EUCREX'94 zur Überprüfung der Algorithmen zur Eiswolkenerkennung, zur Bestimmung der thermodynamischen Phase und der optischen Dicke der Aerosole, sowie zur Erkennung von Eiswolken bei Mehrschichtbewölkung und ihrer optischen Dicke.*

Meßfall	Zeitraum (Mission)	Beschreibung
Wolkenfrei	14:53:05-14:59:45 (201)	Laut Flugbeobachtung wolkenfrei und klar. Das Meßsignal weist nur sehr geringe zeitliche Variationen auf.
Dünner Cirrus 1	08:54:43-8:54:53 (204)	Auf der Videoaufzeichnung teilweise nicht wahrnehmbar. Lidar-Rückstreuprofil zeigt jedoch Cirrus. Luft sehr klar.
Dünner Cirrus 2	09:18:54-09:20:10 (208)	Cirrus schlecht erkennbar gegen diesigen Hintergrund.
Cirrus über Land	09:18:05-09:18:30 (208)	Optisch dünner Cirrus über Land.
Wasserwolken	08:20:10-08:24:04 (208)	Beginnende 8/8 Quellbewölkung mit zunächst optisch dünner und sich dann auflösender Eisbewölkung.
Cirrus, vereinzelt Multi-Layer	08:30:00-08:30:27 (204)	Dünne Eisbewölkung sowie gleichzeitig vereinzelt auftretende Elemente von Quellbewölkung.

5.2.1 Wolkenerkennung

Die Ergebnisse der Anwendung des in Abschnitt 4.2.1 entwickelten Verfahrens zur Wolkenerkennung auf die sechs in Tabelle 5.2 beschriebenen Meßsituationen zeigt Abbildung 5.4a. Während die unbewölkten Meßwerte auf den Minimalausgabewert von etwa -0,05 abgebildet werden, ergeben sich für fast alle bewölkten Meßsituationen die maximalen Ausgabewerte von etwa 1,05 (In der Abbildung wurden zur besseren Darstellung die Ausgabewerte für verschiedene Wolkensituationen geringfügig vertikal zueinander verschoben.). Lediglich für einen Teil der Meßdaten, für den dichte Quellbewölkung vorliegt, führt das Verfahren zu einer Fehlinterpretation als unbewölkte Situationen. Hier zeigen die Videoaufzeichnungen zu Beginn des Untersuchungszeitraums einen leichten Cirrusschleier oberhalb der Quellbewölkung, der sich bald auflöst. Inwieweit sich die Eisbewölkung vollständig auflöst oder optisch sehr dünne und nicht gegen den hellen Untergrund erkennbare Eisbewölkung übrigbleibt, kann aus den Videoaufzeichnungen nicht ermittelt werden. Sollte jedoch Eisbewölkung vorhanden sein, so muß diese sehr geringe optische Dicken von 0,1 oder geringer besitzen. Das Verfahren interpretiert die Szene, außer im Mittelteil, als bewölkt. Da der Algorithmus jedoch nicht gelernt hat, Situationen mit Wasserbewölkung zu klassifizieren, kann keine weitergehende Aussage darüber getroffen werden, ob die Einstufung als bewölkt durch die Untergrundbewölkung oder durch optisch dünne Eiswolken zustande kommt. Hierauf wird in Abschnitt 5.2.4 noch näher eingegangen.

Alle Fälle von in den Videoaufzeichnungen erkennbaren Eiswolken werden in jedem Fall als bewölkt interpretiert. Bei reiner Wasserbewölkung kann unter Umständen eine Fehlinterpretation als unbewölkt erfolgen. Der Algorithmus eignet sich somit lediglich für die sichere Erkennung von Eisbewölkung über Meer. Ob das Verfahren allerdings auch eine genügend sichere Erkennung von Eisbewölkung über Land zuläßt, kann aus dem einen untersuchten Meßzeitraum nicht abgeleitet werden.

Die Anwendung auf ähnliche Meßsituationen bestätigt diese guten Ergebnisse. Allerdings wären für eine Validierung des Algorithmus weitere Meßsituationen anderer Meßkampagnen notwendig, um auch für deutlich abweichende Atmosphärenbedingungen eine Verifizierung zu erreichen.

5.2.2 Thermodynamische Phase

Die Auswertungen zur Bestimmung der thermodynamischen Phase sind in Abbildung 5.4b dargestellt. Die drei Meßzeiträume mit reiner Eisbewölkung werden dabei auf den maximalen Ausgabewert von 1,05 abgebildet und werden folglich korrekt als Eiswolke interpretiert. Für die als Quellbewölkung bezeichneten Spektren ergibt sich ein abrupter Übergang von hohen zu niedrigen Ausgabewerten etwa ab dem Spektrum 15. Die Videoaufzeichnungen zeigen etwa in diesem Bereich den Beginn der Quellbewölkung und eine gleichzeitige rapide Abnahme der optischen Dicke der Eisbewölkung. Trotz der zunächst noch vorhandenen Cirrusbewölkung, wird die weitere Szene als Wasserbewölkung interpretiert.

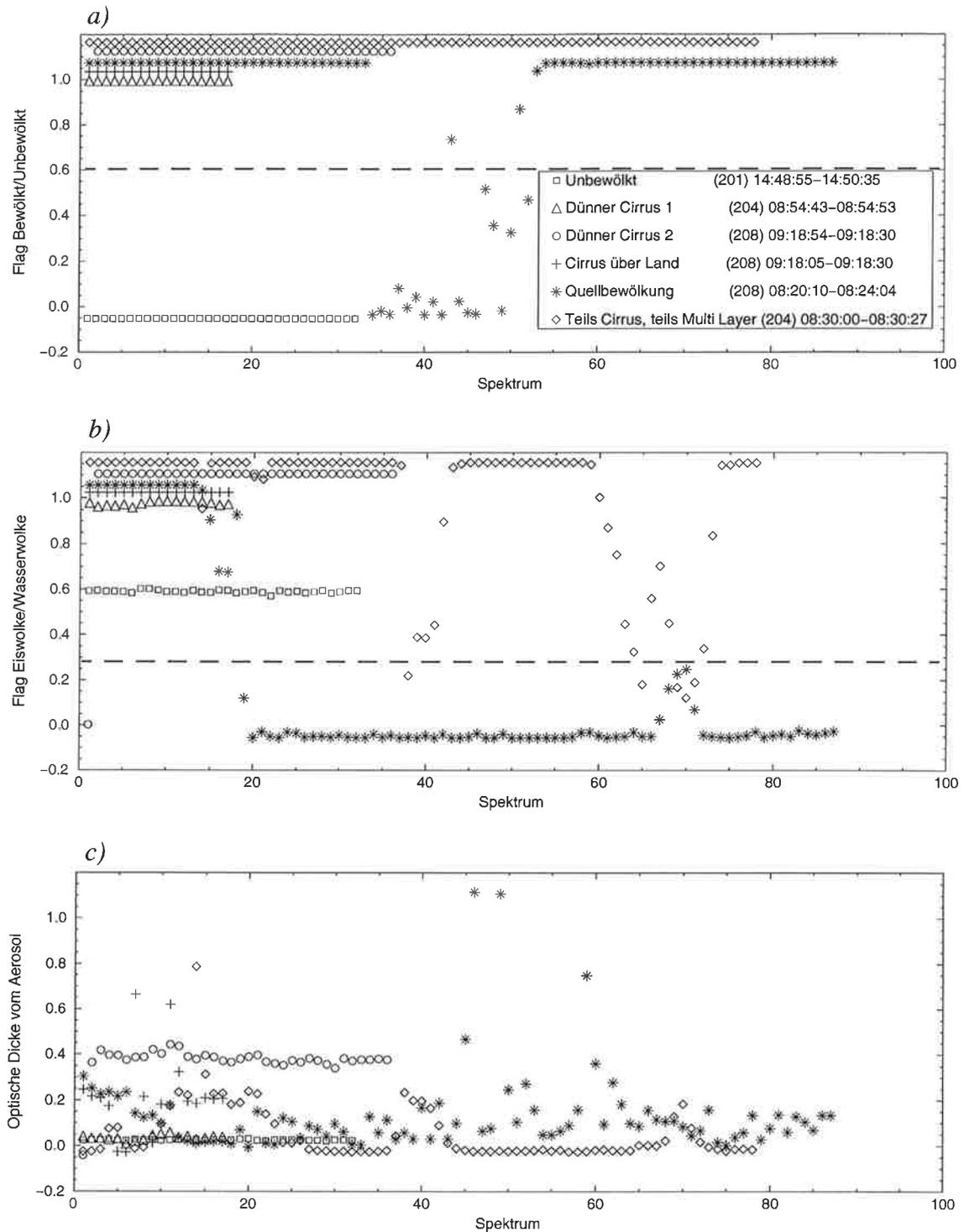


Abbildung 5.4: Für sechs ausgesuchte Meßzeiträume berechnete Werte für die drei Größen a) Wolke ja/nein, b) Eiswolke oder Wasserwolke und c) optische Dicke der Aerosole bei $0,55 \mu\text{m}$. Die Anzahl der Spektren pro Meßzeitraum ist unterschiedlich, daher sind die entsprechenden Symbolreihen verschieden lang. Zur besseren Darstellung wurden in a) und b) die auf den maximalen Ausgabewert abgebildeten Datenpunkte vertikal geringfügig verschoben. Die gestrichelten Linien markieren die verwendeten Schwellwerte bei der Unterscheidung bewölkt/unbewölkt bzw. Eiswolke/Wasserwolke.

Gleiches zeigt sich für die als *teils Cirrus, teils Multi Layer* bezeichnete Meßphase, wo um Spektrum 38 und 68 herum unterhalb der Eisbewölkung kleinere Quellwolkenelemente zu beobachten sind. Diese Ergebnisse verwundern jedoch nicht, da das Verfahren nicht für den allgemeineren Fall von Mehrschichtbewölkung, sondern allein für die als bewölkt aber nicht mehrfachgeschichteten Szenen entwickelt wurde. Auf eine Erkennung von Mehrschichtbewölkung wird erst in Abschnitt 5.2.4 eingegangen.

5.2.3 Optische Dicke des Aerosols

Die Ergebnisse zur Bestimmung der optischen Dicke des Aerosols für eine Wellenlänge von $0,55 \mu\text{m}$ unter der Annahme eines bestimmten, den Simulationen zugrundeliegenden Aerosolmodells, sind im unteren Teil von Abbildung 5.4 dargestellt. Betrachten wir zunächst nur die Datenelemente, die über Ozean und ohne Wasserbewölkung bestimmt wurden, so zeigen sich für die beiden Missionen 201 und 204 geringe optische Dicken nahe bei null. Eine Anwendung auf die drei Hauptflugabschnitte während der Mission 204, ergab geringfügig höhere Werte von im Mittel 0,12. Zwar existieren keine unabhängigen Messungen zur tatsächlichen optischen Dicke der Aerosole, die für eine Verifizierung zu Hilfe genommen werden könnten. Jedoch zeigen die Videoaufzeichnungen, daß es sich bei beiden Missionen um ausgesprochen klare Tage gehandelt hat, so daß die abgeleiteten niedrigen Werte plausibel erscheinen.

Für den Cirrusfall über Wasser während der Mission 208, findet man eine deutlich höhere optische Dicke um etwa 0,4. Die Anwendung auf die drei Hauptflugabschnitte zeigt etwas niedrigere Werte von im Mittel 0,3. Auch dies erscheint, in Anbetracht des diesigen Wetters während des Meßtages, als eine realistische Abschätzung, so daß angenommen werden kann, daß für geringe optische Dicken der Eiswolke die optische Dicke der Aerosolschicht über Wasser zumindest als Mittelwert eines längeren Flugabschnitts mit einer Genauigkeit von 0,1 bestimmt werden kann. Die in Abschnitt 5.3 für die Auswertung der EUCREX-Flugabschnitte als Eingabeparameter benötigte optische Dicke des Aerosols, kann somit mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden.

Demgegenüber zeigen sich über Land oder im Falle von Untergrundbewölkung, deutliche und unrealistische Variationen der abgeleiteten optischen Dicke, die auf den im Verfahren nicht berücksichtigten Einfluß des Untergrundes zurückzuführen sind. Das Verfahren erscheint somit für diese Fälle nicht verwendbar zu sein. Andererseits sinkt für diese Fälle auch die relative Bedeutung des Aerosols im Vergleich zum Einfluß des Untergrundes.

5.2.4 Eiswolken bei Mehrschichtbewölkung

Abbildung 5.5 zeigt die Ausgabewerte des in Abschnitt 4.3.2 entwickelten Verfahrens zur Erkennung von Eis- und Wasserwolken über Meer und der Abschätzung der optischen Dicke einer eventuell vorhandenen Eiswolkenerschicht. Für die Eiswolkenenerkennung ergeben sich lediglich

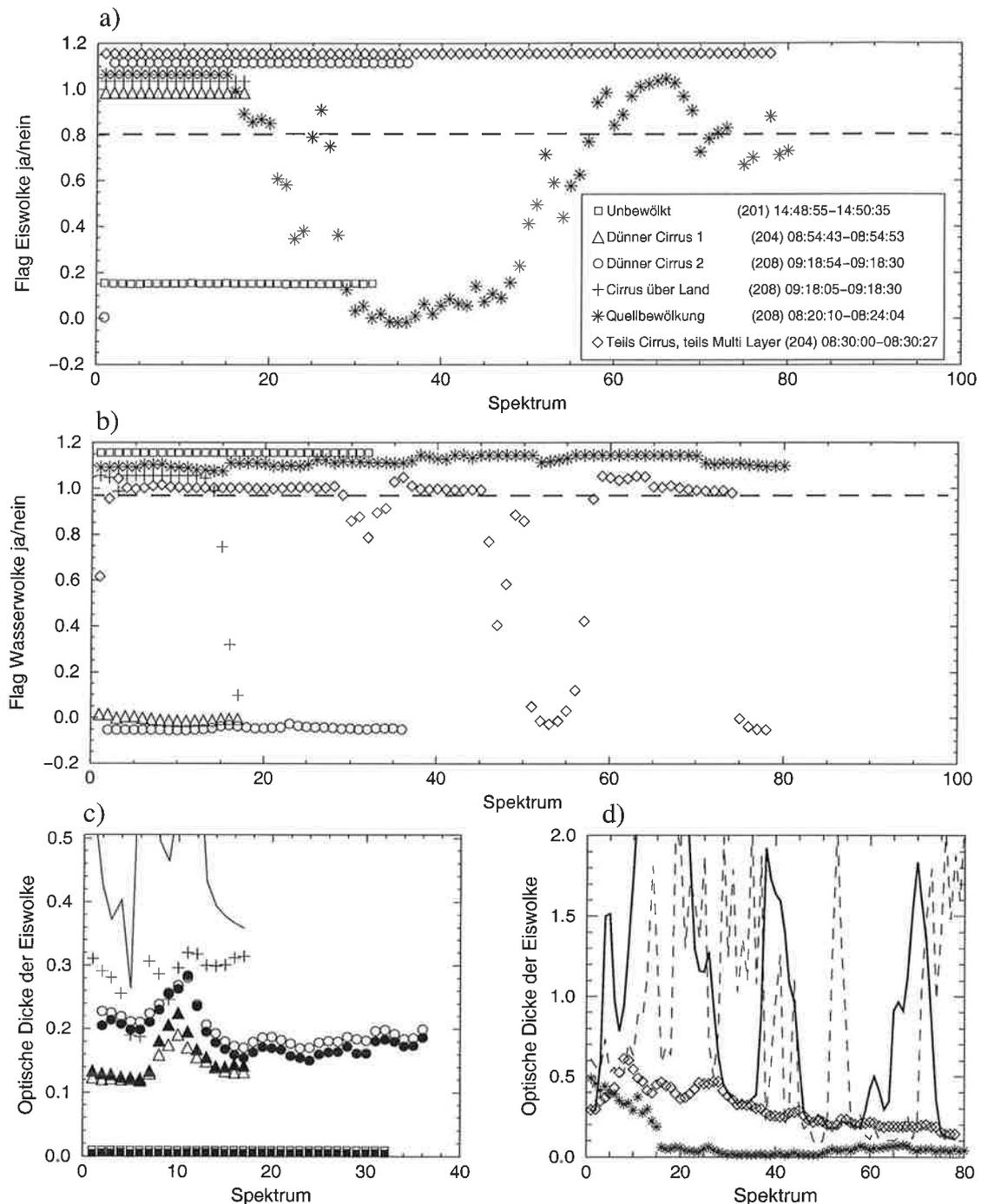


Abbildung 5.5: Untersuchung der ausgesuchten Meßzeiträume aus Tabelle 5.2 mit dem Algorithmus für Mehrschichtbewölkung. a) Eiswolke ja/nein, b) Wasserwolke ja/nein. Zur besseren Darstellung wurden in a) und b) die auf den maximalen und minimalen Ausgabewert abgebildeten Datenpunkte vertikal geringfügig gegeneinander verschoben. c) und d) Optische Dicke der Eiswolke bei $0,55 \mu\text{m}$ (unterschiedliche Ordinaten-skala). Dabei gelten die Symbole aus der Legende in a). Zusätzlich eingezeichnet sind die berechneten optischen Dicken bei Verwendung des Verfahrens für reine Eisbewölkung aus Anhang B.3 (Unbewölkt: gefülltes Quadrat, Cirrus aus Mission 204: gefülltes Dreieck, Cirrus aus Mission 208: gefüllter Kreis, Cirrus über Land: durchgezogene Linie, Quellbewölkung: gestrichelte Linie, Teils Multi Layer: fette Linie).

für die als *Quellbewölkung* bezeichnete Meßsituation Unterschiede zum ersten, bereits in Abschnitt 5.2.1 diskutierten Verfahren. Dabei interpretiert der neue Algorithmus wesentlich weniger Datenpunkte als mit Eiswolken bedeckt. Ein Vergleich des Flags für Eiswolken mit der in Abbildung 5.5d dargestellten optischen Dicke (Sterne) zeigt, daß der Schwellwert bei sehr geringen optischen Dicken von etwa 0,04 überschritten wird. Sofern die hier berechneten optischen Dicken stimmen, erscheint eine Erkennung von Eiswolken somit nicht erst ab optischen Dicken von 0,1 möglich zu sein, sondern trotz dichter Untergrundbewölkung bereits bei deutlich geringeren Werten. Eine genauere Analyse ist allerdings aufgrund mangelnder Vergleichsmessungen nicht möglich. Die Abweichungen zu den Ergebnissen in Abschnitt 5.2.1 zeigen, daß der dort untersuchte Algorithmus nicht für die Erkennung von Eiswolken im allgemeinen Fall von Mehrschichtbewölkung geeignet ist.

Abbildung 5.5b zeigt für die selben Meßzeiträume die ermittelten Werte des Flags für Wasserbewölkung. Wie schon die Überprüfung des Verfahrens mit Simulationen in Abschnitt 4.3.2 gezeigt hat, wird auch hier die unbewölkte Situation fälschlicherweise als mit Wasserwolken bedeckt interpretiert. Die beiden Fälle reiner Eisbewölkung über Meer werden richtig eingestuft, nicht dagegen die Situationen über Land. Für die Situationen dichter Quellbewölkung wird auch Wasserbewölkung erkannt. Interessant ist die Situation, die als *Teils Cirrus, teils Multi Layer* bezeichnet wird. Der Algorithmus erkennt den Wechsel von reiner Eisbewölkung zu Situationen mit Eisbewölkung und darunter liegender Quellbewölkung. Abbildung 5.5d zeigt die dazu berechnete optische Dicke der Eiswolkenschicht (Karas). Zusätzlich wurde die optische Dicke eingezeichnet, die sich bei Verwendung des Algorithmus für reine Eisbewölkung aus Abschnitt 4.2.3 ergibt (dicke durchgezogene Linie). Dabei wurde als optische Dicke der Aerosolschicht der in Abschnitt 5.2.3 für die betrachtete Mission 204 abgeleitete mittlere Wert von 0,12 angenommen. Man erkennt eine hervorragende Übereinstimmung der abgeleiteten Werte für die Bereiche, in denen das Verfahren reine Eisbewölkung erkennt und starke Abweichungen für die als Mehrschichtbewölkung interpretierten Fälle. Dagegen scheint das neue Verfahren auch bei Mehrschichtbewölkung realistische Werte zu ermitteln.

Ein ähnliches Ergebnis zeigt sich für die als *Quellbewölkung* bezeichnete Situation (Sterne und gestrichelte Linie in Teilabbildung d). Für die beiden Fälle reiner Eisbewölkung über Meer und dem unbewölkten Meßfall, ergeben sich sehr gute Übereinstimmungen (Teilabbildung c). Dagegen zeigen sich bei Eiswolken über Land zu große Abweichungen (Plus-Zeichen und durchgezogene Linie in Teilabbildung c). Die Anwendung der Verfahren sollte somit auf Meeresgebiete beschränkt bleiben.

Wie bereits erwähnt, kann eine Verifizierung mit Hilfe von Vergleichsmessungen für die sechs untersuchten Meßzeiträume nicht erfolgen. Es kann somit lediglich festgestellt werden, daß die Ergebnisse sehr plausibel erscheinen und die Größenordnungen mit dem visuellen Eindruck der Videoaufzeichnungen übereinstimmen. Die Verfahren scheinen somit geeignet zu sein, um im folgenden Kapitel eine Abschätzung der beiden Parameter Effektivradius und optische Dicke von Eiswolken und einen Vergleich mit unabhängigen Messungen vorzunehmen.

5.3 Auswertung der EUCREX-Fälle bezüglich reiner Eisbewölkung

Im folgenden soll auf die Auswertung der Fernerkundungsmessungen der einzelnen Missionen hinsichtlich der Größen Effektivradius und optische Dicke von Eisbewölkung eingegangen werden. Dies geschieht getrennt für die vier Eiswolkenmissionen während EUCREX 94. Während für die beiden ersten Missionen 204 und 205 verschiedene Vergleichsmöglichkeiten mit den Ergebnissen der in Abschnitt 5.1.2 aufgeführten Meßinstrumente sowie mit Satellitendaten des AVHRR-Sensors vorliegen, und somit eine Art Verifizierung möglich ist, können für die beiden Missionen 208 und 209 lediglich die aus OVID-Daten abgeleiteten Ergebnisse gezeigt und Plausibilitätsbetrachtungen vorgenommen werden. Entsprechend werden die Ergebnisse der ersten beiden Meßfälle ausführlicher dargestellt. Die beiden anderen Missionen werden hingegen nur kurz analysiert.

5.3.1 17. April 1994 (Missionen 204 und 205)

Allgemeine Wetterlage

Für den 17. April zeigen die Wetterkarten ein Hochdruckgebiet mit Zentrum über dem Nordatlantik, das bis nach England reicht. Gleichzeitig dehnt sich ein ausgeprägtes Tiefdrucksystem mit Schwerpunkt über Südfrankreich von Norditalien bis in die östlichen Bereiche von Spanien aus. Dieses Drucksystem, in Verbindung mit einem weiteren Tiefdruckgebiet über Nordisland und Schweden, führt zu einer nordöstlichen Luftströmung polaren Ursprungs über Südengland in Richtung der Bretagne. Die Cirrenbildung entsteht durch einen Höhenwirbel, der sich während der Meßphase über Nordwestspanien befand. Hierdurch kam es zu einer aufsteigenden, nordnordöstlichen Luftströmung an der Nordwestküste der Bretagne, sowie einer quasi östlichen Höhenströmung an der Südküste der Bretagne. Die Flugabschnitte fanden im Kaltsektor der Front statt.

Das NOAA-12 AVHRR-Bild von 08:55 UTC wird im linken Teil der Abbildung 5.6 dargestellt und zeigt die großskalige Bewölkung während der beiden Missionen 204 und 205. Der Satellitenüberflug lag nur etwa 15 Minuten vor dem Zeitpunkt des Hauptflugabschnitts F3 der Falcon während der Mission 204, so daß man sehr gut die vermessenen Wolkenstrukturen erkennen kann. Dies erlaubt auch einen direkten Vergleich der abgeleiteten Effektivradien. Die während der Nachmittagsmission 205 untersuchten Cirruswolken befinden sich zu diesem Zeitpunkt im wesentlichen noch über der Bretagne nordöstlich des Flugabschnitts. Ein zeitnahes Satellitenbild liegt dafür nicht vor. Die ebenfalls eingezeichneten, durchgezogenen Linien zeigen die vor den Flügen für beide Missionen festgelegten Meßstrecken.

Die Luft war insgesamt sehr klar. Die Flugbeobachtung sowie die Meßergebnisse insbesondere der tieferfliegenden ARAT ergaben, daß während Mission 204 quasi reine Eisbewölkung auftrat. Dies deckt sich mit den ECMWF-Analysen (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*), die im Bereich der Bretagne für die obere Troposphäre aufsteigende und für die tiefer-

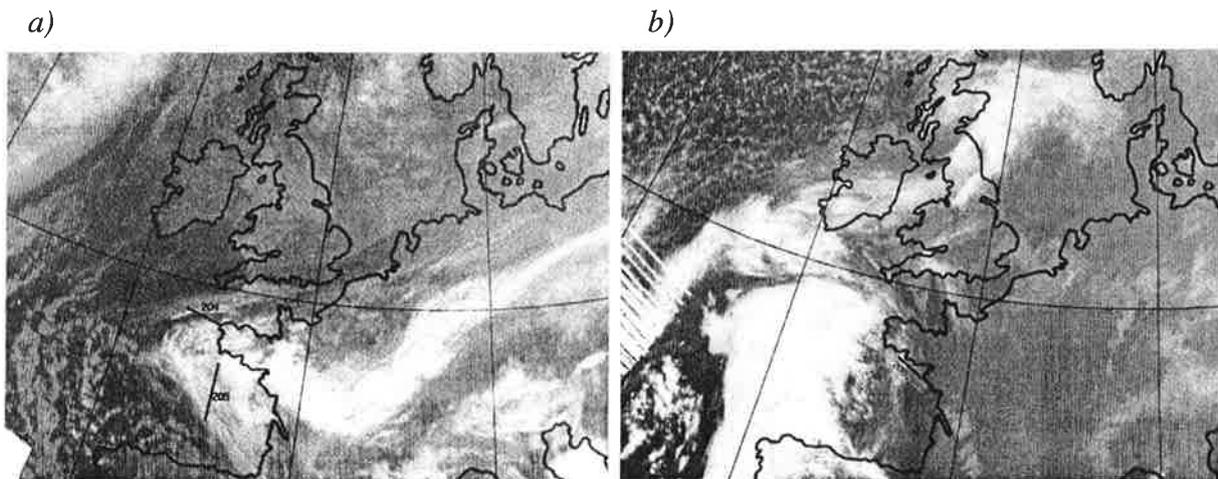


Abbildung 5.6: NOAA-12 AVHRR-Bilder im IR-Kanal 4 ($10,3\text{--}11,3\ \mu\text{m}$) für a) 17. April 1994, 08:55 UTC. b) 22. April 1994, 08:45 UTC. Die Meßstrecken für die Missionen 204 und 205 (a) bzw. 208 und 209 (b) sind als schwarze Linien eingezeichnet.

liegenden Druckniveaus absteigende Geschwindigkeitskomponenten ergaben (Fouilloux und Jaquinta, 1998). Demgegenüber war während der Nachmittagsmission, unterhalb einer teilweise dichten Eisbewölkung, vereinzelt auch tieferliegende konvektive Bewölkung zu beobachten. Die Flugbeobachtung ergab für den nördlichen Rand des Flugabschnitts tiefliegende, sehr dichte konvektive Bewölkung. Eine daran anschließende etwa vier Achtel Strato- oder Altocumulusbewölkung löste sich bis zur Mitte des Flugabschnitts auf.

Die Windgeschwindigkeiten im Cirrus-Niveau lagen während des Meßzeitraums bei etwa $25\ \text{m/s}$. Die Temperaturprofile aus den *in situ*-Messungen der Falcon bei Auf- und Abstieg sowie die Temperaturprofile der Radiosondenmessungen zeigen relativ gute Übereinstimmungen. So lag die Tropopausenhöhe während der beiden Missionen 204 und 205 bei $10,5 \pm 0,3\ \text{km}$ und einer Temperatur von -62°C . Die mittlere Temperaturabnahme in der oberen Troposphäre mit der Höhe betrug $6,9^\circ\text{C/km}$.

Ogleich alle drei auf der Falcon verwendeten Feuchtesensoren (Vaisala Humicap-Sensor, Lyman- α -Sensor und Taupunkthygrometer) in Höhen oberhalb von etwa $400\ \text{hPa}$ hohe Fehler aufweisen (Sauvage et al., 1999), läßt sich eine allgemeine Aussage über die mittlere Feuchteschichtung machen. So zeigen die Messungen oberhalb der Grenzschicht drei wesentliche Feuchteschichten: bei 3 bis 5 km Höhe mit maximalen relativen Feuchten von 30 bis 50%, bei 7 bis 9 km Höhe mit maximalen relativen Feuchten von 40 bis 60% und bei 10 bis 11,5 km mit nur geringen relativen Feuchten von 5 bis 20%.

Auswahl der Meßzeiträume

Wie bereits erwähnt, konnten aufgrund der deutlich unterschiedlichen Geschwindigkeiten bei der Flugzeuge, keine vollständig koordinierten und synchronen Überflüge stattfinden. Die zeitliche Abfolge der Flugbewegungen wird in Tabelle 5.3 angegeben und in Abbildung 5.7 graphisch veranschaulicht.

Tabelle 5.3: Beschreibung der einzelnen Flugabschnitte der Falcon und der ARAT für die Missionen 204 und 205. Dargestellt sind die Bezeichnung der Abschnitte (z.B. F1 für den ersten Flugabschnitt der Falcon), Beginn und Ende der Messung, dazugehörige Entfernungen zu CROSS Corsen sowie die mittlere Flughöhe.

Mission 204				Mission 205			
Falcon		ARAT		Falcon		ARAT	
F1	08:34-08:43 29-124 km 11200 m			F1	13:01-13:25:20 63-318 km 10650 m	A1	12:57-13:24 216-110 km 4600 m
F2	08:47-08:57 100-1 km 11200 m			F2	13:30-13:40:30 275-190 km 10650 m	A2	13:28-14:03 94-319 km 4590 m
F3	09:06:50-09:14:30 35-117 km 11600 m	A1	09:08-09:26 1-104 km 4580 m	F3	13:46-13:56 229-328 km 9400 m		
F4	09:22-09:36 133-0 km 9420 m			F4	14:01:30-14:06:20 299-258 km 8500 m		
F5	09:41-09:51 10-102 km 8800 m	A2	09:33-10:00 144-4 km 4600 m	F5	14:12:50-14:14:10 306-321 km 7900 m	A3	14:04-14:14 323-277 km 4620 m
F6	09:55-10:05 94-1 km 8200 m	A3	10:03-10:18 2-93 km 4560 m				

Man erkennt, daß sich für Mission 204 ein Flugabschnitt (A1 bzw. F3) und für Mission 205 zwei Flugabschnitte (A1 bzw. F1 und A2 bzw. F2) für eine intensive Auswertung eignen, da hier die Falcon oberhalb des Cirrusfeldes flog und beide Flugzeuge ihre Messungen aufgenommen hatten. Die beiden weiteren Flugabschnitte der Falcon F1 und F2 während Mission 204 werden ebenfalls ausgewertet und dienen als Indikator für die zeitliche Variabilität der abgeleiteten mikrophysikalischen Parameter während der Meßphase.

Auswertung der Mission 204

Die Darstellungen zu Beginn des Abschnitts haben gezeigt, daß für die Hauptflugabschnitte während der Mission 204 keine tiefliegende Quellbewölkung zu beobachten war. Eine Anwendung des Algorithmus für Mehrschichtbewölkung ist somit nicht notwendig. Es können direkt die in Abschnitt 4.2.3 entwickelten Verfahren zur Bestimmung von Effektivradius und optischer Dicke bei reiner Eisbewölkung verwendet werden.

Zunächst soll auf die Bestimmung der optischen Dicke eingegangen werden. Die Zusammenfassung der Flugabschnitte in Tabelle 5.3 hat gezeigt, daß sich besonders für Mission 204 ein Vergleich der zeitnahen Flugabschnitte F3 und A1 anbietet. Abbildung 5.8a zeigt die aus OVID-

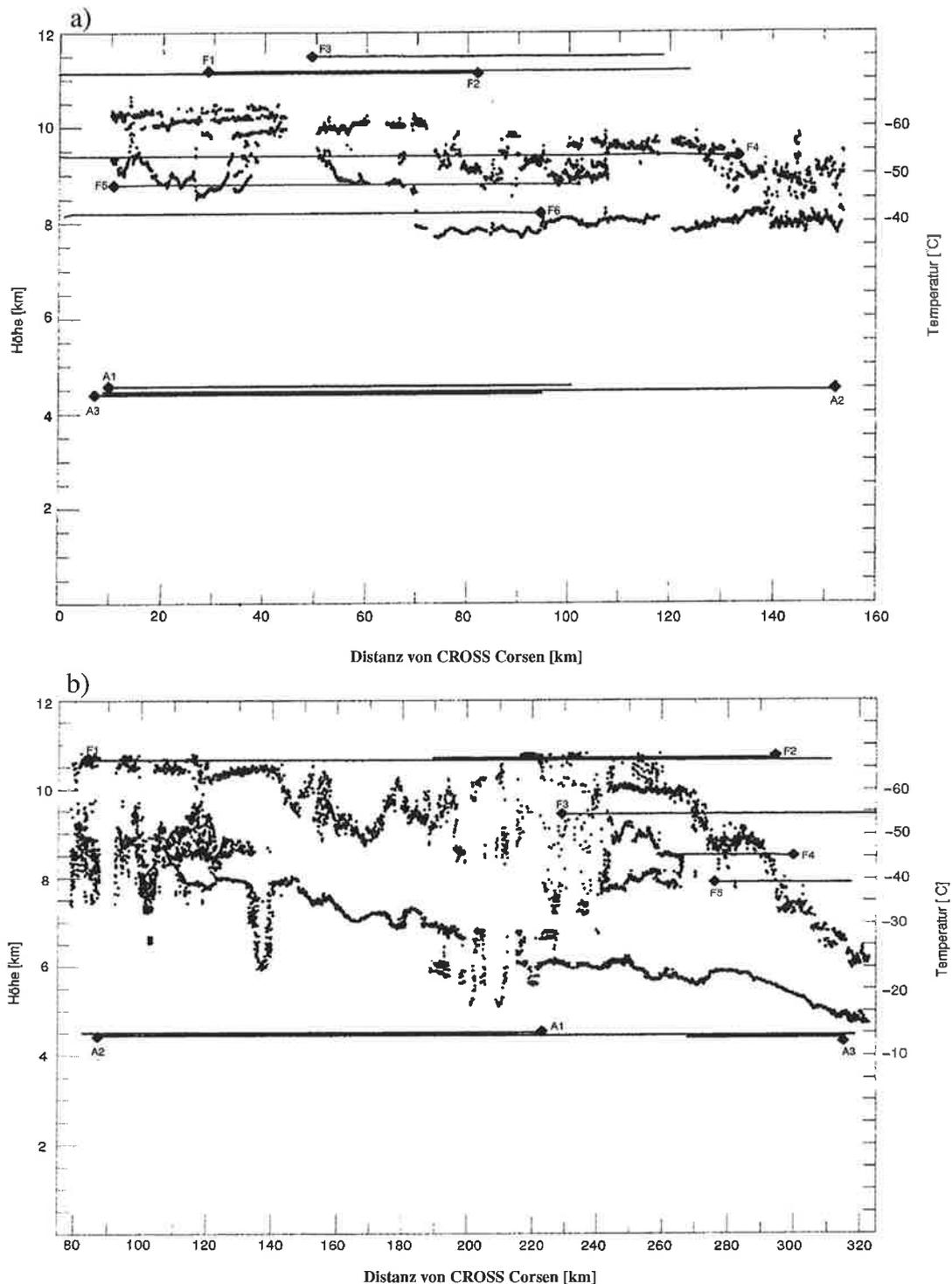


Abbildung 5.7: Darstellung der Flugabschnitte von Falcon (F) und ARAT (A) für die beiden Missionen a) 204 und b) 205. Die dazugehörigen Informationen über Zeitpunkt, Flugstrecke und Flughöhe sind der Tabelle 5.3 zu entnehmen. Der Beginn der Flugabschnitte ist jeweils durch ein Karo angedeutet. Die Punkte markieren Ober- und Untergrenze der Cirrusbewölkung, abgeleitet aus den LEANDRE-Rückstreuprofilen für Flugabschnitt A1 in Mission 204 und für Flugabschnitt A2 in Mission 205 (Quelle: Sauvage et al., 1999). Die am rechten Rand angegebenen Temperaturwerte wurden aus den Aufstiegsprofilmessungen der Falcon bestimmt.

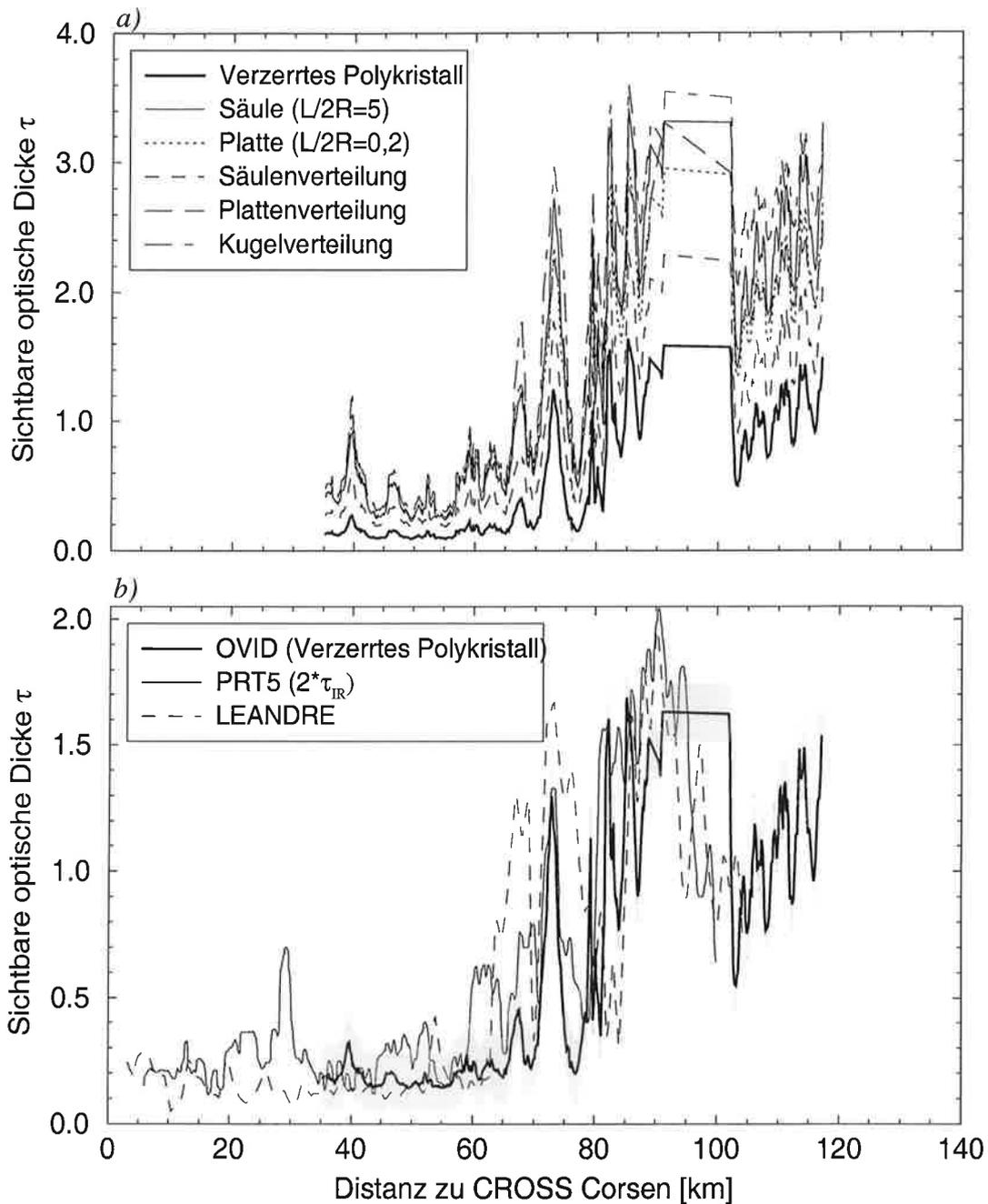


Abbildung 5.8: Abgeleitete optische Dicken des sichtbaren Spektralbereichs entlang des Flugabschnitts aus verschiedenen Meßinstrumenten und verschiedenen Annahmen bzgl. der Teilchenform für die Hauptflugabschnitte F3 bzw. A1 der Mission 204 von EUCREX 94. a) Aus OVID-Daten an Bord der Falcon unter der Annahme von sechs verschiedenen Teilchenformen. b) Aus OVID-Daten an Bord der Falcon unter der Annahme eines verzerrten Polykristalls, sowie aus IR-Radiometer-Messungen und Lidar-Messungen an Bord der ARAT. Die sichtbare optische Dicke wurde im Falle des IR-Radiometers dadurch abgeschätzt, daß die optische Dicke im Infraroten mit einem Faktor zwei multipliziert wurde. Der grau schattierte Bereich begrenzt den Fehlerbereich der OVID-Messungen.

Daten bei verschiedenen Annahmen über die Teilchenform abgeleiteten optischen Dicken bei $0,55 \mu\text{m}$, bestimmt in Abhängigkeit von der Entfernung zum Stützpunkt CROSS Corsen. Die dabei angenommene optische Dicke des Aerosols beträgt $0,12$ und wurde mit Hilfe des in Anhang B.1 beschriebenen Algorithmus als Mittel über die drei Flugabschnitte F1 bis F3 ermittelt.

Man erkennt, daß, je nach angenommener Teilchenform, Unterschiede von bis zu einem Faktor zwei in der ermittelten optischen Dicke der Eiswolke auftreten. Dabei führt die Annahme von verzerrten Polykristallen oder von Verteilungen von Säulen zu den geringsten Werten der optischen Dicke, während die anderen Kristallformen deutlich höhere Werte ergeben. Die zwischen etwa 90 und 105 km auftretenden, scheinbar konstanten Verläufe resultieren aus Übersteuerungen bei der Messung. Die eingestellte Belichtungszeit war nicht geeignet, um die während des Flugabschnitts auftretenden maximalen optischen Dicken zu bestimmen. Allerdings kann aus benachbarten, nicht übersteuerten Spektralbereichen näherungsweise auf die optischen Dicken während dieser Zeitspanne geschlossen werden. Diese Abschätzung führt, bei Annahme eines verzerrten Polykristalls, zu Maximalwerten von annähernd zwei. Die Annahme anderer Teilchenformen führt zu entsprechend höheren Werten. Im unteren Teil b) der Abbildung ist wiederum die aus OVID-Daten unter der Annahme eines verzerrten Polykristalls bestimmte optische Dicke des Flugabschnitts F3 dargestellt. Diesmal wurde zusätzlich der Fehlerbereich angegeben (grau schattierter Bereich). Desweiteren sind die für den Flugabschnitt A1 der ARAT aus dem LEANDRE-Lidar und dem PRT5-Barnes-Radiometer abgeleiteten optischen Dicken angegeben, wobei für die Infrarot-Messungen die Abschätzung dadurch erfolgte, daß die eigentlich abgeleitete optische Dicke im Infraroten mit einem Faktor zwei multipliziert wurde. Diese Annahme sollte im Gültigkeitsbereich der geometrischen Optik, also für nicht zu kleine Kristalle, eine gute Näherung sein.

Wie bereits in Abschnitt 5.1.2 dargelegt, wurde eine Anpassung der Lidarergebnisse an die Infrarot-Messungen vorgenommen, indem der Mehrfachstreu-Korrekturterm derart gewählt wurde, daß eine möglichst gute Übereinstimmung der abgeleiteten optischen Dicken auftritt. Insofern ergibt sich für beide Instrumente ein gleich hoher Fehler, der mit 10% angegeben wird. Obgleich beide Instrumente auf der selben Plattform installiert waren und eine entsprechende Anpassung der Ergebnisse vorgenommen wurde, zeigen sich deutlich abweichende Verläufe, die ein Ausdruck der räumlichen Variabilität der Wolkenstrukturen wiedergeben. Insofern ist es auch nicht überraschend, daß die zeitlich um einige Minuten verschobenen OVID-Messungen an Bord der Falcon, erst recht andere Strukturen wiedergeben. Es kann somit lediglich ein Vergleich der Größenordnungen vorgenommen werden.

Dieser Vergleich zeigt eine gute Verifizierung der OVID-Auswertungen nur für den Fall, daß als Kristallform ein verzerrtes Polykristall angenommen wird. Hier zeigen sich für den optisch dicken Bereich des Flugabschnitts zwischen 70 und 100 km sehr gute Übereinstimmungen. Bei Annahme anderer Teilchenformen ergeben sich dagegen deutliche Überschätzungen von, je nach Teilchenform, 40 bis 120% .

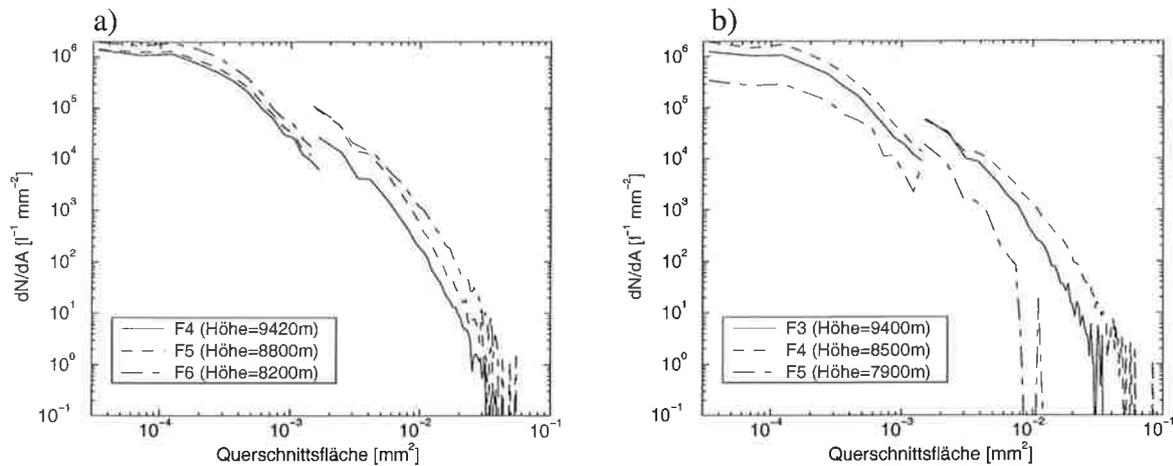


Abbildung 5.9: *Mittlere Größenverteilungen über die einzelnen Flugabschnitte, abgeleitet aus den in situ-Messungen der OAP-2D2-C und der FSSP-100, dargestellt in Abhängigkeit von der Querschnittsfläche. a) Für die Flugabschnitte F4 bis F6 der Mission 204. b) Für die Flugabschnitte F3 bis F5 der Mission 205.*

Für einen Vergleich der mit OVID abgeleiteten Effektivradien bieten sich zwei unabhängige Messungen an. Zum einen gab es wenige Minuten vor Beginn des Hauptflugabschnitts F3 einen NOAA-Überflug, so daß mit Hilfe der in Abschnitt 1.3 skizzierten Methode aus den Helligkeits-temperaturdifferenzen zweier Infrarot-Kanäle des AVHRR-Sensors ein Effektivradius für semi-transparente Eiswolken ermittelt werden kann (Inoue, 1985). Zum anderen wurden, wie bereits erläutert, im Anschluß an die Fernerkundungsmessungen der Falcon, mehrere Flugabschnitte in verschiedenen Höhenschichten des Cirrusfeldes vorgenommen, um *in situ*-Messungen zu ermöglichen.

Die Auswertungen der AVHRR-Szene für 8:55 UTC wurden von Chepfer et al. (1999) unter der Annahme einer Gamma-Verteilung von Eiskugeln durchgeführt. Mit Hilfe der aus den Bordrechnerdaten der Falcon ermittelten mittleren Windvektoren im Cirrus-Niveau, wurden im Satellitenbild diejenigen Bildpunkte ermittelt, die dem jeweiligen Überflugzeitpunkt der Falcon entsprachen. Dabei wurde angenommen, daß jedes Pixel horizontal homogen und somit entweder vollständig bewölkt oder vollständig unbewölkt ist. Bei einer Distanz von 50 und 100 km zwischen dem Wolkenfeld und der Station CROSS Corsen liegt der mittlere Effektivradius bei großer Variabilität zwischen den einzelnen Bildpunkten bei 20 μm . Für den optisch dichtesten Bereich zwischen 80 und 100 km ergeben sich geringfügig höhere Werte bis etwa 25 μm .

Anders, als im nahen Infrarot, ist der Absorptionskoeffizient im thermisch infraroten Spektralbereich, aufgrund des deutlich höheren Imaginärteils des Brechungsindex im wesentlichen proportional zum geometrischen Querschnitt. Das Volumen und somit eine Information über die Teilchenform spielt dabei keine Rolle. Der mit dem Verfahren abgeleitete Effektivradius ist somit, im Gegensatz zu der in dieser Arbeit verwendeten Definition aus Gleichung (3.17), als Radius einer oberflächenäquivalenten Kugel zu interpretieren.

Die aus den *in situ*-Messungen der optischen Sonde sowie der Streusonde ermittelten Größenverteilungen in Abhängigkeit der geometrischen Querschnittsfläche sind für die beiden Flugmissionen 204 und 205 in Abbildung 5.9 dargestellt. Tabelle 5.4 zeigt die daraus berechneten Effektivradien für die sechs in dieser Arbeit näher untersuchten Kristallformen bzw. Verteilungen von Kristallformen. Ebenfalls in der Tabelle dargestellt sind die Effektivradien aus den Satellitenmessungen, die sich bei verschiedenen Annahmen über die Teilchenform ergeben. Man findet eine sehr gute Übereinstimmung zwischen *in situ*-Messungen des oberen Flugabschnitts F4 und AVHRR-Auswertungen. Die beiden tieferliegenden Flugabschnitte weisen dagegen gegenüber den Satellitenmessungen deutlich zu hohe Werte auf. In Anbetracht der Tatsache, daß Eiswolken im thermisch infraroten Spektralbereich bereits bei relativ geringen optischen Dicken nahezu opak wirken und somit nur Strahlung aus dem oberen Bereich der Wolke den Satellitensensor erreichen kann, erscheint diese Übereinstimmung sehr gut zu sein.

Die aus OVID-Messungen des Hauptflugabschnitts F3 bei verschiedenen Annahmen zur Teilchenform abgeschätzten Werte des Effektivradius, zeigt Abbildung 5.10a. Dabei wurde zur besseren Darstellung ein gleitendes Mittel über 50 Datenpunkte gezogen. Betrachtet man zunächst den Bereich mit optischen Dicken größer 0,5, der am ehesten dem für die Satellitenmessungen ausgewählten Bereichen entspricht, so ergeben sich befriedigende Übereinstimmungen mit den AVHRR-Auswertungen nur bei der Annahme von Säulenverteilungen. Säulen, Platten und Kugelverteilungen ergeben zu geringe Werte, Plattenverteilungen dagegen zu hohe Werte. Auch der für verzerrte Polykristalle abgeleitete mittlere Effektivradius von $21 \mu\text{m}$ ist deutlich höher als der aus AVHRR-Messungen abgeschätzte Wert von $16 \mu\text{m}$. Dies läßt sich zum Teil dadurch erklären, daß die Eiswolke im nahen Infrarot deutlich transparenter ist als im thermischen Infrarot und somit wesentlich mehr Signale aus den tieferen Wolkenschichten mit im Mittel größeren Kristallen erhält. Andererseits ist fraglich, ob eine ausreichend genaue Zuordnung der Satellitenbildpunkte zu den Meßpunkten des Hauptflugabschnitts F3 gelungen ist. Der Ver-

Tabelle 5.4: *Mittlere Effektivradien in μm für Satellitenmessungen des AVHRR-Sensors sowie für die in Abbildung 5.9 dargestellten in situ-Messungen verschiedener Flugabschnitte während der Missionen 204 und 205, jeweils unter der Annahme verschiedener Teilchenformen. Siehe dazu auch die Auflistung in Tabelle A.2 im Anhang A.2.*

Kristallform	Mission 204				Mission 205		
	AVHRR	F4	F5	F6	F3	F4	F5
Verzerrtes Polykristall	16	15,5	18,7	20,3	18,8	23,3	12,5
Säule ($L/2R=5$)	15	14,5	17,5	19,4	17,6	21,9	12,0
Platte ($L/2R=0,2$)	15	14,6	17,6	19,5	17,7	22,0	12,0
Säulenverteilung	16	15,8	18,5	19,8	18,6	22,5	14,8
Plattenverteilung	11,3	11,0	12,2	12,8	12,3	13,9	10,7
Kugelverteilung	25	24,7	29,5	31,7	29,2	35,7	22,2

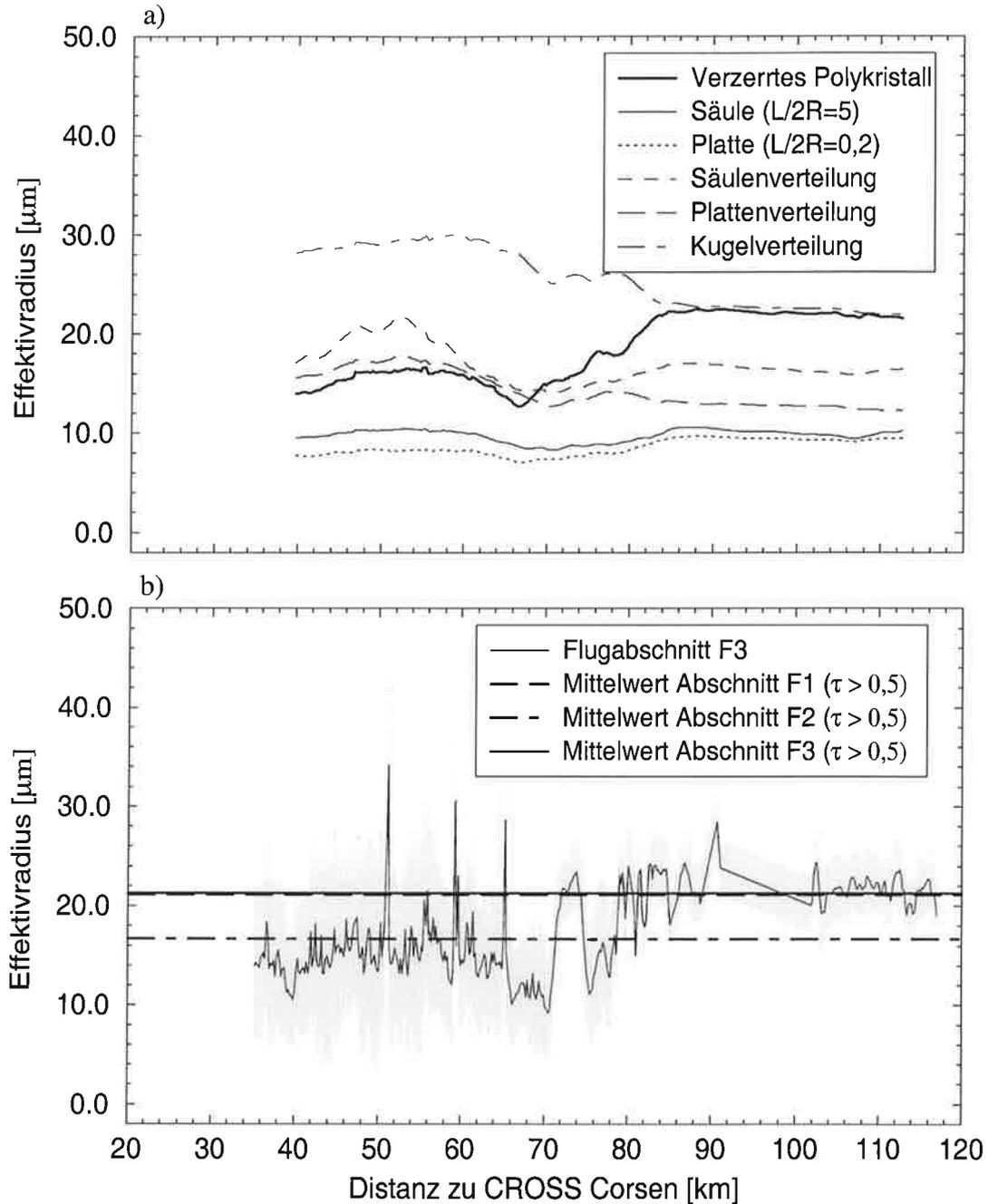


Abbildung 5.10: Abgeleitete Effektivradien entlang der Flugabschnitte während Mission 204 aus OVID-Messungen bei verschiedenen Annahmen bzgl. der Teilchenform und einer angenommenen optischen Dicke des Aerosols von 0,12. a) Für den Hauptflugabschnitt F3 bei sechs verschiedenen Annahmen über die Teilchenform. Zur besseren Darstellung wurden auf die Zeitreihen gleitende Mittel über 50 Datenpunkte angewendet. b) Zum einen zeigen die drei konstanten Geraden für die drei Flugabschnitte F1 bis F3 die Mittelwerte der abgeleiteten Effektivradien für alle Meßwerte mit optischen Dicken größer 0,5, wobei als Kristallform ein verzerrtes Polykristall angenommen wurde. Desweiteren ist die bereits unter (a) gezeigte Meßreihe des Flugabschnitts F3, diesmal ungeglättet und mit Fehlerbereich dargestellt (grau schattiert).

gleich der mit OVID abgeleiteten mittleren Effektivradien für die drei aufeinanderfolgenden Flugabschnitte F1 bis F3 zeigt, daß bereits bei geringer räumlicher Variation deutliche Schwankungen der mittleren mikrophysikalischen Eigenschaften auftreten können. So zeigt Abbildung 5.10b für die beiden Abschnitte F1 und F3 nahezu identische Mittelwerte von $21 \mu\text{m}$, jedoch für den dazwischen geflogenen mittleren Flugabschnitt F2 deutlich geringere Mittelwerte von etwa $16 \mu\text{m}$. Dieser Wert liegt wiederum in guter Übereinstimmung mit den Satellitenmessungen.

Diese mögliche räumlich-zeitliche Variation der Mikrophysik erschwert auch den Vergleich von OVID-fernerkundeten Effektivradien mit *in situ*-Messungen. Wenn zwischen den Abschnitten F1 bzw. F3 einerseits und dem dazwischenliegenden Abschnitt F2 derart große Variationen von 25% auftreten, kann dies auch für die anschließenden Flugabschnitte F4 bis F6 nicht ausgeschlossen werden. Hinzu kommt das bereits in Abschnitt 5.1.2 beschriebene Problem, daß die Eichung der FSSP-Sonde für kugelförmige Partikel gilt. Es kann nicht überprüft werden, wie zuverlässig die so abgeschätzten Größenverteilungen für den Fall anderer Kristallformen sind. Trotzdem sollen die aus *in situ*-Messungen erhaltenen Größenverteilungen zur Verifizierung der OVID-Auswertungen verwendet werden. Bei Annahme von Säulen, Platten oder Kugelverteilungen ergeben sich deutliche Unterschätzungen im Vergleich zu den *in situ*-Messungen. Für die Plattenverteilungen und das verzerrte Polykristall zeigen sich gute Übereinstimmungen mit den *in situ*-Messungen im unteren Teil der Eiswolke, für die Säulenverteilung erhält man eine gute Übereinstimmung mit den *in situ*-Messungen im oberen Bereich der Wolke. Ein Vergleich der Abbildungen 4.14b und 5.8 zeigt, daß für den hier abgeleiteten Größenbereich des Effektivradius von 10 bis $30 \mu\text{m}$ die optische Dicke bei jeder Annahme zur Kristallform wesentlich kleiner ist als die penetrierte optische Dicke τ_{exp} . Es kann somit keine genaue Aussage darüber gemacht werden, mit welcher effektiven Höhe in der Wolke verglichen werden sollte. Die Ergebnisse zur Abschätzung des Effektivradius sind somit sowohl für die Annahme von Säulen- oder Plattenverteilungen als auch für die Annahme eines verzerrten Polykristalls plausibel.

Abbildung 5.10 zeigt ein weiteres interessantes Ergebnis zur Bewertung der Algorithmen. So erkennt man große Variationen der abgeleiteten Effektivradien für die südöstliche Hälfte des Flugabschnitts zwischen 35 und 80 km Distanz zu CROSS Corsen. Dies liegt an den in diesem Bereich im wesentlichen sehr geringen optischen Dicken der Wolke um 0,2 bis 0,3. Hierdurch steigen zum einen die Fehler deutlich an. Zum anderen gewinnt der Einfluß einer ungenügend bekannten optischen Dicke des Aerosols an Bedeutung. So führt eine Erhöhung oder Erniedrigung der optischen Dicke des Aerosols um 0,1 zwar zu einer nur geringen Änderung der Resultate im nordwestlichen Teil des Flugabschnitts, aber zu eklatanten Veränderungen im südöstlichen Bereich (Dies wurde nicht in der Abbildung dargestellt.). Offensichtlich ist die hier verwendete und im Anhang B.3 beschriebene Fehlerbestimmung für optische Dicken kleiner 0,5 nicht hinreichend genau.

Auswertung der Mission 205

Die Auswertungen der Mission 205 werden in dreierlei Weise gegenüber der vorherigen Mission 204 erschwert. Zum einen war aufgrund eines Kabelfehlers während dieses Fluges der kurzwellige VIS-Bereich von OVID nicht verfügbar. Um dennoch eine Auswertung zu erlauben, wurden analog zu den in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen und im Anhang B.3 dargestellten sechs Algorithmen Verfahren entwickelt, bei denen der VIS-Kanal bei $0,87 \mu\text{m}$ durch einen Fensterkanal im nIR-Bereich bei $1,05 \mu\text{m}$ ersetzt wurde. Vergleichsauswertungen für die Mission 204 zeigen, daß keine wesentlichen Unterschiede bei der Bestimmung der optischen Dicke und, zumindest für den Fall optischer Dicken größer $0,5$, nur unwesentliche Differenzen bei der Abschätzung des Effektivradius auftreten. Eine entsprechende Neuentwicklung des Verfahrens für Mehrschichtbewölkung war jedoch nicht möglich, da im nahen Infrarot kein geeigneter Spektralbereich existierte, um adäquat die Höheninformation des $0,76 \mu\text{m}$ -Kanals zu ersetzen.

Ein weiteres Problem resultierte aus der Meßanordnung, da beide beteiligten Flugzeuge während der beiden Hauptflugabschnitte F1 und F2 bzw. A1 und A2 in entgegengesetzter Richtung flogen und den definierten Flugabschnitt mit einer Länge von etwa 250 km ausgesprochen lang war. Zeitnahe Messungen sind jedoch für einen Vergleich der abgeleiteten optischen Dicken beider Flugzeuge notwendig, da die räumliche Variabilität der Wolkenstrukturen sehr groß ist. Während der Abschnitte A1 bzw. F1 kam es zu einem Überflug beider Flugzeuge etwa gegen 13:11 UTC in einer Entfernung von etwa 160 km zu CROSS Corsen. Während des Abschnitts A2 bzw. F2 kam es aufgrund eines Abbruchs des Flugabschnitts F2 zu keinem Überflug. Allerdings befanden sich bei einer Entfernung von 190 km zu CROSS Corsen nur etwa zwei Minuten Versatz zwischen den beiden Flugzeugen.

Der obere Teil von Abbildung 5.11 zeigt für beide Flugabschnitte die mit OVID für verschiedene Annahmen bezüglich der Teilchenform abgeschätzten optischen Dicken bei $0,55 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Distanz vom Referenzpunkt CROSS Corsen. Zur besseren Übersicht wurde ein gleitendes Mittel über 60 Datenpunkte gezogen. Die beiden unteren Teilabbildungen zeigen unter der Annahme eines verzerrten Polykristalls (diesmal ohne Glättung) den Vergleich mit den ARAT-Auswertungen, wobei diesmal nur Messungen des IR-Radiometers vom Typ Barnes PRT-5 zur Verfügung standen. Die Pfeile markieren die Orte minimaler Distanz zwischen beiden Flugzeugen und zeigen somit den Bereich, für den sich ein Vergleich beider Auswertungen anbietet. Es ergeben sich sehr gute Übereinstimmungen, wenn man verzerrte Polykristalle zugrundelegt. Für die Annahme anderer Kristallformen ergeben sich entsprechend zu hohe Werte.

Während die optischen Dicken der ARAT-Auswertungen vergleichsweise glatte Verläufe zeigen, ergeben sich bei den OVID-Messungen an verschiedenen Stellen schmale Spitzen mit erhöhten Werten der optischen Dicke. Diese Bereiche repräsentieren konvektive Wolkenstrukturen unterhalb des Flugniveaus der ARAT, sind also von dem nach oben gerichteten IR-Radiometer nicht wahrnehmbar. Der für reine Eisbewölkung entwickelte Algorithmus bestimmt für diese Bereiche von Mehrschichtbewölkung nicht die optische Dicke der Eisschicht, sondern näherungsweise eine gesamt optische Dicke aller Wolkenschichten.

Die *in situ*-Messungen wurden im südlichen Bereich des Flugabschnitts bei einer Entfernung zwischen 230 und 290 km zu CROSS Corsen durchgeführt. Entsprechend sollen auch für die OVID-Auswertungen zum Effektivradius nur Messungen aus dem südlichen Bereich des Flugabschnitts verwendet werden. Es stellte sich heraus, daß der zuvor diskutierte Störeinfluß tief- liegender konvektiver Wolkenelemente auch bei der Untersuchung des Effektivradius einen bedeutsamen Einfluß auf die Ergebnisse hat. So erkennt man exakt für die Bereiche, in denen

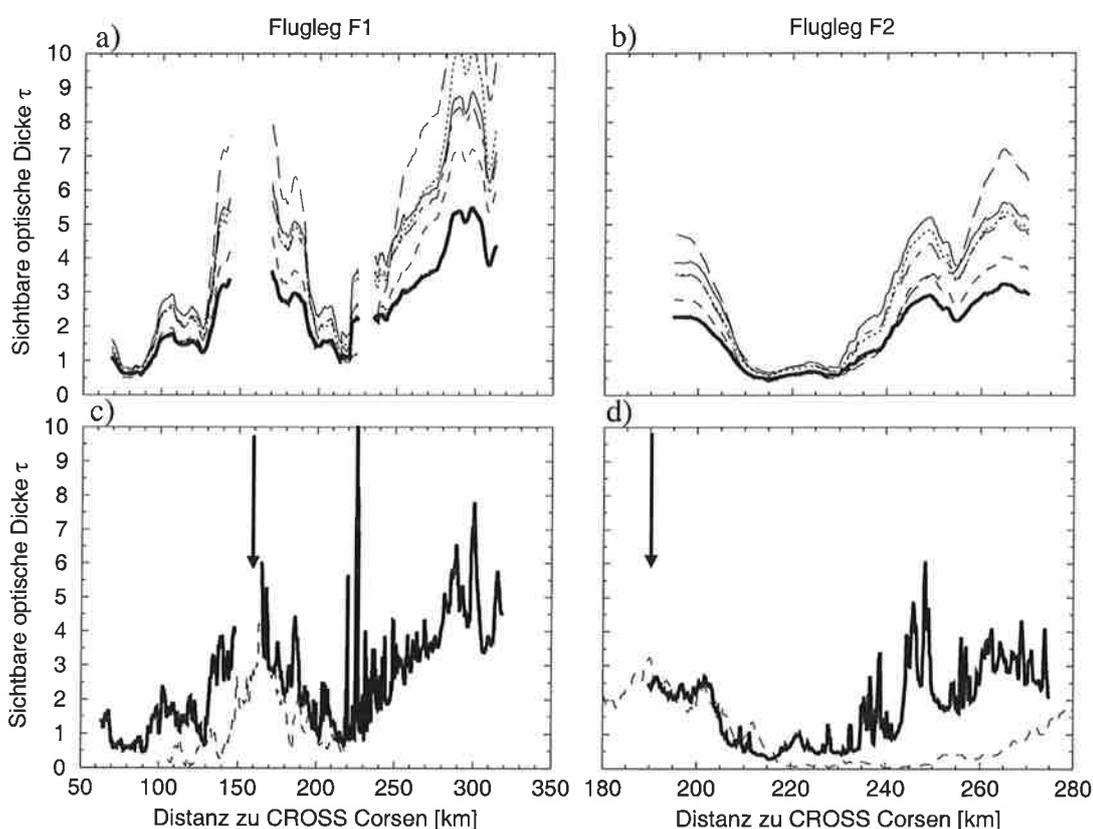


Abbildung 5.11: Abgeleitete optische Dicken des sichtbaren Spektralbereichs entlang der beiden Hauptflugabschnitte F1 und F2 der Mission 205. Oben dargestellt: Aus OVID-Daten an Bord der Falcon unter der Annahme von sechs verschiedenen Teilchenformen für die beiden Flugabschnitte F1 (a) und F2 (b). Die Legende kann der Abbildung 5.8a entnommen werden. Zur besseren Darstellung wurden die Zeitreihen mit Hilfe eines gleitenden Mittels über 60 Datenpunkte geglättet. Unten dargestellt: Aus OVID-Daten an Bord der Falcon unter der Annahme eines verzerzten Polykristalls (dicke Linie), sowie aus IR-Radiometer-Messungen an Bord der ARAT (gestrichelte Linie), wiederum für die Flugabschnitte F1 bzw. A1 (c) und F2 bzw. A2 (d). Die sichtbare optische Dicke wurde im Falle des IR-Radiometers dadurch abgeschätzt, daß die optische Dicke im Infraroten mit einem Faktor zwei multipliziert wurde. Ein Vergleich bietet sich für die mit Pfeilen gekennzeichneten Bereiche an, in denen die beiden Flugzeuge minimale Abstände voneinander aufweisen.

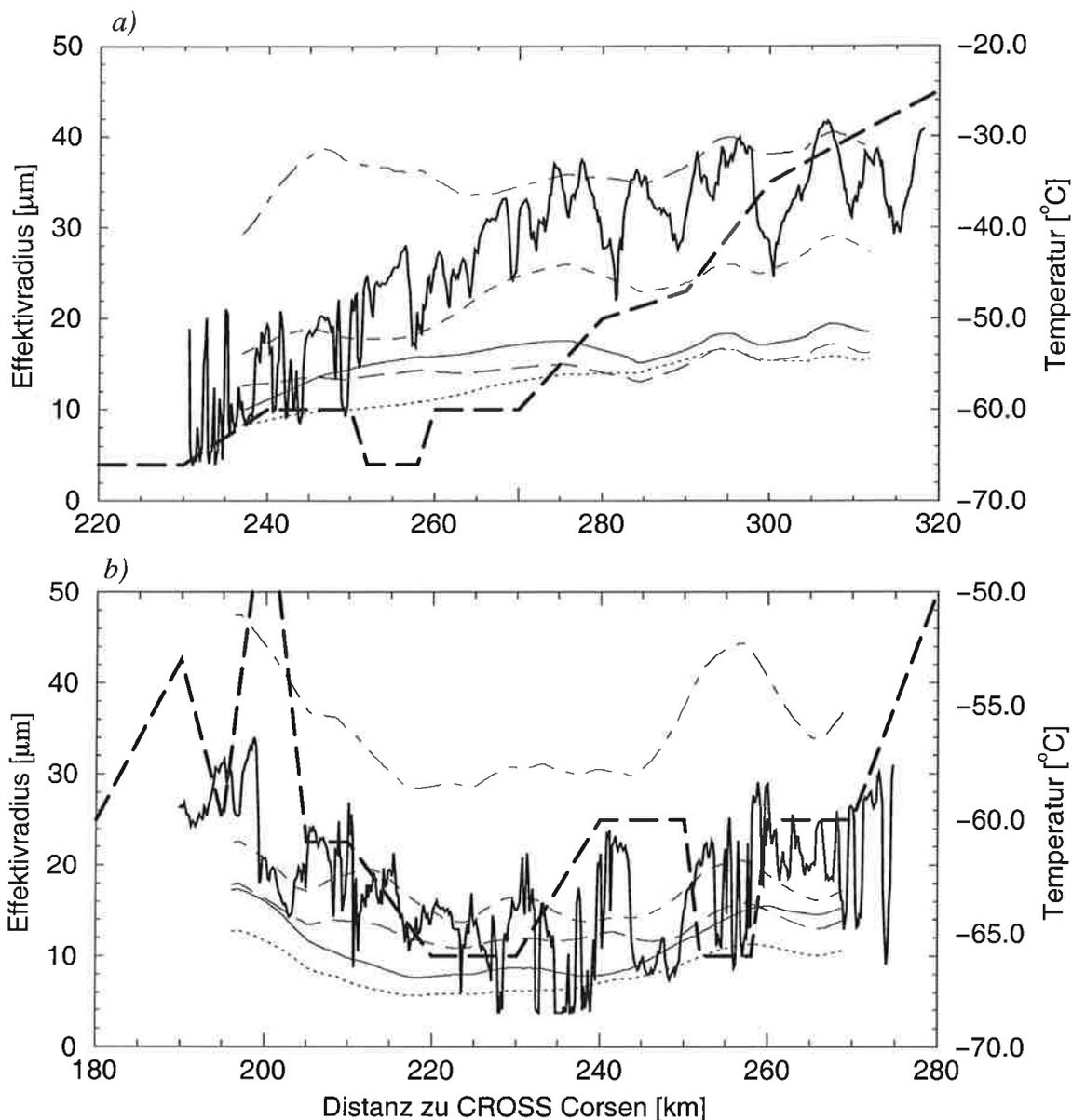


Abbildung 5.12: Mit OVID abgeschätzte Effektivradien für Flugabschnitt F1 (a) und F2 (b). Die dicken durchgezogenen Linien repräsentieren die abgeschätzten Effektivradien unter der Annahme eines verzerrten Polykristalls. Für die weiteren fünf Formen werden die Maximalwerte aus den 25 benachbarten Datenpunkten gezeigt (zur besseren Darstellung dann noch einmal mit einem gleitenden Mittel über 50 Datenpunkte geglättet). Die Legende für die dazugehörigen Annahmen zur Kristallform können der Abbildung 5.8a entnommen werden. Desweiteren zeigen die beiden Teilabbildungen eine grobe Abschätzung der Wolkenoberkantentemperatur (dicke gestrichelte Linie), per Hand ermittelt aus den Höheninformationen der Lidarmessungen des Flugabschnitts A2 der ARAT, sowie der Temperaturprofile des Falcon-Aufstiegs (siehe Abbildung 5.7). Es zeigt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen abgeschätzten Effektivradien und Wolkenoberkantentemperatur. Je höher die mittlere Wolkentemperatur, umso größer die ermittelten Effektivradien.

durch konvektive Wolkenelemente Spitzen in der optischen Dicke auftreten, minimale Werte des Effektivradius in Abbildung 5.12, was auf die in Wasserwolken deutlich geringeren Werte des Effektivradius zurückzuführen ist.

Um dies zu veranschaulichen, wird in Abbildung 5.13 dargestellt, inwieweit die Abschätzungen zum Effektivradius voneinander abweichen, wenn für eine Situation mit Mehrschichtbewölkung ein Modell verwendet wird, das reine Eisbewölkung annimmt. Der linke Teil der Abbildung zeigt bei reiner Eisbewölkung (verzerrte Polykristalle) die theoretische Beziehung der Reflexionswerte bei 1,05 und 1,63 μm für verschiedene Kombinationen von Effektivradius und optischer Dicke für die Nadirbeobachtung und einen Sonnenzenitwinkel von 40,2°. Die rechte Teilabbildung zeigt Meßdaten von Mission 205 von EUCREX 94, die mit Hilfe von Videoaufzeichnungen visuell eingestuft wurden, in die beiden Klassen *Reine Eiswolken* und *Teilweise Mehrschichtbewölkung*. Die reine Eisbewölkung kann im Mittel sehr gut durch einen mittleren Effektivradius von 25 μm beschrieben werden (Linie d). Demgegenüber zeigen die Linien a bis c, daß die Fälle von Mehrschichtbewölkungen sehr gut simuliert werden können, wenn man un-

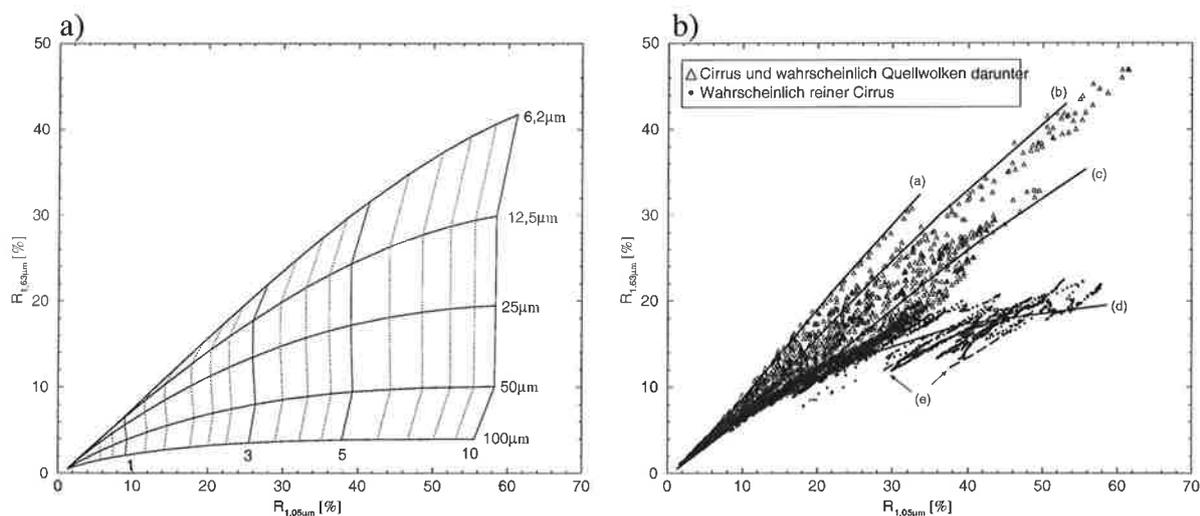


Abbildung 5.13: Verdeutlichung des Problems zur Abschätzung des Effektivradius bei Mehrschichtbewölkung mit Hilfe eines Algorithmus für reine Eisbewölkung. a) Theoretische Beziehung der Nadirreflexionen bei 1,05 und 1,63 μm für reine Eisbewölkung bei verschiedenen Kombinationen von Effektivradius und optischer Dicke (verzerrtes Polykristall, $\theta_z=40,2^\circ$). b) OVID-Messungen des höchsten Flugabschnitts von Mission 205 (EUCREX 94). Die Daten wurden durch visuelle Inspektion von Videoaufzeichnungen unterschieden in i) reine Eisbewölkung und ii) teilweise Mehrschichtbewölkung. Zusätzlich eingezeichnet sind einige Simulationen. (a) $\tau_{\text{water}} < 5$, $r_{\text{eff,water}} = 5 \mu\text{m}$, $\tau_{\text{ice}} = 0,4$, $r_{\text{eff,ice}} = 25 \mu\text{m}$, (b) $\tau_{\text{water}} < 15$, $r_{\text{eff,water}} = 5 \mu\text{m}$, $\tau_{\text{ice}} = 1,0$, $r_{\text{eff,ice}} = 25 \mu\text{m}$, (c) $\tau_{\text{water}} < 5$, $r_{\text{eff,water}} = 5 \mu\text{m}$, $\tau_{\text{ice}} = 2,0$, $r_{\text{eff,ice}} = 25 \mu\text{m}$, (d) $r_{\text{eff,ice}} = 25 \mu\text{m}$, $\tau_{\text{ice}} < 10$, ohne Quellbewölkung, (e) $r_{\text{eff,ice}} = 25 \mu\text{m}$, $\tau_{\text{ice}} = 4,7$ (links) und $\tau_{\text{ice}} = 7,0$ (rechts) in verschiedenen Flughöhen zwischen Wolkenoberkante und einer optischen Dicke von 1,0 innerhalb der Wolke.

terhalb einer Eisbewölkung mit Effektivradius $25 \mu\text{m}$ bei optischen Dicken von 0,4 (Linie a) bis 2,0 (Linie c) eine Wasserbewölkung mit variabler optischer Dicke zwischen 0 und 15 und einem Effektivradius von $5 \mu\text{m}$ annimmt. Würde man stattdessen die Simulationen aus Abbildung 5.13a zugrundelegen, so würde sich mit zunehmender optischer Dicke der Wasserwolke eine zunehmende Unterschätzung des Effektivradius der Eiswolkenschicht ergeben. Will man also die in Abbildung 5.12 dargestellten Datenreihen für eine Abschätzung des mittleren Effektivradius innerhalb der Eisbewölkung nutzen, so sollte man eine Art obere Einhüllende der Zeitreihe verwenden.

Hierbei fällt zunächst einmal auf, daß für den überlappenden Bereich der beiden Flugabschnitte F1 und F2 zwischen 230 und 275 km Distanz zu CROSS Corsen die mit Hilfe der oberen Einhüllenden abgeschätzten Werte des Effektivradius einigermaßen übereinstimmen. So findet man für die Annahme des verzerrten Polykristalls (fette durchgezogene Linie) für beide Abschnitte einen Anstieg von etwa $20 \mu\text{m}$ bei 230 km Distanz auf 33 bzw. $30 \mu\text{m}$ bei 270 km Distanz.

Der Vergleich mit *in situ*-Messungen wird durch die räumliche Struktur des Wolkenfeldes erschwert. So zeigt ein Blick auf die Abbildung 5.7, daß im südlichen Bereich des Flugabschnitts, in dem die *in situ*-Messungen stattfanden, die Wolkenoberkantenhöhe deutlich absinkt und somit die Fernerkundungsmessungen Informationen aus unterschiedlichen effektiven Höhen enthalten. Nun zeigt ein Vergleich der abgeleiteten optischen Dicken in Abbildung 5.11 (bei den abgeleiteten Effektivradien von 15 bis $40 \mu\text{m}$) mit den berechneten penetrierten optischen Dicken aus Abbildung 4.14b, daß lediglich in einem schmalen Bereich von Flugabschnitt F1, um Kilometer 290 herum, die fernerkundete optische Dicke größer ist als die penetrierte optische Dicke τ_{exp} , und zwar unabhängig von der Annahme der Teilchenform. In diesem Bereich ist die Wolkenoberkantenhöhe jedoch bereits auf unter 8 km abgesunken (siehe Abbildung 5.7b), so daß auch der unterste Flugabschnitt für *in situ*-Messungen in etwa 7,9 km Höhe keinen adäquaten Vergleich mehr zuläßt. Stattdessen soll ein Vergleich für den nördlichen Bereich der *in situ*-Messungen zwischen 230 und 255 km Distanz zu CROSS Corsen diskutiert werden. Hier zeigt sich zunächst für das verzerrte Polykristall, daß die abgeschätzten Effektivradien von 18 bis $24 \mu\text{m}$ sehr gut mit *in situ*-Messungen von Flugabschnitt F4 und F5 mit Mittelwerten von 18,8 bzw. $23,3 \mu\text{m}$ übereinstimmen. Ähnlich gute Übereinstimmungen findet man für Platten- und Kugelverteilungen. Bei der Säulenverteilung ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den *in situ*-Messungen des oberen Flugabschnitts F4, während sich im Vergleich zum tieferliegenden Flugabschnitt F5 eine Unterschätzung ergibt. Bei Annahme der Einzelkristalle, Säule und Platte, ergibt sich dagegen eine deutliche Unterschätzung um fast 100%. Es kann somit festgestellt werden, daß sich bei verschiedenen Annahmen über die Teilchenform ausgezeichnete Übereinstimmungen zwischen OVID-fernerkundeten Effektivradien und *in situ*-Messungen ergeben. Die Erläuterungen der vorangehenden Abschnitte haben auch gezeigt, daß die experimentelle Durchführung der Meßflüge keine optimale Vergleichbarkeit der beiden Meßarten erlauben.

Ein weiteres interessantes Ergebnis zeigt der Vergleich zwischen den aus OVID-Daten abgeleiteten Effektivradien (fette durchgezogene Linien in Abbildung 5.12) mit Temperaturangaben

für die Wolkenoberkante. Die Temperaturwerte wurden näherungsweise dadurch bestimmt, daß den mit Hilfe des Lidars bestimmten Wolkenoberkantenhöhen des Abschnitts A2, die für diese Höhe beim Falcon-Aufstieg bestimmten Temperaturen zugeordnet wurden. Die durch das Absinken der Wolkenoberkantenhöhe gen Süden zunehmende Wolkenoberkantentemperatur ist offensichtlich stark korreliert mit einer Zunahme des abgeleiteten Effektivradius. Dieses Ergebnis bestätigt veröffentlichte Parameterisierungen des Effektivradius für Eisbewölkung der mittleren Breiten, die allein von der Umgebungstemperatur bestimmt werden (Heymsfield und Platt, 1984).

5.3.2 22. April 1994 (Missionen 208 und 209)

Allgemeine Wetterlage

Die bereits einige Tage alte polare Kaltluft, hat am 22. April mit ihrem Vorderrand Madeira erreicht. Dabei dehnte sich der bereits seit mehreren Tagen stabile, langgestreckte nordostatlantische Höhentrog weiter südwärts aus. Die damit verbundene großräumige Hebung führte dazu, daß sich im Atlantischen Ozean, südwestlich der Bretagne, großräumige Cirrostratusfelder entwickelten. Eine südwestliche Höhenströmung reichte vom Seegebiet westlich der Iberischen Halbinsel über das zentrale Europa hinweg bis zum Ural. Daher breiteten sich die Eiswolkenfelder im Laufe des Tages über das Experimentgebiet südlich der bretonischen Küste aus. Eine damit einhergehende Kaltfront passierte in den späten Nachmittagsstunden den Golf von Biscaya.

Während des Vormittagsfluges befand sich der untersuchte Flugabschnitt somit noch deutlich innerhalb des Warmsektors der Kaltfront, und man beobachtete dünne Cirrostratusbewölkung. Zusätzlich fand man, insbesondere auf der Nordwesthälfte des Flugabschnitts, etwa drei Achtel Stratocumulusbewölkung. Während der Nachmittagsmission lag die Kaltfront dann bereits sehr nah beim Meßgebiet, und man beobachtete deutlich mächtigere Cirrostratusschichten sowie teilweise auch hochreichende Cumulonimben. Ebenso wie während des Vormittagsfluges, wurde auf der Nordwesthälfte des Flugabschnitts eine etwa drei Achtel umfassende, mehrfachgeschichtete Stratocumulusbewölkung beobachtet. Das Meßgebiet war während des gesamten Tages sehr diesig, was eine Interpretation der Videoaufzeichnungen deutlich erschwerte. Ein entsprechendes AVHRR-Bild für den Morgen des 22. April zeigt der rechte Teil von Abbildung 5.6. Die Radiosondenaufstiege von 00:00 und 12:00 UTC sowie die *in situ*-Messungen der Falcon zeigen, daß die Tropopausenhöhe auf etwa $11,5 \pm 0,5$ km angewachsen ist.

Auswertung

Eine entsprechend detaillierte Auswertung, wie im Falle des 17. Aprils kann für diesen Meßtag nicht erfolgen. Dies liegt zum einen daran, daß die für die weiteren Meßinstrumente zuständigen Arbeitsgruppen nicht dazu motiviert werden konnten, Auswertungen für den 22. April vorzunehmen, so daß keine Vergleichsmessungen vorliegen. Desweiteren war es aufgrund des

diesigen Wetters nicht möglich, mit Hilfe der Videoaufzeichnungen eine ebenso zuverlässige Wolkenklassifizierung vorzunehmen, wie für den 17. April.

Die abgeleiteten Werte sind für die Vormittagsmission 208 in Abbildung 5.14 und für die Nachmittagsmission 209 in Abbildung 5.15 dargestellt. Für diesen Meßtag stehen für die meiste Zeit beide Spektralbereiche des Spektrometers zur Verfügung, so daß die Anwendung des Mehrschicht-Wolkenverfahrens möglich ist. Die Abbildungen zeigen für die jeweils drei höchstgelegenen Flugabschnitte in der linken Spalte die abgeleiteten optischen Dicken, sowohl mit Hilfe des Mehrschichtverfahrens (Plus-Zeichen), als auch unter Verwendung des für reine Eisbewölkung bei Annahme verzerrter Polykristalle entwickelten Verfahrens (Punkte). Zur leichteren Interpretation wurde auf den beiden horizontalen Achsen durch schwarze Balken markiert, ob das Verfahren reine Eisbewölkung (Nullachse) oder Mehrschichtbewölkung (obere Achse) erkennt. Auf der jeweils rechten Seite der Abbildungen werden die abgeschätzten Effektivradien (Plus-Zeichen) und der dazugehörige Fehler (Punkte) für die Bereiche dargestellt, in denen das Mehrschichtverfahren reine Eisbewölkung erkannt hat, der entsprechende Algorithmus für reine Eisbewölkung somit anwendbar ist.

Die Mission 208 zeichnet sich durch Eisbewölkung sehr geringer optischer Dicke aus, mit Werten, die zumeist weit unterhalb von 0,5 liegen. In einer Entfernung von etwa 255 bis 260 km zu CROSS Corsen befindet sich eine Insel (siehe Pfeile). Die dort vorgenommenen Messungen werden als reine Eisbewölkung erkannt. Sie besitzen jedoch scheinbar gegenüber der Umgebung leicht erhöhte Werte der optischen Dicke und deutlich höhere Werte des Effektivradius. Diese Überschätzungen verdeutlichen erneut, daß die entwickelten Verfahren nicht über Land angewandt werden sollten. Größere Abweichungen der abgeleiteten optischen Dicken beider Verfahren ergeben sich nur für den nordwestlichen Bereich des Flugabschnitts, in dem vereinzelt Stratocumulusbewölkung zu beobachten war. Hier erscheinen die mit dem Mehrschichtverfahren bestimmten sehr geringen Werte in Anbetracht der in den Videoaufzeichnungen kaum sichtbaren Eisbewölkung plausibel zu sein. Für die übrigen Bereiche stimmen die mit beiden Verfahren abgeleiteten optischen Dicken sehr gut überein. Bei abgeleiteten Werten unterhalb von etwa 0,05 wird die Szene, ähnlich wie bei der in Abschnitt 4.3.2 erläuterten Verifizierung durch Simulationen, fälschlicherweise als Wasserwolke und nicht als unbewölkt interpretiert. Eine Einschränkung der für den Lernprozeß verwendeten Wasserwolkenimulationen könnte hier Abhilfe schaffen. Die abgeleiteten Effektivradien liegen im Mittel bei 15 bis 18 μm , wobei aufgrund der geringen optischen Dicken der Fehlerbereich sehr groß ist. Andererseits erscheinen die im Mittel gegenüber den Werten des 17. Aprils geringeren Werte in Anbetracht der angewachsenen Wolkenoberkantenhöhe plausibel zu sein.

Ähnliche Größenordnungen ergeben sich auch für die Effektivradien des Nachmittagsfluges 209. Die dabei abgeleiteten Werte weisen jedoch aufgrund der deutlich höheren optischen Dicken zwischen 1 und 7 eine viel geringere Fehlermarge auf. Beide Verfahren führen dabei zu vergleichbaren Abschätzungen der optischen Dicke für die als reine Eisbewölkung erkannten Bereiche. Auch in den als Mehrschichtbewölkung interpretierten Gebieten ergeben sich ähnli-

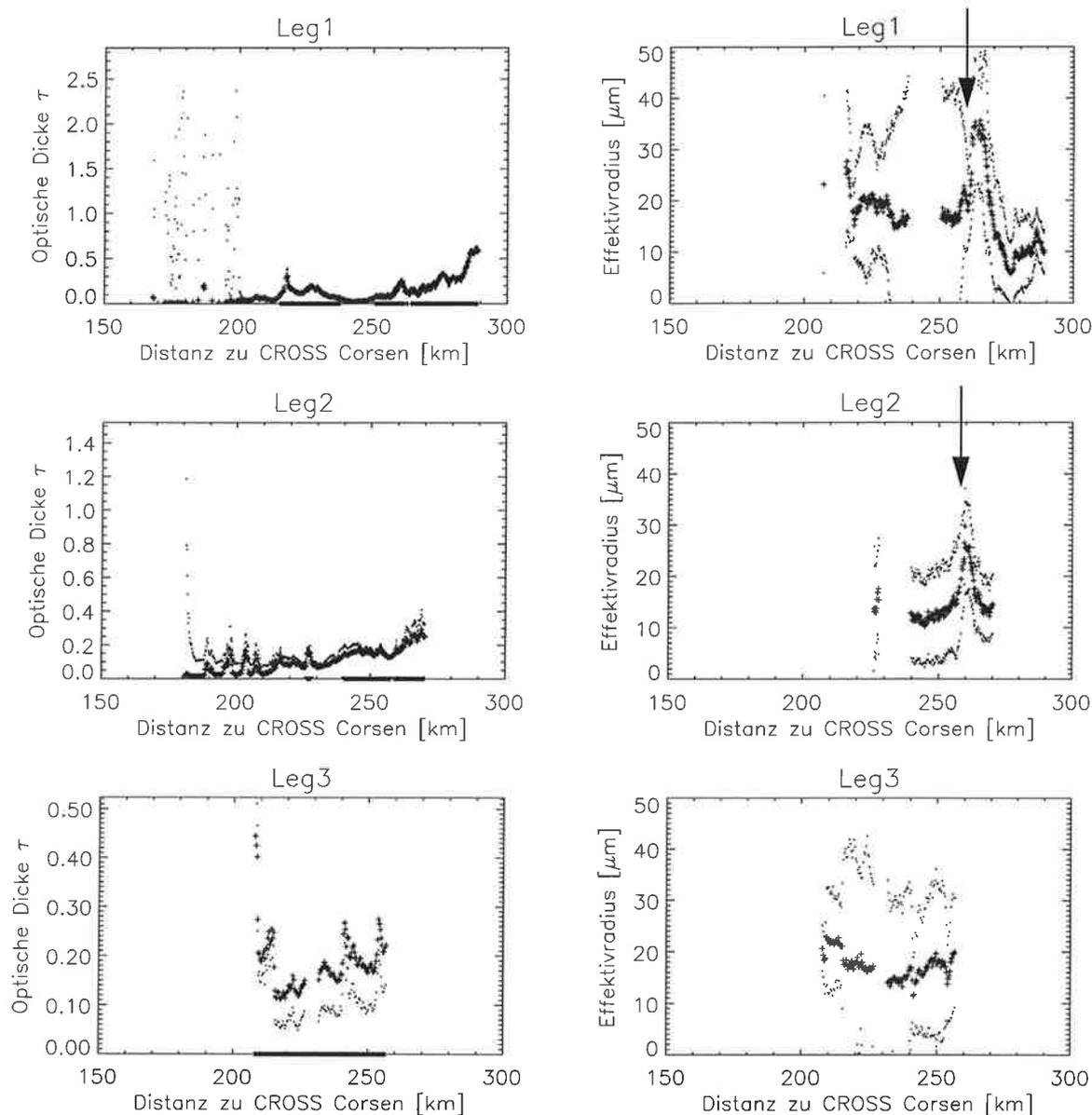


Abbildung 5.14: Ergebnisse der EUCREX-Mission 208 für die drei höchsten Flugabschnitte. Linke Spalte: Abgeleitete optische Dicken der Eisschicht mit Hilfe der beiden Algorithmen für reine Eisschicht, bestehend aus verzerrten Polykristallen (Punkte) und dem Algorithmus für Mehrschichtschicht (Plus-Zeichen). Ebenso dargestellt durch Balken auf der unteren horizontalen Achse sind die Bereiche, in denen das Mehrschichtverfahren reine Eisschicht erkennt. Zwischen Kilometer 255 und 260 befindet sich eine Insel (durch Pfeile markiert), so daß die dort bestimmten Werte, sowohl für die optische Dicke, als auch den Effektivradius fehlerhaft sein sollten. Die angenommene optische Dicke des Aerosols beträgt 0,3 (siehe Erläuterungen in Abschnitt 5.2.3). Rechte Spalte: Die mit dem Verfahren für reine Eisschicht mit Annahme verzerrter Polykristalle berechneten Werte des Effektivradius (Plusse), sowie der dazugehörige Fehlerbereich (Punkte). Der Effektivradius wurde nur für die Bereiche geplottet, in denen das Verfahren eine reine Eisschicht erkannt hat.

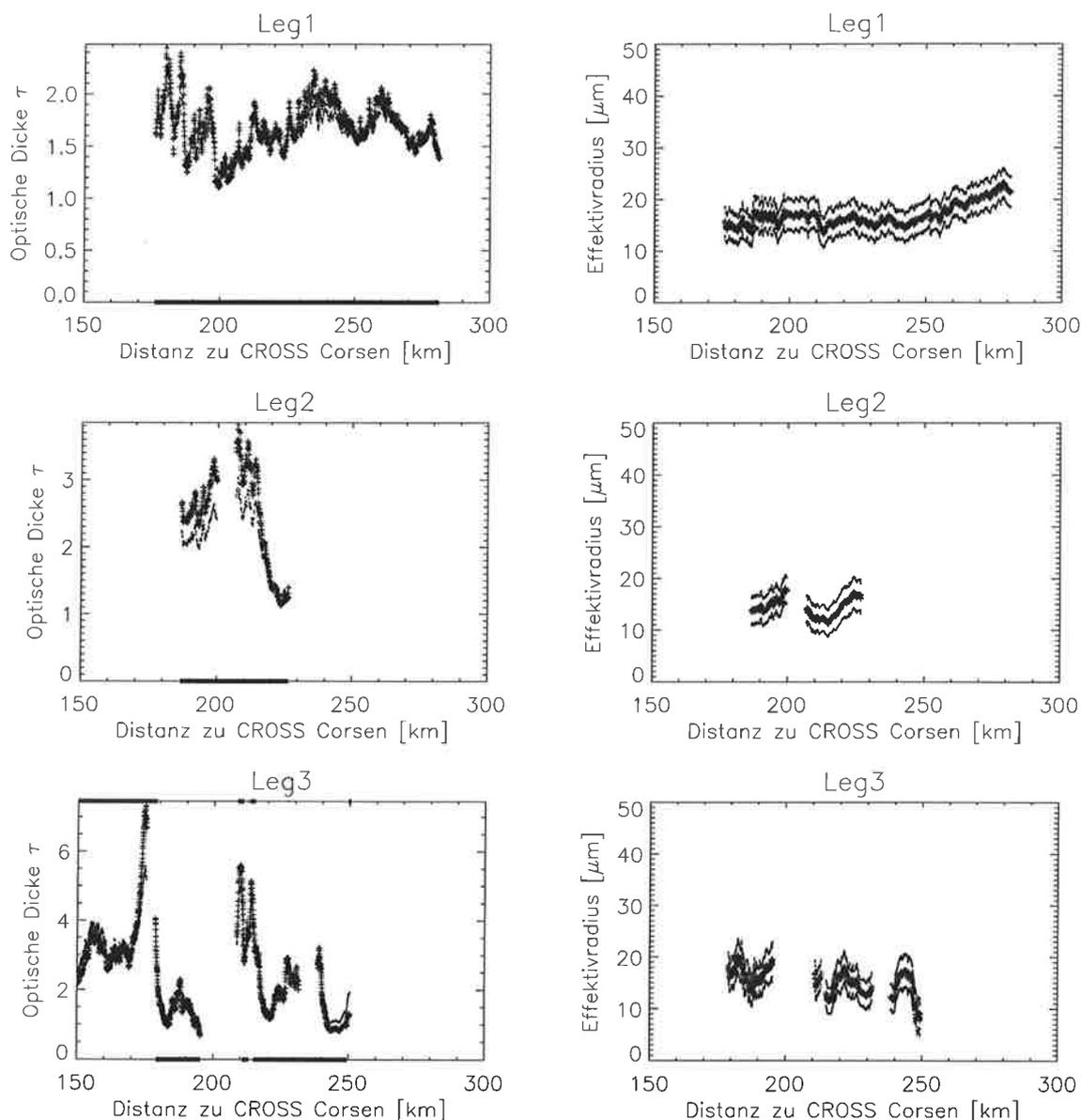


Abbildung 5.15: Ergebnisse der EUCREX-Mission 209 für die drei höchsten Flugabschnitte. Zur näheren Erläuterung siehe vorherige Abbildung 5.14. Zusätzlich durch Balken markiert, erkennt man auf den oberen horizontalen Achsen die Bereiche, in denen das Mehrschichtverfahren Mehrschichtbewölkung erkennt.

che Werte, mit Ausnahme eines Bereiches um Kilometer 175 des Abschnitts 3. In diesem Bereich erhält man durch das Mehrschichtverfahren optische Dicken von etwa 7 und etwas geringere Abschätzungen für das andere Verfahren. Es könnte sich um einen unterhalb der Eisschicht auftretenden Cumulonimbus handeln. Sollte dies der Fall sein, so wäre die Einstufung als Mehrschichtbewölkung gelungen. Eine weitergehende Interpretation soll an dieser Stelle nicht erfolgen, da weder die Videoaufzeichnungen weitere Rückschlüsse auf die tatsächliche Bewölkung zulassen, noch weiterführende Aussagen durch die Flugbeobachtung vorliegen.

6 Zusammenfassung und Schlußbetrachtung

Nicht allen gönnte die Natur
 Das allgepriesne Glück,
 Zu bilden auf des Schöpfers Spur
 Ein ewges Meisterstück.
 Das, ein Vollkommnes seiner Art,
 Der Nachwelt stetes Muster ward.

J.G.Herder: Der Nachruhm

Eiswolken besitzen aufgrund ihrer Häufigkeit einen großen Einfluß auf das Klimageschehen der Erde. Um ihr Strahlungsverhalten befriedigend modellieren zu können, fehlt es bislang an brauchbaren Parameterisierungen. Um diese Parameterisierungen entwickeln zu können, sind dreidimensionale Klimatologien der die Strahlungseigenschaften von Eiswolken bestimmenden Größen optische Dicke, Effektivradius und strahlungseffektive Teilchenform notwendig. Diese Klimatologien können nur mit Hilfe von satellitengebundenen Fernerkundungsmessungen gewonnen werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es zu untersuchen, inwieweit aus spektralen Messungen rückgestreuter solarer Strahlung, eine Erkennung von Eiswolken und eine Abschätzung der oben erwähnten Parameter möglich ist. In der Mehrzahl der Fälle tritt keine reine Eisbewölkung, sondern zugleich tieferliegende Bewölkung auf. Ein wesentliches Ziel war es daher zu ermitteln, inwieweit diese Parameter von Eiswolken-schichten auch im allgemeinen Fall von Mehrschichtbewölkung bestimmt werden können. Die Spektrometermessungen, die für die Verifizierung der Verfahren verwendet wurden, sind Messungen in Nadirrichtung. Daher wurden die Verfahren zunächst auch nur für die Geometrie der Nadirbeobachtung entwickelt. Ebenso werden in dieser Arbeit als Untergrund allein Wasseroberflächen betrachtet, eine Weiterentwicklung für Landoberflächen bleibt Aufgabe einer nachfolgenden Untersuchung.

Zunächst zeigt sich, daß eine Aussage über eine mittlere vorherrschende Kristallform, allein mit Hilfe von spektralen Messungen, aus prinzipiellen Gründen nicht möglich ist. Stattdessen müssen Auswertungen der auf den meisten modernen Satellitenplattformen verfügbaren Mehrwinkel-Beobachtungsinstrumente verwendet oder eine plausible Annahme über die Kristallform getroffen werden. Die Untersuchung der Eiswolkenmissionen während EUCREX 94 ergab, daß sich die beste Übereinstimmung mit Auswertungen unabhängiger Meßinstrumente bei Annahme eines verzerrten Polykristalls ergibt. Dieses Resultat deckt sich mit den Ergebnissen verschiedener anderer Autoren.

Desweiteren findet man, daß für den untersuchten Spektralbereich das Verhältnis von Gesamtvolumen zu Gesamtquerschnitt der Partikelverteilung die am besten geeignete Definition des Effektivradius zur Beschreibung der optischen Einfachstreueigenschaften von Eiswolken darstellt. Mit Ausnahme von Kugeln erlaubt diese Definition eine eindeutige, von der Kristallform unabhängige Beziehung zwischen Einfachstreualbedo und Effektivradius. Aufgrund der im all-

gemeinen mit der Höhe abnehmenden Werte des Effektivradius, muß der abgeleitete Wert als ein strahlungsgewichteter Mittelwert interpretiert werden. Für Wolken mit moderaten optischen Dicken sollte dieser Wert dem Effektivradius in einer effektiven Höhe der Wolke entsprechen, was durch Vergleich mit *in situ*-Messungen für diese Höhe überprüft werden sollte.

Die Auswahl untersuchter Spektralkanäle geschah mit Hilfe physikalischer Argumente und wurde durch einen Vergleich von Eigenwertanalysen, angewandt auf Simulationen und Spektrometermessungen aus EUCREX 94, bestätigt. Die Zentralwellenlängen der untersuchten Spektralbereiche liegen bei 0,55, 0,76, 0,87, 1,05, 1,25, 1,38, 1,43, 1,50, 1,55, 1,63 und 2,13 μm .

Die optischen Eigenschaften der Wolkenschichten wurden für eine repräsentative Auswahl von Kristallformen und -größen mit Hilfe von *Ray Tracing*-Verfahren berechnet. Die Strahlungstransportsimulationen wurden mit Hilfe eines Matrix-Operator-Modells durchgeführt. Dabei ergeben sich die wesentlichen Ungenauigkeiten durch die numerische Behandlung der ausgeprägten Rückstreumaxima. Man erhält für die simulierten spektralen Reflektanzen in Zenitrichtung relative Fehler von, je nach Kristallform, 2 bis 5%.

Es wurden umfangreiche Serien von Strahlungstransportrechnungen durchgeführt. Für die Behandlung reiner Eisbewölkung wurden deutliche Variationen aller relevanten Einflußgrößen berücksichtigt. So wurden Rechnungen für verschiedene Atmosphärenprofile, Aerosolgehalte, Wolkenhöhen, Kristallformen, Effektivradien und optische Dicken vorgenommen. Für die Behandlung von Mehrschichtwolken systemen kommen als weitere relevante Einflußgrößen Effektivradius und optische Dicke der Untergrundbewölkung hinzu, so daß hierfür, aufgrund von Restriktionen hinsichtlich der Rechenzeit, nur eine Kristallform (verzerrtes Polykristall) behandelt werden konnte.

Die einzelnen Verfahren wurden durch mehrdimensionale, nichtlineare Regressionen ermittelt, deren Strukturen mit Hilfe künstlicher neuronaler Netze mit einfachem *Backpropagation*-Lernalgorithmus festgelegt wurden. Die Auswahl der hierbei berücksichtigten Simulationen und Spektralkanäle geschah durch vorausgehende Eigenwertanalysen verrauschter Simulationen. Für eine erste Bewertung der entwickelten Algorithmen und eine eventuelle Fehlerbestimmung, kamen nicht bereits bei der Entwicklung verwendete, verrauschte Simulationen zum Einsatz. Eine Verifizierung und Plausibilitätsbetrachtung erfolgte mit Hilfe ausgewählter Meßzeiträume der Flugmeßkampagne EUCREX 94. Auf die verschiedenen, entwickelten Verfahren soll im folgenden kurz eingegangen und eine Bewertung vorgenommen werden.

Ein erstes Verfahren wurde zur Bestimmung der thermodynamischen Phase einer Wolke entwickelt. Es wurden verschiedene Spektralkombinationen untersucht, wobei sich als geeignetste Kombination die Verwendung der beiden Spektralbereiche um 1,43 und 1,50 μm innerhalb einer Wasserdampfabsorptionsbande erwiesen haben. Bereits bei sehr geringen optischen Dicken einer Wolke von etwa 0,2, ist eine Unterscheidung von Eis- und Wasserwolken möglich. Eine Anwendung auf Meßdaten hat dies bestätigt. Im Falle von Mehrschichtbewölkung bestimmt die jeweilige optische Dicke, welche thermodynamische Phase erkannt wird.

Ein anderes Verfahren wurde entwickelt, um mit Hilfe der drei Spektralkanäle bei 0,87, 1,25 und 1,38 μm dünne Eiskwolken zu erkennen, und eine gleichzeitige Bestimmung der optischen Dicke des Aerosols für die untere Atmosphäre zu erlauben. Die Güte der Ergebnisse wird wesentlich von der Menge an Wasserdampf in der oberen Troposphäre bestimmt. Die Rechnungen zeigen, daß das Verfahren in der Lage sein sollte, für typische Atmosphärenprofile sowohl der mittleren Breiten als auch für tropische Gebiete, bei Wolkenoberkantenhöhen von mindestens 6 km Eiskwolken-schichten bereits ab optischen Dicken von 0,05 zu erkennen; und zwar auch, wenn hohe Aerosolkonzentrationen in der planetarischen Grenzschicht auftreten. Die Anwendung auf Meßsituationen von EUCREX 94 bestätigt dieses Ergebnis, soweit nicht gleichzeitig Untergrundbewölkung zu beobachten ist. Die Bestimmung der optischen Dicke des Aerosols gelingt dabei mit einem mittleren Fehler von 0,1 mit abnehmender Güte bei zunehmender optischer Dicke der Eiskwolken-schicht.

Die so bestimmte optische Dicke der Aerosolschicht und die spektralen Reflektanzen bei 0,87 und 1,63 μm , bilden die Eingabegrößen für die Verfahren zur Bestimmung von Effektivradius und optischer Dicke einer Eiskwolke. Die Verfahren stehen für unterschiedliche Kristallformen zur Verfügung. Die optische Dicke des Aerosols wird dafür benötigt, um bei geringen optischen Dicken der Eiskwolken-schicht die Ergebnisse zu verbessern. Nichtsdestotrotz nehmen die Fehler bei der Bestimmung des Effektivradius für optische Dicken der Eiskwolke kleiner 0,5 zu große Werte an. Für optische Dicken größer 1,0 ergeben sich dagegen mittlere relative Fehler von etwa 10%, sowohl für die abgeleitete optische Dicke, als auch für die Bestimmung des Effektivradius. Eine genauere Verifizierung dieser Ergebnisse mit Hilfe der Meßdaten von EUCREX 94 ist, aufgrund der experimentellen Anordnung, nicht möglich. Jedoch ergeben sich beim Vergleich mit unabhängigen Meßinstrumenten sehr gute Übereinstimmungen. Die Ergebnisse sind für Fälle reiner Eiskbewölkung, sowohl vom relativen Verlauf, als auch von den absoluten Werten her, sehr plausibel.

Bei Anwendung dieser Verfahren auf Fälle von Mehrschichtbewölkung ergeben sich jedoch deutliche Überschätzungen der optischen Dicke und ebenso deutliche Unterschätzungen bei der Bestimmung des Effektivradius. Dabei steigen die Abweichungen mit zunehmender optischer Dicke der Untergrundbewölkung an. Um dies zu berücksichtigen, wurde ein weiteres, allgemeineres Verfahren für Mehrschichtbewölkung entwickelt. Dieses Verfahren ersetzt die zuvor entwickelten Verfahren zur Erkennung von Eiskwolken und zur Bestimmung der thermodynamischen Phase. Die neue Prozedur ist in der Lage, mit Hilfe der spektralen Reflektanzen bei 0,76, 0,87, 1,38, 1,43, 1,50 und 1,63 μm , Eiskbewölkung auch bei gleichzeitiger Untergrundbewölkung zu erkennen, und ihre optische Dicke zu ermitteln. Für die Bereiche, in denen reine Eiskbewölkung erkannt wird, können die zuvor beschriebenen Verfahren zur Bestimmung des Effektivradius verwendet werden.

Die Flugmeßkampagne EUCREX 94 bietet leider nur wenige Meßphasen, in denen eine Untersuchung von Mehrschichtbewölkung möglich ist. Dabei handelt es sich um Zeiträume, für die keine Vergleichsmessungen vorgenommen bzw. ausgewertet wurden, so daß eine Verifikation

nicht erfolgen konnte. Eine visuelle Inspektion der aufgenommenen Videoaufzeichnungen erlaubt für einige Meßphasen eine sehr genaue Klassifizierung der Bewölkungssituation. Hierbei ergaben sich hervorragende Übereinstimmungen mit den Ergebnissen des Erkennungsalgorithmus. Die abgeschätzten optischen Dicken der verschiedenen, zuvor beschriebenen Verfahren, stimmen gut für die Bereiche überein, in denen reine Eisbewölkung erkannt wurde. Dagegen ergeben sich für Situationen mit Mehrschichtbewölkung nur dann plausible Ergebnisse, wenn das Mehrschichtverfahren verwendet wird.

Trotz der vielversprechenden Ergebnisse, bedarf es noch einer Reihe von Erweiterungen und Verbesserungen. Obgleich, aufgrund der berücksichtigten Variation vieler verschiedener Einflußparameter, die Verfahren auch für andere Klimazonen und Wolkensystemstrukturen anwendbar sein sollten, bedarf es einer entsprechenden Verifizierung. Hierzu stehen leider bislang keine weiteren brauchbaren Daten zur Verfügung. Auch muß untersucht werden was passiert, wenn zugleich mittelhohe, im allgemeinen gemischtphasige Wolkensysteme auftreten.

Eine wesentliche Weiterführung der vorliegenden Arbeit entstünde durch die Verwendbarkeit für Satellitendaten. Es existiert jedoch kein Satellitensensor, der alle verwendeten Wellenlängen gleichzeitig anbietet. Der MODIS-Sensor an Bord des Terra-Satelliten besitzt die benötigten Spektralkanäle bei 0,87, 1,25, 1,38 und 1,63 μm . Ebenso ist ein Spektralbereich um 2,13 μm verfügbar, der in Kombination mit dem Spektralbereich um 1,38 oder 1,63 μm ersatzweise zur Festlegung der thermodynamischen Phase genutzt werden kann und somit die beiden Spektralkanäle bei 1,43 und 1,50 μm ersetzt. Auf eine Information zur Wolkenhöhe kann nicht verzichtet werden. Insofern bliebe zu untersuchen, inwieweit die spektrale Stützstelle bei 0,76 μm durch einen Spektralbereich im thermischen Infrarot adäquat ersetzt werden könnte. Ein entsprechend entwickeltes Verfahren könnte eine wesentliche Verbesserung zur Erkennung von Eiswolken und zur Bestimmung ihrer optischen Dicke im ISCCP-Algorithmus darstellen. Die notwendige Information über die mittlere, vorherrschende Kristallform kann aus Messungen des ebenfalls auf dem *Terra*-Satelliten montierten Mehrwinkel-Spektrometer MISR ermittelt werden.

Desweiteren sollte untersucht werden, inwieweit sich die Verfahren auf Landoberflächen ausdehnen lassen. Dies soll im Anschluß an diese Arbeit, im Rahmen eines DFG-Projektes, geschehen. Dazu wurden während der internationalen Flugmeßkampagne CLARE 98 (*Cloud Lidar and Radar Experiment 1998*) mit Hilfe des OVID-Nachfolgesystems FUBISS (*Freie Universität Berlin Integrated Spectrometer System*) Spektralmessungen oberhalb von Mehrschicht-Wolkensystemen über Südengland vorgenommen. Als Vergleichsmessungen stehen verschiedene Lidar-, Radar- und *in situ*-Messungen zur Verfügung. Es ist zu erwarten, daß wiederum eine Erkennung von Eiswolken und eine Bestimmung ihrer optischen Dicke gelingen sollte. Eine Abschätzung der mittleren Teilchengröße könnte, bei gleichzeitiger Kenntnis der vertikalen Extinktionsprofile, gelingen. Diese Information ließe sich aus den gleichzeitig verfügbaren Messungen eines aktiven Systems wie Radar und/oder Lidar extrahieren.

A Berechnung der Einfachstreuparameter

A.1 Bestimmung von Kristallgrößenverteilungen

Gemäß der in dieser Arbeit verwendeten und in Tabelle 2.2 dargestellten Parameterisierungen der Aspektverhältnisse von Auer und Veal (1970) und Heymsfield (1972), zeigt die folgende Tabelle A.1 die berechneten Einfachstreuparameter und die Kristallausmessungen für die drei Kristallformen Säule, Hohlsäule und Platte. Die Größen wurden so gewählt, daß einerseits der interessierende Größenbereich ausreichend abgedeckt wird, zum anderen besitzen die verschiedenen Formen bei gleicher Größenklasse näherungsweise die gleiche Oberfläche.

Tabelle A.1: *Längen und Breiten der pro Form je 34 Größenklassen, für die Ray Tracing-Berechnungen der optischen Einfachstreuparameter vorgenommen wurden. Die linke Hälfte zeigt die Werte, die sowohl für Säulen als auch für Hohlsäulen verwendet wurden, die rechte Hälfte die entsprechenden Werte für Platten.*

Nr.	Länge	Breite	Nr.	Länge	Breite	Nr.	Länge	Breite	Nr.	Länge	Breite
1	20,0	10,0	18	140,0	35,00	1	7,21	17,0	18	18,93	146,0
2	25,0	12,5	19	150,0	37,50	2	8,09	22,0	19	19,55	157,0
3	27,0	13,5	20	160,0	40,00	3	8,41	24,0	20	20,16	168,0
4	30,0	15,0	21	180,0	45,00	4	8,67	27,0	21	21,30	190,0
5	33,0	16,5	22	200,0	50,00	5	9,30	30,0	22	22,42	213,0
6	35,0	17,5	23	250,0	111,14	6	9,57	32,0	23	24,09	250,0
7	40,0	20,0	24	300,0	119,86	7	10,22	37,0	24	25,51	284,0
8	45,0	22,5	25	350,0	127,76	8	10,82	42,0	25	26,77	316,0
9	50,0	25,0	26	400,0	135,02	9	11,48	48,0	26	27,92	347,0
10	60,0	15,0	27	450,0	141,76	10	12,50	58,0	27	28,98	377,0
11	70,0	17,5	28	500,0	124,08	11	13,52	69,0	28	29,96	406,0
12	80,0	20,0	29	600,0	159,70	12	14,45	80,0	29	31,71	461,0
13	90,0	22,5	30	700,0	170,22	13	15,23	90,0	30	33,30	514,0
14	100,0	25,0	31	800,0	179,88	14	16,04	101,0	31	34,75	565,0
15	110,0	27,50	32	1000,0	197,30	15	16,80	112,0	32	37,31	662,0
16	120,0	30,00	33	1500,0	233,36	16	17,52	123,0	33	42,42	881,0
17	130,0	32,50	34	2000,0	262,88	17	18,21	134,0	34	46,48	1080,0

A.2 Verwendete Einfachstreuparameter für Eiswolken

Die Bestimmung der Einfachstreuparameter wurde detailliert in Abschnitt 3.4 beschrieben. Die nachfolgende Tabelle faßt die Verteilungsparameter sowie den dazugehörigen Effektivradius aller in dieser Arbeit verwendeten Datensätze optischer Einfachstreuparameter zusammen.

Tabelle A.2: *Effektivradien der 3 Einzelkristalle und 4 Formverteilungen, für die optische Einfachstreuparameter berechnet wurden. Außerdem angegeben sind die Länge L und Breite D für die hexagonalen Einzelkristalle, maximale Ausdehnung a des Polykristalls und die Temperatur als Verteilungsparameter.*

Nr.	Polyk.		Säule ($x=5,0$)			Platte ($x=0,2$)			Säulen- Vert.		Hohl- säulen- Vert.		Platten- vert.		Kugel- vert.	
	r_{eff}	#	r_{eff}	L	D	r_{eff}	L	D	r_{eff}	T	r_{eff}	T	r_{eff}	T	r_{eff}	T
01	6,2	25	6,0	50	10	6,0	5,8	29,0	---	---	---	---	---	---	---	---
02	---	---	9,0	75	15	9,0	8,8	44,0	---	---	---	---	---	---	---	---
03	12,5	50	12,0	100	20	12,0	11,7	58,6	14,8	-60	14,8	-60	10,7	-60	22,7	-60
04	---	---	14,9	125	25	15,0	14,6	73,0	16,2	-54	16,2	-54	11,3	-54	25,1	-54
05	18,7	75	17,9	150	30	18,0	17,5	87,6	19,1	-51	19,1	-51	12,5	-51	30,2	-51
06	---	---	19,9	175	35	20,0	20,5	102,6	20,6	-50	20,6	-50	13,1	-50	32,7	-50
07	25,1	100	23,9	200	40	24,0	23,4	117,0	24,4	-48	24,4	-48	14,7	-48	39,1	-48
08	---	---	26,9	225	45	27,0	26,3	131,6	26,8	-47	26,8	-47	15,7	-47	43,1	-47
09	31,4	125	29,9	250	50	30,0	29,2	146,0	29,5	-46	29,5	-46	16,8	-46	47,7	-46
10	---	---	32,9	275	55	33,0	32,2	161,0	31,7	-45	31,7	-45	17,7	-45	51,6	-45
11	37,6	150	35,9	300	60	36,0	35,1	175,6	34,3	-44	34,3	-44	18,8	-44	55,8	-44
12	---	---	38,9	325	65	39,0	38,0	190,0	36,8	-43	36,8	-43	19,8	-43	59,9	-43
13	44,0	175	41,8	350	70	42,0	40,9	204,6	39,2	-42	39,2	-42	20,8	-42	63,7	-42
14	---	---	44,8	375	75	44,9	43,8	219,0	41,4	-41	41,4	-41	21,7	-41	67,0	-41
15	50,1	200	47,8	400	80	48,0	46,8	234,0	44,6	-39	44,6	-39	23,0	-39	71,6	-39
16	---	---	50,8	425	85	51,0	49,7	248,6	47,6	-37	47,6	-37	24,2	-37	76,2	-37
17	---	---	55,8	467	93	56,0	54,6	273,0	51,2	-36	51,2	-36	25,6	-36	82,3	-36
18	---	---	60,4	505	101	60,7	59,1	295,6	56,0	-34	56,0	-34	27,4	-34	91,0	-34
19	---	---	66,4	555	111	66,7	65,0	325,0	59,3	-30	59,3	-30	28,6	-30	96,7	-30
20	---	---	74,4	622	124	74,7	72,8	364,0	67,2	0	67,2	0	31,5	0	111,7	0
21	---	---	89,0	744	149	89,3	87,0	435,0	72,9	10	72,9	10	33,5	10	122,8	10
22	---	---	95,6	800	160	95,9	93,5	467,6	79,4	20	79,4	20	---	---	136,1	20

A.3 Aufbau der Modellatmosphäre

Dargestellt ist die Untergliederung der Modellatmosphäre, die für die Durchführung der Strahlungstransportsimulationen in dieser Arbeit verwendet wurde. Außerdem sind für eine der verwendeten Atmosphären die dazugehörigen atmosphärischen Profile für Temperatur, Druck und Feuchte angegeben. Die weiteren drei verwendeten Atmosphären sind die McClatchey-Standardatmosphären für *Mittlere Breiten Sommer*, *Mittlere Breiten Winter* und *Tropen*.

Tabelle A.3: Schichteneinteilung der Atmosphäre für MOMO-Simulationen. Die Temperatur-, Druck- und Feuchte-Daten stammen für Höhen unterhalb von 11,2 km aus den Bordrechner-Daten der Falcon während des Aufstiegsfluges am Vormittag des 17. April 1994 (Mission 204). Oberhalb von 11,2 km wurde das "Mittlere Breiten Standard"-Profil von McClatchey verwendet.

Höhe [m]	Temperatur [K]	Druck [hPa]	H ₂ O-Dichte [gm ⁻³]	Höhe [m]	Temperatur [K]	Druck [hPa]	H ₂ O-Dichte [gm ⁻³]
70000	218,0	6,70·10 ⁻²	1,40·10 ⁻⁷	50000	276,0	9,50·10 ⁻¹	6,30·10 ⁻⁶
30000	234,0	1,32·10 ⁺¹	3,60·10 ⁻⁴	20000	218,0	5,95·10 ⁺¹	4,50·10 ⁻⁴
15000	216,0	1,30·10 ⁺²	7,60·10 ⁻⁴	13000	216,0	1,79·10 ⁺²	1,80·10 ⁻³
12000	222,0	2,09·10 ⁺²	6,00·10 ⁻³	11500	209,9	2,10·10 ⁺²	2,54·10 ⁻³
11000	211,2	2,27·10 ⁺²	3,02·10 ⁻³	10500	214,6	2,45·10 ⁺²	4,57·10 ⁻³
10100	216,1	2,61·10 ⁺²	5,64·10 ⁻³	10000	216,0	2,65·10 ⁺²	5,51·10 ⁻³
9900	215,8	2,69·10 ⁺²	5,41·10 ⁻³	9800	215,8	2,73·10 ⁺²	5,50·10 ⁻³
9700	216,4	2,77·10 ⁺²	5,95·10 ⁻³	9600	217,2	2,81·10 ⁺²	6,57·10 ⁻³
9500	218,0	2,86·10 ⁺²	7,41·10 ⁻³	9000	222,5	3,08·10 ⁺²	1,35·10 ⁻²
8500	226,9	3,32·10 ⁺²	2,49·10 ⁻²	8000	231,3	3,57·10 ⁺²	4,36·10 ⁻²
7500	235,7	3,83·10 ⁺²	6,20·10 ⁻²	7000	239,7	4,11·10 ⁺²	1,02·10 ⁻¹
6500	244,2	4,41·10 ⁺²	1,61·10 ⁻¹	6000	248,8	4,73·10 ⁺²	1,69·10 ⁻¹
5500	252,3	5,06·10 ⁺²	3,68·10 ⁻¹	5000	256,1	5,41·10 ⁺²	6,83·10 ⁻¹
4500	259,5	5,78·10 ⁺²	1,01·10 ⁺⁰	4000	262,6	6,17·10 ⁺²	4,13·10 ⁻¹
3500	265,8	6,58·10 ⁺²	5,66·10 ⁻¹	3000	266,6	7,02·10 ⁺²	1,80·10 ⁺⁰
2500	270,2	7,48·10 ⁺²	2,85·10 ⁺⁰	2000	270,2	7,96·10 ⁺²	3,79·10 ⁺⁰
1600	276,6	8,36·10 ⁺²	4,02·10 ⁺⁰	1300	279,1	8,68·10 ⁺²	3,66·10 ⁺⁰
1000	281,6	8,99·10 ⁺²	4,11·10 ⁺⁰	800	283,1	9,22·10 ⁺²	3,74·10 ⁺⁰
600	282,9	9,43·10 ⁺²	5,43·10 ⁺⁰	400	284,0	9,66·10 ⁺²	6,03·10 ⁺⁰
200	286,4	9,89·10 ⁺²	6,94·10 ⁺⁰	0	288,6	1,01·10 ⁺³	7,91·10 ⁺⁰

B Fertige Algorithmen

B.1 Wolkenerkennung und optische Dicke des Aerosols

Die Netzarchitektur besteht aus 12 versteckten Neuronen, sowie jeweils einem zusätzlichen Neuron mit konstantem Input von eins in Eingabeschicht und versteckter Schicht. Für die Sigmoiden-Funktion wird eine Konstante von 1,0 verwendet. Die vier Eingabegrößen sind Sonnenzenitwinkel in Grad sowie drei Reflexionswerte bei 0,87, 1,25 und 1,38 μm . Als Ausgabegrößen wird ein Flag mit Werten zwischen etwa -0,05 und +1,05 sowie die optische Dicke des Aerosols mit Werten zwischen 0,0 und 1,2 angegeben.

Eine Analyse bewölkter und unbewölkter Simulationen hat ergeben, daß ein Schwellwert von 0,6 eine gute Erkennung von Eiswolken erlaubt (siehe Abbildung 4.8). Werte des Wolkenflags größer 0,6 werden dabei als Eiswolke mit optischer Dicke ab 0,05 interpretiert. Wasser- oder Mischwolken in unteren Atmosphärenbereichen werden unter Umständen mit diesem Verfahren als unbewölkt interpretiert. Vor der eigentlichen Berechnung der beiden Outputgrößen mit Hilfe von Gleichung (4.3) müssen die vier Eingabegrößen einer Eingabetransformation unterzogen werden. Dabei wird der Sonnenzenitwinkel linear auf den Bereich 0 bis 1 transformiert. Die Reflexionswerte werden einer Hauptkomponentenanalyse unterzogen.

Gültigkeitsbereich:

$$\begin{aligned}
 17,11 &\leq \theta_z \leq 78,5 \\
 0,00721 &\leq R_{864} \leq 1,0 \\
 0,00138 &\leq R_{1247} \leq 0,8877 \\
 0,00042 &\leq R_{1380} \leq 0,75401
 \end{aligned}
 \tag{B.1}$$

Eingabeumwandlung:

$$\hat{\mathbf{y}} = \begin{bmatrix} f(\theta_z) \\ f(R_{864}, R_{1247}, R_{1380}) \\ 1 \end{bmatrix}
 \tag{B.2}$$

$$\text{mit } \left\{ \begin{array}{l} f(\theta_z) = 0,0146604(\theta_z - 17,11) + 0,05 \\ f(R_{864}, R_{1247}, R_{1380}) = \begin{bmatrix} -0,680202 & 0,730986 & -0,0546269 \\ 0,446849 & 0,35442 & -0,821409 \\ 0,581078 & 0,583134 & 0,567718 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{R_{864} - 0,105642}{0,126875} \\ \frac{R_{1247} - 0,0839909}{0,113805} \\ \frac{R_{1380} - 0,0393118}{0,0887118} \end{bmatrix} \end{array} \right.$$

Matrizen und Funktionen der eigentlichen Prozedur:

$$W_{EV} = \begin{bmatrix} 6,53198 & -72,6368 & 8,76951 & 11,4146 & -27,0892 \\ -8,06008 & -130,622 & 4,5233 & 4,68271 & 10,2293 \\ 40,815 & 26,0577 & -33,8524 & 10,2136 & -9,38731 \\ 16,1263 & 16,4492 & -22,7256 & -11,8508 & 34,1151 \\ 133,67 & -52,7465 & -24,9755 & -36,5005 & 22,5828 \\ -47,3301 & -73,3026 & -0,175349 & 0,210793 & 49,4245 \\ -41,0851 & 2,97668 & 10,4774 & -7,88361 & 8,41373 \\ 21,2875 & 278,36 & -41,7542 & -9,05726 & 12,4123 \\ 45,0068 & 64,0847 & -9,42334 & -6,63093 & -23,4688 \\ 143,165 & 5,36094 & -9,7571 & -52,6312 & 30,6853 \\ 10,7549 & -64,2758 & -3,48631 & 2,49926 & -11,8712 \\ -1,51269 & -4,22128 & -221,368 & 148,923 & 112,152 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

$$W_{VA1} = \begin{bmatrix} 43,4365 & 74,5696 & -25,1125 & 29,5982 & -36,8416 & -33,6319 & -22,9372 \\ -27,6481 & 6,13252 & 41,0246 & -30,5153 & -140,528 & 66,0693 & -80,9918 \\ -39,2868 & 25,979 & 44,0643 & -64,3216 & -0,4457 & -9,52976 \\ -46,5047 & -74,2759 & -17,0724 & -36,5228 & 642,342 & -46,0181 \end{bmatrix}$$

$$\vec{c}_1 = \begin{pmatrix} -0,0667 \\ -0,0556 \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

$$\vec{c}_2 = \begin{pmatrix} 1,334 \\ 1,111 \end{pmatrix}$$

Ausgabewerte:

$$\vec{\delta} = \begin{pmatrix} \tau_{aerosol} \\ \text{Bewölkungsflag} \end{pmatrix}, \text{ Schwellwert für Eisbewölkung: } 0,6 \quad (\text{B.5})$$

B.2 Thermodynamische Phase eines Wolkenelements

Die Netzarchitektur besteht aus 12 versteckten Neuronen, sowie jeweils einem zusätzlichen Neuron mit konstantem Input von eins in Eingabeschicht und versteckter Schicht. Für die Sigmoiden-Funktion wird eine Konstante von 1,0 verwendet. Die vier Eingabegrößen sind Sonnenzenitwinkel in Grad sowie drei Reflexionswerte bei 0,87, 1,43 und 1,50 μm . Als Ausgabegrößen wird ein Flag mit Werten zwischen etwa -0,05 und +1,05 angegeben.

Abbildung B.1 zeigt für Simulationen des Validationsdatensatzes von Wasser- und Eiswolken getrennt, welche Ausgabewerte mit welcher Häufigkeit ermittelt werden. Zur besseren Darstellung wurden die Werte innerhalb von 0,1-Schritt-Intervallen zusammengefaßt. Man erkennt, daß bei Wahl eines Schwellwertes von etwa 0,4, eine nahezu vollständige Unterscheidung zwischen Eis- und Wasserbewölkung gelingt, insbesondere wenn man optisch dünne Wasserwolken vernachlässigt. Werte des Wolkenflags größer 0,4 werden somit als Eiswolke interpretiert. Vor der eigentlichen Berechnung der Outputgröße mit Hilfe von Gleichung (4.3) müssen die vier Eingabegrößen einer Eingabetransformation unterzogen werden. Dabei wird der Sonnenzenitwinkel linear auf den Bereich 0 bis 1 transformiert. Die Reflexionen werden einer Hauptkomponentenanalyse unterzogen.

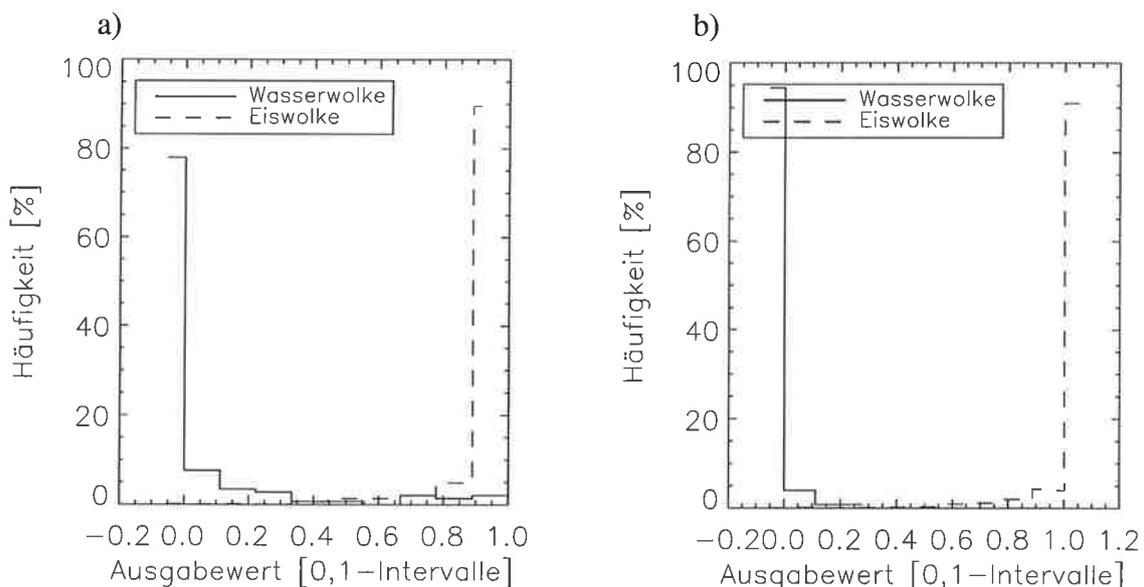


Abbildung B.1: Ergebnisse des entwickelten Phasenbestimmungsalgorithmus. Berücksichtigt wurden Simulationen von Eiskugelverteilungen und Wassertröpfchenverteilungen mit Effektivradien zwischen 13 und 21 μm , optischen Dicken der Eiswolke zwischen 0,1 und 900, drei Atmosphärenzusammensetzungen und optische Dicken der Aerosole zwischen 0,0 und 1,2. Die Wolkenoberkantenhöhen variieren zufällig zwischen 4 und 12 km für die Eiswolken und zwischen 1 und 2 km für die Wasserwolken. a) Optische Dicken der Wasserwolke zwischen 0,1 und 900. b) Optische Dicken der Wasserwolke zwischen 3,3 und 900.

Gültigkeitsbereich:

$$\begin{aligned}
 17,11 &\leq \theta_z \leq 78,5 \\
 0,00678 &\leq R_{864} \leq 1,0 \\
 0,00047 &\leq R_{1430} \leq 0,41847 \\
 0,00054 &\leq R_{1500} \leq 0,34256
 \end{aligned}
 \tag{B.6}$$

Eingabeumwandlung:

$$\hat{\lambda} = \begin{bmatrix} f(\theta_z) \\ f(R_{864}, R_{1430}, R_{1500}) \\ 1 \end{bmatrix}
 \tag{B.7}$$

$$\text{mit } \begin{cases} f(\theta_z) = 0,0146604(\theta_z - 17,11) + 0,05 \\ f(R_{864}, R_{1430}, R_{1500}) = \begin{bmatrix} -0,776198 & 0,552139 & 0,3044 \\ 0,122654 & 0,605811 & -0,786097 \\ 0,618444 & 0,572831 & 0,537952 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{R_{864} - 0,342376}{0,356052} \\ \frac{R_{1430} - 0,110248}{0,111067} \\ \frac{R_{1500} - 0,0680836}{0,0596331} \end{bmatrix} \end{cases}$$

Matrizen und Funktionen der eigentlichen Prozedur:

$$W_{EV} = \begin{bmatrix} 0,566283 & 14,7971 & 56,7378 & 30,4515 & 45,806 \\ 24,0044 & -4,56257 & 219,737 & 19,028 & 8,97371 \\ -0,647164 & -0,321472 & 34,3577 & 5,12485 & 1,79335 \\ -4,47123 & 6,26742 & 25,4632 & 14,3261 & 23,0355 \\ -2,49213 & 0,514186 & 11,4514 & 5,16975 & -1,91436 \\ 83,5039 & 11,4146 & -78,4339 & 12,8359 & -32,841 \\ -0,884395 & 2,79441 & 37,5114 & 12,8887 & 15,7612 \\ 3,48183 & 2,39356 & 148,74 & 10,7998 & 1,15558 \\ 3,13253 & -55,1859 & 41,548 & 64,04 & 85,5145 \\ -1,49244 & 0,997455 & 34,7684 & 11,8769 & 14,3537 \\ 2,04833 & -21,1113 & -39,8295 & -22,0438 & -35,1513 \\ -2,05933 & 2,72769 & 30,0552 & 8,36544 & 9,18799 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}
 \tag{B.8}$$

$$W_{VA1} = [114,218 \ 73,9983 \ 10,189 \ 54,6501 \ 5,79405 \ -7,15455 \ 35,5737 \\ -5,09484 \ 295,569 \ 33,5018 \ -265,194 \ 21,5039 \ -60,771]$$

$$\begin{aligned}
 C_1 &= -0,0556 \\
 C_2 &= 1,111
 \end{aligned}
 \tag{B.9}$$

$$\text{Ausgabewert: } O = \text{Bewölkungsflag, Schwellwert für Eisbewölkung: } 0,4
 \tag{B.10}$$

B.3 Effektivradius und optische Dicke bei reiner Eisbewölkung

Für die sechs, in Tabelle A.2 dargestellten Kristallformen bzw. Kristallformverteilungen, wurde jeweils ein eigener Algorithmus entwickelt. Die Netzarchitektur besteht jeweils aus 16 versteckten Neuronen sowie zwei zusätzlichen Neuronen mit konstantem Input von eins in Eingabeschicht und versteckter Schicht. Für die Sigmoiden-Funktion wird eine Konstante von 1,0 verwendet. Die vier Eingabegrößen sind Sonnenzenitwinkel in Grad, optische Dicke des Aerosols, sowie die beiden Reflexionen bei $0,87$ und $1,63 \mu\text{m}$. Als Ausgabegrößen erhält man Effektivradius und optische Dicke der Wolke in Abhängigkeit von der jeweiligen Kristallform. Von den, je nach Kristallform, 7000 bis 20000 Simulationen wurden jeweils 3000 Simulationen für Training und Test und die restlichen Simulationen für die anschließende Bewertung verwendet. Dabei wurden die Reflexionen mit 2% verrauscht, die optische Dicke des Aerosols mit 10%.

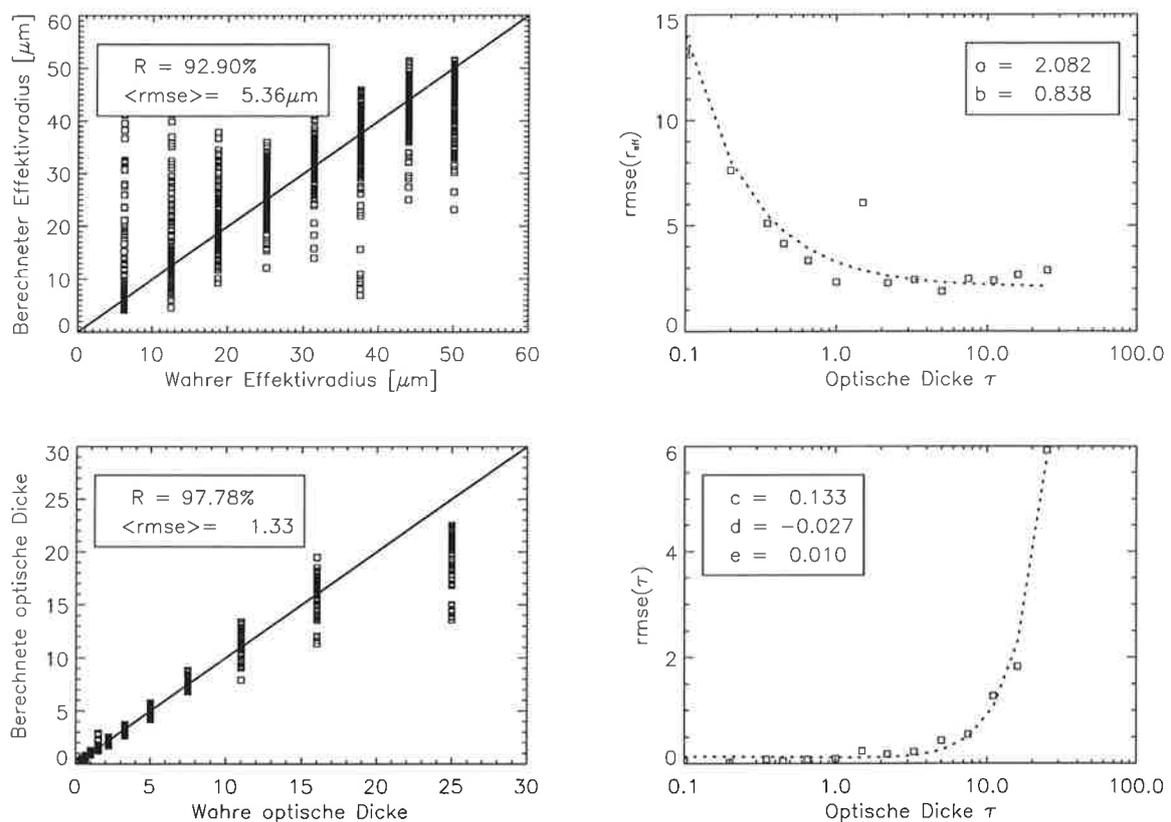


Abbildung B.2: *Linke Hälfte: Vergleich der Ausgabe eines neuronalen Netzes für Effektivradius und optische Dicke mit den, den Simulationen zugrundeliegenden Werten. Rechte Hälfte: Dabei auftretende mittlere Fehler sowie (liniert eingezeichnet) die daraus berechneten, im Algorithmus verwendeten Fehlerfunktionen. Die Fehlerfunktion ergibt sich mit Hilfe der in der Legende dargestellten Parameter und der in Gleichung (4.6) dargestellten Anweisungen. Berücksichtigt wurden Simulationen für zwei Spektralkanäle bei $0,87$ und $1,63 \mu\text{m}$, 9 Sonnenzenitwinkel zwischen $17,1$ und $78,5^\circ$, einer Teilchenform (verzerrtes Polykristall), variierende Atmosphärenzusammensetzung und variierende Wolkenhöhe zwischen 4 und 12 km . Es wurden optische Dicken zwischen $0,1$ und 25 verwendet.*

Abbildung B.2 zeigt für das verzerrte Polykristall die Ergebnisse des Lernprozesses, angewandt auf den Validationsdatensatz. Es wurden Simulationen für variierende Atmosphärenzusammensetzungen sowie variierende Wolkenhöhen berücksichtigt. Die optischen Dicken der Eiswolke variieren zwischen 0,1 und 25. Man erkennt, daß für sehr hohe optische Dicken, der Algorithmus zu einer deutlichen Unterschätzung führt. Dies zeigt sich auch für die anderen Kristallformen und kann gegebenenfalls durch ein zweistufiges Verfahren für verschiedene Bereiche der optischen Dicke verbessert werden.

Gültigkeitsbereich:

$$\begin{aligned}
 17,11 &\leq \theta_z \leq 78,5 \\
 0,0 &\leq \tau_{aerosol} \leq 1,0 \\
 0,01083 &\leq R_{864} \leq 0,82394 \\
 0,00269 &\leq R_{1630} \leq 0,44862
 \end{aligned}
 \tag{B.11}$$

Eingabeumwandlung:

$$\vec{\lambda} = \begin{bmatrix} f(\theta_z) \\ f(\tau_{aerosol}) \\ f(R_{864}, R_{1630}) \\ 1 \end{bmatrix}
 \tag{B.12}$$

$$\text{mit } \left\{ \begin{array}{l} f(\theta_z) = 0,0146604(\theta_z - 17,11) + 0,05 \\ f(\tau_{aerosol}) = 0,75\tau_{aerosol} + 0,05 \\ f(R_{864}, R_{1630}) = \begin{bmatrix} 0,707107 & 0,707107 \\ -0,707107 & 0,707107 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{864} - 0,271721 \\ 0,23285 \\ R_{1630} - 0,119978 \\ 0,0986963 \end{bmatrix} \end{array} \right.$$

Matrizen und Funktionen der eigentlichen Prozedur:

$$W_{VA1} = \begin{bmatrix} -27,2291 & 72,9463 & 48,8054 & 23,4827 & -5,4319 & 61,526 & -72,8837 & -155,801 & -8,53314 \\ -83,9743 & 58,7135 & -1,37079 & 1,21373 & -48,3778 & -6,51469 & 7,62953 & 4,1405 & 1,71687 \\ 88,6144 & 26,8844 & -22,4261 & -13,2518 & -35,3325 & -74,544 & -8,49036 & -36,618 \\ 2,44333 & -11,8657 & -46,1799 & 0,780325 & -0,883066 & 62,6402 & 35,162 & -14,3662 \end{bmatrix}
 \tag{B.13}$$

$$W_{EV} = \begin{bmatrix} -1,07687 & 12,2648 & -23,641 & 17,8724 & -40,4185 \\ -24,5175 & -15,3472 & 13,8984 & -18,4085 & 41,2364 \\ -4,49904 & -15,165 & 13,2609 & -50,1408 & 22,2692 \\ -2,94056 & -42,1866 & -19,5279 & -53,7707 & -11,9872 \\ 5,79545 & 1,23013 & -8,96402 & -70,2251 & -16,1576 \\ 0,190937 & -3,31243 & -11,408 & 389,998 & 13,8614 \\ -6,44625 & 24,4153 & -4,37614 & 285,326 & 4,88301 \\ 5,7493 & 19,679 & -50,3111 & 141,21 & -78,4324 \\ -48,2108 & -5,86423 & 2,59885 & 17,778 & 24,3314 \\ -64,9404 & 20,3807 & -16,3228 & -32,4623 & -34,9849 \\ 14,5241 & 10,2701 & -11,0835 & 15,6678 & -13,463 \\ -5,83044 & -0,638846 & 10,1124 & 74,0187 & 15,7412 \\ -2,82791 & -9,01999 & -23,2543 & 220,423 & -22,698 \\ -47,5356 & -5,33967 & 14,5735 & 32,3902 & 43,0154 \\ 0,423764 & -0,381747 & 3,2373 & -4,05406 & -8,1924 \\ 10,024 & 13,1933 & -8,97151 & 18,2252 & -28,1287 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.14})$$

$$\vec{c}_1 = \begin{pmatrix} 3,7611 \\ -1,8779 \end{pmatrix} \quad (\text{B.15})$$

$$\vec{c}_2 = \begin{pmatrix} 48,7779 \\ 5,3692 \end{pmatrix}$$

Ausgabewerte und Fehlerberechnung:

$$\vec{\delta} = \begin{pmatrix} r_{eff} \\ \log(\tau+0,1) \end{pmatrix} ; \quad \Delta r_{eff} = 2,082 + \frac{1}{0,838\tau} \quad [\mu m] \quad (\text{B.16})$$

$$\Delta \tau = 0,133 - 0,027\tau + 0,01\tau^2$$

Aus der Diskussion in Abschnitt 4.1.2 hat sich ergeben, daß die Größenordnung des Fehlers sowohl für den Effektivradius als auch für die optische Dicke im wesentlichen durch die Größe der optischen Dicke der Eiswolke bestimmt wird. Diese Fehlerfunktionen werden für den Algorithmus des verzerrten Polykristalls in Gleichung (B.16) angegeben. Für die weiteren fünf untersuchten Kristallformen soll aus Platzgründen keine explizite Darstellung des Algorithmus erfolgen. Für optische Dicken größer 1 erhält man mittlere relative Fehler von kleiner 10%, sowohl für den Effektivradius als auch für die optische Dicke. Die weiteren Algorithmen sollen aus Platzgründen nicht dargestellt werden. Die relativen Genauigkeiten liegen in der gleichen Größenordnung.

B.4 Eiswolkenerkennung und optische Dicke (Mehrschichtbewölkung)

Die Netzarchitektur besteht aus 16 versteckten Neuronen, sowie jeweils einem zusätzlichen Neuron mit konstantem Input von eins in Eingabeschicht und versteckter Schicht. Für die Sigmoiden-Funktion wird eine Konstante von 1,0 verwendet. Die Eingabegrößen sind Sonnenzenitwinkel in Grad sowie sechs Reflexionswerte bei 0,761, 0,864, 1,38, 1,43, 1,50, und 1,63 μm . Als Ausgabegrößen wird ein Flag zur Eiswolkenerkennung mit Werten zwischen etwa -0,05 und +1,15, ein entsprechendes Flag zur Wasserwolkenerkennung, sowie die optische Dicke einer eventuell vorhandenen Eiswolkenschicht mit Werten angegeben.

Eine Analyse verschiedener Simulationen mit reiner Eisbewölkung, reiner Wasserbewölkung und zweischichtigen Wolkensystemen, bestehend aus einer Schicht mit Eisbewölkung und einer tieferliegenden Schicht mit Wasserbewölkung hat ergeben, daß ein Schwellwert von 0,8 eine gute Erkennung von Eiswolken auch für den Fall von Mehrschichtbewölkung erlaubt (siehe Abbildung 4.12). Werte des Wolkenflags größer 0,8 repräsentieren Eiswolkenschichten mit optischen Dicken von mindestens 0,1. Dabei muß angenommen werden, daß sich die Oberkantenhöhen der Eiswolke in mindestens sechs Kilometern Höhe befinden und die Wasser- oder Mischwolken in deutlich tieferen Atmosphärenbereichen. Außer für mittelhohe gemischtphasige Wolken, erscheint dies eine realistische Annahme zu sein. Ein weiteres Wolkenflag mit Schwellwert 0,95 gibt Auskunft darüber, ob tiefliegende Wasserbewölkung vorhanden ist.

Vor der eigentlichen Berechnung der beiden Outputgrößen mit Hilfe von Gleichung (4.3) müssen die sieben Eingabegrößen einer Eingabetransformation unterzogen werden. Dabei wird der Sonnenzenitwinkel linear auf den Bereich 0 bis 1 transformiert. Die Reflexionen werden einer Hauptkomponentenanalyse unterzogen.

Gültigkeitsbereich:

$$\begin{aligned}
 17,11 &\leq \theta_z \leq 78,5 \\
 0,01833 &\leq R_{761} \leq 0,67668 \\
 0,02014 &\leq R_{864} \leq 1,0 \\
 0,0006 &\leq R_{1380} \leq 0,62411 \\
 0,0015 &\leq R_{1430} \leq 0,4529 \\
 0,00416 &\leq R_{1500} \leq 0,56769 \\
 0,00445 &\leq R_{1630} \leq 0,74442
 \end{aligned}
 \tag{B.17}$$

Eingabewandlung:

$$\hat{\lambda} = \begin{bmatrix} f(\theta_z) \\ f(R_{761}, R_{864}, R_{1380}, R_{1430}, R_{1500}, R_{1630}) \\ 1 \end{bmatrix}
 \tag{B.18}$$

$$\begin{aligned}
 & f(\theta_z) = 0,0146604(\theta_z - 17,11) + 0,05 \\
 \text{mit } & \left\{ \begin{array}{l} R_{761}, R_{864} \\ R_{1380}, R_{1430} \\ R_{1500}, R_{1630} \end{array} \right\} = \begin{bmatrix} -0,562482 & 0,566393 & 0,285088 & -0,183566 & 0,344646 & -0,359249 \\ -0,40207 & 0,217483 & 0,215696 & -0,084239 & -0,546153 & 0,662674 \\ -0,274511 & 0,282299 & -0,619806 & 0,668421 & -0,10334 & -0,057661 \\ -0,442654 & -0,557106 & 0,24888 & 0,379264 & 0,46618 & 0,265674 \\ 0,068537 & -0,067765 & 0,581314 & 0,485163 & -0,465845 & -0,447649 \\ 0,49594 & 0,487081 & 0,29694 & 0,364959 & 0,371378 & 0,39687 \end{bmatrix} \\
 & \left\{ \begin{array}{l} R_{761} - 0,29331 \\ \quad \quad \quad 0,171355 \\ R_{864} - 0,455959 \\ \quad \quad \quad 0,269872 \\ R_{1380} - 0,133667 \\ \quad \quad \quad 0,150158 \\ R_{1430} - 0,145149 \\ \quad \quad \quad 0,11557 \\ R_{1500} - 0,171848 \\ \quad \quad \quad 0,0887728 \\ R_{1630} - 0,244968 \\ \quad \quad \quad 0,126073 \end{array} \right\}
 \end{aligned}$$

Matrizen und Funktionen der eigentlichen Prozedur:

$$W_{EV} = \begin{bmatrix} -22,7146 & -147,147 & -167,53 & 207,993 & 15,0451 & -44,0038 & 11,0071 & 88,6784 \\ -30,41 & -8,58617 & 31,8362 & -34,8856 & 26,4655 & 30,8359 & 11,0539 & 65,9932 \\ -8,56636 & -0,56989 & 154,656 & -59,4188 & -40,4716 & -81,6772 & 32,6607 & 149,974 \\ 3,16568 & 0,789273 & -186,777 & 36,9052 & 35,0688 & 22,8733 & 44,7048 & 161,212 \\ -0,826084 & -16,2787 & -33,7931 & 40,365 & 30,1212 & 61,4074 & 36,8236 & 124,909 \\ -94,6102 & -23,1252 & -108,298 & 189,599 & 25,7101 & -70,1611 & 12,291 & 169,457 \\ -5,43064 & 75,9912 & -22,2697 & 21,7868 & 41,938 & 91,8772 & -33,219 & -138,376 \\ 42,5031 & -200,84 & -100,237 & 5,9816 & -34,8849 & -76,9777 & 24,232 & 109,232 \\ -3,12123 & -8,05774 & -5,01886 & 3,99722 & 0,92123 & 2,41721 & 1,28227 & 3,98503 \\ 2,1468 & -1,89432 & 4,14344 & -4,07428 & -0,38817 & -4,50498 & -0,72726 & 19,9485 \\ -6,44263 & -117,183 & -123,78 & 209,772 & -82,7972 & -192,47 & -94,2931 & -291,89 \\ -2,33879 & -23,8318 & 24,0145 & -26,3448 & -2,15475 & -18,1258 & 1,6671 & 46,8389 \\ -18,5886 & 5,8926 & 17,6311 & -26,2376 & 32,8205 & 43,1861 & 15,6675 & 73,5102 \\ 23,6703 & -1,53268 & -34,25 & 32,2319 & -23,8023 & -30,737 & -11,8588 & -58,3738 \\ 34,6063 & 12,4625 & 46,4451 & 40,1973 & 26,4413 & 62,8529 & 31,9569 & 77,1352 \\ 35,6998 & -340,838 & -87,9202 & 70,3918 & -63,1151 & -112,478 & -14,1773 & 336,998 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.19})$$

$$W_{VA1} = \begin{bmatrix} 1,64192 & -35,531 & 1,7286 & 2,7126 & 27,842 & -0,93014 & -1,914 & -5,404 & 72,3294 \\ -43,457 & -110,04 & -30,551 & 68,501 & 225,896 & 36,0086 & -5,8987 & -54,709 & 61,5853 \\ -237,79 & -33,9 & 681,179 & -632,21 & -96,416 & 133,932 & 187,74 & 181,225 & -9,0781 \\ 26,0701 & -132,489 & -47,4028 & -15,7167 & -61,9556 & 7,09434 & -6,9184 & 3,79223 \\ 199,644 & -851,157 & -94,6597 & 70,7497 & -21,7099 & -100,858 & -75,5037 & -71,0507 \\ -1,17124 & 1,93787 & -39,091 & -23,2411 & -62,036 & 0,00804 & 199,272 & -78,8169 \end{bmatrix} \quad (\text{B.20})$$

$$\tilde{c}_1 = \begin{pmatrix} -2,60956 \\ -0,0556 \\ -0,0556 \end{pmatrix} ; \quad \tilde{c}_2 = \begin{pmatrix} 6,13938 \\ 1,111 \\ 1,111 \end{pmatrix} \quad (\text{B.21})$$

$$\vartheta = \begin{pmatrix} \tau_{\text{icecloud}} \\ \text{Eiswolkenflag} \\ \text{Wasserwolkenflag} \end{pmatrix}, \text{ Schwellwert für } \begin{cases} \text{Eisbewölkung: } 0,8 \\ \text{Wasserbewölkung: } 0,95 \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

Danksagung

En goden Raat to rechter Tiet
bewahrt vör Elend un vör Striet.

Plattdeutsches Sprichwort

Meine Damen und Herren!

Soll ich reden? Soll ich schweigen? Es ist schwer, Worte zu finden für all die Güte und all die Hilfe, die mir in den vergangenen Jahren gewährt worden ist.

Vor allem danke ich der geowissenschaftlichen Fakultät der Universität Hamburg von ganzem Herzen für die hohe Ehre, die sie mir erwiesen hat mit der Nominierung zum Doktor. Dieser sympathischen, überaus kompetenten und naiv liebevoll mobbenden Arbeitsgruppe von Hartmut Graßl angehört zu haben, wird mir für den Rest meines Lebens ein Gefühl des Stolzes und der Freude geben.

Und wie außerordentlich war die Hilfe, die mir geschah von verschiedenen Seiten bei der Errihtung dieser Arbeit, die ein Teil meines Lebenswerkes darstellen soll - um diesen naiven Ausdruck zu gebrauchen -, die Rechnungen zu erstellen, die Daten zu pflegen, sie zu interpretieren, sprachlich rein zu erhalten (Danke Bärbel!), es den Menschen so zu übermitteln, wie ich es gewollt habe. Eine derart zuvorkommende Hilfe ist meines Wissens in der Geschichte der modernen, der lebenden Naturwissenschaften noch nicht dagewesen, und ich bin tief gerührt und beschämt, daß ausgerechnet mir diese Hilfe zuteil wurde. Viel Beschämung, viel Bescheidenheit protestiert beinahe gegen all das, was mir in meinen Arbeitszeiten und außerhalb derer an Hilfe, an Liebenswürdigkeiten geschah.

Nun heißt es danken, und das ist schwer, wo es so viel zu danken gibt. „Selten“, heißt es bei Goethe, „tun wir uns selbst genug; desto tröstlicher ist es, anderen genuggetan zu haben.“ Das ist ein mir liebes und teures Wort, bei dessen Erwähnung ich spontan an meinen Betreuer Stephan Bakan denken muß. Er gab inhaltliche Hilfestellung, wo immer sie verlangt wurde und sorgte maßgeblich für das effektive, aber auch familiäre Arbeitsklima. Besonderer Dank gilt ihm jedoch von meiner Seite dafür, daß er mir meine sonstigen Studien gestattete, ohne diese nachteilig gegen mich auszulegen. Das ist keineswegs selbstverständlich, denn sicher verschob diese Maßnahme die Fertigstellung dieses Werkes maßgeblich.

Ich will nicht den Träumer spielen und mich auch nur zum Schein in der Illusion wiegen, als sei es für mich möglich, auch nur einen Teil aller notwendigen Danksagungen an dieser Stelle vorzutragen. Ich danke all den Menschen, die mit mir der Freude und Ehre zuteil wurden, ein Mitglied der berühmten OVID-Arbeitsgruppe gewesen zu sein, deren Diskussionen sowohl im kleinen Hamburger als auch im weiteren, die Berliner Freunde umfassenden Kreise, sehr fruchtbar für diese Arbeit waren. Dabei konnte und durfte ich auch an das große, in Programmzeilen niedergeschriebene intellektuelle Potential dieser Gruppe anzapfen, dessen Krönung sich auch

in den weisen und rühmlichen Namensgebungen widerspiegeln, die da sind ESFT (Danke Wolfgang!), BCK(Danke Rene!) und MOMO (Danke Berliner!). Ein weiteres Standbein dieser Arbeit wurde durch das *Ray Tracing*-Monument von Andreas Macke sowie zahlreichen damit verbundenen Informationen hergestellt (Danke Andreas!).

Meinen allertiefsten Dank richte ich auch an Ullrich, Daniel, Stefan, Christian und Georg, weil sie die Initiatoren für das Laufen meiner Wegbegleiter dop (Der Rechnergott habe ihn selig!), cup und wup waren. Auch wenn ich diesen Dank nicht immer zeigen konnte, so kommt er doch aus tiefem Herzen und an dieser Stelle möchte ich eine Laudatio auf diese oft unmenschlichen Leistungen halten, die diese Ehrenmänner im Dienste der Wissenschaft aber auch aus Freundschaft und Güte geleistet haben.

Wie hätte aus mir jemals der Mensch werden können, der voller Freude diese Zeilen eintippt ohne die gemeinsamen Zimmerzeiten mit Marga oder Claudia. Argwöhnisch werde ich meine zukünftigen Zimmerkollegen und -kolleginnen bewerten und mich voller Sehnsucht an die vergangenen Tage zurückerinnern.

Nun, die Naturwissenschaft ist ein vitales, nicht nur im stillen Kämmerchen sich bewegendes Geschöpf. So mußten auch außerhalb des Büros, in der Sporthalle, im Café, bei Besuchen von Freunden und Familie, Menschen an meinen Problemen und meinem Ärger teilhaben und mich aufrichten. Dafür danke ich und warne schon heute davor, daß ich mich nun öfter melden werde, gut gelaunt und motiviert: die Zeit der Ruhe vor mir ist vorbei!

Ich habe noch viel mehr zu danken, viel zu viel, als daß die physische Möglichkeit bestände, es mit eigener Hand, von Person zu Person zu tun. Danke allen bislang unerwähnten! Und jeden der dies lese bitte ich, das Summarische daran zu vergessen und meinen Dank aufs direkteste und privateste an ihn - oder sie - gerichtet zu verstehen.

Ich habe gesprochen, so gut ich's in diesem Augenblick konnte. Ich bin ein bißchen strapaziert schon von den Erregungen und Bewegungen und Eindrücken dieser Zeit, aber ich bin froh, vor allen Dingen fertig mit dieser Arbeit und frei für die Genüsse des Lebens zu sein, in dieser vom Genie geadelten Stadt, der ich die Freude habe als Bürger anzugehören. Als Ihr Mitbürger, Kollege und Freund also grüße ich Sie von Herzen, danke Ihnen, daß Sie bei dieser schönen Feier zugegen waren, und sage: Auf Wiedersehen!

Literatur

- Ackerman, S.A. und Stephens, G.L., 1987: Absorption of solar radiation by cloud droplets: an application of anomalous diffraction theory, *Journal of Atmospheric Sciences*, 44, 1574-1588.
- Ackerman, S.A., Smith, W.L., Spinhirne, J.D. und Revercomb, H.E., 1990: The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: spectral properties of cirrus clouds in the 8-12 μm window. *Monthly Weather Review*, 118, 2377-2388.
- Albers, F., 1989: Flugzeugmessungen von Eisteilchenkonzentrationen und Größenverteilungen in Eiswolken mit Hilfe optisch abbildender Sonden, *Diplomarbeit, Universität Köln*, 85 pp.
- Ansmann, A., Bösenberg, J., Brogniez, G., Elouragini, S., Flamant, P.H., Klapheck, K.H., Linne, H., Menenger, L., Michaelis, W., Riebesell, M., Senff, C., Thro, P.Y., Wandinger, U. und Weitkamp, C., 1993: Lidar network observations of cirrus morphological and scattering properties during the International Cirrus Experiment 1989: The 18 October 1989 case study and statistical analysis. *Journal of Applied Meteorology*, 32, 1608-1622.
- Appleman, H., 1953: The formation of exhaust condensation trail by jet aircraft, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 34, 14-20.
- Ardanuy, P.E., Stowe, L.L., Gruber, A. und Weiss, M., 1991: Shortwave, longwave, and net cloud-radiative forcing as determined from Nimbus 7 observations, *Journal of Geophysical Research*, 26, 18537-18549.
- Arking, A. und Childs, J.D., 1985: Retrieval of cloud cover parameters from multispectral satellite images. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 24, 322-333.
- Arking, A., 1991: The radiative effects of clouds and their impact on climate. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 71, 795-813.
- Armbruster, W. und Fischer, J., 1996: Improved method of exponential sum fitting of transmissions to describe the absorption of atmospheric gases, *Applied Optics*, 35, 1931-1941.
- Armbruster, W., 1998: Fernerkundung wolkenmikrophysikalischer Parameter aus rückgestreuter Sonnenstrahlung, *Strahlung in Atmosphäre und Ozean, Beiträge zur Fernerkundung 9*, ISBN 3-931545-10-5, 129 pp.
- Arnott, W.P., Dong, Y.Y., Hallet, J. und Poellot, M.R., 1994: Role of small ice crystals in radiative properties of cirrus: A case study, FIRE II, November 22, 1991. *Journal of Geophysical Research*, 99, 1371-1381.
- Auer, A.H. und Veal, D.L., 1970: The dimension of ice crystals in natural clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 27, 919-926.
- Aydin, K. und Tang, C., 1997: Millimeter wave radar scattering from model ice crystal distributions, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35, 140-146.
- Bakan, S., Betancor, M., Gayler, V. und Graßl, H., 1994: Contrail frequency over Europe from NOAA-satellite images, *Annales Geophysicae*, 12, 962-968.

- Baran, A.J., Watts, P.D. und Foot, J.S., 1998: Potential retrieval of dominating crystal habit and size using radiance data from a dual-view and multiwavelength instrument: a tropical cirrus anvil case, *Journal of Geophysical Research*, 103, 6075-6082.
- Baran, A.J., Brown, S.J., Foot, J.S. und Mitchell, D.L., 1999: Retrieval of tropical cirrus thermal optical depth, crystal size, and shape using a dual-view instrument at 3.7 and 10.8 μm , *Journal of Atmospheric Sciences*, 56, 92-110.
- Bartsch, B., 1996: Fernerkundung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre über Land aus rückgestreuter Sonnenstrahlung, *Dissertation, Universität Hamburg, ISSN 0947-7128*, 111 pp.
- Baum, B.A., Arduini, R.F., Wielicki, B.A., Minnis, P. und Tsay, S.C., 1994: Multilevel cloud retrieval using multispectral HIRS and AVHRR data: Nighttime oceanic analysis. *Journal of Geophysical Research*, 99, 5499-5514.
- Baum, B.A., Uttal, T., Poellot, U., Ackerman, T.P., Alvarez, J.M., Intrieri, J., Starr, D.O'C., Tittlow, J., Tovinkere, V. und Clothiaux, E., 1995: Satellite remote sensing of multiple cloud layers, *Journal of Atmospheric Sciences*, 52, 4210-4230.
- Berk, A., Bernstein, L.S. und Robertson, D.C., 1989: Modtran: A moderate resolution model for LOWTRAN 7, *GL-TR-89-0122, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom, MA*, 01731.
- Betancor, M., und Graßl, H., 1993: Satellite remote sensing of the optical depth and mean crystal size of thin cirrus and contrails, *Theoretical and Applied Climatology*, 48, 101-113.
- Betancor, M., 1996: Bodengebundene Fernerkundung von Eiswolken im Nahen Infrarot. *Dissertation, Universität Hamburg, ISSN 0938-5177*, 111 pp.
- Betancor, M., Dreyer, M., Bakan, S. und C. Costanzo, 1999: Ground based passive remote sensing of ice clouds with scattered solar radiation in the near infrared, *Physics and Chemistry of the Earth (B)*, 24, 219-224.
- Blau, H.H. und Reifenstein, E.C., 1966: Near infrared scattering by sunlit terrestrial clouds, *Applied Optics*, 5, 555-564.
- Boin, M. und Levkov, L., 1994: A numerical study of contrail development, *Annales Geophysicae*, 12, 969-978.
- Borovikov, A.M. et al., 1963: Cloud Physics (Fizika Oblakov) . *U.S. Dept. of Commerce, Washington D.C.*, 392 pp.
- Bowker, D.E., Davis, R.E., Myrick, D.L., Stacy, K. und Jones, W.T., 1985: Spectral reflectances of natural targets for use in remote sensing studies, *Nasa Reference Publication 1139*.
- Bréon, F.M., 1992: Reflectance of broken cloud fields: simulations and parameterization, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49, 1221-1231.
- Bréon, F.M., und Goloub, P., 1998: Cloud droplet effective radius from spaceborne polarization measurements, *Geophysical Research Letters*, 25, 1879-1882.
- Brognez, G., Buriez, J.C., Giraud, V., Parol, F. und Vanbauce, C., 1995a: Determination of effective emittance and a radiatively equivalent microphysical model of cirrus from ground-

- based and satellite observations during the International Cirrus Experiment: The 18 October 1989 case study. *Monthly Weather Review*, 123, 1025-1036.
- Brogniez, G., Chepfer, H., Fouquart, Y., Gayet, J.F., Flament, P., Valentin, R., Pelon, J., Trouillet, V., Flamant, C. und Albers, F., 1995b: Radiative properties of cirrus clouds observed during the EUropean Cloud Radiation EXperiment 94 in Brittany by active and passive remote sensing observations. *Conference on Passive infrared remote sensing of clouds and the atmosphere III.*, Paris., 15 pp.
- Brown, P.R.A., Illingworth, A.J., Heymsfield, A.J., McFarquhar, G.M., Browning, K.A. und Gosset, M., 1995: The role of spaceborne millimetre wave radar in the global monitoring of ice cloud, *Journal of Applied Meteorology*, 34, 2346-2366.
- Cahalan, R.F., Ridgway, W., Wiscombe, W.J., Bell, T.L. und Snider, J.B., 1994: The albedo of fractal stratocumulus clouds, *Journal of Atmospheric Sciences*, 51, 2434-2455.
- Cess, R.D., Potter, G.L., Blanchet, J.P., Boer, G.J., Del Genio, A.D., Deque, M., Dymnikov, V., Galin, V., Gates, W.L., Ghan, S.J., Kiehl, J.T., Lacis, A.A., Le Treut, H., Li, Z.X., Liang, X.Z., McAvaney, B.J., Meleshko, V.P., Mitchell, J.F.B., Morcrette, J.J., Randall, D.A., Rikus, L., Roeckner, E., Royer, J.F., Schlese, U., Sheinin, D.A., Slingo, A., Sokolov, A.P., Taylor, K.E., Washington, W.M., Wetherald, R.T., Yagai, I. und Zhang, M.H., 1990: Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models, *Journal of Geophysical Research*, 95, 16601-16615.
- Chandrasekhar, S., 1950: Radiative Transfer, *Oxford University Press, New York*.
- Chepfer, H., 1997: Etude theoretique et experimentale des proprietes optiques et radiatives des cirrus, *Dissertation Nr 2006, Laboratoire d'Optique Atmospherique Lille*, 197 pp.
- Chepfer, H., Brogniez, G., Sauvage, L., Flamant, P.H., Trouillet, V. und Pelon, J., 1999: Remote sensing of cirrus radiative parameters during EUCREX'94. Case study of 17 April 1994. Part II: Microphysical models, *Monthly Weather Review*, 127, 504-519.
- Chylek, P. und Dobbie, J.S., 1995: Radiative properties of finite inhomogeneous cirrus clouds: Monte Carlo simulations, *Journal of Atmospheric Sciences*, 52, 3512-3522.
- Clothiaux, E.E., Miller, M.A., Albrecht, B.A., Ackerman, T.P., Verlinde, J., Babb, D.M., Peters, R.M. und Syrett, W.J., 1995: An evaluation of a 94-GHz radar for remote sensing of cloud properties, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 12, 201-229.
- Curran, R.J. und Wu, M.L.C., 1982: Skylab near-infrared observations of cloud indicating supercooled liquid water droplets. *Journal of Atmospheric Sciences*, 39, 635-647.
- Deschamps, P.Y., Bréon, F.M., Leroy, M., Podaire, A., Brickaud, A., Buriez, J.C. und Sèze, G., 1994: The POLDER mission: Instrument characteristics and scientific objectives, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 32, 598-615.
- Descloîtres, J., Buriez, J.C., Parol, F. und Fouquart, Y., 1998: POLDER observations of cloud bi-directional reflectances compared to a plane-parallel model using the International Satellite Cloud Climatology Project cloud phase functions, *Journal of Geophysical Research*, 103, 11411-11418.

- Dowling, D.R. und Radke, L.F., 1990: A summary of the physical properties of cirrus clouds. *Journal of Applied Meteorology*, 29, 970-978.
- Dreyer, M., 1997: Fernerkundung der bevorzugten Teilchengröße in Eiswolken, *Diplomarbeit, Universität Hamburg*, 102 pp.
- Duda, D.P. und Spinhirne, J.D., 1996: Split-window retrieval of particle size and optical depth in contrails located above horizontally inhomogeneous ice clouds, *Geophysical Research Letters*, 23, 3711-3714.
- DWD, 1990: Internationaler Wolkenatlas, *Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes*, 280 pp.
- Eddington, A.E., 1926: Internal constitution of the stars, *Cambridge University Press*.
- Evans, S.J. und Haigh, J.D., 1995: The retrieval of total optical depth and effective droplet radius of clouds from solar reflection measurements using the along track scanning radiometer-2 (ATSR-2), *Geophysical Research Letters*, 22, 695-698.
- Evans, K.F. und Stephens, G.L., 1995a: Microwave radiative transfer through clouds composed of realistically shaped ice crystals. Part I: Single scattering properties. *Journal of Atmospheric Sciences*, 52, 2058-2072.
- Evans, K.F. und Stephens, G.L., 1995b: Microwave radiative transfer through clouds composed of realistically shaped ice crystals. Part II: Remote sensing of ice clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 52, 2058-2072.
- Evans, K.F., Walter, S.J., Heymsfield, A.J. und Deeter, M.N., 1998: Modelling of submillimeter passive remote sensing of cirrus clouds, *Journal of Applied Meteorology*, 37, 184-205.
- Fell, F., 1997: Validierung eines Modells zur Simulation des Strahlungstransportes in Atmosphäre und Ozean, *Strahlung in Atmosphäre und Ozean, Beiträge zur Fernerkundung 7*, ISBN 3-931545-08-3, 147 pp.
- Fimpel, H.P., 1987: The DLR meteorological research aircraft FALCON E: Instrumentation and examples of measured data, *Proceedings of the sixth symposium on meteorological observations and instrumentations, New Orleans*.
- Fischer, J. und Graßl, H., 1984: Radiative transfer in an atmosphere-ocean system: an azimuthally dependent matrix-operator approach, *Applied Optics*, 23, 1035-1039.
- Flamant, P., Brogniez, G., Desbois, M., Fouquart, Y., Flobert, J.F., Vanhoute, J.C. und Nat Singh, U., 1989: High altitude cloud observations by ground-based lidar, infrared radiometer and METEOSAT measurements. *Annales Geophysicae*, 7, 1-10.
- Foot, J.S., 1988: Some observations of the optical properties of clouds. II: Cirrus, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 114, 145-164.
- Fouilloux, A. und Iaquinta, J., 1998: Mesoscale cirrus cloud modeling and comparisons against experimental data collected on 17 April 1994 during the EUCREX campaign, *Monthly Weather Review*, 126, 2422-2434.

- Francis, P.N., Jones, A., Saunders, R.W., Shine, K.P., Slingo, A. und Sun, Z., 1994: An observational and theoretical study of the radiative properties of cirrus: Some results from ICE'89, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 120, 809-847.
- Francis, P.N., Hignett, P. und Macke, A., 1998: The retrieval of cirrus cloud properties from aircraft multi-spectral reflectance measurements during EUCREX'93, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 124, 1273-1291.
- Fu, Q., 1996: An accurate parameterization of the solar radiative properties of cirrus clouds for climate models, *Journal of Climate*, 9, 2058-2082.
- Gao, B.C., Goetz, F.H. und Wiscombe, W.J., 1993: Cirrus cloud detection from airborne imaging spectrometer data using the 1.38 μm water vapor band, *Geophysical Research Letters*, 20, 301-304.
- Gayet, J.F., Brown, P.R.A. und Albers, F., 1993: A comparison of in-cloud measurements obtained with six PMS 2D-C probes, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 10, 180-194.
- Gayet, J.F., Febre, G., Brogniez, G., Chepfer, H., Renger, W. und Wendling, P., 1996: Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: Cloud field study on 13 October 1989. *Journal of Atmospheric Sciences*, 53, 126-138.
- Gierens, K.M., 1994: The influence of radiation on the diffusional growth of ice crystals. *DLR Report* 16, 22 pp.
- Goodman, J., Pueschel, R.F., Jensen, E.J., Verma, S., Ferry, G.V., Howard, S.D., Kinne, S. und Baumgardner, D., 1998: Shape and size of contrails ice particles, *Geophysical Research Letters*, 25, 1327-1330.
- Gossard, E.E., Wolfe, D.E., Moran, K.P., Paulus, R.A., Anderson, K.D. und Rogers, L.T., 1998: Measurement of clear-air gradients and turbulence properties with radar wind profilers, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 321-342.
- Graßl, H., 1978: Strahlung in getrübbten Atmosphären und in Wolken, *Hamburger Geowissenschaftliche Einzelschriften, Reihe A*, 37, 136 pp.
- Hahn, C.J., Warren, S.G., London, J., Chervin, R.M. und Jenne, R., 1982: Atlas of simultaneous occurrence of different cloud types over the ocean, *NCAR Technical Note 201+STR*, 211 pp.
- Hahn, C.J., Warren, S.G., London, J., Chervin, R.M. und Jenne, R., 1984: Atlas of simultaneous occurrence of different cloud types over land, *NCAR Technical Note, TN-241+STR*, 209 pp.
- Hammer, P.D., Valero, F.P.J. und Kinne, S., 1991: 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. *Monthly Weather Review*, 119, 1673-1692.
- Han, Q., Rossow, W.B. und Lacis, A.A., 1994: Near-global survey of effective droplet radii in liquid water clouds using ISCCP data, *Journal of Climate*, 7, 465-497.
- Hansen, J.E. und Pollack, J.B., 1970: Near-infrared light scattering by terrestrial clouds, *Journal of Atmospheric Sciences*, 27, 265-281.

- Hansen, J.E., 1971: Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. Part II: sunlight reflected by terrestrial water clouds, *Journal of Atmospheric Sciences*, 28, 1400-1426.
- Hansen, J.E. und Travis, L.D., 1974: Light scattering in planetary atmospheres, *Space Science Review*, 16, 527-611.
- Havemann, S., 1997: Scattering of plane waves on hexagonal cylinders within the framework of discretized Mie formalism (DMF), *Proceedings of SPIE*, 3220, ISBN 0-8194-2652-0, London, 348-358.
- Herzogh, P.H. und Hobbs, P.V., 1985: Size spectra of ice particles in frontal clouds: Correlations between spectrum shape and cloud conditions, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 111, 463-477.
- Heymsfield, A.J., 1972: Ice crystal terminal velocities, *Journal of Atmospheric Sciences*, 29, 1348-1357.
- Heymsfield, A.J., 1975: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part I: Aircraft observations of the growth of the ice phase. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32, 799-808.
- Heymsfield, A.J., 1977: Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study, *Journal of Atmospheric Sciences*, 34, 367-381.
- Heymsfield, A.J. und Platt, C.M.R., 1984: A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content, *Journal of Atmospheric Sciences*, 41, 846-855.
- Heymsfield, A.J. und Baumgardner, D., 1985: Summary of a workshop on processing 2-D probe data, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 66, 437-440.
- Heymsfield, A.J. und Miloshevich, L.M., 1993: Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50, 2335-2353.
- Heymsfield, A.J., Miloshevich, L.M., Twohy, C., Sachse, G. und Oltmans, S., 1998: Upper-tropospheric relative humidity observations and implications for cirrus ice nucleation, *Geophysical Research Letters*, 25, 1343-1346.
- Hobbs, P.V., 1974: Ice physics, *Oxford University Press*, 837 pp.
- Hogan, R.J., Illingworth, A.J. und Sauvageot, H., 1997: Dual wavelength determination of cirrus microphysical properties, *28th Conference on Radar Meteorology, American Meteorological Society*, 4 pp.
- Houghton, J.T., Meira Filho, L.G., Bruce, J., Lee, H., Callander, B.A., Haites, E., Harris, N. und Maskell, K., 1995: Climate Change 1994: Radiative Forcing of Climate Change and an Evaluation of the IPCC IS92 Emission Scenarios, *Press Syndicate of the University of Cambridge*, 339 pp.
- Hu, Y.X. und Stamnes, K., 1993: An accurate parameterization of the radiative properties of water clouds suitable for use in climate models, *Journal of Climate*, 6, 728-742.

- Hughes, N.A., 1984: Global cloud climatologies: A historical review, *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 23, 724-751.
- van de Hulst, H.C., 1963: New look at multiple scattering, *Technical Report, Goddard Institute for Space Studies*, NASA, New York.
- van de Hulst, H.C., 1980: Multiple Light Scattering: Tables, Formulas, and Applications, *Academic Press (2 Bände)*, New York.
- Hutchinson, K.D. und Choe, N.J., 1996: Application of 1.38 μm imagery for thin cirrus detection in daytime imagery collected over land surfaces, *International Journal of Remote Sensing*, 17, 3325-3342.
- Iaquinta, J., Isaka, K. und Personne, P., 1995: Scattering phase function of bullet rosette ice crystals. *Journal of Atmospheric Sciences*, 52, 1401-1413.
- Inoue, T., 1985: On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bispectral measurements in the 10- μm window region, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 63, 88-99.
- Intrieri, J.M., Stephens, G.L., Eberhard, W.L. und Uttal, T., 1993: A method for determining cirrus cloud particle sizes using lidar and radar backscatter technique, *Journal of Applied Meteorology*, 32, 1074-1082.
- Irvine, W.M. und Pollack, J.B., 1968: Infrared optical properties of water and ice spheres, *Icarus*, 8, 324-360.
- Jin, Y., Rossow, W.B. und Wylie, D.P., 1996: Comparison of the climatologies for high-level clouds from HIRS and ISCCP, *Journal of Climate*, 9, 2850-2879.
- Kajikawa, M. und Heymsfield, A.J., 1989: Aggregation of ice crystals in cirrus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 46, 3108-3121.
- Kästner, M., Kriebel, T., Meerkötter, R., Renger, W., Ruppertsberg, G.H. und Wendling, P., 1993: Comparison of cirrus height and optical depth derived from satellite and aircraft measurements, *Monthly Weather Review*, 121, 2708-2717.
- King, M.D., Tsay, S.C., Platnick, S.E., Wang, M. und Liou, K.N., 1996: Cloud retrieval algorithms for MODIS: Optical thickness, effective particle radius, and thermodynamic phase, *Algorithm Theoretical Basis Document ATBD-MOD-05*, Online verfügbar über <http://modarch.gsfc.nasa.gov/MODIS/MODIS.html>, 70 pp.
- Kollewe, M., 1993: Fernerkundung von Wolken mit der Sauerstoff-Absorptionsbande im nahen Infrarot, *Dissertation, Universität Hamburg, ISSN 0936-949X*, 104 pp.
- Knollenberg, R.G., 1972: Measurements of the growth of the ice budget in a persisting contrail, *Journal of Atmospheric Sciences*, 29, 1367-1374.
- Kobayashi, T., 1961: The growth of snow crystals at low supersaturations, *Phil.Mag.*, 6, 1363-1370.
- Kobayashi, T., 1993: Effects due to cloud geometry on biases in the albedo derived from radiance measurements, *Journal of Climate*, 6, 120-128.

- Köpke, P., Hess, M., Schult, I. und Shettle, E.P., 1997: Global aerosol data set, *Max-Planck Reports*, 243, 44 pp.
- Krupp, C., 1992: Holographische Messungen an Eiskristallen in Cirruswolken während des International Cirrus Experiments ICE, *Geesthacht Forschungszentrum, GKSS 92/E/14*, 145 pp.
- Krupp, C., 1995: Möglichkeiten und Grenzen der Klimafolgenforschung. *Dissertation, Universität Hamburg*, 287 pp.
- Larsen, H., Gayet, J.F., Febvre, G., Chepfer, H. und Brogniez, G., 1998: Measurement errors in cirrus cloud microphysical properties, *Annales Geophysicae*, 16, 266-276.
- Liao, X., Rossow, W.B. und Rind, D., 1995: Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds - 1. Global and zonal mean cloud amounts, *Journal of Geophysical Research*, 100, 1121-1135.
- Liljequist, G.H. und Cihak, K., 1974: Allgemeine Meteorologie, *Friedrich Vieweg und Sohn, Braunschweig/Wiesbaden*, 396 pp.
- Liou, K.N., 1980: An introduction to atmospheric radiation. *Academic Press*, 386 pp.
- Liou, K.N., 1986: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective, *Monthly Weather Review*, 114, 1167-1198.
- Liou, K.N., 1992: Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere. *Oxford University Press*, 487 pp.
- Liou, K.N., Yang, P., Takano, Y., Sassen, K., Charlock, T. und Arnott, W., 1998: On the radiative properties of contrail cirrus, *Geophysical Research Letters*, 25, 1161-1164.
- Liu, C.L. und Illingworth, A.J., 1997: Cirrus cloud ice water content retrieval algorithms for a future spaceborne cloud radar, *28th Conference on Radar Meteorology*, 5 pp.
- London, J., 1957: A study of the atmospheric heat balance, *Final Report, Contract AF19(122)-165, Dept. of Meteorology and Ocean, New York University*, 99 pp.
- Mace, G.G., Ackerman, T.P., Minnis, P. und Young, D.F., 1998: Cirrus layer microphysical properties derived from surface-based millimeter radar and infrared interferometer data, *Journal of Geophysical Research*, 103, 23207-2321.
- Macke, A., 1994: Modellierung der optischen Eigenschaften von Cirruswolken. *Dissertation, Universität Hamburg*, 98 pp.
- Macke, A., Mishchenko, M.I. und Cairns, B., 1996: The influence of inclusions on light scattering by large ice particles, *Journal of Geophysical Research*, 101, 23311-23316.
- Magano, C. und Lee, C., 1966: Meteorological classification of natural snow crystals, *Journal Fac. Sci. Hokkaido Univ., Ser. VIII 2*, 321-335.
- Mannstein, H., Meyer, R. und Wendling, P., 1998: Operational detection of contrails from NOAA-AVHRR-data, *Institut für Physik der Atmosphäre, Report 92, ISSN 0943-4771*.

- Matrosov, S.Y., Uttal, T., Snider, J.B. und Kroepfli, R.A., 1992: Estimation of ice cloud parameters from ground-based infrared radiometer and radar measurements, *Journal of Geophysical Research*, 97, 567-574.
- Matrosov, S.Y., 1993: Possibilities of cirrus particle sizing from dual-frequency radar measurements, *Journal of Geophysical Research*, 98, 20675-20683.
- Matrosov, S.Y., Orr, B.W., Kroepfli, R.A. und Snider, J.B., 1994: Retrieval of vertical profiles of cirrus cloud microphysical parameters from Doppler radar and infrared radiometer measurements, *Journal of Applied Meteorology*, 33, 617-626.
- Matrosov, S.Y., Heymsfield, A.J., Intrieri, J.M., Orr, B.W., und J.B.Snider, 1995: Ground-based remote sensing of cloud particle sizes during the 26 November 1991 FIRE II cirrus case: Comparison with in situ data, *Journal of Atmospheric Sciences*, 52, 4128-4142.
- McClatchey, R.A., Fenn, R.W., Selby, J.E.A., Volz, F.E. und Garing, J.S., 1972: Optical properties of the Atmosphere, *Air Force Cambridge Research Laboratories, Environmental Research Papers*, 471, AFCRL-72-0497.
- McFarquhar, G.M. und Heymsfield, A.J., 1997: Parameterization of tropical cirrus ice crystal size distributions and implications for radiative transfer: Results from CEPEX. *Journal of Atmospheric Sciences*, 54, 2187-2200.
- McFarquhar, G.M. und Heymsfield, A.J., 1998: The definition and significance of an effective radius for ice clouds, *Journal of Atmospheric Sciences*, 55, 2039-2052.
- Mead, J.B., McIntosh, R.E., Vandemark, D. und Swift, C.T., 1989: Remote sensing of clouds and fog with a 1.4-mm radar, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 6, 1090-1097.
- Menzel, W.P., Wylie, D.P. und Strabala, K.I., 1992: Seasonal and diurnal changes in cirrus clouds as seen in four years of observations with the VAS, *Journal of Applied Meteorology*, 31, 370-385.
- Minnis, P., Liou, K.N. und Takano, Y., 1993: Inference of cirrus cloud properties using satellite-observed visible and infrared radiances. Part I: Parameterization of radiance fields, Part II: Verification of theoretical cirrus radiative properties, *Journal of Atmospheric Sciences*, 50, 1279-1322.
- Minnis, P., Young, D.F., Garber, D.P. Nguyen, L., Smith, W.L.Jr. und Palikonda, R., 1998: Transformation of contrails into cirrus during SUCCESS, *Geophysical Research Letters*, 25, 1157-1160.
- Mishchenko, M.I. und Travis, L.D., 1993: Light scattering by size/shape distributions of non-spherical particles of size comparable to a wavelength, *SPIE Proceedings Series*, 1968, 118-129.
- Mishchenko, M.I. und Sassen, K., 1998: Depolarization of lidar returns by small crystals: An application to contrails, *Geophysical Research Letters*, 25, 309-312.

- Moss, S.J., Francis, P.N. und Johnson, D.W., 1996: Calculation and parametrization of the effective radius of ice particles using aircraft data. *Twelveth International Conference On Clouds and Precipitation*, 2, 1255-1258.
- Nakajima, T. und King, M.D., 1990: Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part I: Theory. *Journal of Atmospheric Sciences*, 47, 1878-1893.
- Nakajima, T., King, M.D., Spinhirne, J.D. und Radke, L.F., 1991: Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine stratocumulus observations. *Journal of Atmospheric Sciences*, 48, 728-750.
- Neckel, H. und Labs, D., 1984: Solar radiation between 3300 and 12500 Å, *Solar Physics*, 90, 205-258.
- Neckel, H. und Labs, D., 1985: Solar line blocking for disk-center and disk-averaged radiation from 3300 to 6860 Å, *Solar Physics*, 229-238.
- Ou, S.C., Liou, K.N., Takano, Y., Rao, N.X., Fu, Q., Heymsfield, A.J., Miloshevich, L.M., Baum, B. und Kinne, S., 1995: Remote sounding of cirrus cloud optical depths and ice crystal sizes from AVHRR data: Verification using FIRE II IFO measurements, *Journal of Atmospheric Sciences*, 52, 4143-4158.
- Ou, S.C., Liou, K.N. und Caudill, T.R., 1998: Remote sounding of multilayer cirrus cloud systems using AVHRR data collected during FIRE-II-IFO. *Journal of Applied Meteorology*, 37, 241-254.
- Parol, F., Buriez, J.C., Brogniez, G. und Fouquart, Y., 1991: Information content of AVHRR channels 4 and 5 with respect to the effective radius of cirrus cloud particles. *Journal of Applied Meteorology*, 30, 973-984.
- Passarelli, R.E.Jr., 1978: Approximate analytical model of the vapor deposition and aggregation growth of snowflakes, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35, 118-124.
- Payne, R.E., 1972: Albedo of the sea surface. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29, 959-969.
- Peng, L., Chou, M.D. und Arking, A., 1982: Climate studies with a multilayer energy balance model, Pt. 1, Model description and sensitivity to the solar constant, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39, 2639-2656.
- Plass, G.N., Kattawar, G.W. und Catchings, F.E., 1973: Matrix operator theory of radiative transfer. 1: Rayleigh Scattering, *Applied Optics*, 12, 314-329.
- Platnick, S. und Twomey, S., 1994: Determining the susceptibility of cloud albedo to changes in droplet concentration with the Advanced Very High Resolution Radiometer, *Journal of Applied Meteorology*, 33, 334-347.
- Platt, C.M.R., 1973: Lidar and radiometric observations of cirrus clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30, 1191-1204.
- Platt, C.M.R. und Dilley, A.C., 1984: Determination of the cirrus particle single-scattering phase function from lidar and solar radiometric data, *Applied Optics*, 23, 380-386.

- Platt, C.M.R., Scott, J.C. und Dilley, A.C., 1987: Remote sounding of high clouds. VI: Optical properties of midlatitude and tropical cirrus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 44, 729-747.
- Platt, C.M.R. und Spinhirne, J.D., 1989: Optical and microphysical properties of a cold cirrus cloud: Evidence for regions of small ice particles. *Journal of Geophysical Research*, 94, 151-164.
- Prabhakara, C., Fraser, R.S., Dalu, G., Wu, M.L.C. und Curran, R.J., 1988: Thin cirrus clouds: Seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus-4 IRIS, *Journal of Applied Meteorology*, 27, 379-399.
- Preisendorfer, R.W., 1965: Radiative Transfer on Discrete Spaces, *Pergamon Press, New York*.
- Pruppacher, H.R. und Klett, J.D., 1997: Microphysics of Clouds and Precipitation, *Kluwer Academic Publishers*, 954 pp.
- Ramanathan, V., 1989: Cloud-radiative forcing and climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment, *Science*, 243, 57-63.
- Raschke, E., Flamant, P., Fouquart, Y., Hignett, P., Isaka, H., Jonas, P.R., Sundquist, H. und Wendling, P., 1998: Cloud and radiation studies during the European Cloud and Radiation Experiment (EUCREX), *Surveys in Geophysics*, 19, 89-138.
- Redheffer, R., 1962: On the relation of transmission-line theory to scattering and transfer, *Journal of Mathematical Physics*, 41, 1-41.
- Reinking, R.F., Matrosov, S.Y., Brientjes, R.T. und Martner, B.E., 1997: Identification of hydrometeors with elliptical and linear polarization Ka band radar, *Journal of Applied Meteorology*, 36, 322-339.
- Reuter, A. und Bakan, S., 1998: Improvements of cloud particle sizing with a 2D-Grey probe, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 1196-1203.
- Roeckner, E., Schlese, U., Biercamp, J. und Loewe, P., 1987: Cloud optical depth feedbacks and climate modelling, *Letters to Nature*, 329, 138-140.
- Roeckner, E., Arpe, K., Bengtsson, L., Christoph, M., Claussen, M., Dumenil, L., Esch, M., Giorgetta, M., Schulzweida, U. und Schlese, U., 1996: The atmospheric general circulation model ECHAM-4: model description and simulation of present-day climate, *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Reports*, 218, 90 pp.
- Rojas, R., 1996: Theorie der neuronalen Netze, *Springer-Verlag*, 446 pp.
- Rosenfield, J.E., Considine, D.B., Schoeberl, M.R. und Browell, E.V., 1998: The impact of sub-visible cirrus clouds near the tropical tropopause on stratospheric water vapor, Preprint aus *Geophysical Research Letters*, 25, 1883-1886.
- Rossow, W.B. und Schiffer, R.A., 1991: ISCCP cloud data products, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 72, 2-20.
- Rossow, W.B., Walker, A.W., Beuschel, D.E. und Roiter, M.D., 1996: International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP)- Documentation of new cloud data sets, *WMO/TD-No. 737, World Meteorological Organization*, 115 pp.

- Rossow, W.B. und Schiffer, R.A., 1999: Advances in understanding clouds from ISCCP, *Bulletin of the American Meteorological Society*: 80, 2261-2288.
- Rothman, L.S., Gamache, R.R., Tipping, R.H., Rinsland, C.P., Smith, M.A.H., Benner, D.C., Deori, V.M., Flaud, J.M., Camy-Peyret, C., Perrin, A., Goldman, A., Massie, S.T., Brown, L.R. und Toth, R.A., 1992: The HITRAN molecular database: Editions of 1991 and 1992. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 48, 469-507.
- Sassen, K., 1978: Backscattering cross-sections for hydrometeors: Measurements at 632,8 nm, *Applied Optics*, 18, 804-806.
- Sassen, K., Liou, K.N., Kinne, S. und Griffin, M., 1985: Highly supercooled cirrus cloud water: Confirmation and climatic implications. *Science*, 227, 411-413.
- Sassen, K., Grund, C.J., Spinhirne, J.D., Hardesty, M.M. und Alvarez, J.M., 1990: The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: A five lidar overview of cloud structure and evolution, *Monthly Weather Review*, 118, 2288-2311.
- Sassen, K., 1997: Contrail-cirrus and their potential for regional climate change, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 1885-1903.
- Sausen, R., Gierens, K., Ponater, M. und Schumann, U., 1998: A diagnostic study of the global distribution of contrails. Part I: Present day climate, *Theoretical and Applied Climatology*, 61, 127-141.
- Sauvage, L., Chepfer, H., Trouillet, V., Flamant, P.H., Brogniez, G., Pelon, J. und Albers, F., 1999: Remote sensing of cirrus radiative parameters during EUCREX'94. Case Study of 17 April 1994. Part I: Observations, *Monthly Weather Review*, 127, 486-503.
- Schellnhuber, H.H., 1996: Earth-System Analysis: Integrating Science for Sustainability, *Berlin, Springer-Verlag*.
- Schiffer, R.A. und Rossow, W.B., 1983: The international satellite cloud climatology project (ISCCP): The first project of the world climate research programme. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 64, 779-784.
- Schreiber, H.G., Wirth, M., Moerl, P. und Renger, W., 1995: Airborne backscatter lidar measurements at 3 wavelengths during ELITE. *SPIE, Lidar and Atmospheric Sensing*, 2505, 55-65.
- Schüller, L., 1995: Der Einfluß des atmosphärischen Wasserdampfes auf die rückgestreute Strahlung im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich, *Strahlung in Atmosphäre und Ozean, Beiträge zur Fernerkundung 2*, ISBN 3-931545-00-8, 104 pp.
- Schumann, U., 1996: On conditions for contrail formation from aircraft exhaust, *Meteorologische Zeitschrift*, 5, 4-23.
- Schwarzschild, K., 1906: Über das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre, *Königliche Gesellschaft der Wissenschaften Göttingen, Nachrichten Math.-Phys. Klasse*, 195, 41-53.
- Sekelsky, S.M., Ecklund, W.L., Firda, J.M., Gage, K.S. und McIntosh, R.E., 1999: Particle size estimation in ice-phase clouds using multifrequency radar reflectivity measurements at 95, 33, and 2.8 GHz, *Journal of Applied Meteorology*, 38, 5-28.

- Somerville, R.C.J. und Remer, L.A., 1984: Cloud optical thickness feedbacks in the CO₂ climate problem, *Journal of Geophysical Research*, 89, 9668-9672.
- Spinhirne, J.D. und Hart, W.D., 1990: Cirrus structure and radiative parameters from airborne lidar and spectral radiometer observations: The 28 October 1986 FIRE Study. *Monthly Weather Review*, 118, 2329-2343.
- Stephens, G.L., 1978: Radiation profiles in extended water clouds. Part II: Parameterization schemes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, 2111-2132.
- Stephens, G.L., Tsay, S.C., Stackhouse, P.W.Jr. und Flateau, P.J., 1990: The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback, *Journal of Atmospheric Sciences*, 47, 1742-1753.
- Stone, R.S., Stephens, G.L., Platt, C.M.R. und Banks, S., 1990: The remote sensing of thin cirrus cloud using satellites, lidar and radiative transfer. *Journal of Applied Meteorology*, 29, 353-366.
- von Storch, H. und Zwiers, F.W., 1999: Statistical Analysis in Climate Research, *Cambridge University Press, ISBN 0521450713*, 494 pp.
- Strauss, B., 1994: Über den Einfluß natürlicher und anthropogener Eiswolken auf das regionale Klima mit besonderer Berücksichtigung des mikrophysikalischen Einflusses. *Dissertation, Universität München, DLR-Forschungsbericht 94-23*, 96 pp.
- Ström, J., Heintzenberg, J., Noone, K.J., Noone, K.B., Ogren, J.A., Albers, F. und Quante, M., 1994: Small crystals in cirriform clouds: A case study of residue size distribution, cloud water content and related cloud properties. *Atmospheric Research*, 32, 125-141.
- Takano, Y., Liou, K.N. und Minnis, P., 1992: The effect of small ice crystals on cirrus infrared radiative properties. *Journal of Atmospheric Sciences*, 49, 1487-1493.
- Twomey, S., Jacobowitz, H. und Howell, H.B., 1966: Matrix methods for multiple scattering problems, *Journal of Atmospheric Sciences*, 23, 289-296.
- Twomey, S. und Cocks, T., 1989: Remote sensing of cloud parameters from spectral reflectance in the near-infrared. *Beiträge Physik der Atmosphäre*, 62, 172-179.
- Wang, P.H., McCormick, M.P., Poole, L.R., Chu, W.P., Yue, G.K., Kent, G.S. und Skeens, K.M., 1994: Tropical high cloud characteristics derived from SAGE II extinction measurements, *Atmospheric Research*, 34, 53-83.
- Warren, S.G., 1984: Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Applied Optics*, 23, 1206-1225.
- Warren, S.G., Hahn, C.J., London, J., Chervin, R.M. und Jenne, R., 1986: Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land, *NCAR Technical Note, TN-273+STR*, 229 pp.
- Warren, S.G., Hahn, C.J., London, J., Chervin, R.M. und Jenne, R., 1988: Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean, *NCAR Technical Note, TN-317+STR*, 212 pp.

- Weickmann, H.K., 1945: Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle. *Beiträge Physik der Atmosphäre*, 28, 12-52.
- Wetherald, R.T. und Manabe, S., 1988: Cloud feedback processes in a general circulation model, *Journal of Atmospheric Sciences*, 45, 1397-1415.
- Wielicki, B.A., Suttles, J.T., Heymsfield, A.J., Welch, R.M., Spinhirne, J.D., Wu, M.L.C., Starr, D.O'C., Parker, L. und Arduini, R.F., 1990: The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: Comparison of radiative transfer theory with observations by satellite and aircraft, *Monthly Weather Review*, 118, 2356-2376.
- Wielicki, B.A. und Parker, L., 1992: On the determination of cloud cover from satellite sensors: The effect of sensor spatial resolution, *Journal of Geophysical Research*, 97, 12799-12823.
- Wiscombe, W., 1980: Improved Mie scattering algorithms, *Applied Optics*, 19, 1505-1509.
- Woodbury, G.E. und McCormick, M.P., 1986: Zonal and geographical distributions of cirrus clouds determined from SAGE data, *Journal of Geophysical Research*, 91, 2775-2785.
- Wu, M.L.C., 1987: Method for remote sensing the emissivity, fractional cloud cover, and cloud top temperature of high-level thin clouds, *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 26, 225-233.
- Wulfmeyer, V., Brewer, W.A., Senff, C., Mayor, S., Marchbanks, R., Howell, J., Weickmann, A., Richter, R., Grund, C. und Hardesty, R.M., 1998: Performance and applications of the NOAA 2 μ m High Resolution Doppler Lidar, *NASA/CP--1998--207671/PT1, 19th International Laser Radar Conference, Annapolis, Maryland*, 573-576.
- Wylie, D.P., Menzel, W.P., Woolf, H.M. und Strabala, K.I., 1994: Four years of global cirrus cloud statistics using HIRS, *Journal of Climate*, 7, 1972-1986.
- Wyser, K., 1997: The effective radius in ice clouds. *I-Stockholm-MISU, Report*, DM 78, 23 pp.
- Wyser, K. und Yang, P., 1998: Average ice crystal size and bulk short-wave single-scattering properties of cirrus clouds, *Atmospheric Research*, 49, 315-335.
- Young, D.F., Minnis, P., Baumgardner, D. und Gerber, H., 1998: Comparison of in situ and satellite-derived cloud properties during SUCCESS, *Geophysical Research Letters*, 25, 1125-1128.
- Zdunkowski, W. und Korb, G., 1985: Numerische Methoden zur Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung, *Promet, Meteorologische Fortbildung*, 2/3, 26-39.
- Zell, A., 1997: Simulation neuronaler Netze, *R. Oldenbourg Verlag München Wien*, 624 pp.

Abkürzungen

ADEOS	Advanced Earth Observing System
ARAT	Avion de Recherches Atmosphérique et de Télédétection
ATSR	Along Track Scanning Radiometer
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
BMFT	Bundesministerium für Forschung und Technologie
CCD	Charged Coupled Device
CEPEX	Central Equatorial Pacific Experiment
CLARE	Cloud Lidar and Radar Experiment 1998
CROSS	Centre de Recherche, d'Observation, de Secours, et de Sauvetage
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
EUCREX	European Cloud and Radiation Experiment 1994
FSSP	Forward Scattering Spectrometer Probe der Firma PMS
FUBISS	Freie Universität Berlin Integrated Spectrometer System
GADS	Global Aerosol Data Set
GEWEX	Global Energy and Water Experiment
GKSS	Gesellschaft für Kernenergieverwertung in Schiffbau und Schifffahrt
HIRS	High-Resolution Infrared Radiation Sounder
HITRAN	High Resolution Transmission Molecular Absorption Database
ICE	International Cirrus Experiment
INSU	Institut National des Sciences de l'Univers in Paris
ISCCP	International Satellite and Cloud Climatology Project

IWC	Ice Water Content
IWP	Ice Water Path
LEANDRE	Lidar embarqué pour l'étude des Aérosols, Nuages, Dynamique, Rayonnement et des espèces minoritaires
MISR	Multiangle Imaging Spectroradiometer
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectrometer
MODTRAN	Moderate Resolution Transmission Code
MOMO	Matrix-Operator-Modell der Freien Universität Berlin
MSG	Meteosat Second Generation
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OAP-2D2-C	Optical Array Probe- Cloud der Firma PMS
OVID	Opticle Visible and Near Infrared Detector
PMS	Particle Measuring Systems in Boulder
POLDER	Polarization and Directionality of Earth Reflectances
PRT-5	Precision Radiation Thermometer der Firma Barnes
SAGE II	Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II
UTC	Coordinated Universal Time
VIPS	Video Particle Sounder
WCRP	World Climate Research Program