

**Solare und terrestrische Strahlungswechselwirkung
zwischen arktischen Eisflächen und Wolken**

**Solar and terrestrial radiation interaction between arctic
sea ice and clouds**

Dietmar Freese

**Ber. Polarforsch. 312 (1999)
ISSN 0176 - 5027**

Dietmar Freese

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Columbusstraße
27568 Bremerhaven

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung einer Dissertation, die 1998 im Fachbereich Physik an der Universität Bremen vorgelegt wurde.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	vii
Abstract	viii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen der Strahlungsübertragung	5
2.1 Wechselwirkung zwischen Strahlung und Hydrometeoren	5
2.2 Streu- und Absorptionsverhalten isolierter Teilchen	6
2.3 Parametrisierung der optischen Wolkeneigenschaften in Strahlungstransport- Modellen	9
2.3.1 Mittlere optische Eigenschaften von Tropfen unterschiedlicher Grö- ße	9
2.3.2 Optische Eigenschaften in Zwei-Strom-Approximationen	10
2.3.3 Spektral breitbandige optische Wolkeneigenschaften	11
2.4 Die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG)	12
2.5 Ansätze zur exakten Lösung der SÜG und die Berechnung von Strahldich- teprofilen	13
2.5.1 Matrix-Operator-Methode (MOM)	14
2.5.2 Monte-Carlo-Modell (MCM)	17
2.6 Konzeptionen verschiedener Zwei-Strom-Approximationen (ZSA)	18
2.7 Eingangsgrößen in unterschiedliche Zwei-Strom-Approximationen	20
2.7.1 Der Diffusivitätsfaktor U	21
2.7.2 Der Rückstreuoeffizient β und die Rückstrefunktion β_0	23
2.7.3 Die δ -Approximation	24
2.7.4 Die Henyey-Greenstein-Funktion	25

3	Bedeutung gängiger Parametrisierungen für den Strahlungstransport in bewölkter Atmosphäre	27
3.1	Eigenschaften der Strahldichte und die Wirkung auf den Diffusivitätsfaktor U	27
3.1.1	Gerichteter Emissionsgrad von horizontal unendlich ausgedehnten Schichten und isotrop streuenden optischen Medien	28
3.1.2	Reflexions- und Transmissionseigenschaften und deren Einfluß auf den Diffusivitätsfaktor	29
3.2	Die Phasenfunktion und die daraus folgende Parametrisierung der Rückstreuungsfunktionen für primär gestreute und diffuse Flußdichten	31
3.2.1	Berechnung der direkten Strahlung durch die Rückstreuungsfunktion .	32
3.2.2	Behandlung der diffusen Strahlung durch den Rückstreuungskoeffizienten	33
3.3	Einfluß horizontaler Inhomogenität auf den Strahlungstransport	34
4	Datenbehandlung und Datenqualität von flugzeugmontierten Strahlungssensoren	37
4.1	Theoretische Grundlagen zur Gewinnung der solaren Strahlungsflußdichte durch Flugzeugmessungen	38
4.1.1	Berechnung der Nettoflußdichte	40
4.1.2	Berechnung der globalen Bestrahlungsstärke	42
4.2	Messung der solaren Strahlungsflußdichte	44
4.2.1	Messung der globalen Bestrahlungsstärke mit einem flugzeugmontierten Pyranometer	44
4.2.2	Fluglagewinkelkorrektur in Aerosolschichten oder Ci-Wolken . .	47
4.2.3	Strahlungsmessung in stratiformer Bewölkung	48
4.3	Bestimmung der terrestrischen Strahlungsflußdichte	49
4.3.1	Bestimmung der Thermistorkennlinien	50
4.3.2	Kalibration der Koeffizienten zur Berechnung der terrestrischen Strahlungsflußdichte	50
4.3.3	Bestimmung der Trägheit der Kuppeltemperatur des Pyrgeometers	52
4.3.4	Fehler der langwelligen Strahlungsflußdichte durch die direkte Sonnenstrahlung	53
4.3.5	Zusammenfassung der langwelligen Strahlungsflußdichtemessung	54
4.4	Qualitätskontrolle anhand der Meßdaten im Flugzeugeinsatz	55

5	Einfluß von Wolken auf den Strahlungshaushalt der unteren Atmosphäre	58
5.1	Flußdichteprofile im solaren und terrestrischen Spektralbereich	59
5.1.1	Flußdichteprofile in einer bewölkten Atmosphäre	59
5.1.2	Flußdichteprofile in einer Atmosphäre ohne hohe Bewölkung . . .	61
5.2	Effektiver Emissionsgrad von Wolken	62
5.3	Globalstrahlung über der Eisrandzone	63
5.4	Inhomogene stratiforme Wolken	64
5.4.1	Strahlungsinduzierte Instabilität an der Wolkenobergrenze	65
5.4.2	Modifikation der horizontalen Flußdichteverteilung durch horizontal inhomogene Wolken	68
5.5	Streuung von Strahlung an Tropfen im thermischen Spektralbereich . . .	70
6	Optimierung einer Zwei-Strom-Approximation (ZSA) durch Vergleiche zwischen gemessenen und modellierten Profilen der Strahlungsflußdichte	72
6.1	Daten	73
6.2	Entwicklung eines linearen empirischen Flußdichtemodells zur optimalen Beschreibung der gemessenen Strahlungsflußdichteprofile	75
6.3	Auswirkungen der strahlungsrelevanten Eigenschaften auf Profile der Strahlungsflußdichte	76
6.3.1	Solare Strahlungsflußdichten	76
6.3.2	Terrestrische Strahlungsflußdichten	80
6.3.3	Zusammenfassung	82
6.4	Optische Eigenschaften von Wolken im solaren Spektralbereich	83
6.5	Vergleich zwischen Zwei-Strom-Approximationen und dem empirischen Flußdichtemodell	84
6.5.1	Der solare Spektralbereich	86
6.5.2	Der terrestrische Spektralbereich	90
6.6	Direkter Vergleich der optimierten ZSA mit ausgewählten Messungen der solaren und terrestrischen Strahlungsflußdichte	93
7	Zusammenfassung der Ergebnisse	96
	Literaturverzeichnis	98

A	Symbolverzeichnis	103
B	Phasenfunktionen für senkrecht und parallel polarisierte Strahlung	107
C	Exakte Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung für vertikal inhomogene Medien mit großen optischen Dicken	108
C.1	Behandlung vertikal inhomogener Schichten	108
C.2	Anbinden der unteren Randbedingung	108
D	Parametrisierung der optischen Eigenschaften von Wolken zur Anwendung in Zwei-Strom-Konzepten	110
D.1	Parametrisierung der optischen Eigenschaften von Wolken durch den Flüssigwassergehalt nach Rockel et al. [1991]	110
D.2	Parametrisierung der optischen Eigenschaften durch den effektiven Radius und den Flüssigwassergehalt nach Slingo [1989]	111
E	Entwicklung eines linearen empirischen Flußdichtemodell anhand der Meßdaten	113
E.1	Singulärwertzerlegung	113
E.2	Multidimensionale lineare Regression	114
	Danksagung	116

Zusammenfassung

Strahlungsprozesse steuern den Energiehaushalt der Atmosphäre, indem sie der Luft Wärme zuführen oder entziehen. Dabei entstehen in der Luftsäule Temperaturunterschiede, die u.a. die atmosphärische Zirkulation antreiben. Im Zusammenhang mit der Modellierung des Strahlungstransportes spielen die Wolken eine herausgehobene Rolle. Um Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Mikrophysik in arktischer Grenzschichtbewölkung zu untersuchen, wurde das Experiment REFLEX III (Radiation and Eddy Flux Experiment) im Sommer 1995 nördlich von Spitzbergen über der arktischen Eisrandzone durchgeführt [Hartmann et al., 1997].

Derzeit steht offenbar kein allgemeingültiges Strahlungstransport-Modell für die Atmosphäre zur Verfügung. Verschiedene Strahlungstransport-Konzepte liefern bei gleichen Eingabeprofilen wesentlich unterschiedliche Ergebnisse. Besonders große Unsicherheiten bestehen für den Strahlungstransport der bewölkten polaren Atmosphäre [Ellingson et al. 1991 und Fouquart et al. 1991]. Darum soll hier untersucht werden, inwieweit ein Strahlungstransport-Konzept in der Zwei-Strom-Approximation geeignet ist, den Strahlungstransport polarer Wolken realistisch zu beschreiben.

Zur Anpassung breitbandiger Zwei-Strom-Modelle an unsere Flußdichtemessungen wird ein Strahlungstransport-Konzept abgeleitet, das in der Lage ist, die Strahlungsflußdichte in Übereinstimmung mit den Meßdaten zu reproduzieren. Dabei werden die Parametrisierungen so gewählt, daß sie für ein breites Spektrum der optischen Dicke sowie der Tropfengröße Gültigkeit besitzen. Damit können die Strahlungstransport-Konzepte in der Zwei-Strom-Approximation für die Anwendung bei bewölkter Atmosphäre über dem Meer-eis nachweislich verbessert werden.

Das modifizierte Strahlungstransport-Konzept von Meador und Weaver [1980] erweist sich als am besten geeignet. Es besteht aus einer δ -Eddington-Approximation. Die Rückstreuungsfunktion für primär gestreute Strahlung wird mit Hilfe einer analytischen Näherung der Henyey-Greenstein-Rückstreuungsfunktion parametrisiert und die optischen Eigenschaften der Wolke werden nach Slingo [1989] beschrieben. Eine Parametrisierung der Rückstreuungsfunktion für primär gestreute Strahlung mit der ersten Ordnung der Mie-Rückstreuungsfunktion erscheint ungeeignet. Für dieses Strahlungstransport-Konzept wurden optimierte Werte des Diffusivitätsfaktors und der Diffraktionsspitze gefunden. Der anhand der Meßdaten optimierte Wert für den Diffusivitätsfaktor ist Abhängig von der Flüssigwassersäule der Wolke. Für optische Dicke Wolken ist $U = 1.77$ und dieser Faktor steigt auf Werte $U > 2$ für optisch dünne Wolken mit geringer Flüssigwassersäule $W < 10 \text{ g m}^{-2}$. Ein hoher Energieanteil des Streulichtes befindet sich in der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion. In der vorliegenden Arbeit wird ein optimierter Wert für diesen Energieanteil von $f = 55\%$ ermittelt. Diese beiden an Messungen optimierten Werte (Diffusivitätsfaktor und prozentualen Energieanteil in der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion) sind gegenüber herkömmlichen Ansätzen [Stephens, 1984] um $\approx 10\%$ reduziert.

Abstract

Radiation processes control the energy balance of the atmosphere by supplying or extracting heat. Temperature differences develop in the air column and drive the atmospheric circulation. The radiation transport in clouds play an important role for the energy budget of the atmosphere. To examine interactions between radiation and microphysics in arctic boundary layer clouds, the experiment REFLEX III (radiation and eddy flux experiment) was conducted in Summer 1995 north of Svalbard over the arctic ice margin.

At present no generally accepted radiation transport model for the atmosphere is available [Ellingson et al. 1991 and Fouquart et al. 1991]. Different radiation transport concepts give substantially different results with the same input profiles. Particularly large uncertainties exist for the radiation transport in the cloudy polar atmosphere. Therefore, it is to be examined here how far a radiation transport concept in the two-stream approximation is suitable, to describe the radiation transport of polar stratiform clouds.

For adjustment of wide-band two-stream models to our irradiance measurements I derived a radiation transport concept which is able to reproduce the radiant flux density in agreement with our measured data. This model is valid for a broad spectrum of the optical thickness as well as the droplet size. Thus the two-stream radiation transport models can be substantially improved for application in the cloudy atmosphere over the sea ice.

The optimum radiation transport concept is the modified δ -Eddington approximation of Meador and Weaver [1980]. The backscattering function is parameterized with an analytic approximation of the Henyey-Greenstein backscatter function and the optical properties of the cloud are described after Slingo [1989]. A parameterization of the backscattering function for parallel radiation with the first order of the Mie-backscatter function appears unsuitable. The optimized value for the diffusivity-factor is a function of the liquid water path. For optically thick clouds $U = 1.77$ and it increase to $U > 2$ for optically thin clouds with small total water content. The best value for the forward scatter peak is determined to $f = 0.55$. These two optimized parameters (diffusivity-factor and forward scatter peak) are 10% lower as customarily values.

1 Einleitung

Viele bedeutende meteorologische Prozesse, die in der Erdatmosphäre ablaufen, sind eine Folge einiger astronomischer Einflußgrößen. Die wichtigste Größe ist die Einstrahlung solarer Energie und ihre zeitliche Variation durch die Bewegung der Erde um die Sonne und durch die Drehung um ihre eigene Achse. Die Einstrahlung von solarer Energie und ihre Umsetzung im Erdsystem bestimmt maßgeblich den thermodynamischen Zustand der Atmosphäre und bewirkt somit ihren Antrieb [Roedel, 1992]. Für die wetter- und klimabil-denden Prozesse ist der Spektralbereich vom Ultraviolett bis zum Infrarot bedeutsam.

Simulationsmodelle der Atmosphäre sind mittlerweile zwar in der Lage, das Klima der Erde in vielen Details zu beschreiben, dennoch ergeben sich zwischen Modell und Realität bezüglich der Veränderlichkeit der Vorgänge von Jahr zu Jahr sowie der beobachteten regionalen Strukturen wiederholt beträchtliche Unterschiede. Als Ursache dafür wird u.a. die nicht hinreichende Darstellung der Strahlungsprozesse in den Modellen angeführt. Die dadurch verursachten Ungenauigkeiten können fehlerhaft berechnete Temperaturen der Erdoberfläche und der Atmosphäre, Verdunstung an der Erdoberfläche, Entwicklung von Wolken und Niederschlagsmengen zur Folge haben.

Die Abstrahlung von Wärme an der Wolkenoberseite kann durch Abkühlung die Stabilität der Luftsäule und das Tropfenspektrum [Curry, 1986] markant beeinflussen. Unterhalb dieser obersten wärmeverlierenden Schicht befindet sich im Inneren der stratiformen Wolke häufig eine zweite Schicht, in der Wärmezufuhr durch Absorption solarer Strahlung vorherrscht. Diese Schicht trägt somit ebenfalls zur Destabilisierung und gelegentlich zur Entwicklung mehrerer getrennter Wolkenschichten bei. Herman und Goody [1976] zeigten, daß Schichtwolken äußerst empfindlich auf Änderungen der Strahlungsflüsse reagieren können. Im oberen Wolkenbereich ist der Wärmeverlust durch Abstrahlung im terrestrischen Spektralbereich üblicherweise größer als der Wärmegewinn durch Absorption solarer Strahlung, zumal die solare Einstrahlung mit dem Tages- und Jahresgang variiert. Allerdings bestehen Ausnahmen von dieser Regel bei sehr kalten Wolken mit hoher Globalstrahlung über einem warmen Untergrund (tropischer Cirrus).

Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen an die Strahlungstransportberechnung wurden in der Vergangenheit mehrere Modellkonzepte entwickelt. Im Rahmen des Programms 'Intercomparison of Radiation Codes used in Climate Models' (ICRCCM) wurden Vergleiche zwischen unterschiedlichen Strahlungstransfercodes vorgenommen. Dabei ergaben sich, besonders bei optisch dünner Bewölkung, erhebliche Unterschiede der Strahlungsfluß-dichte-berechnungen [Fouquart et al., 1991; Ellingson et al., 1991]. Optisch dünne Wolken-typen werden in polaren Regionen besonders häufig beobachtet. Die Differenzen der unterschiedlichen Modellergebnisse betragen für die solaren und terrestrischen Strahlungsfluß-dichten an der Erdoberfläche bis zu 50 W/m^2 . Selbst bei aufwendigen Strahlungstransport-Modellen verursacht die Unsicherheit der Kontinuumabsorption des Wasserdampfes be-

trächtliche Fehler [Ellingson et al., 1991]. Approximative Strahlungstransport-Modelle haben die größten Unsicherheiten bei der Flußdichteberechnung in arktischen Wolken bei hohen Werten der Oberflächenalbedo und niedrigen Sonnenhöhen [King und Harshvardhan, 1986]. Stephens und Tsay [1990] weisen darauf hin, daß die mangelnden Kenntnisse der Wolkentropfenzusammensetzung, der 3-dimensionalen Wolkenstrukturen sowie der Gasabsorption und der Aerosoleffekte sich signifikant auf die Berechnung der Strahlungsflußdichten niederschlagen. Diesem Mißstand kann zumindest teilweise begegnet werden, indem Modelle anhand von Messungen in der Natur verbessert werden.

Aus der Mie-Theorie folgt, daß 3-10% der in die Wolke einfallenden solaren Strahlung dort absorbiert wird. Dieser Anteil ist für die langfristige Entwicklung des Wärmehaushaltes der Atmosphäre von erheblicher Bedeutung. Im globalen Mittel beträgt die solare extraterrestrische Einstrahlung $\approx 340 \text{ W m}^{-2}$. Bei einem durchschnittlichen Wolkenbedeckungsgrad von 30% werden somit etwa $3\text{-}10 \text{ W m}^{-2}$ der solaren Strahlung in Wolken absorbiert. Diese Werte sind jedoch unsicher, da in der Literatur die tatsächlich gemessene Absorption in Wolken stellenweise erhöht gegenüber der Mie-Theorie angegeben wird [Stephens und Tsay, 1990]. Diese Unsicherheiten bewirken möglicherweise einen Fehler von $1\text{-}2 \text{ W m}^{-2}$ im Strahlungsantrieb durch solare Absorption in Wolken. Damit hat dieser Fehler die gleiche Größenordnung erreicht, wie der Strahlungsantrieb durch die Zunahme von Treibhausgasen seit Beginn der Industrialisierung [Stephens, 1994].

Die vorliegende Arbeit zielt auf eine realistische numerische Behandlung des Strahlungstransportes in Wolken im solaren und thermischen Spektralbereich ab. Als Grundlage dafür dienen Meßdaten, die während der Kampagne REFLEX III (Radiation and Eddy Flux Experiment) vom Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung in Kooperation mit dem GKSS Forschungszentrum in der Umgebung von Spitzbergen gewonnen wurden. Diese Feldstudie erfolgte mit zwei Flugzeugen über der arktischen Eisrandzone im Juni und Juli 1995. Neben breitbandigen Strahlungsflußdichteprofilen im solaren und terrestrischen Spektralbereich wurden wesentliche Einflußgrößen der Atmosphäre und der Erdoberfläche auf den Strahlungstransport erfaßt [Hartmann et al., 1997].

Die arktische Eisrandzone ist für derartige Untersuchungen gut geeignet, da die Sonne in den Sommermonaten ihren Zenitwinkel nur wenig ändert. Somit können Messungen bei annähernd gleicher extraterrestrischer Einstrahlung über eine Stunde durchgeführt und mehrere Profile zur Mittelung herangezogen werden. Die Albedo variiert zwischen offenem Wasser ($\approx 6\%$) und schneebedecktem Packeis ($\approx 80\%$) gravierend, so daß Mehrfachstreuungen zwischen Oberfläche und Wolken deutlich hervortreten. Schließlich werden stratiforme Grenzschichtwolken häufig angetroffen. Diese Wolken entstehen, wenn feuchtwarme Luft in den Sommermonaten auf das Meereis advehiert und dort rasch abkühlt.

Überblick über die Arbeit

Abbildung 1.1 gibt eine Zusammenfassung zum Überblick über diese Arbeit. Im folgenden Kapitel werden die für die Strahlungstransportrechnung nötigen theoretischen Grundlagen erläutert. Dazu werden die Streuwechselwirkungen von Licht im sichtbaren und im infraroten Spektralbereich mit sphärischen Tropfen vorgestellt. Anschließend werden verschiedenen Techniken zur exakten und approximativen Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG) aufgezeigt.

Die Wirkung der unterschiedlichen approximativen Parametrisierungen in Strahlungstransport-Konzepten auf die Flußdichteberechnung wird im 3. Kapitel diskutiert. Es wird dargestellt, daß strahlungsrelevante Parameter in Zwei-Strom-Konzepten – gegenüber bisherigen Ansätzen – als Funktion der Flüssigwassersäule parametrisiert werden müssen. Weiterhin werden Methoden begründet, um Modellergebnisse in Übereinstimmung mit Messungen der Strahlungsflußdichte zu bringen. Dabei wird speziell dem Gesichtspunkt horizontaler Inhomogenität Rechnung getragen.

Im Kapitel 4 wird auf die Datenbehandlung und der Datenqualität von hemisphärischen Strahlungssensoren eingegangen. Dabei stehen die Besonderheiten der Meßumgebung Flugzeug im Vordergrund. Da bisher keine gute theoretische Begründung für die flugzeuggetragene Flußdichtemessung existierte, wird diese dem Kapitel vorangestellt. Um die benötigte Genauigkeit der Meßwerte zu erreichen, wurden spezielle Meß- und Auswertungsverfahren entwickelt. Besonders zu nennen ist die Aufspaltung der Globalstrahlung in

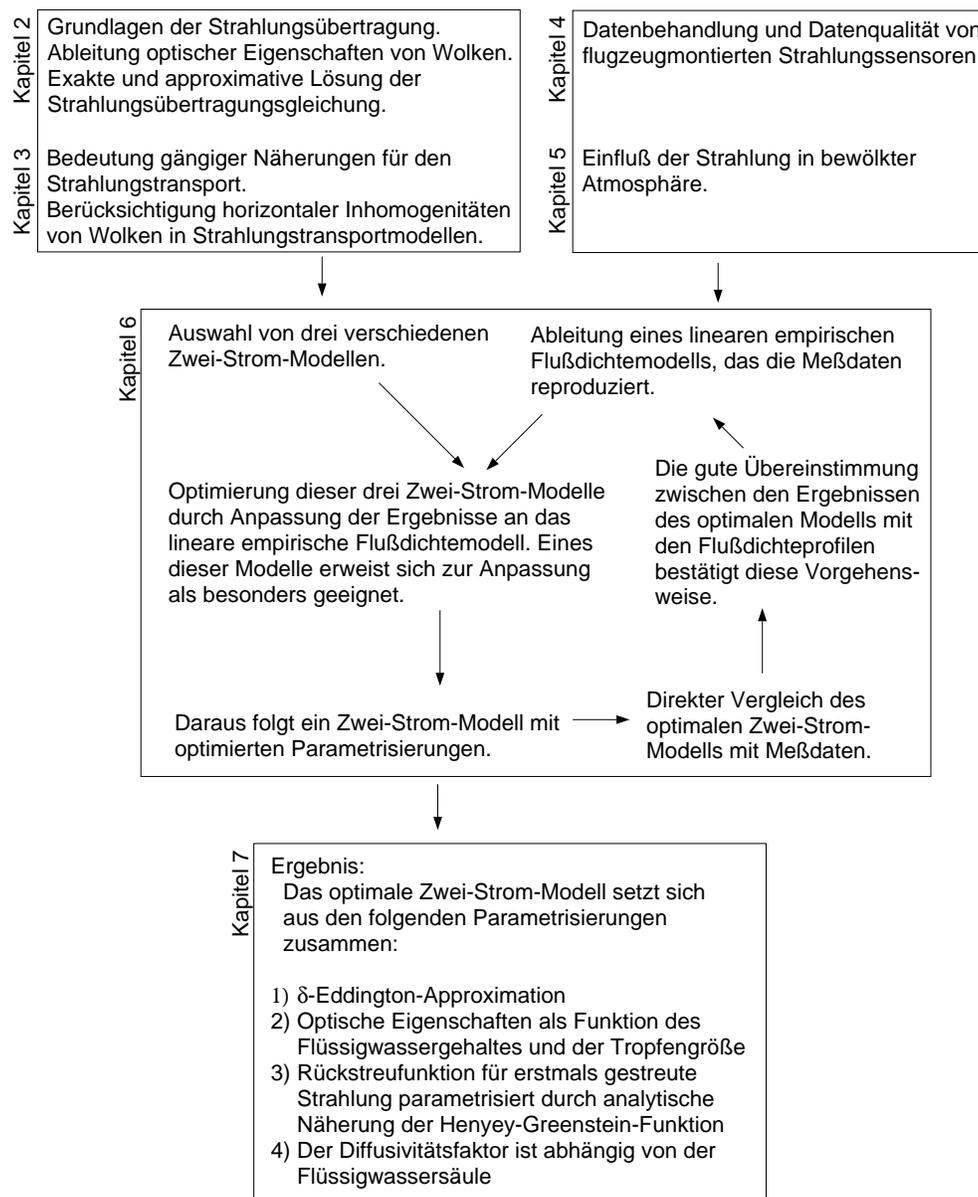


Abbildung 1.1: Schaubild zum Überblick über die Arbeit.

ihre direkten und diffusen Komponenten unter Nutzung der Flugzeugeigenbewegung. Damit ist es möglich, die Wirkung der Strahlung auf das System von bewölkter Atmosphäre, Meereis und Ozean genauer abzuschätzen.

An ausgewählten Beispielen wird im 5. Kapitel die Bedeutung der Strahlung in der bewölkten Atmosphäre anhand der Meßdaten erläutert. Dabei liegen die Schwerpunkte auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre, dem Nachweis der Streuung im terrestrischen Spektralbereich und auf der Wechselwirkung zwischen Strahlung, Wolkenmikrophysik und Turbulenz in der bewölkten Grenzschicht.

Gängige Zwei-Strom-Konzepte lassen sich zunächst durch Variation geeigneter Parameter nicht in Übereinstimmung mit den Meßdaten bringen. Daher mußte ein neues Zwei-Strom-Konzept zusammengestellt werden, das den Strahlungstransport in Wolken realistischer berechnet. Der Nachweis, daß gegenüber herkömmlichen Parametrisierungen bessere Ansätze in Zwei-Strom-Konzepten zu verwenden sind, wird im Kapitel 6 geführt. Dazu wird mit Hilfe statistischer Methoden ein lineares empirisches Flußdichtemodell entwickelt, das Meßdaten der Kampagne REFLEX III optimal beschreibt. Drei unterschiedliche Zwei-Strom-Konzepte werden durch Wahl zweier geeigneter Parameter derart optimiert, daß die Abweichung zwischen den Daten und den Modellergebnissen minimal wird. Die Güte der Anpassung ist allerdings bei den drei verwendeten Modellen unterschiedlich und von der Art der Parametrisierungen abhängig. Durch diese Ergebnisse lassen sich sinnvolle Parametrisierungen begründen. Da das lineare empirische Flußdichtemodell mögliche nichtlineare Effekte nicht ausreichend behandelt ist es notwendig, das optimierte Zwei-Strom-Konzept direkt mit Profilen der Strahlungsflußdichte ausgewählter Meßfälle mit besonders großem und kleinem Flüssigwassergehalt und Tropfendurchmesser zu vergleichen.

Im Kapitel 7 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengestellt. Das am besten geeignete Zwei-Strom-Konzept beruht im solaren Spektralbereich auf der δ -Eddington-Approximation. Die Rückstreuungsfunktion für primär gestreute Strahlung wird mit einer analytischen Näherung der Henyey-Greenstein-Rückstreuungsfunktion berechnet. Zudem berücksichtigen die Parametrisierungen der optischen Eigenschaften auch den effektiven Radius. Der Diffusivitätsfaktor ist in Abhängigkeit von der optischen Dicke zu setzen und der Energieanteil, der in der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion liegt, ist gegenüber üblichen Ansätzen reduziert.

Im terrestrischen Spektralbereich können wesentliche Verbesserungen erzielt werden, wenn die Streuung berücksichtigt wird. Die optischen Eigenschaften müssen neben dem Flüssigwassergehalt auch auf dem effektiven Radius beruhen.

2 Theoretische Grundlagen der Strahlungsübertragung

Die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung wird durch die Theorie der Strahlungsübertragung quantitativ erfaßt. Dabei spielt die duale Natur der elektromagnetischen Strahlung eine Rolle. Einige Phänomene lassen sich wellenmechanisch (z.B. Rayleigh- oder Mie-Streuung), andere nur quantenmechanisch (z.B. Absorptionsspektren) verstehen. Die elektromagnetische Strahlung wird in vielfältige spezielle Formen – z.B. die Mikrowellenstrahlung, die Wärme- oder Infrarotstrahlung, die sichtbare Lichtstrahlung oder die UV-Strahlung – gegliedert. Diese Bereiche unterscheiden sich durch die Methoden ihrer Erzeugung und durch ihre Wirkung auf die Materie, physikalisch jedoch nur durch ihren verschiedenen Frequenzbereich.

Die folgende Erläuterung der theoretischen Grundlagen der Strahlungsübertragung in der Atmosphäre orientiert sich an Darstellungen von Bakan [1985], Roedel [1992] sowie Zdunowski und Korb [1985].

2.1 Wechselwirkung zwischen Strahlung und Hydrometeor

Zur Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse zwischen Strahlung und Materie wird sowohl das Wellen- als auch das Photonenbild verwendet. Im Photonenbild kann das Photon bei einer Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie seine Energie vollständig an ein Atom, Molekül oder das Gitter eines Festkörpers abgeben und geht damit dem Strahlungsfeld verloren. Als Folge davon nimmt entweder ein Elektron die Photonenenergie auf und wird in einen höheren Energiezustand gehoben oder das Molekül oder der Festkörper werden in einen höheren Rotations- bzw. Schwingungszustand versetzt. Das Atom kann die Energie wieder abgeben, indem das Elektron auf seinen ursprünglichen Energiewert spontan zurückfällt und ein Photon emittiert wird. Dieses Photon unterscheidet sich zwar von dem vorhergehenden um seine Streurichtung relativ zur Einfallsrichtung, aber nicht in der Photonenenergie (Wellenlänge). Man spricht dann von *kohärenter Streuung*. Das Photon bleibt dem Strahlungsfeld erhalten, aber die Intensität der Strahldichte wird für den Winkel der einfallenden Strahlrichtung geschwächt. Weitere Streuwechselwirkungen (Raman-Streuung, Lumineszenz, Compton-Streuung) haben eine deutlich geringere Ereigniswahrscheinlichkeit. Fällt das Elektron eines angeregten Moleküls durch Zusammenstoß mit einem weiteren Molekül auf ein niedrigeres Energieniveau zurück, erhöht sich die kinetische Energie der Moleküle und damit die Temperatur. Diese Wechselwirkung nennt man *Absorption*. Der Oberbegriff von Absorption und Streuung heißt *Extinktion*.

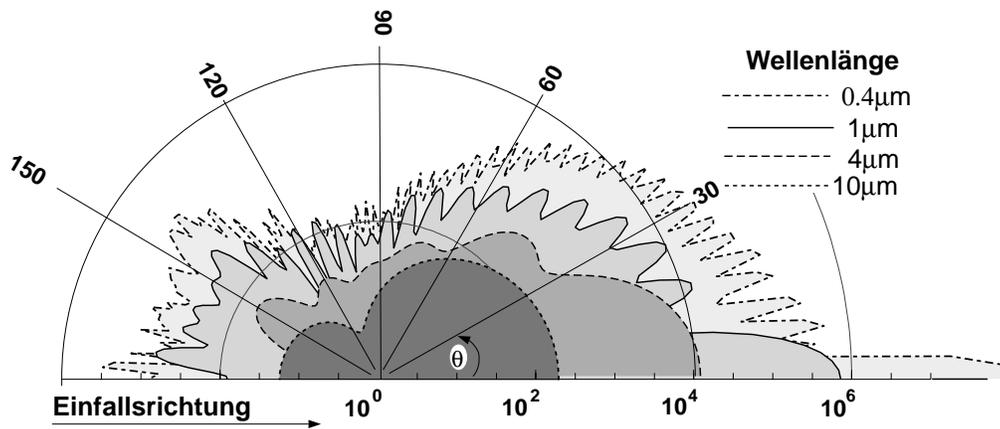


Abbildung 2.1: Phasenfunktion der Mie-Streuung für vier Wellenlängen ($\lambda = 0.4, 1, 4$ und $10 \mu\text{m}$) an kugelförmigen isolierten Wassertropfen in logarithmischen Polarkoordinaten. Der Tropfenradius beträgt $4 \mu\text{m}$. Die Diffractionsspitze der Vorwärtsstreuung ist für die Phasenfunktion mit ($\lambda = 0.4$ und $1 \mu\text{m}$ Wellenlänge gut erkennbar. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 78% weicht die ausfallende Photonenbahn für eine Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ nicht mehr als 13° von der einfallenden ab. Ist die Wellenlänge kleiner, so ist die Diffractionsspitze noch enger. Um die Form der vier Phasenfunktionen erkennbar zu machen, wurde der Maßstab für die Phasenfunktion der Wellenlängen 0.4 und $10 \mu\text{m}$ skaliert.

Im Wellenbild läßt sich die Streuung an dielektrischen (polarisierbaren) Materialien beschreiben, indem das elektromagnetische Wechselfeld der einfallenden Strahlung die Materie periodisch polarisiert, d.h. die Schwerpunkte der positiven und negativen Ladungen werden gegeneinander verschoben und zu erzwungenen Schwingungen angeregt. Die oszillierenden Ladungen strahlen nach den Gesetzen der Elektrodynamik ihrerseits Energie ab. Diese Strahlung wird im Wellenbild als Streustrahlung bezeichnet.

2.2 Streu- und Absorptionsverhalten isolierter Teilchen

Die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG) beschreibt die Strahldichtebilanz eines infinitesimal kleinen Volumens, daher gehen Streueigenschaften einzelner Teilchen in diese Bilanzgleichung ein. Anfang dieses Jahrhunderts stellte Mie eine Theorie für das Streu- und Absorptionsverhalten von isolierten homogenen Kugeln mit einer scharfen Diskontinuität des Brechungsindex an ihrer Oberfläche auf [Mie, 1908].

Im Wellenbild kann man sich die Mie-Streuung als kohärente Anregung einer größeren Zahl von Elementarstrahlern anschaulich vorstellen. Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ist diese kohärente Anregung mit der Beugung an einem kreisförmigen Loch vergleichbar, dessen Durchmesser nicht mehr klein gegenüber der Wellenlänge ist. Da die Teilchen auch in Richtung des anregenden Strahls ausgedehnt sind, kommt noch eine kohärente Anregung in Strahlrichtung ins Spiel, die – der Wirkung einer Richtantenne vergleichbar – zu einer scharfen Betonung der Vorwärtsstreuung führt (Diffractionsspitze). Für das Fernfeld, der sich vom Streuzentrum ausbreitenden Welle, folgen interferenzbedingte Maxima und Minima in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Die Vorwärtsstreurichtung zeigt ein ausgeprägtes Maximum, das um so schärfer wird, je kleiner die Wellenlänge gegenüber dem Partikel ist [Roedel, 1992]. Abbildung 2.1 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Die Phasenfunktionen wurden nach der Mie-Theorie für vier verschiedene Wellenlängen ($0.4, 1, 4$ und $10 \mu\text{m}$)

bei gleichem Partikelradius ($r = 4 \mu\text{m}$) berechnet. Gut erkennbar sind die interferenzbedingten Minima und Maxima, deren Zahl und Intensität für kleinere Wellenlängen bei gleichem Kugeldurchmesser zunehmen. Die Diffraktionsspitze engt sich mit kleineren Wellenlängen ein. Bei – relativ zur Tropfengröße – sehr kleinen Lichtwellenlängen entstehen weitere Maxima in der Streudichteverteilung, die zu optischen Erscheinungen (Regenbogen, Nebenregenbogen, Glorie) führen können. Das Minimum der Phasenfunktion bei $\theta = 120^\circ$ ist bereits für die Wellenlänge von $0.4 \mu\text{m}$ zu sehen. Die erhöhte Rückstreuung erklärt die optische Erscheinung des Nebelbogens und der innere Bereich des Regenbogens ist deutlich heller als die umgebende Region. Je größer die Wellenlänge gegenüber dem Teilchenradius ist, desto ähnlicher wird die Mie-Phasenfunktion der Rayleigh-Phasenfunktion.

Das Streuverhalten eines einzelnen kugelförmigen Teilchens läßt sich nach der Mie-Theorie quantitativ beschreiben. Dazu werden die Maxwellschen Gleichungen auf ein rotations-symmetrisches dielektrisches Material angewandt. Man erhält die Beziehungen (2.1a) und (2.1b) für den *effektiven Streuquerschnitt* Q_s bzw. den *effektiven Extinktionsquerschnitt* Q_e . Auf die Angabe der Wellenlängenabhängigkeit wurde wegen besserer Übersichtlichkeit verzichtet.

$$Q_s = \frac{J(\xi)}{\pi r^2} = \frac{2}{\xi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n a_n^* + b_n b_n^*) \quad (2.1a)$$

$$Q_e = \frac{K(\xi)}{\pi r^2} = \frac{2}{\xi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (2.1b)$$

$$\omega = \frac{Q_s}{Q_e} \quad (2.1c)$$

$$P(\theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi J(\xi)} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) \quad (2.1d)$$

$$g = \int_{-1}^1 P(\mu) \mu d\mu$$

$$= \frac{4}{\xi^2 Q_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} \operatorname{Re}(a_n b_n^*) \quad (2.1e)$$

Der *Streuquerschnitt* $J(\xi)$ und der *Extinktionsquerschnitt* $K(\xi)$ besitzen die Einheit einer Fläche. Im Teilchenbild ist der Extinktionskoeffizient ein Maß dafür, wie nahe das Photon dem Tropfenzentrum kommen muß, um eine Extinktion zu erfahren. Üblicherweise werden die Streu- und Extinktionskoeffizienten als Verhältnis zu ihrer Querschnittsfläche πr^2 angegeben und mit effektiver Streuquerschnitt Q_s bzw. effektiver Extinktionsquerschnitt Q_e bezeichnet. Ist der effektive Extinktionsquerschnitt $Q_e = 1$, so findet eine Wechselwirkung statt, wenn das Photon auf ein Partikel trifft. Dagegen findet bei einem Extinktionsquerschnitt $Q_e > 1$ bereits eine Wechselwirkung statt, wenn die Bahn des einfallenden Photons in die Nähe des Tropfens kommt und die Tropfenoberfläche nicht berührt.

Das Verhältnis von Streuquerschnitt zu Extinktionsquerschnitt wird als *Einfachstreuabbedo* ω bezeichnet. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung bei einer einzelnen Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie an. Die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption bei der Wechselwirkung zwischen Photonen und Wassertropfen wird durch die Differenz

der Einfachstreueralbedo zu Eins berechnet ($1 - \omega$). Die *Phasenfunktion* $P(\theta)$ gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte an, mit der sich ein gestreutes Photon im Streuwinkel θ zwischen Einfallrichtung und Ausfallrichtung vom Streuzentrum entfernt. Der *Asymmetriefaktor* g ist ein Maß für die Vorwärtsstreuung und nimmt in der Mie-Theorie Werte zwischen $0 \leq g < 1$ an. Die komplexen Größen a_n , b_n und S_1 und S_2 sind nur vom Größenparameter $\xi = 2\pi r/\lambda$ und vom komplexen Brechungsindex n_c abhängig, wobei λ die Wellenlänge des gestreuten Lichtes ist. Sie können aus den sphärischen Bessel-Funktionen oder durch einen rekursiven Ausdruck berechnet werden (s. Anhang B). Die Funktionen S_1 und S_2 sind die Phasenfunktionen für senkrecht bzw. parallel polarisiertes Licht. Die Koeffizienten a_n und b_n folgen aus dem Randwertproblem der Kugeloberfläche. Die Funktion $\text{Re}(x)$ bezeichnet den Realteil der komplexen Größe X und der hochgestellte Stern (X^*) steht für die konjugiert komplexe Zahl von X .

Abbildung 2.2 stellt eine Zusammenfassung der optischen Eigenschaften für Wassertropfen dar. Diese Grafiken ergeben sich durch Auswertung der Gleichungen (2.1a-e). Es sind der effektive Extinktionsquerschnitt Q_e , die Einfachstreueralbedo ω und der Asymmetriefaktor g als Funktion der Wellenlänge und in Abhängigkeit vom Kugelradius r aufgetragen. Diese Größen sind häufige Eingangsparameter in Strahlungstransfer-Modellen.¹ Sichtbares Licht ($\lambda < 0.8 \mu\text{m}$) zeichnet sich durch homogene optische Eigenschaften für verschiedene Tropfenradien aus.

Die linke Abbildung 2.2 zeigt den effektiven Extinktionsquerschnitt als Funktion vom Tropfenradius r und der Wellenlänge λ . Für sehr kleine Tropfenradien gegenüber der Wellenlänge verschwindet der effektive Streuquerschnitt, und für sehr große Tropfenradien konvergiert dieser Wert gegen zwei. Maximal werden die Werte des effektiven Streuquerschnittes, wenn die Wellenlänge des einfallenden Strahls in der Größenordnung des Radius r liegt.

Die mittlere Abbildung 2.2 stellt die Einfachstreueralbedo ω dar. Im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich nimmt ω für alle Tropfenradien r mit der Wellenlänge λ ab. Die solare Strahlung wird in Wolken nur im nahen Infrarot bedeutend absorbiert. Eine geringere Einfachstreueralbedo steht für eine höhere Absorption von elektromagnetischer Strahlung. Im thermischen Spektralbereich $\lambda > 3 \mu\text{m}$ steigt die Einfachstreueralbedo für Tropfenradien bis $8 \mu\text{m}$ zunächst wieder an. Für Wellenlängen $\lambda > 8 \mu\text{m}$ reduziert sie sich wieder. Im thermischen Spektralbereich ist die Einfachstreueralbedo $\omega > 0$; die Streuung ist nicht vernachlässigbar. Die daraus folgenden Emissionseigenschaften werden im Abschnitt 3.1.1 und 5.5 untersucht.

Der Asymmetriefaktor g beträgt für sichtbares Licht zwischen $0.8 < g < 0.9$ (Abb. 2.2 links). Er reduziert sich, wenn die Wellenlänge größer als der Tropfenradius ist und die Phasenfunktion für Strahlung im terrestrischen Spektralbereich hat einen stark asymmetrischen (vorwärtsstreuenden) Charakter, wenn der Partikelradius größer oder gleich der Wellenlänge ist.

¹Die Berechnung erfolgt mit einem Programm von Bohren und Huffman [1983]. Dabei werden komplexe Brechungsindizes n_c für Wasser nach Smith [ftp://atol.ucsd.edu/pub/Refractive_Index] benutzt, die im Wellenlängenbereich von $0.2 \mu\text{m} < \lambda < 10 \text{ cm}$ gültig sind. Smith bezieht sich auf unterschiedliche Quellenangaben, auf die Autoren Hale und Querry [1972] für $0.2 \mu\text{m} - 0.69 \mu\text{m}$, auf Palmer und Williams [1974] für $0.69 \mu\text{m} - 2.0 \mu\text{m}$ sowie auf Downing und Williams [1975] für den Wellenlängenbereich von $2.0 \mu\text{m} - 1.0 \text{ mm}$.

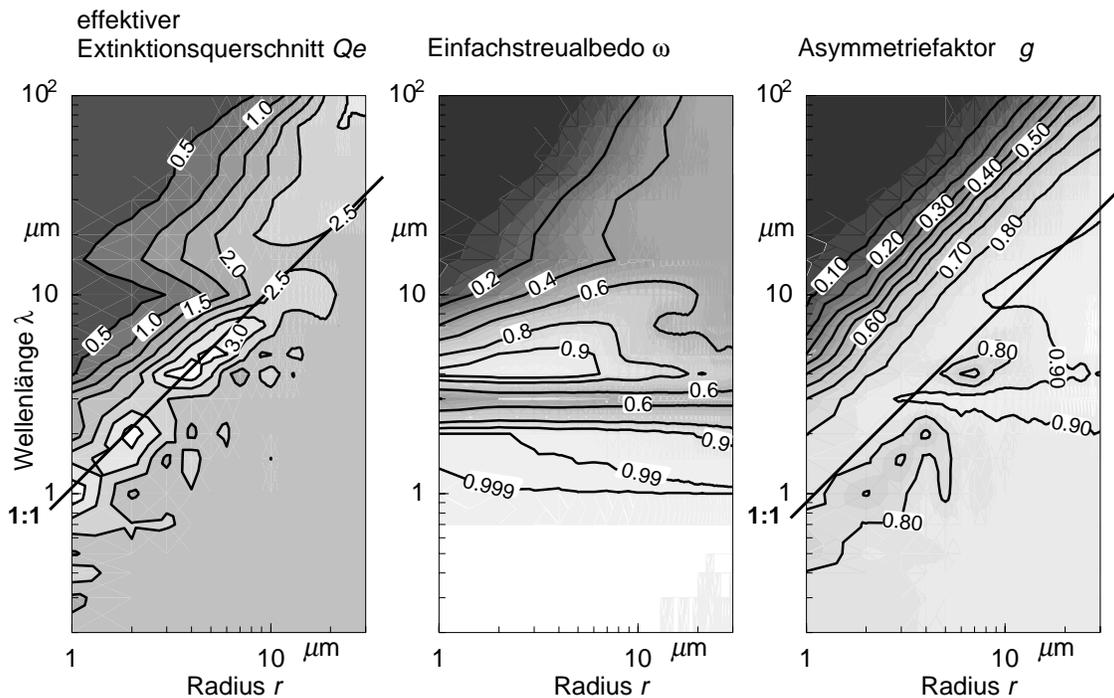


Abbildung 2.2: Optische Eigenschaften von Wassertropfen als Funktion vom Teilchenradius und von der Wellenlänge. Die linke Abbildung zeigt den effektiven Streuquerschnitt Q_e , die mittlere die Einfachstreueralbedo ω und die rechte den Asymmetriefaktor g .

2.3 Parametrisierung der optischen Wolkeneigenschaften in Strahlungstransport-Modellen

Die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG, Gl. 2.8) beschreibt den Strahlungstransport in einem infinitesimal kleinen Volumen. In diesem Volumen können die Extinktionswechselwirkungen an einzelnen Teilchen beschrieben werden. Nach Integration der SÜG kann der Strahlungstransport in ausgedehnten optischen Medien bestimmt werden. Aus den Streueigenschaften eines einzelnen Teilchens lassen sich verallgemeinerte Aussagen für eine beliebig große Partikelanzahl nur treffen, wenn der Teilchendurchmesser wesentlich kleiner als der mittlere Teilchenabstand ist. Mit dieser Voraussetzung erfährt jedes Teilchen in einer Schicht die gleiche Strahldichteverteilung.

2.3.1 Mittlere optische Eigenschaften von Tropfen unterschiedlicher Größe

Die optischen Eigenschaften eines Tropfenspektrum werden unter Verwendung der optischen Eigenschaften isolierter Teilchen berechnet (Gl. 2.1a-c). Der für ein Tropfenspektrum gültige mittlere *Volumenstreuoeffizient* σ_s folgt aus der Integration des Streuquerschnittes isolierter Teilchen J , gewichtet mit der Anzahldichte n über den Wertebereich der Größenparameter ξ . Dasselbe Verfahren wird für den mittleren *Volumenextinktionskoeffizienten* angewandt. Für ein Tropfenspektrum muß die Phasenfunktion, gewichtet mit der Anzahldichte n und dem Streuquerschnitt J , integriert sowie mit dem mittleren Volumen-

streuoeffizienten σ_s normiert werden.

$$\sigma_s = \int_0^{\infty} J(\xi) \cdot n(\xi) d\xi \quad (2.2a)$$

$$\sigma_e = \int_0^{\infty} K(\xi) \cdot n(\xi) d\xi \quad (2.2b)$$

$$P(\theta) = \frac{1}{\sigma_s} \int_0^{\infty} J(\xi) \cdot P(\xi, \theta) \cdot n(\xi) d\xi \quad (2.2c)$$

Der Volumenstreu- und Volumenextinktionskoeffizient haben die Dimension [Länge⁻¹]. Der Volumenabsorptionskoeffizient $\sigma_a = \sigma_e - \sigma_s$ ist die Differenz aus dem Volumenextinktions- und dem Volumenstreuoeffizienten.

2.3.2 Optische Eigenschaften in Zwei-Strom-Approximationen

Die Zwei-Strom-Approximation zeichnet sich durch zwei Näherungen aus. Die erste vernachlässigt horizontale Inhomogenitäten, so daß die optischen Dicke als vertikale Koordinate eingeführt wird. Der Cosinus des Zenitwinkels wird durch $\mu = \cos(\theta)$ beschrieben. Die zweite Näherung besteht darin, daß die Streuung nicht als Funktion des Streuwinkels (Phasenfunktion), sondern durch einen einzelnen Streuparameter wie z.B. den Asymmetriefaktor oder den Rückstreuoeffizienten beschrieben wird.

Die optischen Eigenschaften eines Mediums werden durch die optische Dicke τ , die Einfachstreuabedo ω und den Asymmetriefaktor g dimensionslos dargestellt. Dabei ist die *optische Dicke* ein Maß für die Anzahl der Extinktionswechselwirkungen. Diese berechnet sich aus dem Integral des Volumenextinktionskoeffizienten σ_e über die Schichtdicke z . Die *Einfachstreuabedo* ω ist das Verhältnis der Streuwechselwirkungen zur Gesamtzahl aller Extinktionswechselwirkungen.

$$\tau = \int_{z_0}^{z_0+z} \sigma_e(z) dz \quad (2.3a)$$

$$\omega = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} \quad (2.3b)$$

$$g = \int_{-1}^1 P(\mu) \cdot \mu d\mu \quad (2.3c)$$

Der *Asymmetriefaktor* g errechnet sich aus der Integration der Phasenfunktion $P(\mu)$ multipliziert mit der Größe $\mu = \cos \theta$ über den Wertebereich von μ . Er ist damit ein Maß für den Anteil des nach vorne gestreuten Lichtes.

2.3.3 Spektral breitbandige optische Wolkeneigenschaften

Die Formeln (2.3a-c) gelten für spektrale Größen. In sogenannten „Linie-für-Linie“ Strahlungstransport-Modellen werden zur Reduktion der Wellenlängen die optischen Eigenschaften über jede Absorptionslinie eines Bandenspektrums integriert. In anderen Modellen wird das Wellenlängenspektrum in spektrale Intervalle aufgelöst. Das verbreitete Strahlungstransport-Modell MODTRAN 3.7 [Anderson et al., 1994] verwendet zum Beispiel eine spektrale Auflösung von 2 cm^{-1} . Slingo [1989] zeigt anhand von Vergleichen mit multispektralen Strahlungstransferkonzepten, daß vier spektrale Intervalle im solaren Spektralbereich ausreichen, um eine hinreichende Übereinstimmung mit multispektralen Strahlungstransfer-Modellen zu erreichen, da die optischen Wolkeneigenschaften im solaren Spektralbereich lediglich gering mit der Wellenlänge variieren (Abb. 2.2). Der limitierende Faktor für die Anzahl der spektralen Teilbereiche ist nach Slingo [1989] die unterschiedliche spektrale Albedo verschiedener Erdoberflächen. Strahlungstransfercodes in Wetter- und Klimamodellen verwenden zur Rechenzeiterparnis teilweise lediglich zwei breitbandige spektrale Intervalle im solaren Bereich (z.B. ECHAM4 und ECMWF).

Die Berechnung der Strahldichte mit der SÜG für ein Partikelgrößenspektrum in einer Wolke ist physikalisch begründet, wenn die Partikel einen genügend großen Abstand voneinander haben; die berechnete Mie-Phasenfunktion ist nur bei einem gegenüber den Partikelradius großem Abstand vom Streuzentrum gültig. Als Eingabegrößen für ein Strahlungstransfer-Modell in der Zwei-Strom-Approximation (ZSA) werden die Einfachstreueralbedo ω , der Asymmetriefaktor g sowie der Volumenextinktionskoeffizient σ_e oder die optische Dicke τ für ein spektrales Intervall benötigt. Die Mittelung der optischen Eigenschaften über breitbandige spektrale Intervalle ist allerdings theoretisch nicht exakt möglich. In dieser Arbeit werden die Parametrisierungen der optischen Eigenschaften nach Rockel et al. [1991] und Slingo [1989] benutzt.

Die Parametrisierung nach Rockel et al. [1991] wird u.a. im ECHAM3 Modell verwendet. Es werden die optischen Eigenschaften von Wolken als Funktion des Flüssigwassergehaltes parametrisiert, indem über unterschiedliche Partikelgrößenspektren bei gleichem Flüssigwassergehalt gemittelt wird. Damit kommt diese Parametrisierung ohne die Eingabe der Teilchengröße aus. Ferner wird im langwelligen Spektralbereich die Streuung vernachlässigt.

Als vorteilhafter hat sich die Parametrisierung nach Slingo [1989] erwiesen, die im solaren Spektralbereich auch den effektiven Radius r_e zur Berechnung der optischen Wolkeneigenschaften benötigt, der dem Verhältnis des Flüssigwassergehaltes m zur optischen Dicke τ entspricht.

$$r_e = \frac{\int_0^{\infty} n(r) \cdot r^3 dr}{\int_0^{\infty} n(r) \cdot r^2 dr} \propto \frac{m}{\tau} \quad (2.4)$$

Der solare Spektralbereich wird sowohl von Rockel et al. als auch von Slingo in 4 spektrale Intervalle unterteilt. Zusätzlich behandelt Rockel den terrestrischen Spektralbereich in sechs Intervallen (Tab. D.1). Die Parametrisierungen der optischen Eigenschaften von Wolken nach Rockel et al. [1991] und Slingo [1989] ist im Anhang D ausführlich aufgeführt.

2.4 Die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG)

Radiometrische Größen

Bei der mathematischen Behandlung der Strahlungsübertragung wird der Winkel θ als Zenitdistanzwinkel und θ_0 als Sonnenzenitdistanzwinkel bezeichnet. Um die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG) etwas einfacher darzustellen, ist die Substitution $\mu = \cos \theta$ und $\mu_0 = \cos \theta_0$ sinnvoll. Die *Strahldichte* $L(\mu, \phi)$ ist definiert als die Energie, die pro Raumwinkeleinheit und pro Zeiteinheit durch eine Einheitsfläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung transportiert wird. Diese Größe erlaubt die Beschreibung der Orts- und Richtungsabhängigkeit eines Strahlungsfeldes. In dieser Arbeit wird die azimuthal gemittelte Strahldichte $I(\mu)$ und die azimuthal gemittelte Phasenfunktion $P(\tau, \mu, \mu')$ verwendet.

$$I(\tau, \mu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} L_\tau(\mu, \phi) d\phi \quad (2.5a)$$

$$P(\tau, \mu, \mu') = \int_0^{2\pi} P_\tau(\mu \cdot \mu' + \sqrt{1 - (\mu + \mu')^2} \cdot \cos \phi) d\phi \quad (2.5b)$$

Die *Strahlungsflußdichte* E beschreibt den Energietransport durch eine horizontale Einheitsfläche pro Zeiteinheit und läßt sich aus der azimuthal gemittelten Strahldichte I

$$E^\pm(\tau) = \int_0^{\pm 1} I(\tau, \mu) \cdot \mu d\mu \quad (2.6)$$

durch Integration über die Hemisphäre berechnen. Das Pluszeichen steht für die Integration über die obere Hemisphäre und beschreibt damit die Energie pro Fläche und Zeit, welche aus der oberen Hemisphäre durch eine horizontal ausgerichtete Fläche transportiert wird. Das Minuszeichen steht für den Transport aus der unteren Hemisphäre. Die *Nettostrahlungsflußdichte* $E_{\text{net}} = E^+ - E^-$ gibt den effektiven Transport von Energie durch eine horizontale Einheitsfläche pro Zeiteinheit an.

Die Wärmemenge Q pro Volumen V

$$\frac{Q}{V} = c_p \rho \Delta T = \frac{\Delta E_{\text{net}}}{\Delta z} \cdot \Delta t \propto \frac{E^+ + E^-}{2} - \begin{cases} \sigma T_{\text{luft}}^4 & : \text{ langwellig} \\ 0 & : \text{ kurzwellig} \end{cases}, \quad (2.7)$$

die einer Box mit einer vertikalen Schichtdicke Δz pro Zeit Δt zugeführt wird, entspricht der Differenz der Nettoflußdichten $\Delta E_{\text{net}} = E_{\text{net}}(z + \Delta z) - E_{\text{net}}(z)$ an der oberen und unteren Schichtgrenze bei horizontaler Homogenität. Der Gradient der Nettoflußdichte entspricht einer Temperaturänderung ΔT pro Zeit Δt (*Abkühlungsrate*), wobei c_p die spezifische Wärmekapazität und ρ die Dichte der Luft ist. Weitere Prozesse, die eine Temperaturänderung bewirken, sind Phasenumwandlungen des Wassers und die Divergenz turbulenter und mittlerer Wärmetransporte.

Aufgrund ihrer unterschiedlichen Wirkungsweise ist es sinnvoll, zwischen solarer und terrestrischer Strahlung zu unterscheiden. Die solare (kurzwellige) Strahlung bewirkt eine Erwärmung, deren Intensität von dem Absorptionskoeffizienten des Mediums und der mittleren Strahldichte abhängt. Bei der terrestrischen (langwelligen) Strahlung muß zusätzlich die Emission der Atmosphäre berücksichtigt werden. Die in einer Schicht verbleibende Wärmemenge ist in erster Näherung proportional zum Mittelwert der Gegen- und Ausstrahlung abzüglich der Temperaturstrahlung σT_{luft}^4 dieser Luftschicht. Das Strahlungsgleichgewicht (Emission gleich Absorption) im langwelligen Bereich wird erreicht, wenn die Temperaturstrahlung gleich dem Mittelwert der auf- und abwärtsgerichteten Strahlungsflußdichten ist.

Bilanzgleichung der Strahldichte

Die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG) stellt eine Bilanzgleichung für die Strahldichte in Abhängigkeit von μ dar. Sie ist gültig für eine planparallele, horizontal homogene und unendlich ausgedehnte Atmosphäre. Die Refraktion sowie Polarisierungseffekte werden vernachlässigt. Die Lösung der azimutal gemittelten SÜG ist keine Näherung für die anschließende Berechnung der Strahlungsflußdichte E . Die SÜG kann nach Flatau und Stephens [1988] folgendermaßen dargestellt werden:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = \underbrace{-I(\tau, \mu)}_1 + \underbrace{\frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 P(\tau, \mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu'}_2 + \underbrace{(1 - \omega)B(T(\tau))}_3 \quad (2.8)$$

Die Ableitung der Strahldichte I nach der optischen Dicke τ ist umgekehrt proportional zu μ , dem Cosinus des Zenitwinkels θ der diffusen Strahlung. Die drei Terme auf der rechten Seite der Gleichung (2.8) haben folgende Bedeutung: Der erste Term beschreibt die Absorption nach dem Beer'schen Gesetz. Der zweite Term berücksichtigt die Streuung aus μ' in Richtung der primär einfallenden Strahlung. Im Nenner tritt der Faktor 2 auf, da aus Normierungsgründen die Phasenfunktion für isotrope Streuung zu Eins angenommen wird. Der dritte Term beschreibt die Emission in Richtung μ . Die Planckfunktion B ist von der Temperatur T abhängig. Die SÜG (Gl. 2.8) gilt nur für eine Wellenlänge. Der Übersichtlichkeit wegen werden die spektralen Indizes λ nicht mit aufgeschrieben.

2.5 Ansätze zur exakten Lösung der SÜG und die Berechnung von Strahldichteprofilen

Aus der Vielzahl bekannter Verfahren zur Beschreibung des Strahlungstransportes in extingierenden Medien sollen in dieser Arbeit vier Methoden, die zur Lösung unterschiedlicher Aufgaben des Strahlungstransportes geeignet sind, betrachtet werden.

1. Die *Matrix-Operator-Methode* (MOM) wird verwendet, um Wolken geringer optischer Dicke bei niedriger Sonnenhöhe und hoher Albedo zu behandeln (Kapitel 3.1, 3.3 und 5.5).
2. Das *Monte-Carlo-Modell* (MCM) berücksichtigt den Einfluß horizontaler Inhomogenitäten auf die Berechnung der Strahlungsflußdichte (Kapitel 3.3).
3. Einflüsse spektraler Unterschiede in den optischen Eigenschaften werden in dem Konzept *MODTRAN 3.7* zweckmäßig behandelt, das eine Weiterentwicklung des häufig verwandten *LOWTRAN* darstellt. Die Version *MODTRAN 3.7* erlaubt es, Wolken getrennt von Aerosolschichten zu behandeln. Wolken werden gegenüber vorhergehenden Modell-Versionen nicht als „grauen Strahler“ behandelt, sondern die optischen Tropfeneigenschaften werden aus der Mie-Theorie abgeleitet.
4. Die *Zwei-Strom-Approximation* (ZSA) löst die SÜG näherungsweise mit dem Vorteil eines geringen Rechenaufwandes (Einführung in Kapitel 2.6).

2.5.1 Matrix-Operator-Methode (MOM)

Die MOM besitzt hinsichtlich der Konzeption, der Genauigkeit und der Anwendbarkeit gegenüber anderen „exakten“ Verfahren wesentliche Vorzüge [Zdunkowski und Korb, 1985], da u.a. das Randwertproblem leichter behandelbar ist. Die SÜG wird für vorgegebene Zenitwinkel gelöst, die Strahldichteverteilung

$$\vec{I}_\tau^\pm = I(\tau, \pm\mu_i) \quad ; \quad 0 < \mu_i < 1 \quad (2.9)$$

ist bezüglich μ_i diskretisiert. Auch hier steht das Plus für die obere Hemisphäre (abwärts gerichtet) und das Minus für die untere Hemisphäre (aufwärts gerichtet). Die Elemente der Vektoren \vec{I}_τ^+ und \vec{I}_τ^- beschreiben die diskrete Strahldichte in Abhängigkeit von μ . Der Index τ kennzeichnet die Abhängigkeit der Strahldichte von der optischen Dicke.

Mit Hilfe der Matrizen-Schreibweise kann die SÜG (Gl. 2.8) diskretisiert werden.

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} \vec{I}_\tau^+ \\ \vec{I}_\tau^- \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \omega \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_\tau^{++} \mathbf{C} - \mathbf{M}^{-1} & \omega \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_\tau^{+-} \mathbf{C} \\ -\omega \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_\tau^{+-} \mathbf{C} & -(\omega \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_\tau^{++} \mathbf{C} - \mathbf{M}^{-1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{I}_\tau^+ \\ \vec{I}_\tau^- \end{bmatrix} + \\ &+ \begin{bmatrix} (1 - \omega) \\ -(1 - \omega) \end{bmatrix} B(T) \end{aligned} \quad (2.10a)$$

$$= \begin{bmatrix} \mathbf{A}_1 & \mathbf{A}_2 \\ -\mathbf{A}_2 & -\mathbf{A}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{I}_\tau^+ \\ \vec{I}_\tau^- \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} (1 - \omega) \\ -(1 - \omega) \end{bmatrix} B(T) \quad (2.10b)$$

In dieser Gleichung sind $\mathbf{P}_\tau^{+\pm} = \mathbf{P}(\tau, \mu_i, \pm\mu'_i)/2$; $0 < \mu_i, \mu'_i < 1$ die symmetrischen Matrizen für die Vorwärtsstreuung (++) bzw. für die Rückwärtsstreuung (+-) (Gl. 2.5b). μ_i steht für die Einfallrichtung und μ'_i für die Ausfallrichtung der gestreuten Strahlung. Bei der numerischen Behandlung müssen die Normierungsbedingungen erfüllt sein; die Zeilen- und Spaltensummen der Matrix \mathbf{P} müssen gleich Eins sein. Die Diagonalmatrizen $\mathbf{M} = \mu_i \delta_{ij}$ beinhalten die diskretisierten Winkel und in $\mathbf{C} = c_i \delta_{ij}$ stehen die Integrationsgewichte

(Gauss-Lobatto-Gewichte) der Winkel μ_i . Die Streumatrizen $\mathbf{A}_1 = \omega \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_\tau^{++} \mathbf{C} - \mathbf{M}^{-1}$ und $\mathbf{A}_2 = \omega \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_\tau^{+-} \mathbf{C}$ kennzeichnen die Vorwärts- bzw. die Rückwärtsstreuung.

Die Lösung der Gleichung (2.10b) erfolgt über die Transmissions- und Reflexionsmatrizen \mathbf{T}_τ bzw. \mathbf{R}_τ . Die Emissionsmatrix \mathbf{J} folgt dann aus der Bedingung, daß die Summe von \mathbf{R}_τ , \mathbf{T}_τ und \mathbf{J}_τ die Einheitsmatrix ergibt. Aus der Energieerhaltung folgt für vertikal homogene optische Medien

$$\begin{bmatrix} \vec{I}_\tau^+ \\ \vec{I}_\tau^- \\ \vec{I}_0^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_\tau & \mathbf{R}_\tau \\ \mathbf{R}_\tau & \mathbf{T}_\tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{I}_0^+ \\ \vec{I}_\tau^- \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{J}_\tau \\ \mathbf{J}_\tau \end{bmatrix} . \quad (2.11)$$

Die Strahldichteverteilung der oberen Hemisphäre an der unteren Schichtgrenze \vec{I}_τ^+ ergibt sich aus der Summe von drei Termen. Erstens wird die Transmissionsmatrix \mathbf{T}_τ auf die Strahldichteverteilung des oberen Halbraumes an der oberen Schichtgrenze \vec{I}_τ^+ angewandt. Zweitens wird die Reflexionsmatrix \mathbf{R}_τ mit der Strahldichteverteilung der unteren Hemisphäre an der Stelle der unteren Schichtgrenze \vec{I}_τ^- multipliziert. Im dritten Term wird die Emission \mathbf{J}_τ aufsummiert. Entsprechendes gilt für \vec{I}_τ^- . Die Spalten der Matrizen \mathbf{T}_τ , \mathbf{R}_τ und \mathbf{J}_τ beschreiben die makroskopischen optischen Eigenschaften in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und die Zeilen jene in Abhängigkeit vom Streuwinkel für ein Medium der optischen Dicke τ .

Die Lösung der Transmissionsmatrix \mathbf{T}_τ und Reflexionsmatrix \mathbf{R}_τ kann in Abhängigkeit der Streumatrizen \mathbf{A}_1 und \mathbf{A}_2 angegeben werden [Liu und Ruprecht, 1996]:

$$\mathbf{T}_\tau = 2 [\cosh(\mathbf{H}\tau) - \mathbf{V} \sinh(\mathbf{H}\tau) + \cosh(\mathbf{F}\tau) - \mathbf{U} \sinh(\mathbf{F}\tau)]^{-1} \quad (2.12a)$$

$$\mathbf{R}_\tau = \frac{1}{2} [\cosh(\mathbf{H}\tau) + \mathbf{V} \sinh(\mathbf{H}\tau) + \cosh(\mathbf{F}\tau) + \mathbf{U} \sinh(\mathbf{F}\tau)] \cdot \mathbf{T} \quad (2.12b)$$

$$\mathbf{J}_\tau = [\mathbf{1} - \mathbf{T}_\tau - \mathbf{R}_\tau] \mathbf{B}(T) [\mathbf{1}] \quad (2.12c)$$

$$\mathbf{H}^2 = (\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2) \cdot (\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2) \quad (2.13a)$$

$$\mathbf{F}^2 = (\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2) \cdot (\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2) \quad (2.13b)$$

$$\mathbf{V} = (\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2) \cdot \mathbf{H}^{-1} \quad (2.13c)$$

$$\mathbf{U} = (\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2) \cdot \mathbf{F}^{-1} , \quad (2.13d)$$

wobei $[\mathbf{1}]$ ein Vektor und $\mathbf{1}$ eine Matrix ist, deren Elemente Eins sind. Die Matrizen \mathbf{H}^2 und \mathbf{F}^2 besitzen nur positive Eigenwerte, daher ist es möglich, die Wurzel zu ziehen.²

Die Reflexionsmatrix \mathbf{R}_τ wird in dieser Schreibweise mit der Transmissionsmatrix \mathbf{T}_τ errechnet. Für große optische Dicken τ geht die Transmissionsmatrix exponentiell gegen

²Die Wurzel und der Hyperbolicus einer Matrix werden mit Hilfe der Taylorsche Reihe definiert:
 $\sqrt{\mathbf{M}} = \mathbf{1} + \frac{1}{2}(\mathbf{M} - \mathbf{1}) - \frac{1}{24}(\mathbf{M} - \mathbf{1})^2 - \dots;$
 $\cosh(\mathbf{M}) = \mathbf{1} + \frac{\mathbf{M}^2}{2!} + \frac{\mathbf{M}^4}{4!} + \dots;$
 $\sinh(\mathbf{M}) = \mathbf{M} + \frac{\mathbf{M}^3}{3!} + \frac{\mathbf{M}^5}{5!} + \dots$

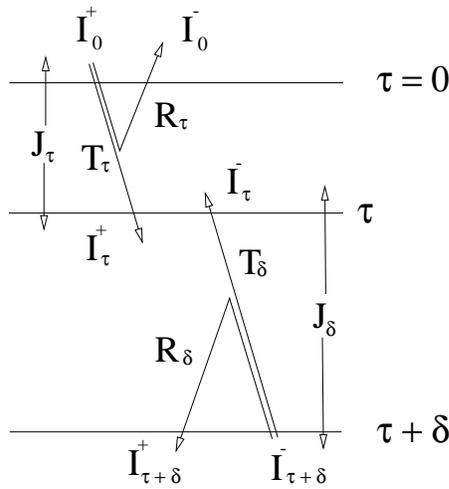


Abbildung 2.3: Definition der Schichten

Null. Daher kann die Gleichung (2.12b) nur für geringe optische Dicken τ gelten. Dennoch sind diese Gleichungen gut geeignet, um vertikal homogene Medien zu beschreiben.

Die Strahldichten in einer beliebigen Schicht τ des optischen Mediums mit einer gesamten optischen Dicke $\tau + \delta$ berechnen sich wie folgt (s. auch Abb. 2.3):

$$\vec{I}_\tau^+ = \mathbf{a}_{11} \vec{I}_{(\tau+\delta)}^- + \mathbf{a}_{12} \vec{I}_0^+ + \mathbf{a}_{13} [1] \quad (2.14a)$$

$$\vec{I}_\tau^- = \mathbf{a}_{21} \vec{I}_{(\tau+\delta)}^- + \mathbf{a}_{22} \vec{I}_0^+ + \mathbf{a}_{23} [1] \quad (2.14b)$$

mit

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{11} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_\tau \mathbf{R}_\delta)^{-1} \mathbf{R}_\tau \mathbf{T}_\delta \\ \mathbf{a}_{12} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_\tau \mathbf{R}_\delta)^{-1} \mathbf{T}_\tau \\ \mathbf{a}_{13} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_\tau \mathbf{R}_\delta)^{-1} (\mathbf{J}_\tau + \mathbf{R}_\tau \mathbf{J}_\delta) \\ \mathbf{a}_{21} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_\delta \mathbf{R}_\tau)^{-1} \mathbf{T}_\delta \\ \mathbf{a}_{22} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_\delta \mathbf{R}_\tau)^{-1} \mathbf{R}_\delta \mathbf{T}_\tau \\ \mathbf{a}_{23} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_\delta \mathbf{R}_\tau)^{-1} (\mathbf{R}_\delta \mathbf{J}_\tau + \mathbf{J}_\delta) \end{aligned}$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems setzt voraus, daß die Strahldichten des oberen Halbraumes \vec{I}_0^+ an der Stelle $\tau = 0$ und die des unteren Halbraumes $\vec{I}_{(\tau+\delta)}^-$ an der unteren Grenzfläche des Mediums ($\tau + \delta$) bekannt sind. Im allgemeinen ist dies aber nicht der Fall. Um die untere Randbedingung korrekt in das Strahlungstransport-Modell einzubinden, wird auf den Anhang C verwiesen. Weiterhin wird dort eine Methode vorgestellt, optische Eigenschaften auch bei beliebig hohen optischen Dicken und in vertikal inhomogenen Medien zu berechnen.

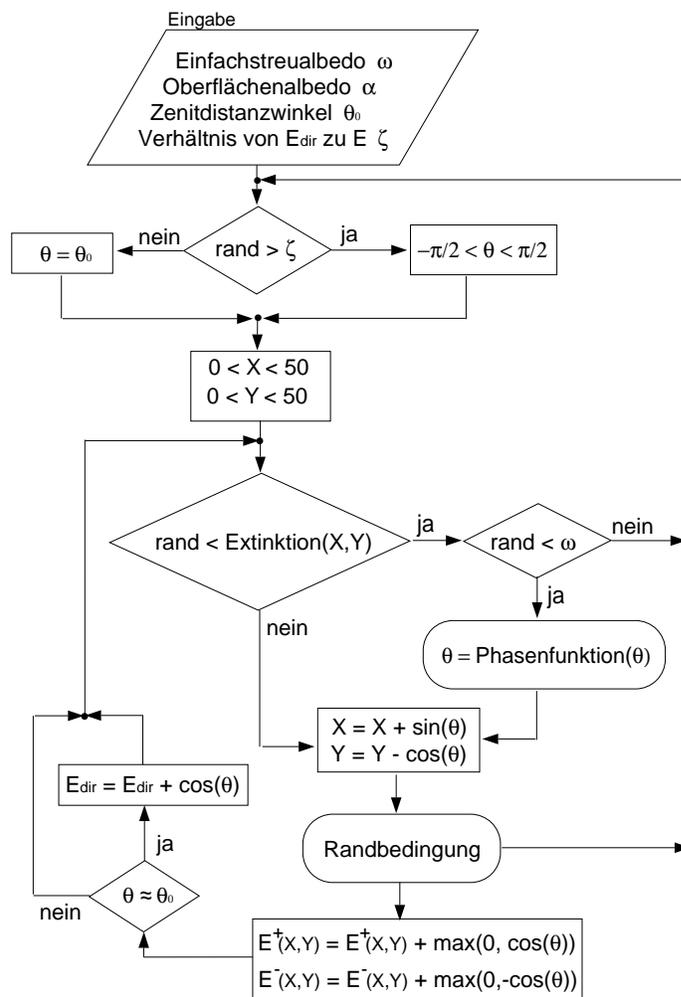


Abbildung 2.4: Flußdiagramm eines Monte-Carlo-Modells zur Berechnung des Strahlungstransportes in einer vertikal und horizontal inhomogenen bewölkten Atmosphäre.

2.5.2 Monte-Carlo-Modell (MCM)

Das Monte-Carlo-Modell (MCM) beruht auf einer direkten Simulation des realen Prozesses der Ausbreitung der Solarstrahlung in der Atmosphäre. Man läßt dazu eine große Anzahl von Test-Energieträgern (Modell-Photonen) auf den Rand des zu untersuchenden Mediums einfallen und verfolgt deren individuellen Weg unter der Berücksichtigung von Streuung und Absorption. Aus der Photonenzahl und deren Energieinhalt an beliebigen Punkten im Medium kann die Strahlendichte sowie die Strahlungsflußdichte bestimmt werden.

Die MCM ist besonders für unterbrochene Wolkenfelder geeignet. In dieser Arbeit wird dieses Verfahren auf inhomogene stratiforme Wolken angewandt. Die 2-dimensionale Verteilung des Extinktionskoeffizienten ζ wurde aus Messungen in arktischer Grenzschichtbewölkung ermittelt.

Abbildung 2.4 zeigt das Flußdiagramm des verwendeten Monte-Carlo-Modellcodes. In diesem Modell gehen als Randbedingungen das Verhältnis von direkter Strahlung zur Globalstrahlung E_{dir} sowie die Oberflächenalbedo ein. Der Volumenextinktionskoeffizient σ_e wird ortsabhängig entsprechend der Messungen im arktischen Stratus vorgegeben. Für

die Berechnung des Strahlungstransportes werden weiterhin die Einfachstreuabedung und die Phasenfunktion der Streuung benötigt. Das zweidimensionale Modell umfaßt eine Fläche von $500 \times 500 \text{ m}^2$, die in 50×50 Gitterelemente aufgelöst wird.

Der Operator „rand“ ist ein Zufallsgenerator, welcher Gleitkomma-Zahlen zwischen Null und Eins mit konstanter Häufigkeit liefert. Für jedes Photon wird zuerst der Einfallswinkel θ als Startwert bestimmt. Solange keine Extinktion erfolgt, behält das Photon seine Richtung bei. Findet eine Extinktion statt, so gibt es die Möglichkeit der Absorption, dann wird ein erneutes Photon generiert. Bei einer Streuung verbleibt das Photon unter geändertem Winkel θ im Modellgebiet. Der lokale zenitale Streuwinkel θ' wird mit Hilfe der Phasenfunktion $P(\theta)$ und der Zufallszahl „rand“ bestimmt, wodurch dem zufälligen Charakter des Streuvorganges Rechnung getragen wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Energieträger in dem Winkel zwischen 0° (Vorwärtsstreuung) und θ' gestreut wird, ist gegeben durch die Verteilungsfunktion

$$\Omega(\theta') = \frac{\int_0^{\theta'} P(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi P(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (2.15a)$$

$$\theta = \Omega^{-1}(\text{rand}) \quad . \quad (2.15b)$$

Identifiziert man $\Omega(\theta')$ mit einer Zufallszahl zwischen Null und Eins, dann erhält man den lokalen Streuwinkel θ durch die Bildung der Umkehrfunktion Ω^{-1}

Die Funktion „Randbedingung“ läßt ein seitlich austretendes Photon auf der gegenüberliegenden Seite wieder eintreten (zyklische Randbedingung). Ein nach oben austretendes Photon wird durch ein neues ersetzt und ein nach unten austretendes Photon wird je nach Oberflächenalbedo α diffus reflektiert. Die Flußdichten werden für den oberen und unteren Halbraum berechnet und es wird festgestellt, ob es sich um direkte oder um bereits gestreute Strahlung handelt.

Das Monte-Carlo-Modell ist für homogene Verhältnisse mit dem Matrix-Operator-Verfahren verglichen worden. Beide liefern äquivalente Ergebnisse. Dieses Modell berücksichtigt keine Emission von Photonen in der Modellschicht.

2.6 Konzeptionen verschiedener Zwei-Strom-Approximationen (ZSA)

Die Wahrheit ist viel zu komplex, als daß sie irgend etwas anderes als Approximationen erlauben würde.

[John von Neumann]

Die allgemeine Lösung der SÜG mit den Verfahren aus Abschnitt 2.5 sind bei weitem zu rechenaufwendig, um sie in atmosphärische Modelle einbinden zu können. Daher ist man auf Modelle angewiesen, die die allgemeine Lösung in guter Näherung beschreiben. Die Zwei-Strom-Approximation (ZSA) ist eine gängige Näherungsmethode.

Die zugrundeliegende Idee der ZSA geht von der Annahme aus, daß die SÜG allein mit Hilfe der Strahlungsflußdichte beschrieben werden kann. Dazu wird die SÜG (2.8) über die obere und untere Hemisphäre integriert, wobei die SÜG in ein Gleichungssystem mit vier Gleichungen zerlegt wird³.

$$\frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} \vec{E}_\tau^- \\ \vec{E}_\tau^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_1 & -\mathbf{A}_2 \\ \mathbf{A}_2 & -\mathbf{A}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_\tau^- \\ \vec{E}_\tau^+ \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\vec{A}_3 \\ \vec{A}_3 \end{bmatrix} B(T) \quad (2.16)$$

wobei

$$\mathbf{A}_1 = \begin{bmatrix} a_1 & -\frac{a_4}{\mu_0} \\ 0 & \frac{1}{\mu_0} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{A}_2 = \begin{bmatrix} a_2 & \frac{a_3}{\mu_0} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{A}_3 = \begin{bmatrix} a_1 - a_2 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

die Vorwärtsstreuung, die Rückwärtsstreuung sowie die der Emission kennzeichnen.

Die Vektoren \vec{E}_τ^+ und \vec{E}_τ^-

$$\vec{E}_\tau^+ = \begin{bmatrix} E_{\text{diff}}^+ \\ E_{\text{dir}}^+ \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{E}_\tau^- = \begin{bmatrix} E_{\text{diff}}^- \\ 0 \end{bmatrix}$$

haben als oberen Eintrag die diffuse Strahlungsflußdichte für die obere Hemisphäre E_{diff}^+ (abwärtsgerichtete Flußdichte) und die diffuse Strahlungsflußdichte für die untere Hemisphäre E_{diff}^- (aufwärtsgerichtete Flußdichte). Der untere Eintrag kennzeichnet den direkten Anteil E_{dir} , welcher für die untere Hemisphäre in der ZSA gleich Null ist, da mit der ZSA keine Spiegelungen der direkten Strahlung berechnet werden können.

Die Lösung des homogenen Anteils der Differentialgleichung (2.16) wird durch die Exponentialfunktion einer Matrix ausgedrückt:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_\tau^- \\ \vec{E}_\tau^+ \end{bmatrix} = \exp \left(\begin{bmatrix} \mathbf{A}_1 & -\mathbf{A}_2 \\ \mathbf{A}_2 & -\mathbf{A}_1 \end{bmatrix} \cdot \tau \right) \begin{bmatrix} \vec{E}_0^- \\ \vec{E}_0^+ \end{bmatrix}. \quad (2.18)$$

Die Exponentialfunktion kann nach Waterman [1981] ebenfalls durch die Reflexionsmatrix \mathbf{R} und die Transmissionsmatrix \mathbf{T} ausgedrückt werden.

$$\exp \left(\begin{bmatrix} \mathbf{A}_1 & -\mathbf{A}_2 \\ \mathbf{A}_2 & -\mathbf{A}_1 \end{bmatrix} \cdot \tau \right) = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{11} & \mathbf{M}_{12} \\ \mathbf{M}_{21} & \mathbf{M}_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}^{-1} & -\mathbf{T}^{-1} \cdot \mathbf{R} \\ \mathbf{R} \cdot \mathbf{T}^{-1} & \mathbf{T} - \mathbf{R} \cdot \mathbf{T}^{-1} \cdot \mathbf{R} \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Die Transmissionsmatrix \mathbf{T} und die Reflexionsmatrix \mathbf{R}

$$\mathbf{T} = \mathbf{M}_{11}^{-1} \quad (2.20a)$$

$$\mathbf{R} = \mathbf{M}_{21} \cdot \mathbf{T} \quad (2.20b)$$

³Diese unübliche Schreibweise wurde aufgrund der ähnlichen Struktur mit Gleichung (2.10b) gewählt. Sie läßt sich durch leichtes Umsortieren der Gleichungen (2.1) und (2.2) von Ritter und Geleyn [1992] herleiten.

können durch einen Koeffizientenvergleich (Gl. 2.19) abgeleitet werden.

Die terrestrische Emission liefert keinen Beitrag zur direkten Strahlung. Daher ist das zweite Element des Vektors $\vec{J}(2)$ gleich Null. Die diffuse Emission folgt aus der Energieerhaltung

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} [1 - \mathbf{T}(1, 1) - \mathbf{R}(1, 1)] \cdot B(T) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.21)$$

Sind die Reflexionsmatrix \mathbf{R} und die Transmissionsmatrix \mathbf{T} bekannt, so können die Strahlungsflüsse einer beliebigen optischen Schichtdicke mit Hilfe der Gleichungen (2.14a-b) bestimmt werden, wobei die Vektoren der Strahldichte \vec{I}^\pm durch die Vektoren der Flußdichte \vec{E}^\pm ersetzt werden müssen.

Verschiedene ZSA unterscheiden sich durch ihre Ansätze für die effektiven Streukoeffizienten a_{1-4} (Gl. 2.17). Die Koeffizienten a_i können

$$a_1 = U[1 - \omega(1 - \beta(g))] \quad (2.22a)$$

$$a_2 = U \cdot \omega \cdot \beta(g) \quad (2.22b)$$

$$a_3 = \omega \cdot \beta_0(\mu_0, g) \quad (2.22c)$$

$$a_4 = \omega \cdot (1 - \beta_0(\mu_0, g)) \quad (2.22d)$$

durch den **Diffusivitätsfaktor** U , die **Einfachstrealbedo** ω sowie durch die **Rückstreukoeffizienten** $\beta(g)$ für diffuses und durch die **Rückstreuungsfunktion** $\beta_0(\mu_0, g)$ für primär gestreute Strahlung ausgedrückt werden [Zdunkowski et al., 1980]. Alle üblichen ZSA lassen sich auf eine ähnliche Struktur zurückführen. Die Rückstreukoeffizienten $\beta_0(\mu_0, g)$ und $\beta(g)$ werden häufig als Funktion des Asymmetriefaktors g angegeben. Ansonsten wäre eine aufwendige Berechnung der Rückstreukoeffizienten aus der Mie-Phasenfunktion nötig.

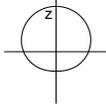
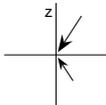
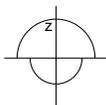
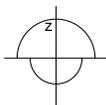
2.7 Eingangsrößen in unterschiedliche Zwei-Strom-Approximationen

Die Koeffizienten a_i (Gl. 2.22) folgen je nach ZSA aus einer bestimmten Annahme über die Strahldichteverteilung $I(\tau, \mu)$ (Tab. 2.1 rechte Spalte) und der anschließenden Integration der SÜG über die obere und untere Hemisphäre. [Meador und Weaver, 1980]. Für ausgewählte ZSA sind in der Tabelle 2.1 die Diffusivitätsfaktoren U , die Rückstreukoeffizienten β und die Rückstreuungsfunktion β_0 eingetragen, diese bilden die Berechnungsgrundlage der Parameter a_i (Gl. 2.22a-d).

Dabei wird in der Eddington-Approximation⁴ die Strahldichteverteilung durch Legendre-Polynome der nullten und ersten Ordnung beschrieben. Dagegen basiert die Quadratur-Methode (Chandrasekhar's erste Approximation) auf der Annahme, die gesamte Strahldichte sei auf $\mu = \pm 1/\sqrt{3}$ verteilt. Der hemisphärische Ansatz postuliert die Strahldichte

⁴Der Diffusivitätsfaktor und der Rückstreukoeffizient werden in Tabelle 2.1, im Gegensatz zu Zdunkowski et al. [1980], widerspruchsfrei angegeben. Der Diffusivitätsfaktor U ist nicht von der Einfachstrealbedo abhängig und der Rückstreukoeffizient β erfüllt die Energieerhaltung.

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Diffusivitätsfaktoren U und Rückstreuoeffizienten β und β_0 von unterschiedlichen ZSA. Die rechte Spalte stellt die Strahldichteverteilung I in Polarkoordinaten entsprechend der ZSA dar.

Methode	U	β	β_0	Strahldichte I
Eddington Irvine und Pollock [1968]	2	$\frac{1}{2} - \frac{3}{8}g - \frac{1}{8\omega}$	$\frac{1}{2} - \frac{3}{4}g\mu_0$	
Eddington modifiziert Meador und Weaver [1980]	2	$\frac{1}{2} - \frac{3}{8}g - \frac{1}{8\omega}$	$\frac{1}{2} \int_0^1 P(\mu_0, -\mu') d\mu'$	
Quadratur Liou [1973]	$\sqrt{3}$	$\frac{1}{2}(1-g)$	$\frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2}g\mu_0$	
hemisphärische-Methode Coakley und Chýlek [1975]	2	$\frac{1}{2} \int_0^1 \int_0^1 P(\mu, -\mu') d\mu d\mu'$	$\frac{1}{2} \int_0^1 P(\mu_0, -\mu') d\mu'$	
PIFM Zdunkowski et al. [1980]	2	$\frac{3}{8}(1-g)$	$\frac{1}{2} - \frac{3}{4}g\mu_0$	

jeweils für die untere und obere Hemisphäre als isotrop. Im Gegensatz dazu steht die Practical Improved Flux Methode (PIFM), die aus Vergleichen mit der MOM als optimale Parametrisierung entwickelt wurde [Zdunkowski et al., 1980]. Für konservativ streuende Medien (keine Absorption, die Einfachstreueralbedo $\omega = 1$) ist die PIFM mit der Eddington-Methode identisch.

2.7.1 Der Diffusivitätsfaktor U

Zwei Ansätze zur Berechnung des Diffusivitätsfaktors U werden vorgestellt. Der erste beruht auf der Strahldichteverteilung und der zweite auf der Transmissionsfunktion. Der Diffusivitätsfaktor U beeinflusst die Berechnung der diffusen Strahlung.

a) Berechnung des Diffusivitätsfaktors aus der Strahldichteverteilung

Der Diffusivitätsfaktor der oberen U^+ und unteren U^- Hemisphäre

$$U^+ = \frac{\int_0^1 I^+(\mu) d\mu}{\int_0^1 I^+(\mu) \mu d\mu} \quad \text{und} \quad U^- = \frac{\int_0^1 I^-(\mu) d\mu}{\int_0^1 I^-(\mu) \mu d\mu} \quad (2.23)$$

kann als Verhältnis zwischen der mittleren Strahldichte und der Strahlungsflußdichte dargestellt werden. Dann kann das Beer'sche Absorptionsgesetz mit dem Diffusivitätsfaktor

U^\pm für die diffuse Strahlungsflußdichte E^\pm folgendermaßen formuliert werden:

$$\frac{d}{d\tau} E_\tau^\pm = -U^\pm \cdot E_\tau^\pm \quad . \quad (2.24)$$

Der Faktor U ist = 2 für isotrope Strahldichten. Wenn die Strahldichte für kleine Zenitwinkel erhöht ist, so ist $U < 2$. Umgekehrt wird $U > 2$, wenn die Strahldichte $I(\mu)$ für große Zenitwinkel ein Maximum hat.

In der ZSA wird der Diffusivitätsfaktor unabhängig von der optischen Dicke und für die beiden Hemisphären als identisch angenommen. Da diese Annahme im allgemeinen nicht erfüllt ist, leidet die Genauigkeit der ZSA.

Diese Herleitung des Diffusivitätsfaktors über die Strahldichteverteilung gilt sowohl für die solare als auch für die terrestrische Strahlung.

b) Berechnung des Diffusivitätsfaktors durch die Transmissionsfunktion

Für eine emittierende Atmosphäre kann die Strahlungsflußdichte

$$E^+(z) = \int_z^\infty Tr(z, z') \cdot B(T_{z'}) \cdot \sigma_a(z') dz' \quad (2.25)$$

über die Transmissionsfunktion Tr ausgedrückt werden. Die Planckfunktion $B(T)$ multipliziert mit dem Volumenabsorptionskoeffizienten σ_a und der infinitesimalen Schichtdicke dz' beschreibt das Absorptions- und Emissionsvermögen der Schicht z' . Die Transmissionsfunktion Tr berechnet den Anteil der Flußdichte, welche in der Schicht z' emittiert wurde und die Schicht z erreicht.

Die Transmissionfunktion Tr ist nicht analytisch integrierbar. Sie beschreibt die Schwächung der Strahlung in Richtung μ innerhalb einer optischen Dicke $\tau = \int \sigma_a(z) dz$.

$$Tr = 2 \cdot \int_0^1 \mu \exp\left(-\frac{\tau(z, z')}{\mu}\right) d\mu = \exp(U\tau) \quad (2.26)$$

Der Diffusivitätsfaktor kann durch die Gleichsetzung der Transmissionsfunktion Tr mit einer Exponentialfunktion eingeführt werden. Wenn sowohl der Extinktionskoeffizient als auch die Temperatur von der Höhe unabhängig sind, folgt aus Gleichung (2.25) und (2.26) die Definitionsbedingung für den Diffusivitätsfaktor.

$$\int_0^\infty [Tr - \exp(-U\tau)] d\tau = 0 \quad (2.27)$$

Es kann leicht gezeigt werden, daß $U = 3/2$ dieser Gleichung genügt.

In Zwei-Strom-Approximationen wird häufig ein Diffusivitätsfaktor für die terrestrische Strahlung von $U = 5/3$ verwendet. Insgesamt variiert der Wertebereich für den Diffusivitätsfaktor U zwischen 1.5 und 2. Der Diffusivitätsfaktor wirkt auf den diffusen Anteil der Globalstrahlung sowie auf die Reflexstrahlung. Wenn, wie z.B. bei der terrestrischen Strahlung, der direkte Anteil verschwindet, so ist das Produkt aus dem Diffusivitätsfaktor U und der optischen Dicke τ gleich der effektiven optischen Dicke τ_e

$$\tau_e = U \cdot \tau \quad . \quad (2.28)$$

Für die direkte Strahlung hat $1/\mu_0$ eine ähnliche Wirkung. Die genaue Kenntnis von U für ein optisches Medium ist notwendig, um den Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrad richtig zu beschreiben. Ein Ziel dieser Arbeit gilt der empirischen Bestimmung des Diffusivitätsfaktors U . Der Faktor U wird in unterschiedlichen ZSA so optimiert, daß die gemessenen Flußdichteprofile in Übereinstimmung mit den Rechenergebnissen stehen.

2.7.2 Der Rückstreukoeffizient β und die Rückstreufunktion β_0

Die Rückstreufunktion $\beta_0(\mu_0)$ wird in der ZSA zur expliziten Berechnung der direkten Strahlung benötigt.

$$\beta_0(\mu_0) = \frac{1}{2} \int_0^1 P(\mu_0, \mu') d\mu' \quad (2.29)$$

Sie definiert den Anteil an primär gestreutem Licht, das in die obere Hemisphäre zurückgestreut wird. Dabei ist der Einfallswinkel (Sonnennitdistanzwinkel) konstant; das rückgestreute Licht wird der diffusen Strahlung zugeordnet. Aus Symmetriegründen ist die Rückstreufunktion stetig, monoton steigend und hat ein Maximum an der Stelle $\mu_0 = 1$ mit $\beta_0(\mu_0 = 1) = 0.5$. Die Funktion $\beta_0(\mu_0)$ ist in der Mie-Theorie größer als Null. Für isotrope Streuung – aber auch für Rayleigh-Streuung – ist $\beta_0 = 0.5$.

Der Koeffizient β beschreibt die Rückstreuung der diffusen Strahlung. Damit ist der Rückstreukoeffizient β

$$\beta = \frac{1}{E^+} \int_0^1 I^+(\mu) \cdot \beta_0(\mu) d\mu \quad (2.30)$$

das Integral von $\beta_0(\mu)$ gewichtet mit der Strahldichteverteilung $I(\mu)$ über die gesamte Hemisphäre. Der Rückstreukoeffizient ist der Mittelwert von β_0 und es existiert damit ein μ , bei dem die direkte Strahlung mit dem gleichen Anteil zurückgestreut wird wie die diffuse Strahlung ($\beta = \beta_0$). Beide Koeffizienten unterscheiden sich aber für sehr große und kleine Sonnenzenitwinkel. Beide werden benötigt für die hemisphärische Methode und für die Quadratur Methode nach Coakley und Chýlek [1975] bzw. nach Liou [1973]. In der Eddington Approximation übernimmt der Asymmetriefaktor diese Aufgabe.

Wiscombe und Grams [1976] sowie Zdankowski et al. [1980] haben die Phasenfunktion

$P(\mu, \mu')$ in Legendre-Polynome $L(\mu)$ entwickelt und mit Hilfe der Entwicklungskoeffizienten eine analytische Reihe für die Rückstreuungsfunktionen angegeben.

$$\beta = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{p_1}{2^2} + \frac{p_3}{8^2} + \frac{p_5}{16^2} + \dots + \left(\frac{(2j)!}{2^{2j+1}j!(j+1)!} \right)^2 p_{2j+1} \right) \quad (2.31a)$$

$$\beta_0(\mu_0) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(-\frac{p_1 P_1(\mu_0)}{2} + \frac{p_3 P_3(\mu_0)}{8} - \frac{p_5 P_5(\mu_0)}{16} + \dots + \frac{(-1)^{j+1} (2j)!}{2^{2j+1}j!(j+1)!} p_{2j+1} P_{2j+1}(\mu_0) \right) \quad (2.31b)$$

Aus Normierungsgründen ist die nullte Ordnung der Legendre-Zerlegung gleich Eins ($p_0 = 1$). Der Asymmetriefaktor $g = p_1/3$ berechnet sich aus dem Entwicklungskoeffizienten der ersten Ordnung der Legendre-Polynom Zerlegung der Phasenfunktion. Die Parametrisierung der optischen Wolkeneigenschaften bestimmt den Entwicklungskoeffizienten der Legendre-Polynome in der ersten Ordnung (Asymmetriefaktor). Daher kann der Rückstreuungskoeffizient β mit aufwendigen Rechnungen aus der Mie-Theorie bestimmt werden. Für den praktischen Einsatz in atmosphärischen Modellen muß dieser Koeffizient als Funktion des Asymmetriefaktors angenähert werden.

2.7.3 Die δ -Approximation

Hinsichtlich der Rechengenauigkeit sind die δ -ZSA ($f > 0$) den gewöhnlichen ZSA ($f = 0$) deutlich überlegen, da bei den δ -Verfahren die Auswirkungen der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion besser erfaßt werden.

[Zdunkowski und Korb, 1985]

Das Konzept der δ -Approximation trägt der starken Vorwärtsstreuung der Mie-Streuung Rechnung. Das an kugelförmigen Teilchen gestreute Licht enthält einen beträchtlichen Strahlungsanteil, der näherungsweise die Richtung der einfallenden Strahlung hat. Diese Strahlung entspricht dem prozentualen Energieanteil f , der in der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion enthalten ist. In dieser Arbeit wird „ f “ kurz mit *Diffraktionsspitze* bezeichnet. Entzieht man diesen Anteil dem solaren Primärstreufeld und fügt ihn wieder der ungestreuten Strahldichte hinzu, so folgen damit geänderte „effektive“ Werte für den Asymmetriefaktor g , die Einfachstreuung ω und die optische Dicke τ . Die Diffraktionsspitze⁵ f wird durch eine δ -Funktion angenähert [Joseph et al., 1976]. Es folgt damit

$$\omega_e = \omega \frac{1-f}{1-\omega f} \quad (2.32a)$$

$$g_e = \frac{g-f}{1-f} \quad (2.32b)$$

$$\tau_e = (1 - \omega \cdot f) \cdot \tau . \quad (2.32c)$$

⁵Im Gegensatz zu Zdunkowski et al. [1980] wird in dieser Arbeit der prozentuale Energieanteil in der Diffraktionsspitze f auch auf die diffuse Strahlungsflußdichte angewandt. Dieses Verfahren ist physikalisch konsistent und wird auch von Ritter und Geleyn [1992] angewendet.

Die effektive optische Dicke τ_e ist kleiner als die optische Dicke τ , da die Vorwärtsstreuung nicht zur Extinktion beiträgt. Aus dem gleichen Grunde reduzieren sich die effektive Einfachstreuabschattung ω_e und der effektive Asymmetriefaktor g_e .

Präzise wird die Diffraktionsspitze f durch Wiscombe [1977] eingeführt. Er entwickelte die Phasenfunktion in Legendre-Polynome bis zur $m_{\text{-ten}}$ Ordnung. Aus der Differenz zwischen der Phasenfunktion und ihrer Entwicklung bis zur $m_{\text{-ten}}$ Ordnung kann f berechnet werden. Die Diffraktionsspitze ist groß für wenige Ordnungen und geht gegen null, wenn m gegen unendlich geht. Aus den m -Entwicklungskoeffizienten der Phasenfunktion können aus Gleichung (2.31a-b) die Rückstreukoeffizienten berechnet werden.

Die Berechnung der Diffraktionsspitze ist demnach von der Ordnung der Legendre-Polynom Entwicklung abhängig. Bei der praktische Berechnung der Diffraktionsspitze sind zwei Näherungen üblich. Für die Henyey-Greenstein-Funktion kann die Diffraktionsspitze mit $f = (p_1/3)^2 = g^2$ und für Mie-Streuung mit $f = p_2/5$ angegeben werden. In dieser Arbeit wird später durch Anpassung der Modellrechnungen an Flußdichtemessungen ein optimaler Wert für die Diffraktionsspitze f bestimmt. Die Diffraktionsspitze wirkt sich insbesondere auf den direkten Anteil der berechneten Globalstrahlung aus.

2.7.4 Die Henyey-Greenstein-Funktion

Die Henyey-Greenstein Phasenfunktion P_{HG}

$$P_{HG}(\mu) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.33)$$

wird häufig in Strahlungstransfer-Modellen verwendet, da die Entwicklungskoeffizienten $p_l = (2l + 1)g \cdot p_0$ der Legendre-Polynome dieser Phasenfunktion einfach zu errechnen sind. Diese Phasenfunktion ist nur vom Asymmetriefaktor g abhängig und sie ähnelt der Mie-Phasenfunktion.

Der Rückstreukoeffizient $\beta(g)$ und die Rückstreuungsfunktion $\beta_0(\mu, g)$ können nach Barker [1994] näherungsweise analytisch als Funktion des Asymmetriefaktors g und von μ_0 angegeben werden:

$$\beta(g) = \frac{1 - g}{2g} \left[\frac{2}{\pi} (1 + g) \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - g^2 \sin^2 \theta} d\theta - 1 \right] \quad (2.34a)$$

$$\approx (1 - g)(0.5 + 0.077g + 0.32g^2) \quad (2.34b)$$

$$\beta_0(\mu_0, g) \approx \frac{16.156 \exp(-7.439g) + \mu_0[-0.148 + g(0.731 - 0.639g)]}{32.312 \exp(-7.439g) + \mu_0(4.347 \exp(-3.248g) + \mu_0)} \quad (2.34c)$$

Die Approximation des Rückstreukoeffizienten (Gl. 2.34b) erfolgt aus der exakten Gleichung (2.34a) [Wiscombe und Grams, 1976]. Der maximale absolute Fehler dieser Näherung beträgt 0.015 an der Stelle $g = 0.9$. Wiscombe und Grams verwenden eine eigene

Parametrisierung des Rückstreukoeffizienten ($\beta(g) = 1/2 (1 - 7/8 g)$), die bereits eine gute Näherung darstellt.

Für atmosphärische Simulationsmodelle ist der Aufwand zu groß, um die Rückstreukoeffizienten direkt aus der Mie-Theorie zu errechnen. Da die analytischen Henyey-Greenstein-Rückstreukoeffizienten (2.34a-c) ähnlich der Mie-Rückstreukoeffizienten (2.31a-b) sind, sollten die analytischen Ausdrücke zur Parametrisierung der Rückstreukoeffizienten verwendet werden. Dies ist aber bei ZSA unüblich. Ein Ergebnis dieser Arbeit (s. Kap. 6) ist, daß die Flußdichteprofile sich besser in Übereinstimmung mit den Messungen modellieren lassen, wenn die Rückstreuungsfunktionen mit den analytischen Ausdrücken (Gl. 2.34a-c) parametrisiert werden. Im folgenden Kapitel wird eine theoretische Begründung für die bessere Eignung der Henyey-Greenstein Ausdrücke dargelegt.

3 Bedeutung gängiger Parametrisierungen für den Strahlungstransport in bewölkter Atmosphäre

Die Grundlagen der Strahlungswechselwirkung werden zunächst ohne spektrale Abhängigkeiten diskutiert. Dabei wird ein Schwerpunkt auf den Strahlungstransport unter arktischen Bedingungen gelegt, d.h. es wird die bewölkte Atmosphäre bei geringem Gesamtwassergehalt (geringe optische Dicke) sowie mit einem für arktische Regionen realistischen Zenitwinkel und hoher Oberflächenalbedo untersucht. Der Strahlungstransport wird mit exakten Methoden (MOM, MCM) berechnet und die Konsequenzen gängiger Näherungen in der ZSA auf die Flußdichteberechnung werden beleuchtet. Ein wichtiges Ergebnis ist, daß durch Modifikation der Parametrisierungen in der ZSA die Fehler bei der Flußdichteberechnung reduziert werden können. Neue Ansätze zur Verbesserung der ZSA werden später mit Meßdaten überprüft.

3.1 Eigenschaften der Strahldichte und die Wirkung auf den Diffusivitätsfaktor U

Der Diffusivitätsfaktor wird für den solaren und den terrestrischen Spektralbereich unterschiedlich angesetzt. Innerhalb dieser spektralen Intervalle ist dieser Faktor konstant für optische Medien (Gas, Wolke oder Aerosolschicht). Er wird bisher in ZSA unabhängig vom Zenitwinkel der Sonne oder von der Oberflächenalbedo des Untergrundes angenommen. Der Diffusivitätsfaktor U berechnet sich aus der Strahldichteverteilung (Gl. 2.23) und ist nicht als Stoffeigenschaft zu verstehen. An ausgewählten Beispielen soll veranschaulicht werden, daß der Diffusivitätsfaktor U besonders unter arktischen Bedingungen nicht konstant ist, sondern vom Zenitwinkel der Sonne und von der Albedo des Untergrundes sowie von der optischen Dicke abhängt. Als Beispiel für den langwelligen Spektralbereich wird der gerichtete Emissionsgrad einer horizontal unendlich ausgedehnten Schicht an der Grenzfläche dieses Mediums bei verschiedenen optischen Dicken betrachtet. Der gerichtete Emissionsgrad ist das Verhältnis der emittierten Strahldichteverteilung zu derjenigen eines „Schwarzen Körpers“. Die Reflexions- bzw. die Transmissionseigenschaften werden für zwei unterschiedliche optische Medien berechnet; die daraus folgenden Eigenschaften des Diffusivitätsfaktors werden diskutiert.

3.1.1 Gerichteter Emissionsgrad von horizontal unendlich ausgedehnten Schichten und isotrop streuenden optischen Medien

Innerhalb eines absorbierenden homogenen Mediums mit genügend großer optischer Dicke ist die Strahldichteverteilung isotrop. Im Randbereich einer emittierenden Schicht ist die Strahldichteverteilung von der Einfachstreueralbedo ω und der optischen Dicke τ der Schicht abhängig. Um diesen Effekt zu veranschaulichen, wird mit der MOM (Abschnitt 2.5.1) die Strahldichte einer emittierenden Schicht berechnet, in der von außen keine Strahlung einfällt. Abbildung 3.1 zeigt für drei verschiedene Werte der Einfachstreueralbedo ($\omega = 0.0$ links, $\omega = 0.3$ Mitte und $\omega = 0.6$ rechts) die Strahldichte in Abhängigkeit von μ und der optischen Dicke τ . Die Temperatur des isothermen Mediums ist gleich Eins, daher ist die Strahldichte identisch mit dem gerichteten Emissionsgrad $\epsilon(\mu)$.

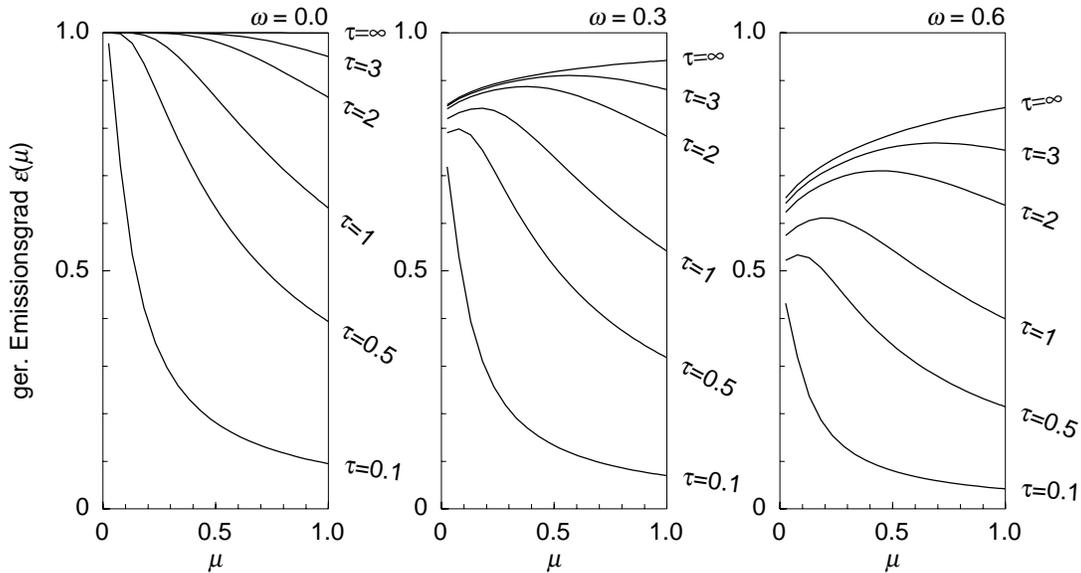


Abbildung 3.1: Der gerichtete Emissionsgrad $\epsilon(\mu)$ ist für unterschiedliche Einfachstreueralbeden $\omega=0.0$, $\omega=0.3$, $\omega=0.6$ und verschiedene optische Dicken als Funktion von μ aufgetragen.

Für optisch dünne Medien hat die Strahldichte an der Stelle $\mu = 0$ ein Maximum. Der Horizont besitzt demnach die größte Helligkeit. Bei streuenden Medien mit einer endlichen optischen Dicke τ hat die Strahldichte ein lokales Maximum (mittlere und rechte Abbildung 3.1). Die Stelle des Maximums verschiebt sich zu kleineren Zenitwinkeln für höhere optische Dicken. Strebt die optische Dicke τ gegen Unendlich, ist die Strahldichte im Zenit am größten und wenn die Medien zusätzlich nicht streuen, ist ihre Strahldichteverteilung konstant für die Hemisphäre.

Der aus der Strahldichteverteilung berechnete Diffusivitätsfaktor zeigt eine Abhängigkeit von der optischen Dicke (Abb. 3.2b). Ist die Einfachstreueralbedo größer als Null, werden für den Diffusivitätsfaktor bei hinreichend großen optischen Dicken Werte $U < 2$ bestimmt. Geringe optische Dicken führen zu einem erhöhten Diffusivitätsfaktor. Somit könnte es sinnvoll sein, den Diffusivitätsfaktor in Abhängigkeit von der optischen Dicke der Wolke zu definieren.

Der Emissionsgrad einer Schicht ist das mit dem Cosinus gewichtete Integral des gerichteten Emissionsgrades über die Hemisphäre. Er beschreibt das Verhältnis der von einer

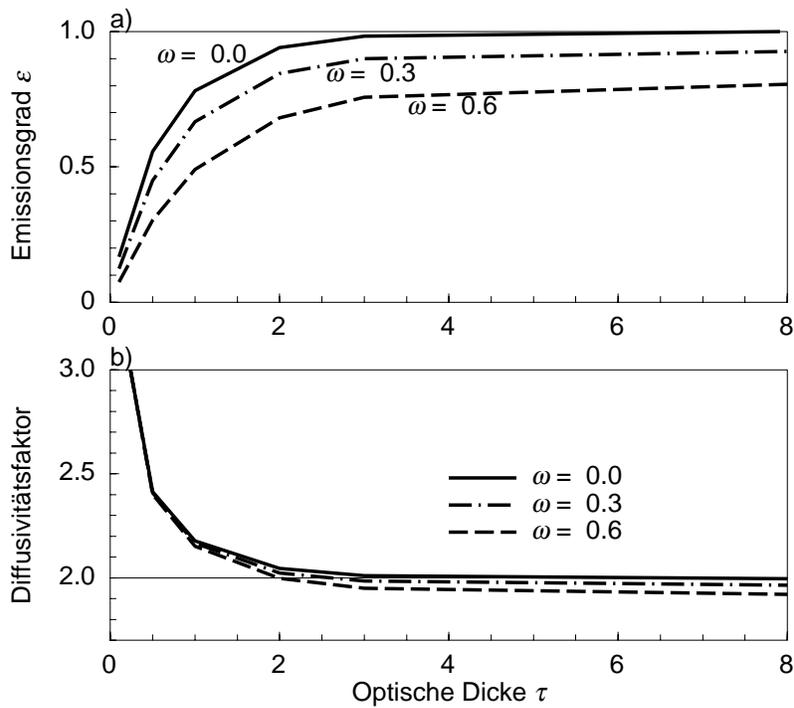


Abbildung 3.2: Abhängigkeit des Emissionsgrades ϵ sowie des Diffusivitätsfaktors von der optischen Dicke τ für drei verschiedene Werte der Einfachstreueralbedo. Ein streuendes Medium hat eine Emissivität kleiner als Eins. Der aus der Strahldichteverteilung berechnete Diffusivitätsfaktor nimmt bei kleinen optischen Dicken zu. Eine Einfachstreueralbedo $\omega > 0$ bewirkt einen Diffusivitätsfaktor $U < 2$ bei hohen optischen Dicken.

Schicht ausgehenden Strahlung zur Strahlung eines „Schwarzen Körpers“. Ein optisches Medium besitzt einen Emissionsgrad, der von der optischen Dicke und von der Einfachstreueralbedo abhängig ist. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 3.2a dargestellt. Der Emissionsgrad ϵ nimmt mit der optischen Dicke zu. Der erreichte Grenzwert für hohe optische Dicken ist nur für nichtstreuende Medien ($\omega = 0$) gleich Eins. Die Emissivität ϵ_∞ ist der Emissionsgrad eines Mediums bei unendlicher optischer Dicke. Ein streuendes Medium mit einer Einfachstreueralbedo $\omega = 0.3$ erreicht die Emissivität $\epsilon_\infty \approx 0.92$, während bei einer Einfachstreueralbedo $\omega = 0.6$ die Emissivität $\epsilon_\infty \approx 0.8$ geringer ist. Eine Einfachstreueralbedo von $\omega > 0.6$ ist nach der Mie-Theorie möglich für Wellenlängen zwischen 3 und 10 μm und Teilchenradien zwischen 2 und 30 μm . Auch für größere Wellenlängen ist die Einfachstreueralbedo nicht vernachlässigbar (Abb. 2.2).

3.1.2 Reflexions- und Transmissionseigenschaften und deren Einfluß auf den Diffusivitätsfaktor

Im folgenden wird eine Schicht betrachtet, in die ausschließlich von außen direkte Strahlung einfällt. Für drei verschiedene optische Dicken $\tau = 0.5, 1, 2$ wird die Reflexionsmatrix \mathbf{R} (Gl. 2.12b) und die Transmissionsmatrix \mathbf{T} (Gl. 2.12a) mit der MOM berechnet. Der Diffusivitätsfaktor kann für jeden Einstrahlungswinkel am Modelloberrand nach Gleichung (2.23) berechnet werden. Der Diffusivitätsfaktor wirkt sich auf die Berechnung der diffusen Strahlung in der ZSA aus, daher bleibt der ungesteuerte, direkte Anteil der Strahldichte bei der Berechnung von U^\pm unberücksichtigt. Der Diffusivitätsfaktor U^+ wird aus der Strahldichte

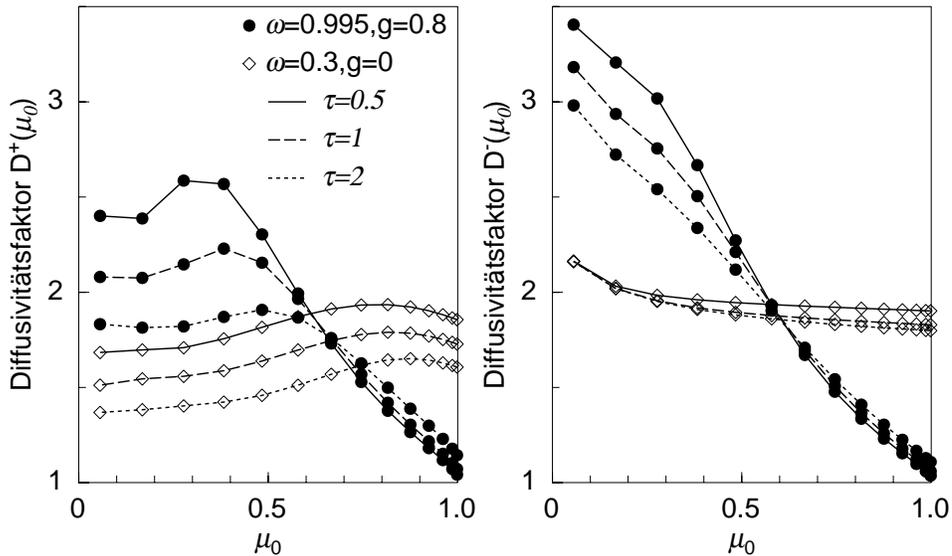


Abbildung 3.3: Diffusivitätsfaktoren U^+ für die obere (+) und U^- untere (-) Hemisphäre in Abhängigkeit vom Cosinus des Zenitwinkels der direkten Einstrahlung am Oberrand des optischen Mediums. Die geschlossenen Kreise beziehen sich auf ein Medium mit wolkentypischen Eigenschaften, während die offenen Rauten ein nichtstreuendes Medium beschreiben.

der oberen Hemisphäre, die am unteren Modellrand nach unten austritt ermittelt. Dagegen beschreibt der Diffusivitätsfaktor U^- den reflektierten Anteil der Strahldichte. Dieser Faktor wird aus der Strahldichteverteilung des unteren Halbraumes an der Modelloberseite berechnet.

Abbildung 3.3 zeigt die Diffusivitätsfaktoren U^+ (links) und U^- (links) als Funktion des Zenitwinkels einfallender Strahlung und in Abhängigkeit von drei verschiedenen optischen Dicken und für zwei verschiedene Streueigenschaften des Mediums. Die offenen Rauten stehen für realistische optische Wolkeneigenschaften im terrestrischen Spektralbereich und die geschlossenen Kreise für optische Eigenschaften im sichtbaren Spektralbereich.

Die Diffusivitätsfaktoren U^+ und U^- des oberen bzw. des unteren Halbraumes unterscheiden sich signifikant voneinander. Aber auch die optischen Eigenschaften des Mediums beeinflussen den Diffusivitätsfaktor erheblich. Ein vorwiegend streuendes Medium mit einer betonten Vorwärtsstreuung liefert Diffusivitätsfaktoren U^+ und U^- mit einer starken Abhängigkeit von μ_0 . Die Abhängigkeit von der optischen Dicke ist wesentlich für $\mu_0 < 0.5$ (niedrige Sonnenhöhe). Ein vorwiegend absorbierendes Medium zeigt für U^+ im gesamten Wertebereich von μ_0 eine Abhängigkeit von der optischen Dicke τ , dagegen ist U^- im wesentlichen unbeeinflusst von der Einfallsrichtung der direkten Strahlung und von der optischen Dicke.

3.2 Die Phasenfunktion und die daraus folgende Parametrisierung der Rückstreuungsfunktionen für primär gestreute und diffuse Flußdichten

Im Abschnitt 2.7.2 wurde gezeigt, wie aus der Phasenfunktion die Rückstreuungsfunktion abgeleitet werden kann. Ein Beispiel soll zeigen, wie genau die Rückstreuungsfunktion durch den Asymmetriefaktor g in unterschiedlichen Ansätzen parametrisiert wird. Die Wellenlänge $\lambda = 0.4 \mu\text{m}$ wird aus dem Maximum der solaren Spektraldichteverteilung gewählt und der Tropfenradius $r = 4 \mu\text{m}$ ist realistisch für arktischen Stratus oder Altostratus [Stephens, 1979].

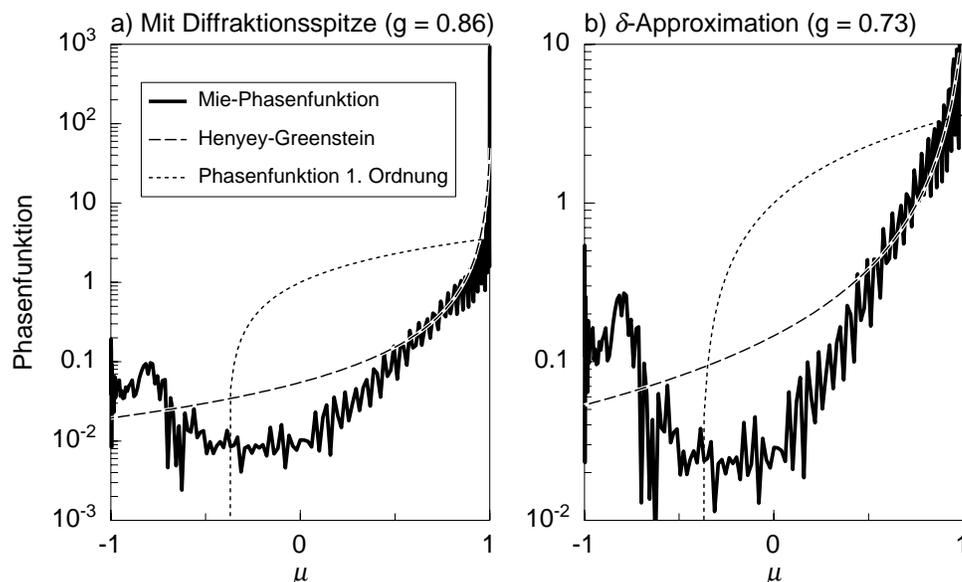


Abbildung 3.4: Vergleich der Mie-Phasenfunktion (durchgezogene Linie) mit der Henyey-Greenstein-Phasenfunktion (breit-gestrichelte Linie). Die Mie-Phasenfunktion ist gültig für Wellenlängen von $\lambda = 0.4 \mu\text{m}$ und Tropfenradien von $r = 4 \mu\text{m}$. Die Henyey-Greenstein-Funktionen in beiden Grafiken besitzen den gleichen Asymmetriefaktor g wie die Mie-Phasenfunktion. Die Abbildungen a) und b) unterscheiden sich in der Diffractionsspitze. Der starke vorwärtsstreuende Charakter der Mie-Streuung wurde in Abbildung b) im Sinne der δ -Approximation vernachlässigt. Zum Vergleich wurde die Phasenfunktion erster Ordnung (fein gestrichelt) mit in die Abbildung eingefügt. Obwohl der Asymmetriefaktor für die alle Phasenfunktionen gleich ist, unterscheidet sich die erste Ordnung beträchtlich von der Mie-Phasenfunktion.

Abbildung 3.4a zeigt die aus der Mie-Theorie berechnete Phasenfunktion. Gut zu erkennen ist die erhöhte Rückstreuung der Mie-Phasenfunktion (durchgezogene Linie), die durch die Henyey-Greenstein-Phasenfunktion (breit-gestrichelte Linie) nicht beschrieben wird. Die Diffractionsspitze zeigt sich an den um zwei Größenordnungen ansteigenden Funktionswerten der Mie-Phasenfunktion an der Stelle $\mu \approx 1$. Findet ein Streuprozess statt, so wird sich, mit einer Wahrscheinlichkeit $f = 43\%$, die Ausfallsrichtung nur um maximal 10° von der Einfallrichtung unterscheiden. Mit dem Konzept der δ -Approximation hat keine Wechselwirkung zwischen Photon und Teilchen stattgefunden. Das Photon behält seine ursprüngliche Richtung bei. Die Mie-Phasenfunktion ohne Diffractionsspitze und die Henyey-Greenstein Phasenfunktion mit dem gleichen Asymmetriefaktor sind in Grafik b)

abgebildet. Ein Vergleich mit der ersten Ordnung der Phasenfunktion zeigt, mit welchem Fehler die Mie-Phasenfunktion durch diese einfache Approximation beschrieben wird.

3.2.1 Berechnung der direkten Strahlung durch die Rückstreufunktion

Die Rückstreufunktion $\beta_0(\theta_0)$ beschreibt die Umwandlung direkter Strahlung in diffuse Strahlung beim Strahlungsgang durch eine infinitesimale Schichtdicke $d\tau$. Die reduzierte direkte Strahlung wird auf die aufwärts- oder abwärtsgerichtete diffuse Strahlung umverteilt.

Die aus der Phasenfunktion berechnete Rückstreufunktion (Gl. 2.29) für parallel einfallende Strahlung ist in Abbildung 3.5 dargestellt (Kreise). Unter a) wird die komplette Mie-Phasenfunktion verwendet, während in Grafik b) die Diffraktionsspitze durch eine δ -Funktion ersetzt ist. Weiterhin sind Näherungen der Rückstreufunktion (Legendre-Polynom-Entwicklung bis 7. Ordnung, Eddington, Quadratur und Henyey-Greenstein) mit entsprechendem Asymmetriefaktor abgebildet.

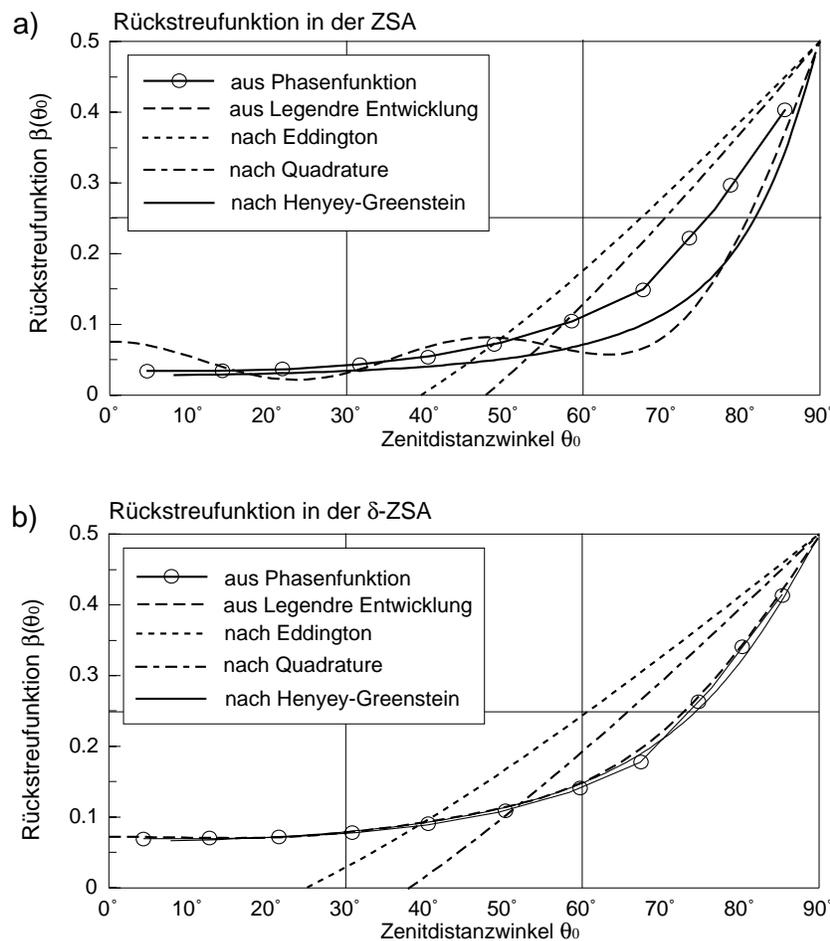


Abbildung 3.5: Rückstreufunktionen für primär gestreute Strahlung in Abhängigkeit vom Zenitdistanzwinkel θ_0 . Die Rückstreufunktionen werden mit unterschiedlichen Ansätzen berechnet. Die Abbildungen a) und b) beziehen sich auf die Mie-Phasenfunktion mit bzw. ohne Diffraktionsspitze (s. Abb. 3.4).

Mit Diffraktionsspitze (Abb. 3.5a) gibt es keine Übereinstimmung der Näherungen mit der

exakten Mie-Rückstreuungsfunktion. Die 7. Ordnung der Legendre-Polynom-Entwicklung ist nicht für eine Übereinstimmung ausreichend, da höhere Ordnungen bei einer „Singularität“ (Diffraktionsspitze) an der Stelle $\mu = 1$ nicht zu vernachlässigen sind. Dagegen ist die 7. Ordnung genügend genau, wenn die Diffraktionsspitze durch eine δ -Funktion approximiert wird. Genau dann ist aber auch die Henyey-Greenstein-Rückstreuungsfunktion der Mie-Rückstreuungsfunktion ähnlich. Die aus der ersten Ordnung der Mie-Phasenfunktion abgeleiteten Rückstreuungsfunktionen (Eddington und Quadratur) erweisen sich für den sichtbaren Spektralbereich als ungeeignet, um die Mie-Rückstreuungsfunktion anzunähern. Die Aussagen werden durch experimentelle Befunde (Kap. 6) gestützt. Dennoch werden diese einfachen Ansätze der Rückstreuungsfunktionen überwiegend in ZSA benutzt. Die Differenzen zwischen den Parametrisierungen der verschiedenen Rückstreuungsfunktionen ist für Sonnenzenitdistanzwinkel $\theta_0 < 20^\circ$ und für $60^\circ < \theta_0 < 75^\circ$ besonders groß. Wegen des letzteren Winkelbereiches ist die arktische Eisrandzone im Sommer als Meßgebiet sinnvoll, um die Eignung der Parametrisierungsansätze der Rückstreuungsfunktionen zu prüfen. Die Strahlungsflußdichteprofile, die während REFLEX III gemessen wurden, können nur durch eine ZSA beschrieben werden, falls die analytischen Näherungen der Henyey-Greenstein-Rückstreuungsfunktion verwendet werden. Dieses Verfahren wurde bereits 1963 von Hulst und Irvine vorgeschlagen und durch Wiscombe und Grams [1976], Hansen [1969], King und Harshvardhan [1986] überprüft.

3.2.2 Behandlung der diffusen Strahlung durch den Rückstreuungskoeffizienten

Der Rückstreuungskoeffizient beschreibt den Anteil der gestreuten Photonen, die beim Durchgang einer infinitesimalen Schichtdicke in die Hemisphäre, aus der sie kamen, zurückgestreut werden. Zur Berechnung der Rückstreuungskoeffizienten β für die diffuse Strahlung muß berücksichtigt werden, daß die unterschiedlichen Modellkonzepte verschiedene Näherungen über die Strahldichtevertelung der diffusen Strahlung treffen. Daher können die Rückstreuungskoeffizienten bei verschiedenen ZSA-Konzepten unterschiedlich sein. Der Rückstreuungskoeffizient wird für drei verschiedene Modelle (Eddington, Quadratur und Hemisphäre) berechnet. Mit Ausnahme der Legendre-Polynome wird die Parametrisierung mit dem Asymmetriefaktor berechnet. Dies ist für den praktischen Modelleinsatz notwendig. Die exakte Lösung erfolgt aus der Integration der Mie-Phasenfunktion [Meador und Weaver, 1980]. In der Eddington-Approximation kann der Rückstreuungskoeffizient exakt durch den Asymmetriefaktor ausgedrückt werden. Die Quadratur-Methode nimmt an, die gesamte Strahldichte sei auf den Zenitwinkel $\mu = \pm 1/\sqrt{3}$ verteilt. Daher berechnet sich der Rückstreuungskoeffizient $\beta = \beta_0(1/\sqrt{3})$ für die Quadratur-Methode aus der Rückstreuungsfunktion für primär gestreute Strahlung an der Stelle $\mu = \pm 1/\sqrt{3}$. Der Rückstreuungskoeffizient für die hemisphärische Methode kann durch die Legendre-Polynome (Gl. 2.31a) oder durch die analytische Näherung für den Henyey-Greenstein-Rückstreuungskoeffizienten (Gl. 2.34b) bestimmt werden.

In Tabelle 3.1 sind die parametrisierten Koeffizienten der diffusen Rückstreuung eingetragen. Zwei Feststellungen können getroffen werden: Erstens ist es notwendig, beim hemisphärischen Modellkonzept die Diffraktionsspitze durch eine δ -Funktion zu beschreiben; anderenfalls müßte ein bedeutender Fehler für die Berechnung des Rückstreuungskoeffizienten β akzeptiert werden. Zweitens unterscheiden sich die Rückstreuungskoeffizienten (ohne

Tabelle 3.1: Der Rückstreuoeffizient für Wassertropfen mit einem Radius von $4\mu\text{m}$ und einer Wellenlänge von $0.4\mu\text{m}$ bestimmt durch verschiedene Parametrisierungen unter Berücksichtigung und Vernachlässigung der Vorwärtsstreuung. Die exakten Werte sind zum Vergleich mit aufgeführt. Sie werden aus der Mie-Phasenfunktion berechnet.

Modellkonzept	mit		ohne	
	Berücksichtigung der Diffraktionsspitze			
	parametr.	exakt	parametr.	exakt
Eddington	0.05	0.05	0.10	0.10
Quadratur	0.07	0.09	0.13	0.12
Hemisphäre				
Legendre-Polynome	0.13	0.18	0.20	0.19
Henyey-Greenstein	0.11	0.18	0.19	0.19

Diffraktionsspitze) zwischen $\beta = 0.10$ für die Eddington-Methode und $\beta = 0.19$ für die hemisphärische Methode um $\approx 100\%$.

Die verschiedenen Modellkonzepte werden aufgrund des unterschiedlichen Rückstreuoeffizienten zu unterschiedlichen Strahlungsflußdichten führen. King und Harshvardhan [1986] und Harshvardhan und King [1993] verglichen Rechnungen zwischen der MOM mit verschiedenen ZSA. Ein Ergebnis dieser Untersuchungen ist, daß keines dieser ZSA über eine große Bandbreite der optischen Dicke, der Oberflächenalbedo oder des Zenitdistanzwinkels der Sonne die Strahlungsflußdichte fehlerfrei bestimmt. Unter Umständen liegt der Fehler für den Reflexionsgrad oder den Transmissionsgrad einer Wolke über 20%. Es gibt kein „bestes“ Modell, das allen anderen Modellen für alle Fragestellungen vorzuziehen ist. Jedoch wird die δ -Eddington Approximation von den Autoren als bester Kompromiß empfohlen.

Diese vorliegende Arbeit unterscheidet sich von den bisherigen Ansätzen, indem die geeignetste ZSA durch Vergleiche mit Meßdaten ermittelt wird. Verschiedene Effekte auf den Strahlungstransport in realen Wolken können nicht im Labor vermessen oder durch exakte Methoden zuverlässig berechnet werden. Dazu gehört die 3-dimensionale Wolkenstruktur und die Wirkung von Kondensationskernen oder gelösten Gasen in Wolkentropfen.

3.3 Einfluß horizontaler Inhomogenität auf den Strahlungstransport

Die horizontale Inhomogenität hat auf großen und kleinen Skalen unterschiedlichen Einfluß. Globale und mesoskalige Simulationsmodelle der Atmosphäre haben große Gitterabstände, so daß sehr unterschiedliche Wolkentypen in einer Gitterzelle parametrisiert werden müssen. Makroskopische optische Eigenschaften – z.B. der Reflexionsgrad – sind nichtlinear von der optischen Dicke oder vom Flüssigwassergehalt abhängig. Abbildung 3.6 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Es ist der Reflexionsgrad getrennt für vier unterschiedliche Einstrahlungsbedingungen gegen die optische Dicke aufgetragen. Seien zwei Wolkentypen in einer Gitterzelle von optischen Dicke A und B (s. Abb. 3.6), dann ergibt sich der effektive Reflexionsgrad als Linearkombination der Reflexionsgrade an der Stelle

A und B (Verbindungslinie). Würde ein Strahlungstransport-Modell die mittlere optische Dicke der Gitterzelle als Grundlage für die Berechnung verwenden, so ist der berechnete effektive Reflexionsgrad stets größer als der aus der Linearkombination bestimmte Wert.

Inhomogene Wolken können durch eine homogene Wolke mit geänderter effektiver optischer Dicke beschrieben werden. Dazu muß ein Parameter eingeführt werden, der die Inhomogenität der Wolken in einer Gitterzelle quantifiziert. So berechnet z.B. Kogan et al. [1995], daß die effektive optische Dicke bei Cu-Wolken gegenüber der mittleren optischen Dicke halbiert ist. Für stratiforme Wolken wird ein exemplarischer Wert von 77% der mittleren optischen Dicke für die effektive optische Dicke angegeben. Eine Studie von Borde und Isaka [1996] bestätigt diese Ergebnisse, und sie bestimmen eine Formel für die effektive optische Dicke als Funktion der mittleren optischen Dicke, des Inhomogenitätsparameters und des Asymmetriefaktors. Liou und Rao [1996] bestätigen für Ci-Wolken, daß inhomogene Wolken gegenüber den homogenen einen geringeren Reflexionsgrad haben.

Die Stärke der Krümmung der Kurve des Reflexionsgrades ist wesentlich für die Änderung der effektiven gegenüber der mittleren optischen Dicke verantwortlich. Der Krümmungsverlauf des Reflexionsgrades – und damit die effektive optische Dicke – ist unterschiedlich bei diffuser und direkter Einstrahlung (Abb. 3.6). Um Modellergebnisse an Messungen anzupassen, hat eine Änderung des Diffusivitätsfaktors die Wirkung der Veränderung der effektiven optischen Dicke bei diffuser Einstrahlung (Gl. 2.28). Eine geänderte Diffraktionspitze wirkt sich auf die effektive optische Dicke bei direkter Einstrahlung aus (Gl. 2.32c). Somit sind diese beiden Parameter geeignet, um großskalige Inhomogenitäten effektiv zu beschreiben.

Je kleinskaliger die horizontalen Inhomogenitäten werden, desto eher spielen horizontale Divergenzen beim Strahlungstransport eine wichtige Rolle. Als Beispiel wird die Wirkung kleinskaliger horizontaler Inhomogenitäten auf den Strahlungstransport mit Hilfe eines Monte-Carlo-Modells berechnet. Für diese Fallstudien wird das Medium als vertikal

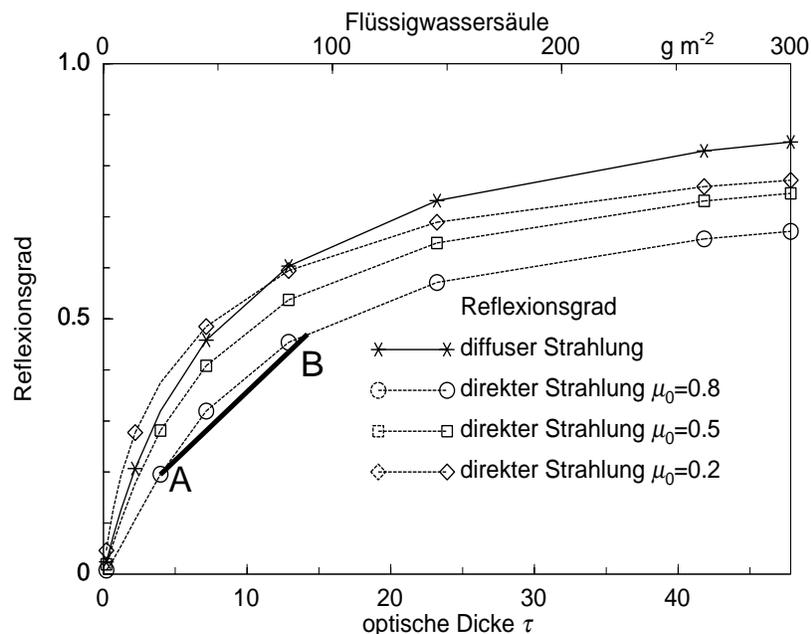


Abbildung 3.6: Reflexionsgrad als Funktion der optischen Dicke für die diffuse und direkte Strahlung. Die drei unterschiedlichen Fälle mit direkter Einstrahlung am Oberrand der Wolke unterscheiden sich im Sonnenzenitwinkel der einfallenden direkten Strahlung.

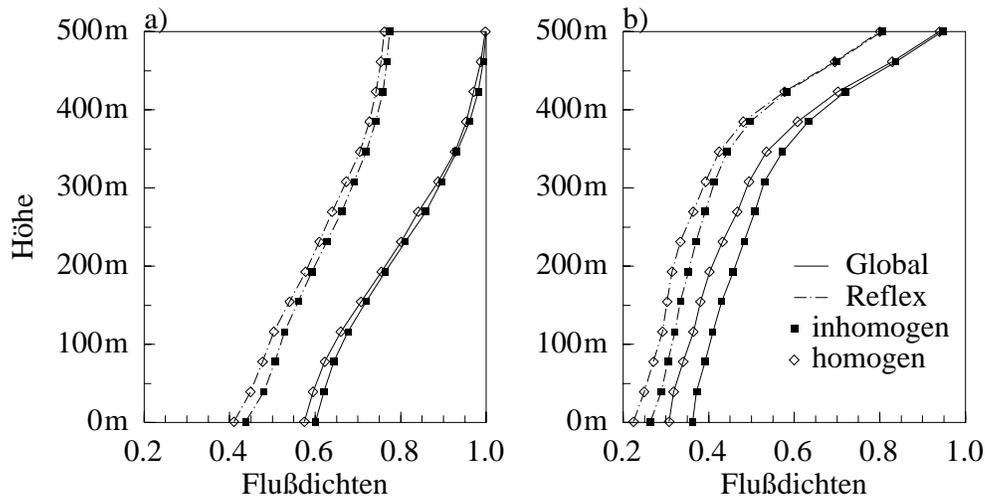


Abbildung 3.7: Profile der Strahlungsflußdichte für homogene (offene Rauten) und leicht inhomogene (Vierecke) Verhältnisse. Beide Abbildungen unterscheiden sich in der verwendeten Strahldichteverteilung am Oberrand der Wolke. Für den Modellfall a) wurde eine isotrope Strahldichteverteilung und für den Fall b) ein konstanter Einfallswinkel von $\theta_0 = 80^\circ$ modelliert. Für beide Rechenfälle beträgt der Asymmetriefaktor $g = 0.7$, die Einfachstreueralbedo $\omega = 0.99$ und die Oberflächenalbedo $\alpha = 0.8$.

und horizontal inhomogen vorgegeben. Dabei werden typische Inhomogenitäten verwendet, wie Messungen der Teilchenanzahldichte in arktischen, stratiformen Wolken ergaben [Hartmann et al., 1997]. Zum Vergleich werden ebenfalls Modellrechnungen mit horizontal homogenen Volumenextinktionskoeffizienten durchgeführt.

Vier Modellläufe werden dargestellt, wobei das Medium wolkenähnliche Eigenschaften hat. Die Einfachstreueralbedo beträgt $\omega = 0.99$ und die Phasenfunktion betont die Vorwärtstreuung mit einem Asymmetriefaktor $g = 0.75$. Die Einstrahlungsbedingung am Wolkenoberrand wurde im ersten Fall als isotrop vorgegeben (Abb. 3.7a). Im zweiten Fall ist eine direkte Strahlung mit einem Zenitwinkel $\theta = 80^\circ$ am Oberrand der Wolke angenommen worden (Abb. 3.7b). Beide Modellläufe wurden unter horizontal homogenen und horizontal inhomogenen Bedingungen wiederholt. Die absolute Photonenzahl beträgt 40 000 für jeden dargestellten Fall. Die Oberfläche reflektiert diffus mit einer Albedo $\alpha = 80\%$. Das berechnete Flußdichteprofil zeigt in beiden Fällen, daß die Gesamtalbedo des Wolken-Oberflächen-Systems kaum von leichten Inhomogenitäten bei einer hohen Untergrundalbedo abhängt. Dagegen ist die abwärtsgerichtete Flußdichte oberhalb des Bodens gegenüber horizontal homogenen Verhältnissen bei direkter Einstrahlung (Fall b) um 16% erhöht. Im Fall a) der diffusen Einstrahlung fällt diese Zunahme mit 5% geringer aus.

Die effektive optische Dicke τ_e scheint auch für Bewölkung mit leichten horizontalen Inhomogenitäten reduziert zu sein. Durch eine Veränderung des Diffusivitätsfaktors U (Gl. 2.28) und der Diffraktionsspitze f (Gl. 2.32c) auf „effektive Werte“ kann eine Übereinstimmung zwischen MCM und ZSA erreicht werden (Kap. 6).

4 Datenbehandlung und Datenqualität von flugzeugmontierten Strahlungssensoren

In diesem Kapitel wird ein Zusammenhang zwischen den Strahlungsgrößen hergestellt, die durch flugzeuggetragene Instrumente gemessen werden mit denen, die für die Strahlungstransport-Modellierung von Bedeutung sind. Strahlungsinstrumente zur Bestimmung der hemisphärischen Strahlungsflußdichten werden üblicherweise am Erdboden eingesetzt. Die besonderen Einsatzbedingungen im Flugbetrieb machen eine spezielle Instrumentenkalibration und Datenbehandlung notwendig. Bisher galt die Messung der Globalstrahlung durch flugzeugmontierte kurzweilige Strahlungsgeber als wenig brauchbar. Besonders bei Zenitdistanzwinkeln $\theta_0 > 60^\circ$, wie sie überwiegend in der Polarregion auftreten, wurde diese Meßmethode generell nicht akzeptiert. Bannehr und Schwiesow [1991] finden einen Fehler von 26% für die Globalstrahlungsmessungen, bei einem Sonnenzenitdistanzwinkel von $\theta_0 = 80^\circ$. Sie nennen als Grund für diesen hohen Fehler die ungenaue Kenntnis der Fluglagewinkel. Die POLAR Flugzeuge des Alfred-Wegener-Institutes sind mit einem leistungsfähigen Trägheitsnavigationssystem ausgestattet, das die Fluglagewinkel genügend genau mißt, so daß mit neuen Verfahren zuverlässige Globalstrahlungswerte abgeleitet werden können.

Das grundlegende Problem der Globalstrahlungsberechnung besteht in der unterschiedlichen Wirkung der direkten und diffusen Strahlung auf das Meßsignal des Pyranometers bei Variationen der Fluglagewinkel. Um die Beiträge der diffusen und direkten Strahlung auf das Pyranometer zu unterscheiden, wurde bisher eine Annahme über das Verhältnis zwischen direkter Strahlung zur Globalstrahlung getroffen. Bei diesen Annahmen werden Aerosoleinflüsse oder Effekte höherer Bewölkung nicht berücksichtigt, so daß Unsicherheiten bestehen blieben.

In dieser Arbeit wird im Kapitel 4.1 eine Methode vorgestellt, die die unvermeidlichen Variationen der Flugzeugeigenbewegung ausnutzt, um die Globalstrahlung zu berechnen. Diese Methode kommt mit der genauen Kenntnis der Fluglagewinkel und mit dem Meßsignal als Eingangsgrößen aus. Damit ist es ein objektives Verfahren zur Berechnung der Globalstrahlung. Bei Anwendung dieser Methode ist es nicht mehr möglich, die Globalstrahlung mit beliebiger zeitlicher Auflösung zu messen, sondern die berechneten Werte sind als räumliche Mittelwerte zu verstehen. Ein Nebenprodukt ist zudem, daß die Globalstrahlung in seine diffuse und direkte Komponente zerlegt wird.

Ferner wird die Meßgenauigkeit der Strahlungssensoren sorgfältig überprüft. Neben der Kalibration im Labor wurden Vergleichsflüge mit zwei Flugzeugen über dem meteorologischen Observatorium der Koldewey-Station (NyÅlesund) durchgeführt. Die Instrumente

für die abwärts- und aufwärtsgerichtete Strahlungsflußdichte wurden auf demselben Flugzeug getauscht, um die von beiden Instrumenten gemessene Bestrahlungsstärke derselben Hemisphäre direkt miteinander zu vergleichen. Die Ergebnisse sind auch bei hohen Sonnenzenitdistanzwinkeln plausibel.

Die Kalibration und die Datenbehandlung der langwelligen Strahlungsgeber erfolgt in Anlehnung an gängige Verfahren. Die Kalibration im Labor erfolgte mit einer Mischung aus dynamischen und statischen Verfahren, um realistische Einsatzbedingungen zu simulieren. Neben der Empfindlichkeit der Thermosäule wurde auch der Haubenfaktor und der Gehäusefaktor erfolgreich kalibriert. Diese Koeffizienten sind gültig für den Einsatz in arktischen Regionen und es ist keine weitere Kalibrierung dieser Koeffizienten im Flugbetrieb notwendig. Die Kennlinien der Thermistoren wurde im Labor neu bestimmt. Der Einfluß der solaren Strahlung auf das Meßsignal wurde durch Kalibrationsflugmuster ermittelt. Einerseits wurde der Anteil der solaren Strahldichte bestimmt, der durch die Instrumentenkuppel der Pyrgeometer transmittiert, andererseits wurde die Flugrichtungsabhängigkeit der berechneten langwelligen Flußdichte – durch die inhomogene Temperaturverteilung der Kuppel als Folge der direkten solaren Strahlung – korrigiert.

Während die solaren Strahlungsflußdichten im Flugzeugeinsatz mit der gleichen oder höheren Genauigkeit als durch bodenmontierte Geräte bestimmt werden, muß man bei den langwelligen Strahlungsflußdichten im Flugzeugeinsatz mit größeren Fehlern rechnen, da sich hierbei die Umgebungstemperatur rasch ändert und die Instrumentenkuppel nicht gegen die direkte Strahlung abzuschirmen ist. Der Vorteil der sehr guten Instrumentenbelüftung im Flugbetrieb scheint diese Nachteile nicht vollständig aufwiegen zu können.

4.1 Theoretische Grundlagen zur Gewinnung der solaren Strahlungsflußdichte durch Flugzeugmessungen

Bei Strahlungsmessungen am Flugzeug ist zu beachten, daß

- aufgrund hoher Geschwindigkeit des Flugzeuges der Einfluß der Instrumententrägheit auf die Zuordnung zwischen Meßwerten und Meßorten nicht zu vernachlässigen ist,
- die exakten Lagewinkel der Pyranometer erfaßt werden müssen und
- die Ausrichtung der Pyranometer ständig variiert, so daß die gemessene Bestrahlungsstärke nicht direkt als Reflex- oder Globalstrahlung interpretiert werden darf.

Wegen der letztgenannten Einschränkung muß der Meßwert des Pyranometers in einer bekannten, aber beliebigen Lage des Flugzeuges auf den Wert bei horizontaler Lage umgerechnet werden. Dazu wird die Strahldichteverteilung $L(\theta, \phi)$ mittels

$$L(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} Y_l(\theta, \phi) \quad (4.1)$$

in Kugelfunktionen $Y_l(\theta, \phi)$ entwickelt. Betrachtet man die Sonne als Punktstrahlungsquelle, so beeinflusst die direkte Strahlung E_{dir} ein Pyranometer

$$E_{\text{dir},m}^+(\theta, \phi) = \frac{E_{\text{dir}}}{\cos(\theta_0)} \cdot \max(0, \cos(\beta_0)) \quad (4.2)$$

nach dem Cosinus-Gesetz. Die Winkel θ und ϕ beschreiben die Normale der Meßfläche des Instrumentes (Zenit der Instrumentenkuppel). Die unter dem Zenitwinkel β_0 in das Instrument einfallende direkte Strahlung wird mit dem Cosinus des Zenitdistanzwinkels θ_0 gewichtet. Steht die Sonne unter dem Horizont der Pyranometerkuppe ($\cos(\beta_0) < 0$), verschwindet das Meßsignal, steht sie im Zenit der Kuppel ($\cos(\beta_0) = 1$), ist das Signal maximal. Abbildung 4.1 veranschaulicht diesen Zusammenhang.

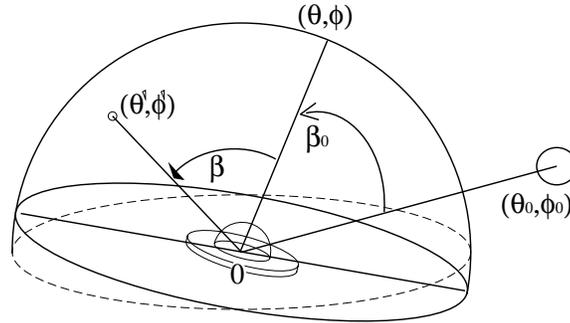


Abbildung 4.1: Geometrische Bedeutung der Winkel β, θ, ϕ .

Der Ausdruck (Gl. 4.2) kann für das Meßsignal $E_{sm}^{\pm}(\theta, \phi)$ bei beliebiger Strahldichteverteilung $L(\theta, \phi)$ verallgemeinert werden. Dann berechnen sich die Meßsignale $E_{sm}^+(\theta, \phi)$ und $E_{sm}^-(\theta, \phi)$ für die obere bzw. untere Hemisphäre zu

$$\begin{aligned} E_{sm}^+(\theta, \phi) &= \int_{\Omega'} L(\theta', \phi') \max(0, \cos(\beta)) d\Omega' \\ &= \int_{\Omega'} \sum_{l=0}^{\infty} Y_l(\theta', \phi') \max(0, \cos(\beta)) d\Omega' \end{aligned} \quad (4.3a)$$

und

$$\begin{aligned} E_{sm}^-(\theta, \phi) &= - \int_{\Omega'} L(\theta', \phi') \min(0, \cos(\beta)) d\Omega' \\ &= - \int_{\Omega'} \sum_{l=0}^{\infty} Y_l(\theta', \phi') \min(0, \cos(\beta)) d\Omega' \end{aligned} \quad (4.3b)$$

aus der Integration von $L(\theta', \phi')$ gewichtet mit $\cos(\beta)$ über den oberen bzw. unteren Halbraum der Instrumentenkuppel. Dieser Halbraum ist von den Fluglagewinkeln (θ, ϕ) abhängig. Die Strahldichteverteilung kann durch die Kugelfunktionen Y_l ersetzt werden (Gl. 4.1). Als β wird der Winkel zwischen dem Strahl von 0 nach (θ, ϕ) und dem Strahl von 0 nach (θ', ϕ') bezeichnet. Er ergibt sich gemäß Abbildung 4.1 zu

$$\cos(\beta) = \cos(\theta) \cos(\theta') + \sin(\theta) \sin(\theta') \cos(\phi - \phi') \quad (4.4)$$

Für die weiteren Betrachtungen wird folgende Integralformel genutzt:

$$\frac{4\pi}{2l+1} Y_l(\theta, \phi) \delta_{l,k} = \int_{\Omega'} Y_l(\theta', \phi') \cdot P_k(\cos(\beta)) d\Omega' \quad (4.5)$$

Sie gibt das Produkt aus einer Kugelfunktion und einem Legendre-Polynom integriert über die Sphäre an. Das Integral verschwindet, wenn die Kugelfunktion und das Legendre-Polynom nicht die gleiche Ordnung ($k = l$) haben. Das Ergebnis ist wiederum eine

Kugelfunktion der gleichen Ordnung, aber mit einem Vorfaktor versehen. Die Formeln (4.3a-b) können mit der Gleichung (4.5) weiter ausgewertet werden. Die rechten Seiten haben eine ähnliche Struktur. Die Maximum- und Minimumfunktion (4.3a) bzw. (4.3b) können durch Legendre-Polynome ausgedrückt werden. Dann ist die gemessene Reflex- und Globalstrahlung durch Kugelfunktionen als Funktion der Fluglage entwickelbar.

4.1.1 Berechnung der Nettoflußdichte

Die Integralformel (4.5) läßt sich auf (4.3a) und (4.3b) anwenden. Die gemessene Nettoflußdichte $E_{sm,net} = E_{sm}^+ - E_{sm}^-$ vereinfacht sich, da $P_1 = \cos(\beta)$ ein Legendre-Polynom der ersten Ordnung ist, zu

$$\begin{aligned}
 E_{sm,net}(\theta, \phi) &= E_{sm}^+(\theta, \phi) - E_{sm}^-(\theta, \phi) \\
 &= \int_{\Omega'} \sum_{l=0}^{\infty} Y_l(\theta', \phi') \cos(\beta) d\Omega' \\
 &= \frac{4\pi}{3} Y_1(\theta, \phi) \Omega_0 \\
 &= a \cdot \frac{\cos(\beta_0)}{\cos(\theta_0)} = a \cdot C(\theta, \phi) \quad , \quad (4.6)
 \end{aligned}$$

wobei Ω_0 der Einheitsraumwinkel ist. β_0 bezeichnet den Winkel zwischen dem Strahl von 0 nach (θ, ϕ) und dem Strahl 0 zum Maximum von Y_1 . Die Lage des Maximums von Y_1 kann durch die Sonnenkoordinaten (θ_0, ϕ_0) approximiert werden. Der *Fluglageparameter* $C = \cos(\beta_0)/\cos(\theta_0) = 1$, wenn das Pyranometer horizontal ausgerichtet ist. Dagegen wird $C = 0$, wenn die Sonne in der Empfängerebene des Pyranometers liegt und < 0 , wenn sie unter der Empfängerfläche liegt.

Mit Hilfe der Gleichung (4.6)

- kann die Nettoflußdichte $E_{s,net}$ bestimmt werden.
- kann die Fluglagekorrektur für die hemisphärischen Strahlungsflußdichten begründet werden. Es folgt

$$E_{sm}^+(\theta, \phi) = a \cdot C + E_{sm}^-(\theta, \phi) \quad \text{und} \quad (4.7a)$$

$$E_{sm}^-(\theta, \phi) = a \cdot C + b \quad , \quad (4.7b)$$

da die Fluglageabhängigkeit der gemessenen Reflexstrahlung E_{sm}^- beim Horizontalflug vernachlässigbar ist.

- können durch den linearen Zusammenhang zwischen der gemessenen Nettoflußdichte $E_{sm,net}(\theta, \phi)$ und dem Fluglageparameter $C(\theta, \phi)$ die bedeutendsten Instrumentenfehler (Linearität der Thermospannung und Cosinusverhalten des Instrumentes) quantifiziert werden.

In Abbildung 4.2 ist die gemessene Nettoflußdichte $E_{s,net}(\theta, \phi)$ in Abhängigkeit des Fluglageparameters C abgebildet. Da die Nettoflußdichte mit zwei Instrumenten bestimmt wird, sind für beide Pyranometer unterschiedliche Einbaufehler zu berücksichtigen. Die maximale Abweichung dieser Funktion von einer Ausgleichsgeraden, die

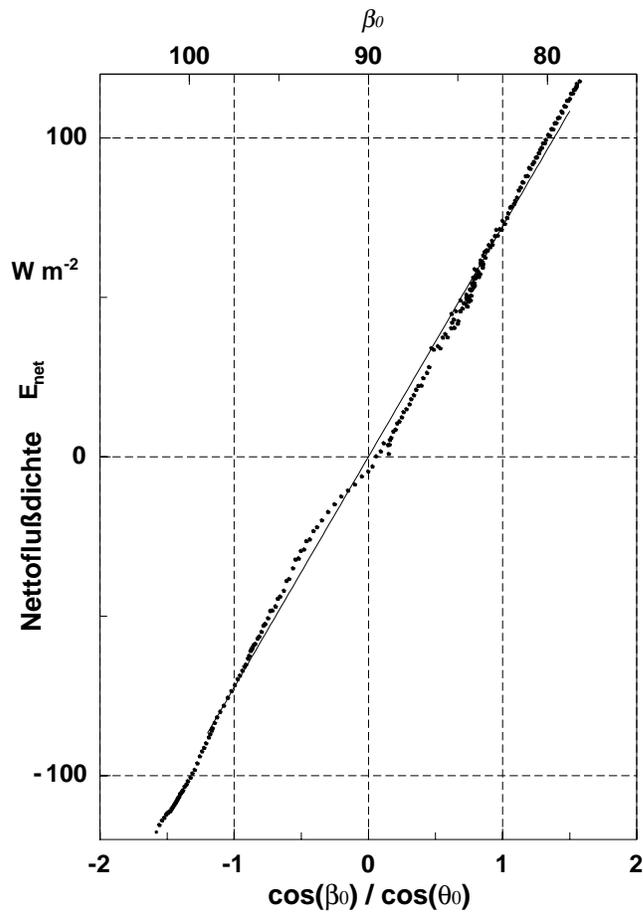


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der gemessenen solaren Nettoflußdichte E_{net} von dem Fluglageparameter $C = \cos(\beta_0) / \cos(\theta_0)$. Der lineare Zusammenhang verdeutlicht, daß die Linearität der Thermosäulen und die Cosinus-Abhängigkeit der beiden Instrumente innerhalb der Fehlerangaben des Herstellers liegen.

durch den Koordinatenursprung geht, beträgt 4 W m^{-2} . Damit werden die Herstellerangaben (1% Fehler in der Linearität und 1% Fehler im Cosinusverhalten [Latimer, 1972]) für Eppley-Pyranometer dieser Bauart bestätigt.

Demnach können anhand der Flugzeugeigenbewegung mit Pyranometern zusätzliche Informationen über die Strahldichteverteilung gewonnen werden, die festmontierte Instrumente am Boden üblicherweise nicht ermitteln. Dieser Aspekt ist auch für die ZSA wichtig. Die Eddington-Approximation beschreibt die Strahldichteverteilung durch die nullte und erste Ordnung der Kugelfunktion. Die erste Ordnung der Kugelfunktion wird aus der Linearität zwischen dem Fluglageparameter und dem Meßsignal berechnet (Gl. 4.6 und Abb. 4.2). Die Meßgröße ist identisch mit der ersten Ordnung in der Eddington-Approximation. Die Ergebnisse der Flußdichteprofile von Modell und Messung sind damit untereinander gut vergleichbar.

4.1.2 Berechnung der globalen Bestrahlungsstärke

Um die Integralformel (4.5) auf die Gleichungen (4.3a) und (4.3b) anzuwenden, muß eine Zerlegung der Funktionen (Cosinusverhalten des Pyranometers)

$$\begin{aligned} \max(0, \cos(\beta)) &= \sum_{k=0}^{\infty} p_l^+ P_l(\beta) \\ -\min(0, \cos(\beta)) &= \sum_{k=0}^{\infty} p_l^- P_l(\beta) \end{aligned} \quad ; \quad 0 \leq \beta \leq \pi \quad (4.8)$$

in Legendre-Polynome durchgeführt werden. Die zugehörigen Koeffizienten sind durch Integration berechenbar:

$$p_l^+ = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 \max(0, \cos(\beta)) P_l(\beta) d(\cos \beta) \quad (4.9a)$$

$$p_l^- = -\frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 \min(0, \cos(\beta)) P_l(\beta) d(\cos \beta) \quad (4.9b)$$

Die gemessene Bestrahlungsstärke der oberen und unteren Hemisphäre ergibt sich mit Hilfe der Gleichungen (4.5) und (4.3a) bzw. (4.3b) zu

$$E_{sm}^+ = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2l+1} p_l^+ Y_l(\theta, \phi) \Omega_0 = \pi \sum_{l=0}^{\infty} k_l^+ Y_l(\theta, \phi) \Omega_0 \quad (4.10a)$$

und

$$E_{sm}^- = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2l+1} p_l^- Y_l(\theta, \phi) \Omega_0 = \pi \sum_{l=0}^{\infty} k_l^- Y_l(\theta, \phi) \Omega_0 \quad (4.10b)$$

Die Koeffizienten p_l und k_l werden in Tabelle 4.1 aufgelistet. Je größer die Ordnung l einer Kugelfunktion der Strahldichteverteilung ist, desto geringer ist ihr Einfluß auf die gemessene Bestrahlungsstärke. Diese wird durch Abnahme der Koeffizienten p_l und k_l mit zunehmender Ordnung l ausgedrückt. Die Eddington Approximation [Irvine, 1968] betrachtet z.B. nur die Entwicklung bis zur ersten Ordnung, während die Hybrid-Methode [Meador und Weaver, 1980] die Strahldichteverteilung bis zur zweiten Ordnung berechnet. Höhere Ordnungen mögen einen Einfluß auf die Strahldichteverteilung L , nicht aber auf die Bestrahlungsstärke haben. Umgekehrt folgt daraus: Die Strahldichteverteilung $L(\theta, \phi)$

Tabelle 4.1: Die Koeffizienten p_l und k_l geben das Gewicht an, mit dem die Kugelfunktion der Strahldichteverteilung der l -ten Ordnung die Messung der globalen Bestrahlungsstärke $E_{sm}^+(\theta, \phi)$ beeinflusst. Für ungerade $l \geq 3$ verschwinden diese Koeffizienten.

l	p_l^+	k_l^+	p_l^-	k_l^-
0	1/4	1	1/4	1
1	1/2	2/3	-1/2	-2/3
2	5/16	1/4	5/16	1/4
4	-3/32	-1/24	-3/32	-1/24
6	13/256	1/64	13/256	1/64

kann nur bis zur zweiten Ordnung aus Messungen der Strahlungsflußdichte E_{sm} abgeleitet werden.

Aus (4.10a) und (4.3) folgt für die gemessene Strahlungsflußdichte E_{sm}^+ in der Näherung bis zur zweiten Ordnung:

$$E_{sm}^+(\theta, \phi) = \max\left(0, \frac{\cos \beta_0}{\cos \theta_0}\right) \cdot E_{dir} + S_0 + S_1 \cdot \cos(\beta_1) + S_2 \cdot \cos(\theta) \cdot \cos(\beta_2) + S_3 \cdot (1 - \cos(2\theta)) \cdot \cos(2\Delta\phi) + \mathcal{O}^4 \quad (4.11)$$

Die Winkel $\beta_{1,2}, \Delta\phi$ beziehen sich auf einen Punkt im Raum, der durch die Kugelfunktionen $Y_{1,2}$ vorgegeben ist. Dieser Punkt ist im allgemeinen nicht die Sonnenrichtung, er liegt aber bei Vorhandensein von direkter Strahlung nicht weit davon entfernt. θ_0 bezeichnet den Sonnenzenitwinkel.

Abbildung 4.3 zeigt, wie die unterschiedlichen Terme der Strahldichteverteilung (Gl. 4.11) sich auf die Strahlungsmessungen auswirken können. In beiden Abbildungen wurde eine 90°-Kurve mit einem Rollwinkel von 20° geflogen. Durch den geänderten Rollwinkel hat sich in beiden Fällen das Pyranometer zuerst von der Sonne abgewendet. Aufgrund des

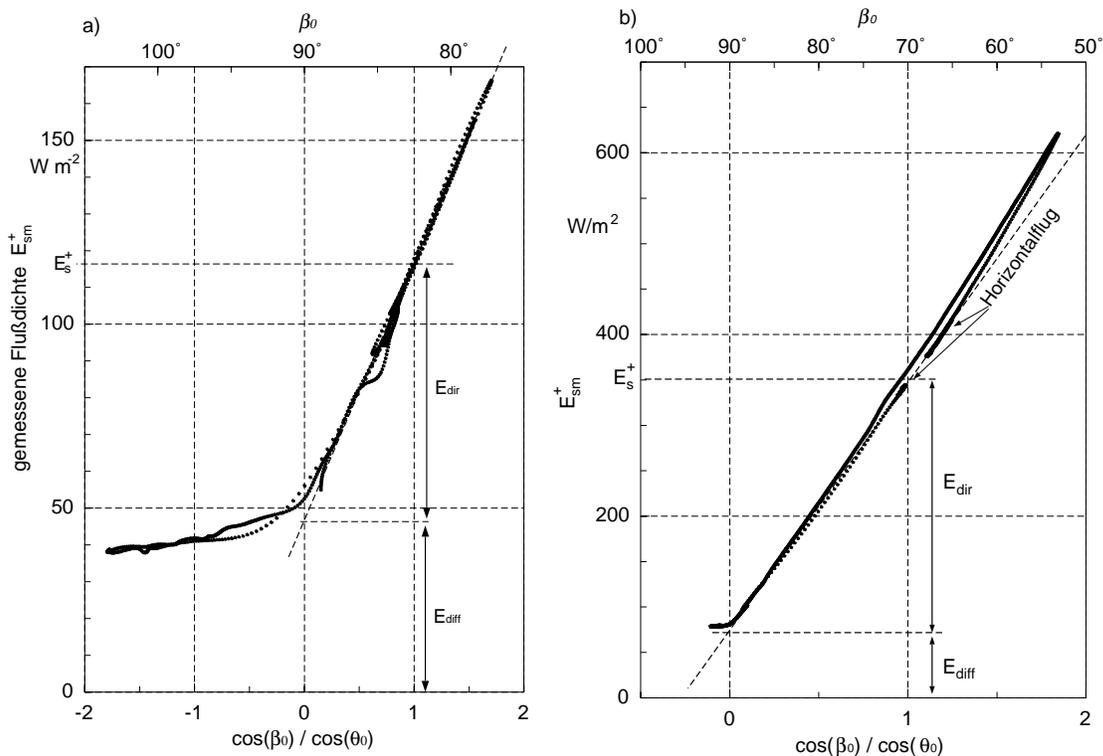


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der gemessenen Strahlungsflußdichte von $C = \cos(\beta_0) / \cos(\theta_0)$. Die linke Abbildung zeigt einen Kurvenflug bei einem Zenitwinkel der Sonne von 82.5° . Der Kurvenflug für die rechte Grafik wurde bei einem Zenitwinkel von 69.9° durchgeführt. Diese beiden Grafiken veranschaulichen, was die Korrektur der Fluglage bewirkt. Während eines Horizontalfluges ist der Fluglageparameter $C \approx 1$. Wenn die Trägheitskorrektur erfolgreich und der Fluglageparameter bekannt ist, kann eine lineare Regression zwischen dem Fluglageparameter C und dem Meßsignal E_{sm}^+ berechnet werden. Die Summe aus Achsenabschnitt und Steigung ist identisch mit der Globalstrahlung.

Cosinuseffektes $\max\left(0, \frac{\cos\beta_0}{\cos\theta_0}\right) \cdot E_{\text{dir}}$ verringert sich die gemessene Bestrahlungsstärke E_{sm}^+ , bis schließlich die Sonne unterhalb der Empfängerfläche zu liegen kommt ($C < 0$) und damit den Einfluß auf das Meßsignal verliert. Das Meßsignal ist auch für Fluglageparameter $C < 0$ mit der gemessenen Bestrahlungsstärke mit kleinerer Steigung linear korreliert. In der Gleichung (4.11) wird dies durch $S_1 \cdot \cos(\beta_1)$ beschrieben. Unsere umfangreichen Untersuchungen zeigen, daß bei niedrigen Sonnenhöhen die gemessene Bestrahlungsstärke E_{sm}^+ eine nichtlineare Funktion des Fluglageparameters C ist (Abb. 4.3a). Allgemein gilt beim Horizontalflug mit $\theta_0 < 87^\circ$ mit leichten Variationen der Fluglagewinkel ein linearer Zusammenhang zwischen dem Fluglageparameter C und dem Meßsignal E_{sm}^+ . Effekte höherer Ordnung spielen bei Kurvenflügen und größeren Sonnenhöhen eine zunehmende Rolle (Abb. 4.3b). In die Grafik wurde neben der Bestrahlungsstärke E_{sm}^+ auch die Regressionsgerade zwischen dem Fluglageparameter und der Bestrahlungsstärke E_{sm}^+ für Daten des horizontalen Flugabschnittes eingefügt. Diese unterscheidet sich von der Geraden, die sich bei einem Rollwinkel von $\phi \approx 20^\circ$ ergibt. Dies ist eine Folge des Gliedes zweiter Ordnung $S_2 \cdot \cos(\theta) \cdot \cos(\beta_2)$ in Gleichung (4.11), der einen Beitrag zur Steigung liefert.

Es ist nicht notwendig, die Flugzeuglagekorrektur anhand der vollständigen Gleichung (4.11) vorzunehmen, denn in sehr guter Näherung gilt beim Horizontalflug, daß $\cos\beta_1$ und $\cos\beta_2$ linear von $\cos\beta_0$ abhängen. Es ist ausreichend, die Größe $\cos\beta_0$ zur Fluglagekorrektur zu verwenden. Weiterhin verschwindet der letzte Summand aus Gl. (4.11) ($S_3 \cdot (\dots)$) für kleine Nick- und Rollwinkel des Flugzeuges. Mit dieser Näherung folgt:

$$E_{sm}^+(\theta, \phi) \approx E_{\text{diff}} + E_{\text{dir}} \cdot \frac{\cos(\beta_0)}{\cos(\theta_0)} = E_{\text{diff}} + E_{\text{dir}} \cdot C \quad (4.12a)$$

$$E_s^+ = E_{sm}^+(\theta = 0) = E_{\text{diff}} + E_{\text{dir}} \quad , \quad (4.12b)$$

wobei θ_0 der Zenitdistanzwinkel der Sonne ist. Zur Erklärung der direkten und diffusen Strahlungsflußdichte siehe auch Abbildung 4.3a. Die direkte Strahlung E_{dir} und die diffuse Strahlung E_{diff} ergeben sich durch lineare Regression des Meßsignals mit dem Fluglageparameter C von horizontalen Flugabschnitten.

4.2 Messung der solaren Strahlungsflußdichte

Beide Flugzeuge waren mit Eppley-Pyranometern und Pyrgeometern zur Messung der solaren und terrestrischen Flußdichten für beide Hemisphären ausgestattet. Zur Überprüfung der Meßgeräte wurden Vergleichs- und Kalibrationsflüge durchgeführt. Einige Meßbeispiele von diesen Flügen werden für den solaren und terrestrischen Spektralbereich im folgenden vorgestellt.

4.2.1 Messung der globalen Bestrahlungsstärke mit einem flugzeugmontierten Pyranometer

Die Kalibration der Pyranometer wurde am Observatorium des Deutschen Wetterdienstes (DWD) durchgeführt. Für die Langzeitstabilität der Instrumente spricht, daß sich seit 1989 die Instrumentenempfindlichkeit nicht geändert hat. Zur Messung der globalen Bestrahlungsstärke am bewegten Flugzeug muß aus dem Meßsignal bei bekannter Fluglage der

Wert für die horizontale Lage des Sensors bestimmt werden (s. Kap. 4.1). Vorab sind die folgenden Korrekturen notwendig:

a) Die Trägheitskorrektur. Die Trägheit eines Pyranometers wird vorwiegend durch zwei Zeitkonstanten bestimmt. Zum einen gibt es eine kurze Anpassungszeit der Thermosäule auf eine geänderte Bestrahlungsstärke von $\tau \approx 1 \pm 0.1$ s, zum anderen existiert eine Wechselwirkung zwischen der Thermosäule und dem Gehäuse mit $\tau \approx 20 \pm 5$ s. Das aufgezeichnete Signal entspricht einer Faltung zwischen der einfallenden Bestrahlungsstärke mit der Antwortfunktion des Instrumentes. In klaren Atmosphären ist die Bestrahlungsstärke proportional zum Fluglageparameter C ; das Antwortverhalten des Instrumentes kann durch den Faltungssatz der Fouriertransformation berechnet werden.

Da die Daten mit 10 Hz aufgezeichnet werden, kann der trägheitskorrigierte Wert nach der Newton'schen Methode berechnet werden:

$$E_{sm}^+ = E_{smt}^+ + \tau \cdot \frac{d}{dt} E_{smt}^+ \quad . \quad (4.13)$$

Die Vernachlässigung der langfristigen Wechselwirkung zwischen Thermosäule und Gehäuse führt zu einem maximalen Fehler von 2 W m^{-2} . Mittelwerte sind von diesem Fehler nicht betroffen.

b) Die Korrektur der Flugzeuglage ermöglicht es, die globale Bestrahlungsstärke zu berechnen und in einen mit der Flugbewegung korrelierten Anteil E_{dir} sowie in einen von der Flugzeuglage unabhängigen Anteil E_{diff} aufzuspalten (Abb. 4.3).

Dazu wird die Zeitreihe des Pyranometersignals in 15 s Intervalle unterteilt. Aufgrund unvermeidlicher Variationen der Flugzeuglage nimmt das Pyranometer unterschiedliche Positionen zur Sonne ein, so daß der Fluglageparameter C und die gemessene und trägheitskorrigierte Bestrahlungsstärke E_{sm}^+ miteinander korreliert sind. Es wird eine lineare Regression für jedes Zeitintervall unabhängig berechnet, wobei die Summe der Regressionskoeffizienten der Globalstrahlung E_s^+ entspricht (Regressionsmethode). Bei einer geringen Sonnenhöhe kann der Achsenabschnitt in guter Näherung als diffuser Anteil und die Steigung als direkter Anteil der Globalstrahlung identifiziert werden [Freese und Kottmeier, 1998]. Zur Prüfung der Aufspaltung von direkter und diffuser Strahlung wurden Messungen genutzt, bei denen das Leitwerk des Flugzeuges die direkte Strahlung abschattete. Dieses Verfahren bestätigt die Interpretation der Regressionskoeffizienten als diffuse und direkte Komponenten der Globalstrahlung.

c) Die Einbaufehlerkorrektur. Die Differenz der Neigung zwischen der Empfängerfläche des Pyranometers und der horizontalen Ebene des INS-Navigationssystems wird als Einbaufehler bezeichnet. Das INS bezieht sich auf die mittlere Fluglage bei Reisefluggeschwindigkeit und die Instrumente sind horizontal justiert bei Meßgeschwindigkeit. Die Korrektur des Einbaufehlers macht die mit der linearen Regression berechneten Strahlungsflußdichten unabhängig von der Flugrichtung. Zur Bestimmung der Einbaufehler wurden Quadrate (Boxmuster) mit Kanten parallel und senkrecht zur Sonnenrichtung geflogen. Für ein solches Flugmuster sind die Einbaufehler für den Roll- sowie den Nickwinkel des Flugzeuges unabhängig voneinander bestimmbar. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis dieses

Verfahrens. Zur Berechnung der Globalstrahlung wurde die Regressionsmethode verwendet. Die gemessenen und korrigierten Werte sind gegen die Uhrzeit aufgetragen. Am Anfang der ersten Kante des Flugmusters zeigen sich horizontale Inhomogenitäten in der direkten Strahlung. Die Fluglagewinkel wurden für dieses Flugmuster um $\pm 5^\circ$ systematisch variiert. Bei diesen Flugzeugschwankungen ergeben sich im gemessenen Signal E_{sm}^+ Amplituden von 50 W m^{-2} , die 30% der extraterrestrischen Einstrahlung ausmachen. Aufgrund der starken Abhängigkeit von der Fluglage kann der Einbaufehler mit einer Genauigkeit von 0.1° bestimmt werden.

Im Verlauf einer Kampagne zeigen sich keine Veränderungen bezüglich dieser Differenzen. Zwischen den Einsätzen in REFLEX II (1993), REFLEX III (1995) und ARTIST (1998) sind die Abweichungen der Korrekturwinkel kleiner als 0.3° (Tab. 4.2). Grundsätzlich hat man mit zwei Korrekturwinkeln (2 Freiheitsgrade) die Möglichkeit, die mittlere globale Bestrahlungsstärke dreier Flugrichtungen abzugleichen. Die Identität der berechneten Strahlungsflüsse in allen vier Richtungen zeigt, daß weder Störungen durch Flugzeugabstimmungen und Reflexionen der Flugzeugoberfläche noch Inhomogenitäten der Instrumentenhaube eine wesentliche Rolle spielen.

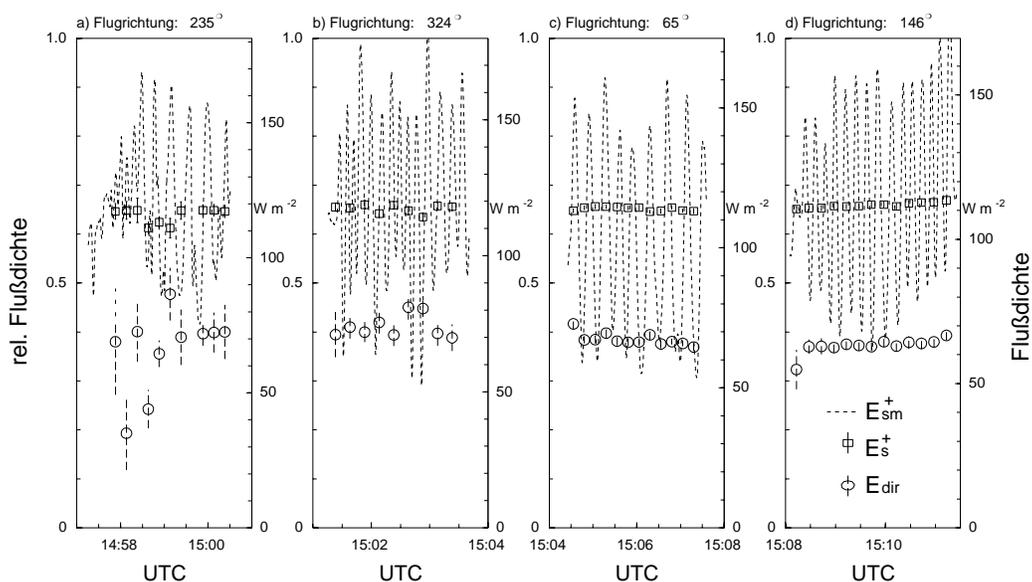


Abbildung 4.4: Ergebnis der Bestimmung der Einbaukorrektur für den Roll- und Nickwinkel. Das quadratische Flugmuster ist zur Sonne ausgerichtet. Jede der vier Grafiken entspricht einer Kante des Quadrates. Der Flug entlang der ersten Kante des Quadrates ist auf die Sonne gerichtet (a). Diese Strecke ist durch Inhomogenitäten im Strahlungsfeld geprägt. Dargestellt sind die nach der Regressionsmethode berechnete direkte Strahlung (Kreise) und die Globalstrahlung (Quadrate). Der vertikale Balken gibt den Vertrauensbereich dieser Größen an. Diese Werte sind gegen die UTC Zeit aufgetragen. Die gestrichelte „sinusförmige“ Kurve stellt die gemessene Bestrahlungsstärke E_{sm}^+ dar. Die Schwankungen im Meßsignal zeigen Roll- oder Nickbewegungen des Flugzeuges. Auf dieser Strecke wurden die Fluglagewinkel systematisch um $\pm 5^\circ$ variiert.

Tabelle 4.2: Ergebnis der Einbaufehlerkorrektur während verschiedener Kampagnen.

Experiment und Jahr	Flugzeug	Korrekturwinkel im	
		Nickwinkel	Rollwinkel
REFLEX II (1993)	POLAR 2	-2.3	1.0
	POLAR 4	-2.9	-1.5
REFLEX III (1995)	POLAR 2	-2.5	0.9
	POLAR 4	-3.0	-1.8
ARTIST (1998)	POLAR 2	-2.5	0.9
	POLAR 4	-3.3	-1.8

4.2.2 Fluglagewinkelkorrektur in Aerosolschichten oder Ci-Wolken

a) Regressionsmethode. Eine wolken- und aerosolfreie Atmosphäre zeichnet sich durch eine geringe optische Dicke aus. Es ist gewährleistet, daß das Strahlungsfeld innerhalb einer Flugstrecke von 1 km (≈ 15 s) homogen ist. Unter solchen Bedingungen ist das im Abschnitt „Fluglagekorrektur“ beschriebene Auswertungsverfahren für die Globalstrahlungsbestimmung gut begründet. Es besitzt den Vorteil, daß nur objektive Annahmen in die Rechnung eingehen. Durch die Güte der Regression sind die Fehler der gemessenen Globalstrahlung bekannt.

Sind leichte horizontale oder vertikale Inhomogenitäten zu beobachten, so produziert diese Methode im Einzelfall hohe Fehler, die nicht notwendigerweise durch die Regressionsmethode erkennbar sind. Daher ist es sinnvoll eine zweite Berechnungsmethode (Punktmethode) zu nutzen, die unabhängig von diesen Einflüssen ist.

b) Punktmethode. In der Näherung kleiner optischer Dicken ändern sich die Strahlungsflußdichten linear mit der optischen Dicke τ

$$E_{\text{diff}}^+(\tau) = E_{\text{diff},0}^+ + E_{\text{diff},1}^+ \cdot \tau \quad (4.14a)$$

$$E_{\text{dir}}^+(\tau) = E_{\text{dir},0}^+ \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \approx E_{\text{dir},0}^+ \cdot \left(1 - \frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (4.14b)$$

Die direkte Strahlung E_{dir}^+ reduziert sich nach dem Beer'schen Gesetz, welches durch eine Taylor-Reihe approximiert werden kann. Dann existiert ein Punkt $P(X, Y)$ mit den Eigenschaften

$$Y = E_{\text{diff}}^+(\tau) + X \cdot E_{\text{dir}}^+(\tau) \quad (4.15a)$$

$$X = \frac{E_{\text{diff},1}^+ \cdot \mu_0}{E_{\text{dir},0}^+} \quad (4.15b)$$

$$Y = E_{\text{diff},0}^+ + E_{\text{dir},0}^+ \cdot X \quad (4.15c)$$

für alle optischen Dicken τ und für jeden Ort auf der Flugmeßstrecke. Wenn dieser Punkt $P(X, Y)$ bekannt ist, so berechnet sich die globale Bestrahlungsstärke E_s^+

$$E_s^+ = \frac{X - 1}{X - C} \cdot (E_{sm}^+ - Y) + Y \quad (4.16)$$

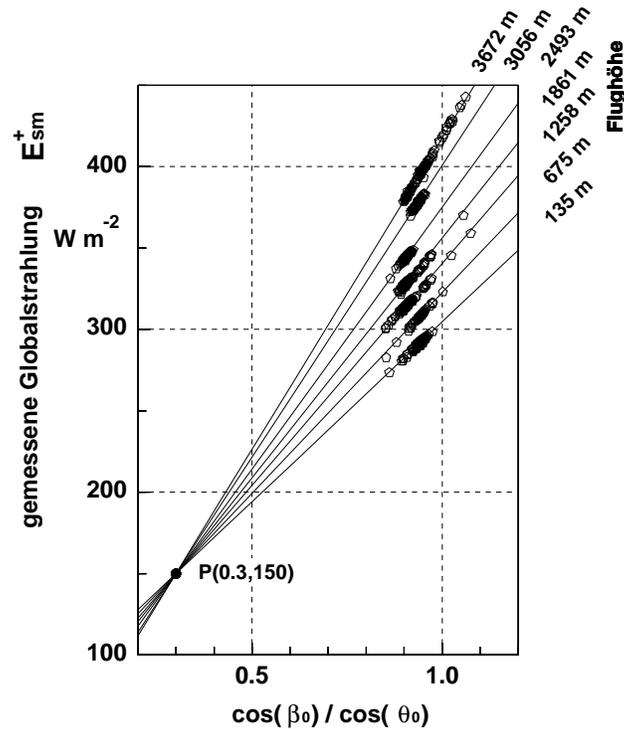


Abbildung 4.5: Bestimmung der Globalstrahlung durch die „Punktmethode“ in optisch dünnen Aerosolschichten. In guter Näherung treffen sich die aus sieben verschiedene Flugniveaus berechneten Ausgleichsgeraden in dem Punkt $P = (0.3, 150)$. Die Steigung (direkte Strahlung) nimmt mit der Flughöhe zu und der Achsenabschnitt (diffuse Strahlung) dagegen ab.

durch eine lineare Interpolation des Strahls von $P(X, Y)$ über (C, E_{sm}^+) auf die Stelle $C = 1$. Dieser Zusammenhang wird durch Abbildung 4.5 veranschaulicht. Mit der Forderung, die berechnete Globalstrahlung habe keine Korrelation mit dem Fluglageparameter C , lassen sich die Koordinaten vom Punkt $P(X, Y)$ objektiv bestimmen. Die Strahlen, die von $P(X, Y)$ ausgehen, fallen mit den Regressionsgeraden der verschiedenen Flughöhen zusammen (Abb. 4.5).

4.2.3 Strahlungsmessung in stratiformer Bewölkung

Sowohl das Regressionsverfahren als auch die Punktmethode scheitern in optisch dicken Wolken, so daß dort die Schicht-Methode angewandt werden muß.

Die Wolke wird in vertikale Schichten unterteilt ($\Delta S \geq 5$ m), wobei die Wolkenobergrenze (bekannt durch Teilchenmessungen) als Referenzfläche ($z = 0$) genutzt wird (Abb. 4.6). Werden mehrere Sägezahnmuster durch die Wolkenschicht geflogen, so hat das Flugzeug wegen des geänderten Nickwinkels beim Aufstieg eine wesentlich andere Lage zur Sonne als beim Abstieg. Ähnlich wie bei der Regressionsmethode gibt es dadurch eine Korrelation zwischen der Fluglage C und dem Meßsignal $E_{sm}^+(\theta, \phi)$ für die Meßwerte in den jeweiligen Schichten (Abb. 4.7 links). Diese Korrelation zwischen Fluglage und Meßsignal ist in Wolken also keine Folge der kurzfristigen Variation des Rollwinkels, sondern eine

Folge der Auf- und Abstiege. Die Ableitung des Globalstrahlungsprofils in der Wolke ist dann annahmefrei möglich, wenn mehrere Profilflüge in der gleichen Wolke erfolgen. Abbildung 4.7 (links) zeigt für drei Schichtniveaus ($\Delta S = 5\text{m}$ und $z = 21\text{m}, -29\text{m}, -84\text{m}$) die Korrelation zwischen gemessener Bestrahlungsstärke und Fluglageparameter C . Jedes Symbol steht für ein Schichtniveau eines unabhängigen Profils. Die oberste Schicht (21 m) befindet sich oberhalb der Wolkenobergrenze. Damit besteht in dieser Schicht der stärkste Zusammenhang zwischen Fluglage und Bestrahlungsstärke. Die Globalstrahlung beträgt 76% der extraterrestrischen Bestrahlungsstärke. Bereits 29 m unter der Wolkenobergrenze ist die Globalstrahlung auf 68% der extraterrestrischen Bestrahlungsstärke reduziert. Die Abschwächung der direkten Strahlung und der Einfluß der Inhomogenitäten reduziert den Zusammenhang zwischen Fluglage und gemessener Bestrahlungsstärke. Die direkte Strahlung ist bei 84 m unter der Wolkenobergrenze nicht mehr signifikant. Die Globalstrahlung ist auf 56% der extraterrestrischen Bestrahlungsstärke reduziert. Die Global-, die Reflex- und die direkte Strahlung sind in der Abbildung 4.7 (rechts) für jede Schicht zwischen -150 bis 100 m – bezogen auf die Wolkenobergrenze – dargestellt.

4.3 Bestimmung der terrestrischen Strahlungsflußdichte

Der Flugzeugeinsatz stellt besondere Anforderungen an die langwelligigen Strahlungsgeber, da sich – je nach Einsatzbedingung – große Temperaturgradienten im Instrument aufbauen können. Die Berechnung der terrestrischen Strahlungsflußdichte aus Flugzeugmessungen benötigt mehr Terme und damit mehr Kalibrationskoeffizienten. Auch müssen EMV-Störungen im Flugbetrieb durch eingebaute Verstärker und linearisierte Thermistorkennlinien ausgeblendet werden. Die Kalibration der Instrumente erfolgt in mehreren Schritten.

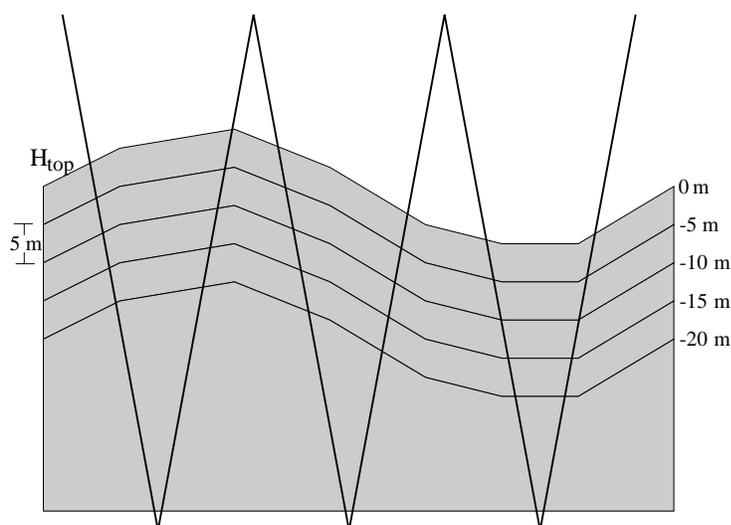


Abbildung 4.6: Definition der Schichten bei einer Schichtdicke von 5 m.

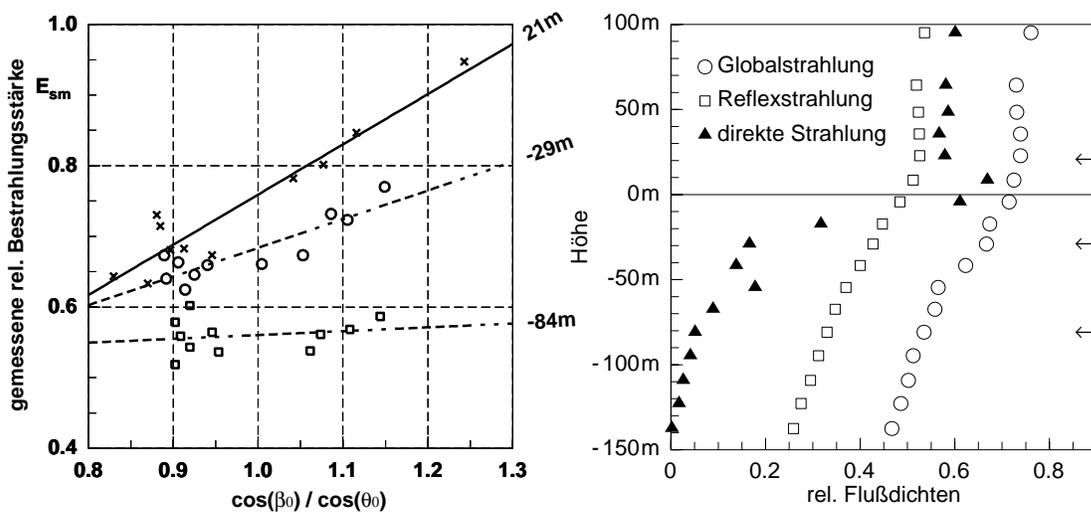


Abbildung 4.7: Links: Fluglageabhängigkeit der gemessenen Bestrahlungsstärke für drei Schichten. Die abnehmende Steigung der Korrelationsgeraden zwischen Meßsignal und Fluglageparameter mit der Eindringtiefe in die Wolke ist durch die Abnahme der direkten Strahlung in der Wolke begründet. 84 m unterhalb der Wolkenobergrenze ist die direkte Strahlung nicht mehr signifikant nachweisbar. Rechts: Global-, Reflex- und direkte Strahlung als Funktion der Höhe. Die Pfeile markieren jeweils die drei Schichtniveaus der linken Abbildung.

4.3.1 Bestimmung der Thermistorkennlinien

Die Kennlinien der in der Kuppel und im Gehäuse eingebauten Thermistoren – einschließlich internen Linearisierer und Verstärker – wurden im Temperaturbereich von $-40^{\circ}\text{C} < T < 30^{\circ}\text{C}$ neu bestimmt. Es ergaben sich systematische Abweichungen von bis zu 5 K zwischen den alten und den neuen Kennlinien. Diese Abweichungen sind besonders hoch für Temperaturen kleiner -30°C . Aufgrund des hohen $dT/d\Omega$ -Verhältnisses in diesem Temperaturbereich zeigen die Thermistoren kaum Alterungserscheinungen. Daher ist zu vermuten, daß die frühere Kennlinie nur eine Gültigkeit bis -30°C hatte. Auch bei Temperaturen um den Gefrierpunkt weisen die Kennlinien Unterschiede von über 1 K auf.

4.3.2 Kalibration der Koeffizienten zur Berechnung der terrestrischen Strahlungsflußdichte

Die Instrumente wurden im „World Radiation Center“ (Davos) kalibriert. Der Eichaufbau besteht aus einem Schwarzkörper (Kavität), der als Strahlungsquelle dient. Die Temperatur der Kavität und die Temperatur des Instrumentes konnten flexibel eingestellt werden. Durch eine Heizspule wurde die Pyrgometerkuppel gegenüber dem Gehäuse leicht erwärmt. Die Temperatur der Kavität (Strahlungsquelle) ist im Bereich zwischen -10°C und $+30^{\circ}\text{C}$ variiert worden, während das Gehäuse Temperaturen zwischen -5°C und $+25^{\circ}\text{C}$ aufwies. Der Temperaturbereich der Kalibration deckt die Instrumententemperaturen während des Experimentes REFLEX III ab.

Um die Einsatzbedingungen der Geräte im Flugzeugeinsatz zu berücksichtigen, wurde eine Mischung aus dynamischer und statischer Kalibration durchgeführt. Durch neun Thermistoren an der Innenseite des Schwarzkörpers wurde die Homogenität der Hohlraumstrahlung

überprüft. Die Temperaturen des Pyrgeometergehäuses und der Kuppel wurden auf einen neuen Gleichgewichtswert gebracht. Solange eine Temperaturänderung des Pyrgeometergehäuses erfolgt, ist die Kalibration dynamisch; im Gleichgewicht wird die Kalibrationsform dagegen als statisch bezeichnet. Das Einschalten der Kuppelheizschleife erfolgte, wenn die Kavität gegenüber dem Gehäuse eine leicht erhöhte Temperatur hatte. Dadurch wird die Temperatur der Kuppel auf den Wert der Kavität gebracht, um den Haubenfaktor K zu bestimmen.

Zur Berechnung der langwelligen Strahlungsflußdichte wird folgende Gleichung verwandt [Philipona et al., 1993; Dehne et al., 1992; Albrecht et al., 1973]:

$$E_l = \frac{V_{th}}{R} + k \cdot \sigma T_{sink}^4 + K \cdot \sigma (T_{sink}^4 - T_{dom}^4 (t - \Delta t)) + g(\gamma) - c \cdot E_{sm} + E_0 \quad , \quad (4.17)$$

wobei R die Instrumentenempfindlichkeit, V_{th} die Thermospannung, E_0 ein konstanter Summand, T_{sink} und T_{dom} die Gehäuse- bzw. die Domtemperatur des Gerätes, k und K der Gehäusefaktor bzw. der Haubenfaktor, Δt die Zeitkonstante der Kuppeltemperaturträgheit, $g(\gamma)$ eine Korrektur für die Flugrichtungsabhängigkeit unbeschatteter Instrumente und $c \cdot E_{sm}$ der Einfluß der solaren Strahlung auf das Instrument sind. Die Kalibrationskoeffizienten R , k , K und E_0 können im Labor für alle Pyrgeometer so bestimmt werden, daß die mittlere Abweichung zwischen der mit Pyrgeometern berechneten Bestrahlungsstärke und der Ausstrahlung der Kavität geringer als 1 W m^{-2} ist. Die Funktion $g(\gamma)$ und die Parameter c und Δt sind durch spezielle Flugmuster kalibrierbar.

Die Gleichung (4.17) vernachlässigt in dieser Schreibweise die Temperaturdifferenz zwischen der Empfängerfläche und dem unbestrahlten Teil der Thermosäule, aber der dadurch verursachte Fehler ist vernachlässigbar. Die Konstante E_0 ist klein, sie sollte im Idealfall verschwinden. Eine Berücksichtigung dieser Temperaturdifferenzen führte nicht zu einer signifikant höheren Anpassungsgüte der Labor-Kalibration.

Aufgrund der Güte der Koeffizientenanpassung kann ein Fehler für die Strahlungsflußdichte berechnet werden. Dieser Fehler beträgt im Flugzeugeinsatz maximal 3 W m^{-2} , die durch Vergleiche mit der Ozeanoberflächentemperatur bestätigt wurden. Abbildung 4.8 zeigt die Temperatur gegenüber der Flughöhe. Aufgetragen ist die Lufttemperatur T_{luft} , die aus der langwelligen aufwärtsgerichteten Ausstrahlung ($\epsilon = 0.98$) berechneten Strahlungstemperatur T_{rad} und die Oberflächentemperatur des Ozeans T_{wasser} . Die Ausstrahlungsprofile für den Auf- und Abstieg decken sich und die gemessene Strahlungstemperatur ist bei geringster Flughöhe mit der dort gemessenen Oberflächentemperatur des Ozeans identisch. Zum dritten werden keine Trends der Strahlungstemperatur bei den Horizontalflügen beobachtet. Temperaturangleichungen während horizontaler Abschnitte wirken sich nicht auf die Flußdichteberechnung aus. Der Gradient der Strahlungstemperatur ist in den unteren 100 m der Atmosphäre am größten. Dies deutet auf eine erhöhte optische Dicke durch Wasserdampf und Aerosole (Salzkristalle) hin.

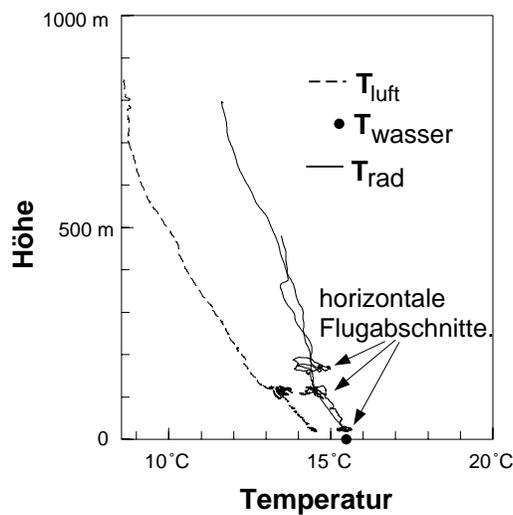


Abbildung 4.8: Strahlungstemperaturprofil der Ausstrahlung T_{rad} über der Ostsee. Zum Vergleich sind auch die Wassertemperatur T_{wasser} und die Lufttemperatur T_{luft} abgebildet. Der Auf- und Abstieg des Flugzeuges führt zur übereinstimmend berechneten Strahlungsflußdichte. Auch wenn die Instrumente längere Zeit in einem Niveau verbleiben, weist die berechnete Strahlungstemperatur keinen Trend auf. Im tiefsten Flugniveau wird in guter Näherung die Oberflächentemperatur vom Wasser gemessen.

4.3.3 Bestimmung der Trägheit der Kuppeltemperatur des Pyrgometers

Brogniez et al. [1986] haben eine Zeitkonstante Δt für die Domtemperatur eingeführt, mit der Inhomogenitäten der Kuppeltemperatur korrigiert werden. Mit Hilfe von Sägezahnprofilen durch Inversionen wurde von uns die Zeitverschiebung Δt bestimmt, indem jeweils die Profile der Aufstiege mit denen der Abstiege in Deckung gebracht werden. In der Abbildung 4.9 sind die gemittelten Strahlungsflußdichten der Abstiege durch eine durchgezogene Linie und die der Aufstiege durch eine gestrichelte Linie dargestellt. Die schwarzen Linien zeigen die mit der Zeitdifferenz $\Delta t = 7$ s berechneten Flußdichten, während die grauen Linien (Standardkalibration) keine Zeitdifferenz berücksichtigen. Die Inversion ist der eingezeichneten Temperaturstrahlung σT_{Luft}^4 der Luft zu entnehmen. Unterhalb der Inversion, die bei ca. 300 m beginnt, liegt eine 250 m mächtige Wolkenschicht. Die Gegenstrahlung nimmt aufgrund der erhöhten optischen Dicke innerhalb der Wolke nach unten zu. Sie erreicht innerhalb von 100 m die Schwarzkörperstrahlung der Atmosphäre (σT_{Luft}^4 , feine Linie). Der Versatz zwischen der Standardkalibration und der erweiterten Kalibration ist eine Folge der fehlerhaften Temperaturkennlinien (s. Abschnitt 4.3.1). Die erweiterte Kalibration ist in der Lage, nahezu identische Profile der Strahlungsflußdichte für Auf- und Abstiege zu ermitteln; die Standardkalibration weist dagegen deutliche Unterschiede auf.

Die Zeitkonstante ist für unterschiedliche Meßprofile etwa $\Delta t = 7$ s. Dieser Wert ist aber wesentlich geringer als die von Brogniez et al. [1986] gefundene Konstante von $\Delta t = 30$ s. Im Gegensatz zur Methode von Brogniez et al. [1986], werden die Kalibrationskoeffizienten nach unserer Methode während unterschiedlicher Flugabschnitte nicht rekaliert.

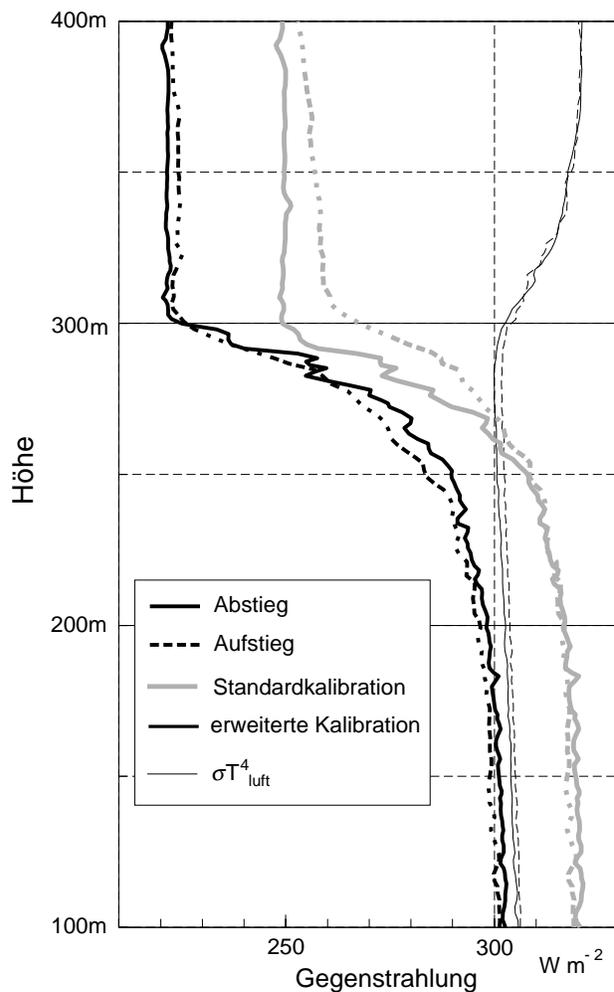


Abbildung 4.9: Verbesserung der erneuten Kalibration (schwarze Kurve) gegenüber der herkömmlichen Standardkalibration (graue Kurve). Die Differenz zwischen beiden Kalibrationen ist eine Folge der erneuten Bestimmung der Thermistorenkennlinien. Das neu berechnete Flußdichteprofil ist plausibel, da es das Profil der Temperaturstrahlung σT_{luft}^4 nicht schneidet; dies ist theoretisch unmöglich in Wolken einer gut durchmischten Grenzschicht bei fehlender höherer Bewölkung. Die Einführung einer Zeitkonstante für den Kuppelthermistor (7 s) bringt die Profile der Auf- (gestrichelt) und Abstiege (durchgezogen) in Übereinstimmung.

4.3.4 Fehler der langwelligen Strahlungsflußdichte durch die direkte Sonnenstrahlung

Die flugzeugmontierten Pyrgeometer können nicht von der direkten Sonnenstrahlung abgeschirmt werden. Einerseits durchdringt ein Teil der langwelligen solaren Strahlung die Pyrgeometerkuppel und trägt zum Meßsignal bei. Da dieser Anteil der solaren Strahlung durch die Pyranometer gemessen wird, berücksichtigt die Formel (4.17) das Korrekturglied $-c \cdot E_{sm}$. Der Koeffizient c gibt den Anteil der solaren Strahlung an, der durch die Haube transmittiert. In der Literatur werden für Eppley-Pyrgeometer Werte zwischen $0.015 < c < 0.025$ angegeben [Dehne et al., 1992]. Wir finden für $c = 0.016 \pm 0.005$ [Freese und Kottmeier, 1998] einen Wert, der im unteren Bereich dieses Intervalls liegt.

Die direkte Sonnenstrahlung erzeugt ferner eine inhomogene Temperaturverteilung der

Kuppel. Tabelle 4.3 zeigt die Abhängigkeit der Gegenstrahlung E_l^+ von der Flugrichtung. Die von der direkten Sonnenstrahlung unbeeinflusste Ausstrahlung E_l^- weist dagegen eine geringe Flugrichtungsabhängigkeit auf.

Tabelle 4.3: Flugrichtungsabhängigkeit der gemessenen Gegenstrahlung und der Ausstrahlung. Meßort: 77.9°N und 10.8°O, Zeit: 18.20 UTC, Flughöhe: 3608m. Die direkte Strahlung E_{dir}^+ beträgt 295.2 W m⁻² bei einem Zenitwinkel von 70.2°.

Flugrichtung rel. zur Sonne γ	Gegenstrahlung		Ausstrahlung
	unkorrigiert W m ⁻²	korrigiert W m ⁻²	W m ⁻²
0°	118.60	121.55	288.52
180°	125.68	122.73	288.51
90°	118.11	118.11	287.93
270°	117.92	117.92	287.28
Mittelwert	120.08	120.08	288.06
Standardabw.	3.3	2.1	0.51

Zur Messung der Kuppeltemperatur ist ein Thermistor in Flugrichtung eingebaut. Bei Flügen in Sonnenrichtung zeigt der Thermistor eine erhöhte Temperatur. Nach Gleichung (4.17) ist zu erwarten, daß eine erhöht gemessene Kuppeltemperatur eine zu gering berechnete Strahlungsflußdichte bewirkt. Befindet sich der Thermistor jedoch auf der gegenüberliegenden Seite der Sonne, wird eine zu niedrige effektive Temperatur der Kuppel gemessen. Daraus folgt die Berechnung einer erhöhten Strahlungsflußdichte.

Dementsprechend wird eine empirische Flugrichtungskorrektur

$$g(\gamma) = \frac{E_{dir}}{100} \cdot \cos(\gamma) \quad (4.18)$$

vorgenommen, die aus dem Produkt der direkten Strahlung E_{dir} in W m⁻² mit dem Cosinus des Azimutwinkels γ gebildet wird, wobei γ der Winkel zwischen Flugrichtung und dem Azimutwinkel der Sonne ist. Diese einfache Funktion verbessert die Messung bis auf eine Restabweichung von 2.1 W m⁻² (Tabelle 4.3). Da die verbleibenden Flugrichtungsabhängigkeiten für die Ausstrahlung und für die Gegenstrahlung in die gleiche Richtung weisen, ist dieser verbleibende Effekt möglicherweise auch auf lokale Inhomogenitäten zurückzuführen.

4.3.5 Zusammenfassung der langwelligen Strahlungsflußdichtemessung

Die Kalibration der Thermistorkennlinien der Kuppel- und Gehäusetemperatur und die aufwendige Kalibration mit der Bestimmung möglichst aller Parameter der Gleichung (4.17) führt zu einer nachweislichen Verbesserung der Flußdichteberechnung. Durch diese Bestimmung der Kalibrationskoeffizienten werden keine „Temperatureffekte“ der berechneten Flußdichte beobachtet, d.h. Auf- und Abstiege zeigen identische Flußdichteprofile, obwohl die Instrumententemperaturen und ihr Trend für Auf- und Abstieg unterschiedlich sind. Die Koeffizienten bleiben unverändert und gelten für alle im Flugeinsatz angetroffenen meteorologischen Verhältnisse.

4.4 Qualitätskontrolle anhand der Meßdaten im Flugzeug-einsatz

Neben den Kalibrationen der Meßinstrumente im Labor können auch aus Messungen im Flug Aussagen über die Meßqualität abgeleitet werden. Während der Meßkampagnen REFLEX II und REFLEX III wurden einige Verbandflüge mit der POLAR 2 und der POLAR 4 ausgeführt, um Vergleiche zwischen den Messungen der Strahlungsflußdichten der verschiedenen Sensoren zu untersuchen. Ein Beispiel zeigt in Abbildung 4.10 den Aufstieg beider Flugzeuge im Verband bei inhomogener Bewölkung, wobei die Instrumente starken Temperaturänderungen ausgesetzt waren.

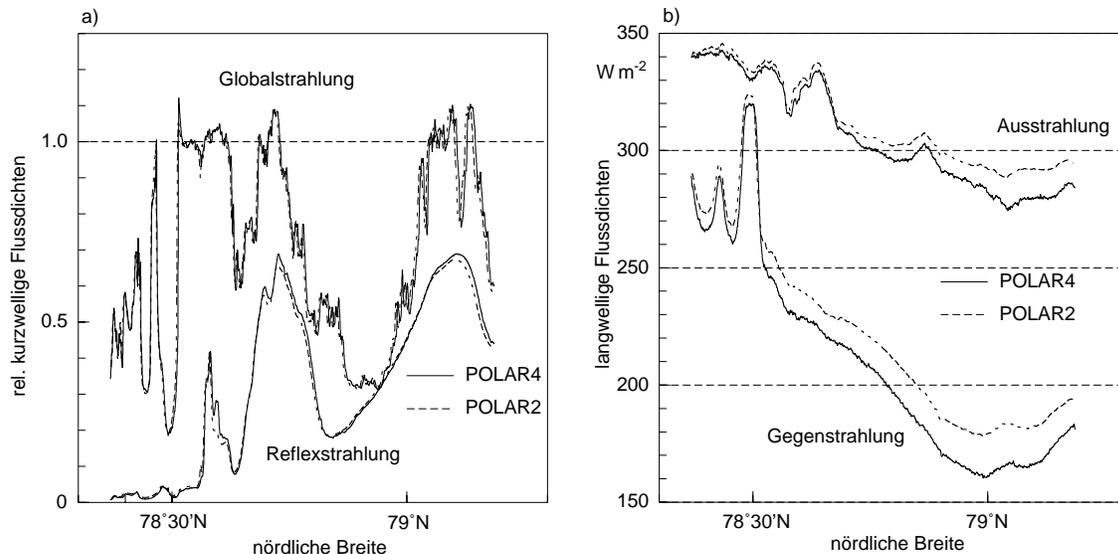


Abbildung 4.10: Enger Verbandflug (Aufstieg) während der Meßkampagne REFLEX II. Der Flug fand am 16. März 1993 über Spitzbergen in sehr heterogener Bewölkung statt. Abbildung a) zeigt die relativen kurzwelligen Flußdichten (auf extraterrestrische Einstrahlung bezogen) im Verlauf des Flugweges. Abbildung b) zeigt die langwelligen Flußdichten für denselben Flugabschnitt.

Trotz der inhomogenen Bewölkung – mit teilweise direkter Strahlung durch die Wolkenlücken – zeigen die solaren Strahlungsflußdichten beider Flugzeuge kaum Differenzen (Abb. 4.10a). Die Strahlungsflußdichten wurden mit der „Punktmethode“ (Kapitel 4.2.2) korrigiert und sind bezogen auf die extraterrestrische Einstrahlung. Einige lokale Maxima der Globalstrahlung liegen aufgrund der Inhomogenitäten der Wolken über der extraterrestrischen Bestrahlungsstärke. Besonders ausgeprägt sind diese lokalen Maxima durch Mehrfachstreuung im Randbereich von Wolken. Die Reflexstrahlung besitzt drei lokale Maxima, die das Überfliegen von Gletschern in Spitzbergen kennzeichnen.

Die Minima der Reflexstrahlung fallen mit den Maxima der Ausstrahlung zusammen. Die dunklen Fjorde haben gegenüber den Gletschern eine erhöhte Temperatur. Im ersten Viertel der Flugstrecke sind die Global- und die Gegenstrahlung ebenfalls miteinander korreliert. Ein lokal klarer Himmel über den Sensoren führt bei der Globalstrahlung zu einer erhöhten Einstrahlung, wobei die Gegenstrahlung reduziert ist.

Im Gegensatz zu den solaren Strahlungsflußdichten weichen die terrestrischen Strahlungsflußdichten im arktischen Winter (REFLEX III) für diesen Flugabschnitt deutlich voneinan-

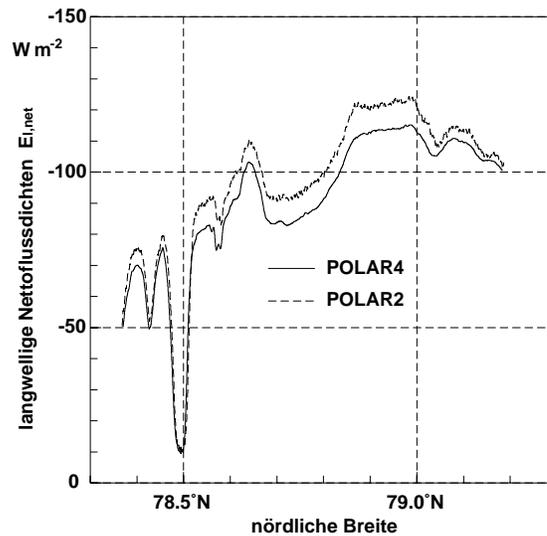


Abbildung 4.11: Langwellige Nettoflußdichte während eines Verbandfluges von POLAR 2 und POLAR 4. Ort und Zeit wie Abbildung 4.10

der ab. Diese Abweichung ist wesentlich größer, als daß sie durch die Ungenauigkeiten der Kalibrationskoeffizienten erklärt werden könnte. Als Ursache für die gemessenen Differenzen vermuten wir die großen Temperaturgradienten zwischen Kuppel und Gehäuse, die sich in diesem Profilflug aufbauten. Hohe Genauigkeiten können demnach nur erreicht werden, wenn die Temperaturen der Kuppel und die des Gehäuses sich nicht zu sehr unterscheiden.

Generell sind die Nettoflußdichten (Abb. 4.11) weniger fehlerabhängig als die Strahlungsflußdichten. Mögliche Fehlerquellen wirken auf beide Instrumente, die Differenz bleibt daher in erster Näherung unbeeinflusst. Dennoch beträgt die maximale Abweichung zwischen den Nettoflußdichten von POLAR 2 und POLAR 4 während des schnellen Aufstiegs bei hohen Temperaturgegensätzen etwa 10 W m^{-2} . Diese Differenz verkleinert sich rasch nach Erreichen der maximalen Flughöhe von 3 km bei 79°N in konstanter Umgebungstemperatur. Kurzzeitige Variationen in der Strahlungsflußdichte werden von beiden Instrumenten in gleicher Weise wahrgenommen.

Abbildung 4.12 zeigt einen zweiten Verbandflug der POLAR 2 mit der POLAR 4 im Sommer 1995 (REFLEX III). Im Unterschied zu den Wintermessungen (Abb. 4.11) unterscheiden sich die gemessenen Strahlungsflußdichten lediglich um 5 W m^{-2} . In diesem Fall sind die Temperaturunterschiede zwischen Gehäuse und Kuppel gering aufgrund längerer Anpassungszeiten während eines Flugniveaus bei einer höheren Umgebungstemperatur. Dies wirkt sich positiv auf die Messungen terrestrischer Strahlungsflußdichten aus.

Die Vergleiche zwischen den Instrumenten im Flugzeugeinsatz, aber auch Vergleiche mit bodenmontierten Sensoren zeigen eine gute Übereinstimmung und stützen damit unsere Annahme einer hohen Zuverlässigkeit der Messungen, die erforderlich ist, um ZSA anhand von Strahlungsflußdichtemessungen zu optimieren.

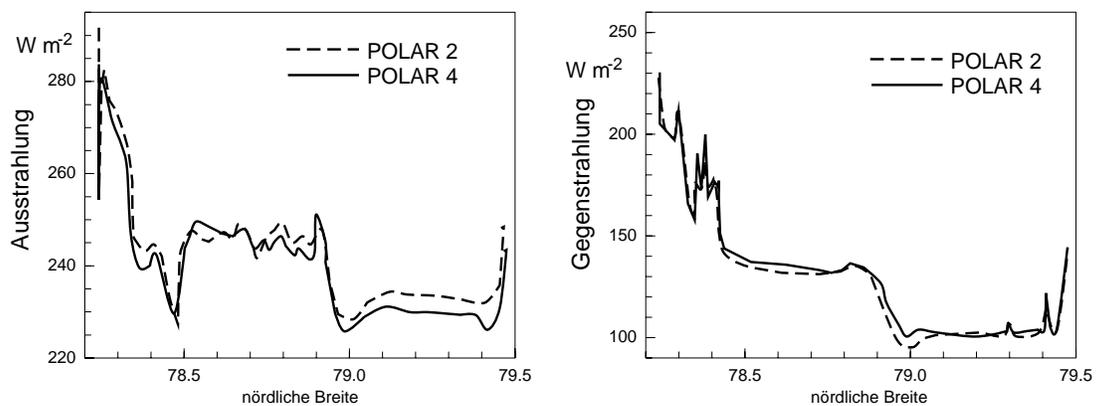


Abbildung 4.12: Enger Verbandflug von POLAR 2 und POLAR 4 während REFLEX III. Die terrestrischen Flußdichten zeigen eine gute Übereinstimmung. Dieses deutlich bessere Ergebnis wurde beim REFLEX III gegenüber dem REFLEX II Vergleichsflug (Abb. 4.10 und 4.11) erreicht, weil eine kleinere Temperaturdifferenz zwischen Kuppel und Gehäuse während dieses Fluges vorhanden war.

5 Einfluß von Wolken auf den Strahlungshaushalt der unteren Atmosphäre

Die Meßkampagne REFLEX III wurde mit zwei Flugzeugen durchgeführt. Beide Flugzeuge waren mit einer meteorologischen Grundausrüstung (horizontale Windkomponenten, Druck, Temperatur und Feuchte) sowie mit den Strahlungsgebern (jeweils zwei Eppley-Pyranometer und Pyrgeometer) für die solaren und terrestrischen Strahlungsflußdichten bestückt. Daneben trug die POLAR 4 zusätzlich Teilchensonden (PCASP-100X, FSSP-100, OAP-2D-GA2 und OAP-2D2-C) und die POLAR 2 war mit einer Turbulenzmeßanlage (METEOPD) ausgerüstet.

Das Einsatzgebiet war die Packeisregion nördlich von Spitzbergen (Abb. 5.1). Die Eisrandzone befand sich im Sommer 1995 zwischen 80°N und $80^{\circ}30'\text{N}$; westlich von 5°W verläuft der Eisrand parallel zum Ostgrönlandstrom. Die Meßzeit betrug pro Flugtag etwa $2\frac{1}{2}$ Stunden. An 16 Flugtagen wurden Stratuswolken vermessen (s. Tab. 5.1), wobei an den letzten fünf Meßtagen neben der POLAR 4 auch die POLAR 2 zum Einsatz kam.

Die Tabelle 5.1 faßt den Einsatz der Flugzeuge zusammen. Die 4. Spalte symbolisiert das durchgeführte Flugmuster. Ein „L“ steht für ein Flugmuster mit einem Schenkel parallel und einem zweiten senkrecht zur Windrichtung. Dieses Muster wurde in verschiedenen Höhen geflogen und durch vertikale Sägezahnprofile ergänzt. An zwei Flugtagen wurden ein oder zwei parallele Schenkel abgeflogen, diese sind in Tabelle 5.1 durch einen bzw. zwei senkrechte Striche markiert. Waren zwei Flugzeuge im Einsatz, wurde stets ein Quadrat abgeflogen, das als „Box“ bezeichnet wird. Das Quadrat wurde im Uhrzeigersinn umrundet, wobei die Flugzeuge jeweils auf gegenüberliegenden Kanten flogen. Auch hier wurden zusätzlich Auf- und Abstiege durchgeführt. Die 5. Spalte gibt die Anzahl der Profile pro Meßtag an, die zur Auswertung verwendet wurden. Die Wolken hatten zum Teil ähnliche mikrophysikalische Eigenschaften und zeigten eine ähnliche Temperaturschichtung. Die Daten vergleichbarer Profile wurden vereint und gemeinsam ausgewertet. Die Anzahl der unterschiedlichen Wolkentypen ist in der letzten Spalte angegeben.

5.1 Flußdichtepprofile im solaren und terrestrischen Spektralbereich

5.1.1 Flußdichtepprofile in einer bewölkten Atmosphäre

Das Vertikalprofil der Global- und Reflexstrahlung veranschaulicht die geringe Absorptionsneigung und den stark streuenden Charakter der Wolkentropfen (Abb. 5.2a). Die Differenz zwischen der aufwärts- und abwärtsgerichteten Strahlung ist nahezu höhenkonstant und somit wird – gegenüber der in die Wolke einfallenden Strahlung – kaum solare Strahlung absorbiert. Dagegen ist der Gradient des Globalstrahlungsprofils in erster Näherung proportional zum Flüssigwassergehalt der Wolke und damit in der Nähe der Wolkenobergrenze am größten. Die Globalstrahlung ist unter der Wolke gegenüber wolkenfreien Bedingungen reduziert, daher ist die im Meereis absorbierte solare Strahlung ebenfalls vermindert.

Die Gegenstrahlung nimmt in der Wolke rasch zu. Sie kann in einer durchmischten Grenzschicht die Temperaturstrahlung der Luft nicht übersteigen. Je größer der Flüssigwassergehalt in der Wolke ist, desto kleiner wird die Differenz zwischen der Temperaturstrahlung und der Gegenstrahlung im unteren Wolkenbereich. Im Gegensatz zur solaren Strahlung wird durch die erhöhte langwellige abwärtsgerichtete Strahlung dem Meereis durch bodennahe Wolken mehr Energie zugeführt. Die Oberflächentemperatur des Packeises liegt in den arktischen Sommermonaten nahe an der bodennahen Lufttemperatur. Unterhalb und im unteren Bereich der Wolke entspricht die Ausstrahlung der Temperaturstrahlung σT_{luft}^4 . Erst durch Streuung in der Wolke sinkt die Ausstrahlung (durchgezogene Linie, Abb. 5.2b) erkennbar unter die Werte der Temperaturstrahlung (fein gestrichelte Linie) ab, denn Streu-

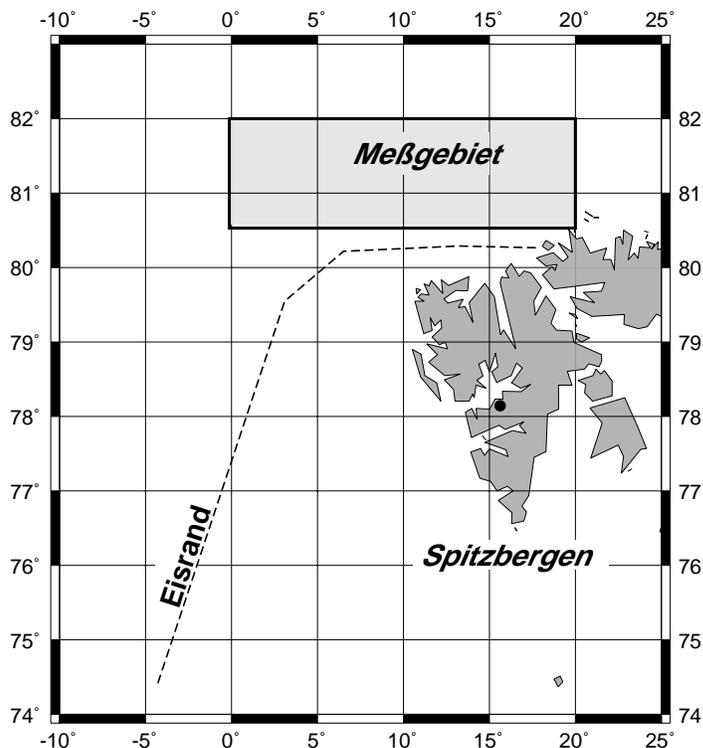


Abbildung 5.1: Einsatzgebiet der Flugzeuge während REFLEX III.

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Meßtage, Flugmuster und Profilanzahl während des Experimentes REFLEX III im Sommer 1995. Profilanzahl gibt die Anzahl der zur Mittelung herangezogenen Vertikalprofile wieder. In der letzten Spalte steht die Anzahl der erfaßten unterschiedlichen Wolkentypen. Vier Meßtage wurden komplett nicht ausgewertet, da Eiskristalle in den Wolken beobachtet wurden oder die Wolken nicht homogen genug waren.

Datum	POLAR2	POLAR4	Flug- muster	Profil- anzahl	Anzahl der Wolkentypen
17. Juni	x		L	7	2
20. Juni	x		L	5	1
22. Juni	x		L	6	3
27. Juni	x		L	3	1
3. Juli	x			5	1
4. Juli	x		L	7	1
8. Juli	x		L	17	3
9. Juli	x		L	4	1
11. Juli	x			–	–
12. Juli	x		L	15	3
15. Juli	x		L	–	–
18. Juli	x	x	Box	–	–
20. Juli	x	x	Box	21	3
23. Juli	x	x	Box	18	4
24. Juli	x	x	Box	43	8
28. Juli	x	x	Box	–	–

ung bewirkt eine Richtungsänderung der Photonen. Da die langwellige aufwärtsgerichtete Strahlung die abwärtsgerichtete überwiegt, werden mehr aufwärtsgerichtete Photonen in abwärtsgerichtete umgewandelt als umgekehrt. Ohne Streuung kann die Ausstrahlung in einer gut durchmischten Grenzschicht nicht kleiner als die Temperaturstrahlung werden, da die Ausstrahlung je nach optischer Dicke in tieferen, wärmeren Niveaus emittiert wird. Eine geringerer Flüssigwassergehalt führt zu einer größeren Ausstrahlung. Strahlungstransferrechnungen in Wetter- und Klimamodellen vernachlässigen diese Streuwechselwirkungen im terrestrischen Spektralbereich üblicherweise [Stephens, 1984], so daß die nach oben abgestrahlte Wärmemenge von diesen Modellen überschätzt wird (s. auch Kap. 5.5).

Die aus den Messungen der Strahlungsflußdichte berechneten strahlungsinduzierten Temperaturänderungen (Abb. 5.2c) ergeben eine solare Erwärmung im mittleren Bereich der Wolke und eine starke terrestrische Abkühlung im oberen Wolkenbereich. Dementsprechend finden wir auch netto eine leichte Erwärmung bei einer Höhe von 200 m und eine deutliche Abkühlung im obersten Bereich der Stratuswolke in Übereinstimmung mit Herman und Goody [1976]. Unter diesen Umständen kann selbst die geringe Erwärmung innerhalb der Wolke zur Ausbildung zweier Schichten führen [Herman und Curry, 1984]. In der Arktis treten gelegentlich derartige Strukturen auf.

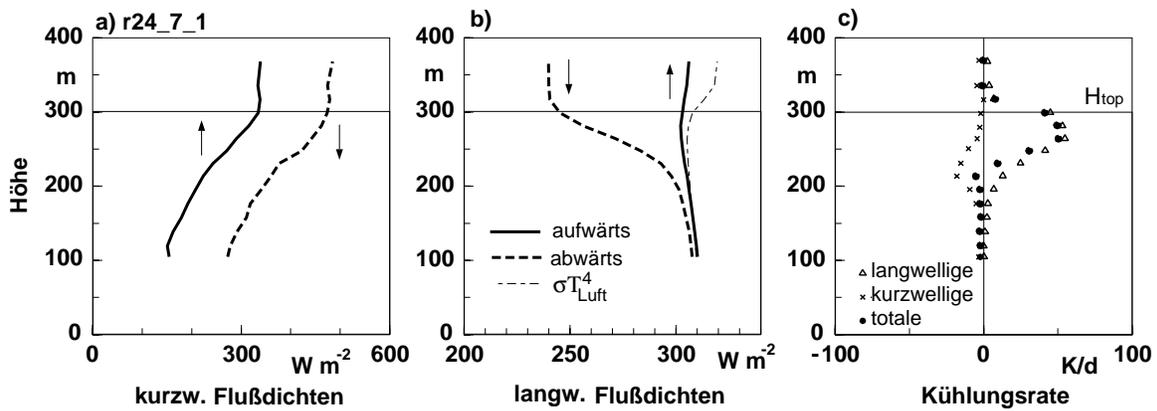


Abbildung 5.2: Beispiel für ein gemessenes Strahlungsflußdichteprofil in Stratuswolken (Obergrenze 300 m). Die linke Abbildung zeigt die solaren Strahlungsflußdichten (Globalstrahlung und Reflexstrahlung). In der mittleren Grafik sind die terrestrischen Strahlungsflußdichten abgebildet (Gegenstrahlung und Ausstrahlung). Die rechte Abbildung stellt die aus den Strahlungsmessungen resultierenden Abkühlungsraten dar. Die effektive Abkühlungsrate ist geringer, weil andere Beiträge – z.B. Kondensation und vertikale Einmischung – entgegenwirken.

5.1.2 Flußdichteprofile in einer Atmosphäre ohne hohe Bewölkung

Aerosolteilchen beeinflussen durch ihr Streu- und Absorptionsvermögen, aber auch als Kondensationskerne durch Tropfenbildung indirekt den Strahlungshaushalt der Erdatmosphäre.

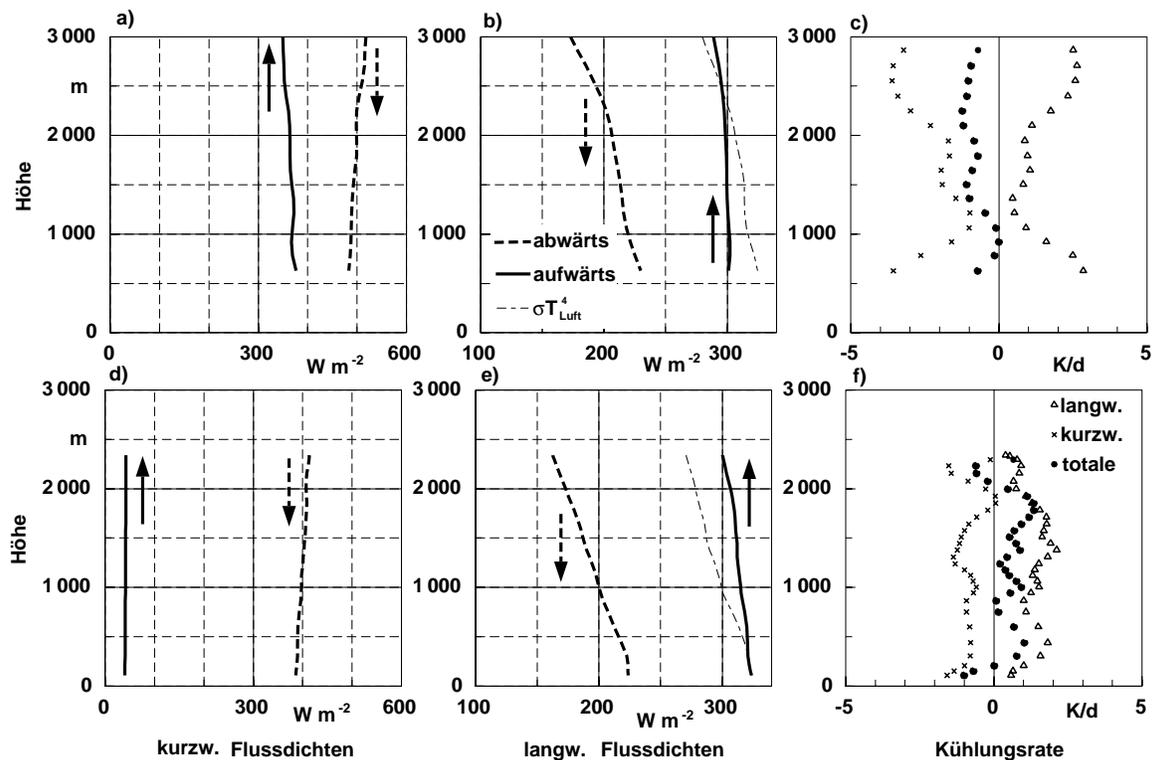


Abbildung 5.3: Beispiele für Strahlungsprofile und Abkühlungsraten für eine Atmosphäre ohne höhere Bewölkung. Die oberen drei Abbildungen betreffen eine stark mit Aerosolen belastete Atmosphäre über niedrigen Wolken, die unteren eine klare Atmosphäre über dem offenen Ozean. Die linke und die mittlere Grafik zeigen die gemessenen solaren und terrestrischen Strahlungsflußdichten. Die rechte Grafik zeigt die aus den Messungen berechnete Abkühlungsrate. Der Strahlungseffekt tritt am deutlichsten in der Abkühlungsrate zutage. Der Gesamtbeitrag für die aerosolhaltige Atmosphäre ist negativ, die Atmosphäre wird mit 1 K/d erwärmt. Dagegen besteht eine Abkühlung von 1 K/d für die gering belastete Atmosphäre.

Regionen mit hohem Aerosolanteil können einerseits solare Strahlung absorbieren, andererseits aber im terrestrischen Spektralbereich Wärmestrahlung emittieren. Der Nettoeffekt kann dabei sowohl eine Abkühlung als auch eine Erwärmung sein.

Abbildung 5.3 zeigt die Flußdichteprofile einer mit Aerosolen stark belasteten (Abb. 5.3a-c) und einer nahezu aerosolfreien Atmosphäre (Abb. 5.3d-f). Die solaren und terrestrischen Flußdichteprofile haben qualitativ den gleichen Verlauf mit der Höhe. Allerdings überwiegt in der aerosolenreichen Luftsäule die solare Erwärmung, während in dem unbelasteten Fall die terrestrische Abkühlung größer ist (Abb. 5.3c und 5.3f). In der belasteten Atmosphäre (Abb. 5.3c) ist deutlich ein spiegelbildlicher Verlauf der solaren und terrestrischen Erwärmungs- bzw. Abkühlungsrate zu erkennen. Die Nettoerwärmung der mit Aerosolen belasteten Atmosphäre ist neben anderen Einflüssen auch eine Folge der hohen Wolkenalbedo (hohe Reflexstrahlung in Grafik 5.3a), denn der durch die Wolke reflektierte Anteil durchquert die höhere Atmosphäre ein weiteres mal und wird dort teilweise absorbiert. Wolken können somit auch indirekt in den Strahlungshaushalt der Luftsäule eingreifen.

5.2 Effektiver Emissionsgrad von Wolken

Der effektive Emissionsgrad $\epsilon(W_z)$ für abwärtsgerichtete Strahlung beschreibt das vertikale Profil der Gegenstrahlung E_l^+ in Abhängigkeit von der darüberliegenden Flüssigwassersäule W_z . Der effektive Emissionsgrad ϵ und die Flüssigwassersäule W_z berechnen sich nach folgenden Gleichungen:

$$\epsilon(W_z) = \frac{E_l^+(W_z) - E_l^+(H_{\text{top}})}{\sigma T_{\text{luft}}^4(W_z) - E^+(H_{\text{top}})} \quad (5.1a)$$

$$W_z = \int_z^{H_{\text{top}}} m(h) dh \quad , \quad (5.1b)$$

wobei H_{top} die Höhe der Wolkenobergrenze, z die Meßhöhe, m der Flüssigwassergehalt und T die Temperatur ist.

In die Abbildung 5.4 mit der Abhängigkeit des gemessenen effektiven Emissionsgrades von der Flüssigwassersäule gehen 29 Profilflüge von 12 unterschiedlichen Flugtagen ein. Die Daten umfassen sowohl Situationen mit Strahlungsnebel mit einer Wolkenobergrenze von 150 m als auch Stratuswolken mit Mächtigkeiten zwischen 200 und 1300 m. Die gesamte Flüssigwassersäule variiert von 3 g m^{-2} für Nebel mit relativ großem Tropfendurchmesser von $20 \mu\text{m}$ bis zu Wolken mit mehr als 60 g m^{-2} . Ein Häufigkeitsmaximum liegt bei $W = 20 \pm 10 \text{ g m}^{-2}$.

Die ebenfalls abgebildete Parametrisierung des effektiven Emissionsgrades von Stephens [1978b] folgt aus einer Anpassung von Modellrechnungen für acht verschiedene Wolkentypen durch eine Exponentialfunktion (Sättigungsfunktion)

$$\epsilon_{St} = 1 - \exp(-0.158 \cdot W_z) \quad (5.2)$$

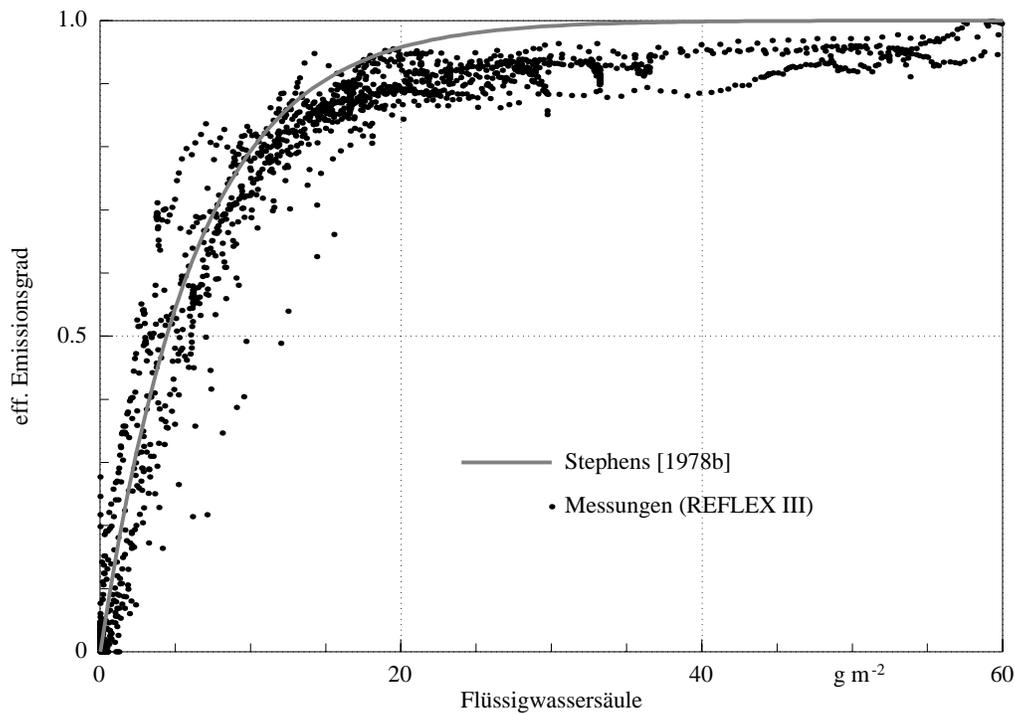


Abbildung 5.4: Dargestellt ist der effektive Emissionsgrad gegenüber der Flüssigwassersäule. Die Punkte (1 s Mittelwerte entspricht einer vertikalen Auflösung von 5 m) stellen unsere Messungen dar. Die durchgezogene Linie zeigt die Parametrisierung von Stephens [1978b] wieder.

Die Kurve stimmt mit unseren Meßergebnissen für $W_z \leq 10 \text{ g m}^{-2}$ im Mittel überein. Die Messungen nähern sich dagegen im Sättigungsbereich einer Emissivität < 1 an. Dies ist die Folge einer in der Regel gut durchmischten Grenzschicht mit einem adiabatischen Temperaturgradienten. Die Anpassungsfunktion von Stephens [1978b] berücksichtigt diesen Effekt offenbar nicht.

5.3 Globalstrahlung über der Eisrandzone

Die Mehrfachreflexion zwischen Wolken und Eis- oder Schneeoberflächen erhöht die kurzwellige Globalstrahlung am Boden. Dieser Effekt wird an dem Meßbeispiel vom 17.6.1995 deutlich sichtbar. Die POLAR 4 fliegt zunächst 17 km über offenem Wasser. Dann folgt ein plötzlicher Übergang zum Packeis, das wiederholt von offenen Wasserrinnen (grau unterlegt in Abb. 5.5) durchzogen ist. Auf der gesamten Flugstrecke ist der Himmel völlig mit Wolken bedeckt, wie man der hier nicht gezeigten Gegenstrahlung entnehmen kann. Die Partikelmessungen auf dem Rückflug ergeben Wolkenmächtigkeiten zwischen 600 und 800 m, die teilweise auch einen Eisanteil hatten. Durch diese Wolkeninhomogenitäten kann die Globalstrahlung um max. 70 W m^{-2} variieren.

Die der unter der Wolke gemessenen Global- und Reflexstrahlungswerte sind miteinander korreliert. Dementsprechend wächst die Globalstrahlung über dem Eis gegenüber dem offenem Wasser auf das Doppelte an. Gleichartige Verhältnisse werden auch während der Kampagne REFLEX II beobachtet [Freese und Kottmeier, 1998]. Ebenfalls reduziert sich

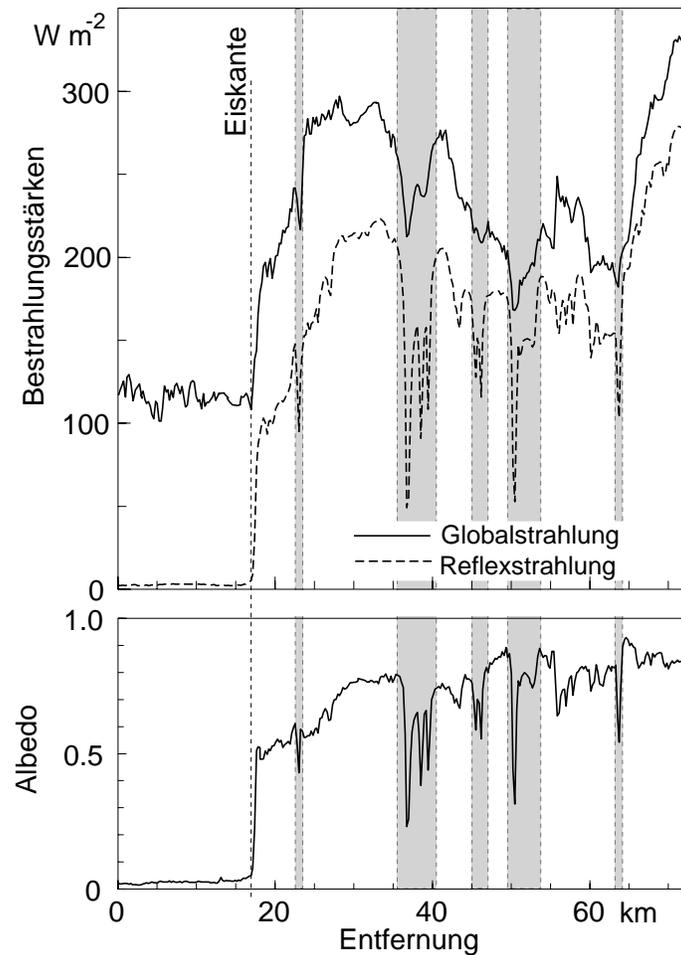


Abbildung 5.5: Globalstrahlung und Reflexstrahlung beim Flug über die Eisrandzone unter geschlossener Bewölkung. Die erhöhte Reflexstrahlung über der Eisrandzone wirkt sich durch Mehrfachreflexion zwischen Meereis und Wolke auf die Globalstrahlung aus. Auch wenn in der Eisrandzone größere wasserfreie Gebiete vorhanden sind, so geht die Globalstrahlung in diesen Bereichen signifikant zurück.

die Globalstrahlung in den Regionen vermehrter offener Rinnen (geringere Albedo).

5.4 Inhomogene stratiforme Wolken

Als horizontal homogen bezeichnet man Wolken, wenn für alle Tropfengrößen die Wahrscheinlichkeitsdichte innerhalb der Wolke horizontal konstant ist. Derartige Bedingungen werden in der Natur aber bestenfalls für Distanzen < 100 m angetroffen. So zeigen auch Schichtwolken generell sichtbare Konturunterschiede, die allerdings nicht immer so markant sind, wie in dem Bodennebel über dem Ostgrönlandstrom (Abb. 5.6). Dieser Nebel hat eine mit Ci-Wolken vergleichbare optische Dicke. Auf dem in 3 km Höhe aufgenommenen Bild erkennt man in der Bildmitte kreisähnliche Wolkenstrukturen (keine Eisschollen) mit einem mittleren Durchmesser von 1.2 km. Wie sich aus den Varianzspektren der Teilchenanzahldichte ergab, waren etwa 40% aller Stratuswolken während REFLEX III in ähnlicher Weise strukturiert. Aber selbst bei einer relativ glatten Wolkenobergrenze kann eine Stra-



Abbildung 5.6: Zellenstrukturen in arktischer Grenzschichtbewölkung (Nebel) fotografiert aus 3000 m Höhe am 27. Juni 1995 über dem Ostgrönlandstrom gegen die Windrichtung nach Norden. Die kleineren kreisähnlichen Strukturen sind Zellen mit einem Durchmesser von 1200 m. Im Hintergrund erkennt man Ci-Wolken, die mit einer Warmfront verbunden sind. Andeutungsweise sind Schwerewellen an der Grenzschichtoberseite auszumachen. Der Nebel besitzt eine geringe optische Dicke, so daß vielfach Eisschollen durchscheinen.

tusdecke von 3-dimensionalen Zellen durchsetzt sein, die auch den Strahlungstransport beeinflussen, wie im folgenden gezeigt wird.

5.4.1 Strahlungsinduzierte Instabilität an der Wolkenobergrenze

Kühlt die Oberseite einer Stratuswolke durch terrestrische Abstrahlung ab, so wird die obere Wolkenschicht statisch instabil, und es bilden sich engmaschige Zellen. Ein derartiger Prozeß konnte am 24.7.1995 beobachtet werden, als eine während 6 Stunden durch höhere Wolken abgeschirmte Stratusdecke teilweise in eine Region ohne höhere Bewölkung driftete (Abb. 5.7). Damit kann die niedrige Wolke in drei Regionen unterteilt werden. Der Bereich (1) zeichnet sich durch die Abschirmung einer höheren Ac-Wolke aus. Der Bereich (2) kennzeichnet den Rand der Ac-Wolke. Schließlich existiert im Bereich (3) keine höhere Wolke.

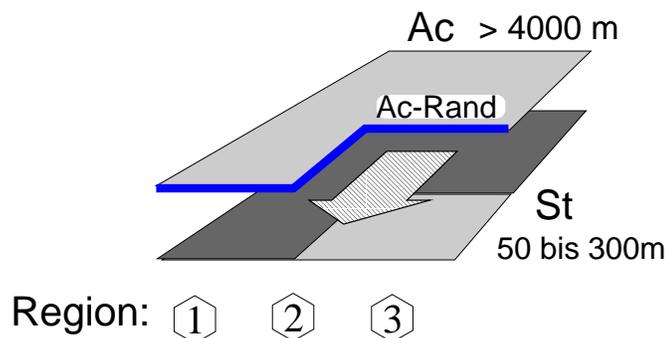


Abbildung 5.7: Schema der Wolkenüberdeckung

Abbildung 5.8 zeigt die Abkühlungsrate, die Größenverteilung der Wassertropfen, die Varianzen der potentiellen Temperatur sowie der Windkomponenten. In Abbildung 5.9 wird die vertikale Temperaturverteilung in den drei Bereichen dargestellt. Diese Profile werden durch Mittelung von 6 bis 9 Meßprofilen gewonnen.

In der Region (1) mit höherer Bewölkung ist die Nettoflußdichte zwischen den beiden Schichtwolken nahe Null. Die Absorption solarer Strahlung bewirkt eine leichte Wärmezufuhr in der unteren Wolke und stabilisiert damit die Luftsäule. Dieser Zustand ist in den oberen drei Grafiken der Abbildung 5.8 dargestellt. Die linke Grafik zeigt die totale Abkühlungsrate in Kelvin pro Stunde. Ein negativer Wert bedeutet, daß der Wolke durch Strahlung Wärme zugeführt wird. Dieser stabilisierende Effekt zeigt sich auch in der geringen Varianz der potentiellen Temperatur und Windgeschwindigkeit.

In der Region 3 (untere Grafiken der Abbildung 5.8) überwiegt der Wärmeverlust durch langwellige Ausstrahlung (linke Grafik). Der Wärmeverlust zeigt Wechselwirkungen mit den mikrophysikalischen und dynamischen Meßwerten. Die Varianz der potentiellen Temperatur ist im oberen Bereich der Wolke deutlich erhöht und die horizontale Windgeschwindigkeit fluktuiert in der gesamten Grenzschicht. Gegenüber der Region 1 hat sich in der Region 3 die Anzahldichte der Teilchen signifikant erhöht. Aus Satellitenaufnahmen und den Meßdaten ist die Zeit seit Beginn der Strahlungsabkühlung mit 30 min bestimmen worden.

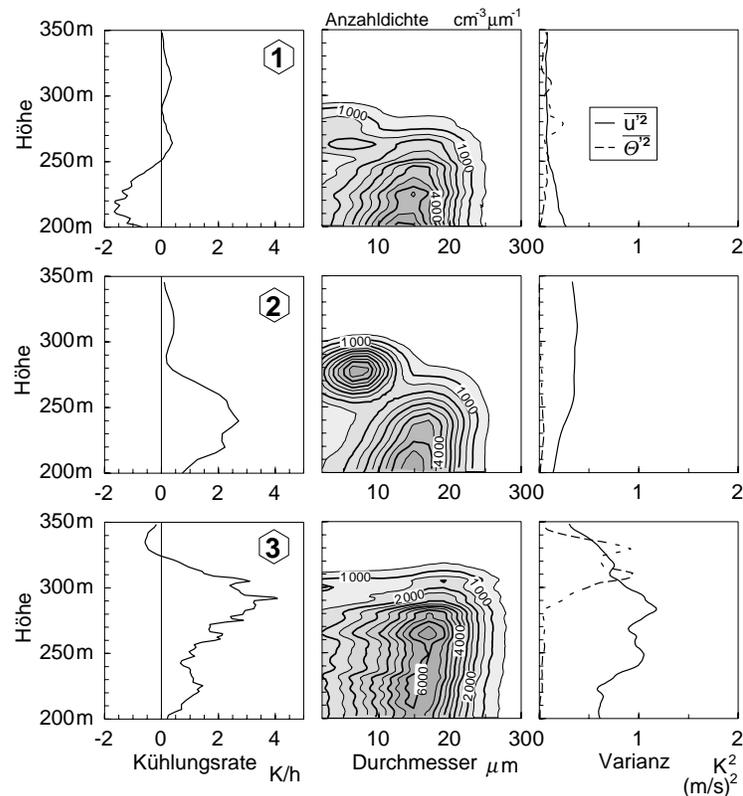


Abbildung 5.8: Wirkung der Strahlungsabkühlung auf das Teilchengrößenspektrum. Die Grafiken sind in Matrixstruktur angeordnet. Die Zeilen beziehen sich auf die drei Regionen und die Spalten auf die Meßwerte. Im Vergleich zwischen Region 1 und 3 erkennt man einen deutlichen Unterschied in der Entwicklung der Wolken innerhalb der vorangegangenen 30 Minuten. Der Wärmeverlust durch Strahlung führt zur Neubildung und zum Wachstum von Tropfen.

Die mittleren drei Grafiken der Abbildung 5.8 zeigen die Meßdaten kurz nach eingesetzter Strahlungsabkühlung (Region 2). Auffällig ist die hohe Anzahldichte neu gebildeter Partikel an der Wolkenobergrenze. Diese wurde an verschiedenen Orten aber immer im Randbereich zwischen Region (1) und (3) gefunden. Diese hohe Anzahl ist sicherlich nicht allein auf Strahlungsprozesse zurückzuführen, sondern hier zeigt sich die sensible Reaktion des Wolkensystems auf eine Störung im Fall plötzlich einsetzender Wärmeverluste an der Wolkenoberseite.

An den Unterschieden der Temperatur-Profile (Abb. 5.9) erkennt man, daß die Wolken in den 3 Bereichen eine unterschiedliche Entwicklung durchlaufen haben. Der für 30 min andauernde Wärmeverlust in der Region 3 hat einen Temperaturrückgang in der gesamten Grenzschicht bewirkt. Der einsetzende Wärmeverlust in der Wolke durch die Strahlungsprozesse hat sowohl die mikrophysikalischen Größen, als auch die Turbulenz signifikant beeinflußt; die Wolkenobergrenze ist nur im geringen Maße angewachsen.

Es ist nicht möglich, die Flüge in derselben Luftsäule durchzuführen. Daher ist es theoretisch denkbar, daß die beobachteten Ereignisse nur zufällig mit dem Randbereich der Altocumuluswolke in Zusammenhang stehen. Dies ist zwar unwahrscheinlich, da sich die zur Mittelung verwendeten Profile in jedem der drei Bereichen ähneln, sich aber deutlich von denen der Nachbarregionen unterscheiden. Die Wetterkarten zeigen weiterhin, daß der großskalige Temperaturgradient in Flugrichtung verschwindet; die Messungen wurden in einem Gebiet mit topographischer Homogenität durchgeführt. Die Luft strömte bereits 400 km weit über homogenes Packeis, bevor sie das Meßgebiet erreichte. Selbstverständlich lassen sich diese Beobachtungen nicht quantitativ auswerten, aber die qualitative Beschreibung der Entwicklung läßt sich durch folgende Abschätzung belegen.

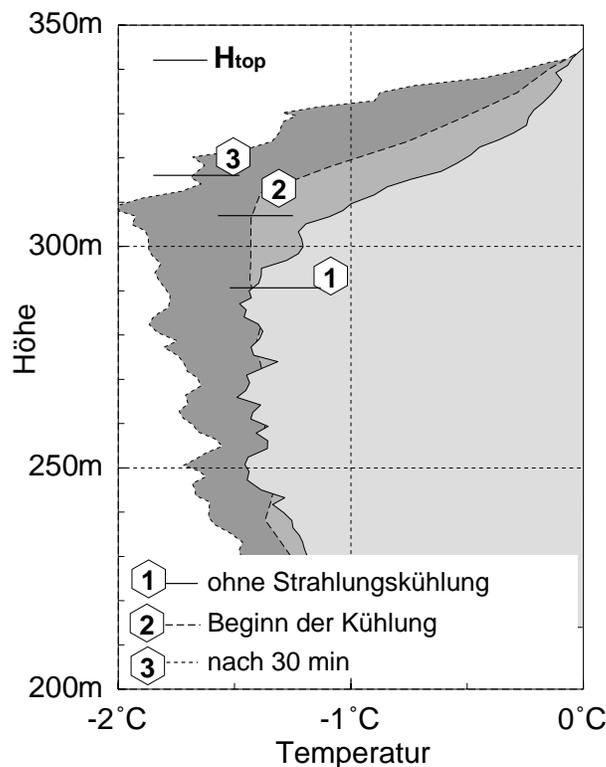


Abbildung 5.9: Entwicklung des Temperatur-Profils der drei Regionen. Der Wärmeverlust führt zu einer Temperaturreduktion in der gesamten Grenzschicht – auch oberhalb der Wolkenobergrenze (waagerechter Strich).

Die Flüssigwassersäule unterscheidet sich zwischen der ersten und der dritten Region um $\Delta W = 5 \text{ g m}^{-2}$. Dies entspricht einer Zunahme der Flüssigwassersäule um 23%. Gleichzeitig wird der Wolke über $\Delta t = 30 \text{ min}$ eine Flußdichte von $\Delta E_{\text{net}} = 75 \text{ W m}^{-2}$ durch Strahlung entzogen. Berechnet man anhand dieser Werte die resultierende Temperaturänderung der Wolkenschicht seit Beginn der Strahlungsabkühlung, so erhält man mit

$$\Delta T = -\frac{1}{c_p \cdot \rho} \left[\Delta t \frac{\Delta E_{\text{net}}}{\Delta h} - L_v \cdot \frac{\Delta W}{\Delta h} \right] \quad (5.3a)$$

$$\Delta T = -\frac{1}{1005 \cdot 1.2} \left[1800 \frac{75}{340} - 2256 \cdot \frac{5}{340} \right] \quad (5.3b)$$

$$\Delta T = -0.3\text{K} \quad (5.3c)$$

einen Wert, der für die Grenzschichthöhe bis 270 m gut übereinstimmt. Zwar ist die Abweichung der Temperatur-Profile im oberen Wolkenbereich der Region 1 und 3 größer (Abb. 5.9), dennoch ist die berechnete Temperaturdifferenz eine Stützung dieses Konzeptes.

Zur Abschätzung wurden folgende Parameter verwandt: Die spezifische Wärmekapazität $c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1}$, die Luftdichte $\rho = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$, die Zeitdifferenz $\Delta t = 30 \text{ min} = 1800 \text{ s}$, die Differenz der Nettoflußdichte $\Delta E_{\text{net}} = 75 \text{ W m}^{-2}$, die Grenzschichthöhe $\Delta h = 340 \text{ m}$, die Verdampfungswärme $L_v = 2256 \text{ J kg}^{-1}$ und die Differenz der Flüssigwassersäule $\Delta W = 5 \text{ g m}^{-2}$.

5.4.2 Modifikation der horizontalen Flußdichteverteilung durch horizontal inhomogene Wolken

Die oben beschriebene Strahlungsabkühlung kann in Stratuswolken wabenartige Zellenmuster erzeugen. Diese Einschätzung wird gestützt durch die Varianzspektren des Flüssigwassergehaltes (Abb. 5.10), die ihre Maxima im Wellenzahlbereich $1.3 \cdot 10^{-3}$ bis $3 \cdot 10^{-3}$ (Wellenlänge ca. 350-750 m) haben. Betrachtet man weiterhin die Phasenbeziehung zwischen der Gegen- und der Globalstrahlung in verschiedenen Flugniveaus für diesen Wellenlängenbereich von 350 bis 750 m, so findet man bei Flügen gegen und mit der Sonnenrichtung eine kohärente Phasenverschiebung um minus bzw. plus 90° . Die Kohärenz beträgt 0.7-0.85. Die Änderung der Phasenbeziehung mit und gegen die Sonnenrichtung widerlegt den Verdacht, daß es sich um Meßfehler handeln könnte. Da in Gebieten der Wolke mit Abwärtsbewegung der Flüssigwassergehalt und damit die optische Dicke reduziert ist, muß auch die Gegenstrahlung minimal sein; ein Minimum der langwelligen Gegenstrahlung definiert den Zellenrand. Die Globalstrahlung ist trotz der geringeren optischen Dicke nicht maximal, weil zwei Streumechanismen wirken. Erstens kann durch Vorwärtsstreuung im Bereich der geringeren optischen Dicke (Zellenrand) die abwärtsgerichtete Strahlung tiefer in die Wolke eindringen; zweitens existiert eine erhöhte Rückstreuung aus dem Kernbereich der Zelle (erhöhte Teilchenanzahl). Beide Effekte zusammen erzeugen bei niedrig stehender Sonne ein Maximum der Globalstrahlung ausgehend von Zentrum der Zelle (aufsteigender Ast) in Richtung Sonne zum Zellenrand (absteigender Ast) verschoben. Die Phasenbeziehungen ($\pm 90^\circ$) zwischen Global- und Gegenstrahlung sowie zwischen Globalstrahlung und Flüssigwassergehalt bestätigen dieses Bild (Abb. 5.11b).

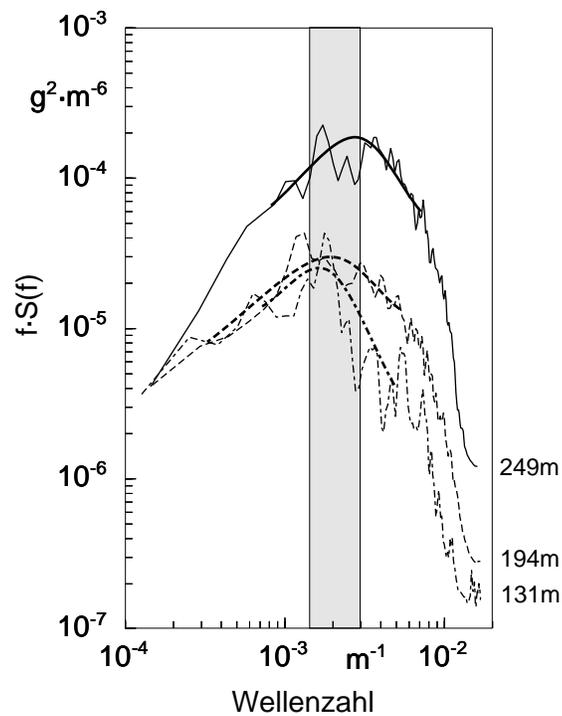


Abbildung 5.10: Varianzdichtespektrum vom Flüssigwassergehalt m . Die verschiedenen Linien entsprechen unterschiedlichen Flughöhen (punkt-gestrichelt: 131 m, gestrichelt: 194 m und durchgezogen: 249 m).

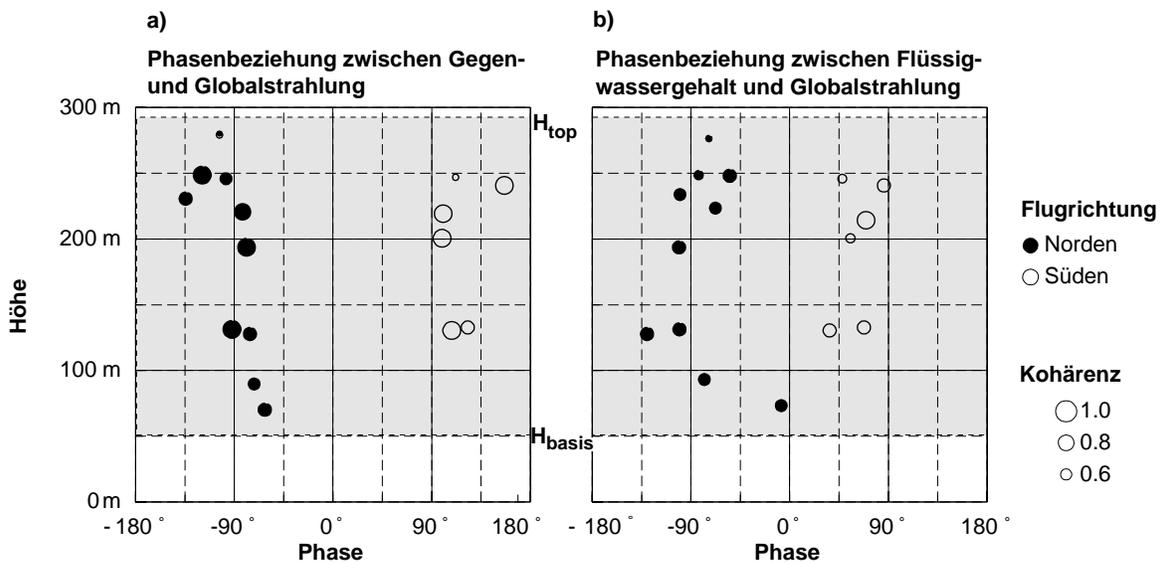


Abbildung 5.11: Phasenbeziehungen zwischen der Gegenstrahlung und der Globalstrahlung (a) sowie zwischen Flüssigwassergehalt und Globalstrahlung (b). Diese Phasenbeziehungen gelten für Strukturlängen zwischen 400 und 800 m. Die Sonne stand in südlicher Richtung.

Solche Effekte der Wolkenmorphologie modifizieren den Strahlungstransport, auch wenn sie für den Betrachter noch nicht als regelmäßige Strukturen wahrgenommen werden. O’Hirok und Gautier [1996] zeigen anhand eines 3-dimensionalen Monte-Carlo-Modells, daß die Wolkenstruktur bei gleichem Gesamtwassergehalt die Absorption solarer Strahlung verändert. Unsere Untersuchungen im Kapitel 3.3 zeigen, daß bei einer hohen Albedo des Untergrundes besonders der Transmissionsgrad der Wolke von internen Inhomogenitäten beeinflusst wird.

5.5 Streuung von Strahlung an Tropfen im thermischen Spektralbereich

Strahlungstransfer-Modelle in der Zwei-Strom-Approximation vernachlässigen im allgemeinen die Streuung im terrestrischen Spektralbereich. Die Folgen dieses Vorgehens lassen sich durch einen Vergleich zwischen Messungen und Modellrechnungen abschätzen. Bei Abwesenheit höherer Bewölkung ist die Ausstrahlung der Wolke an ihrer Obergrenze deutlich größer als die Gegenstrahlung. Demzufolge sind mehr aufwärts- als abwärtsgerichtete Photonen der Streuung ausgesetzt, so daß die Ausstrahlung vertikal reduziert und die Gegenstrahlung erhöht wird.

Bei einer Temperaturabnahme mit der Höhe muß die Ausstrahlung stets größer der Temperaturstrahlung σT_{luft}^4 der Atmosphäre sein, sofern Streuung keine Rolle spielt. Unsere Messungen zeigen jedoch das Gegenteil im oberen Wolkenbereich (Abb. 5.12b). Folglich spiegelt die Differenz deutlich die Streuwirkung auf die Ausstrahlung wider.

Vergleiche der Messungen am 24. Juli 1995 mit Ergebnissen zweier aufwendiger Strahlungstransport-Modelle (MODTRAN 3.7 und MOM [Liu, 1991]), die sowohl mit als auch ohne Streuung gerechnet wurden, zeigen folgendes:

Innerhalb der Wolke liegen die Modell- und Meßergebnisse enger beieinander als im oberen Wolkenbereich und über der Wolke. Die Gegenstrahlung oberhalb der Wolke wird von MODTRAN 3.7 in Übereinstimmung mit der Messung berechnet (Abb. 5.12a). Das Modellergebnis von MODTRAN 3.7 mit berücksichtigter Streuung produziert innerhalb der Wolke fehlerhaft geringere Werte der abwärtsgerichteten Gegenstrahlung als ohne Streuung. Der Einfluß der Streuung ist besonders sichtbar beim Profil der Ausstrahlung. Die Abweichungen der Ergebnisse beider Modellkonzepte sind deutlich. Die Messungen decken sich mit der MOM [Liu, 1991] bei berücksichtigter Streuung (Abb. 5.12b).

Die geringen Gegenstrahlungswerte des MOM-Modells oberhalb der Wolke sind möglicherweise durch die unberücksichtigten Gase (nur Wasserdampf wird verwendet) zu erklären. Dagegen geht in die MOM die – mit den Teilchensonden in der Wolke gemessene – spektrale Verteilung der Tropfengrößen ein, um optische Eigenschaften abzuleiten. Diese Methode ist geeignet, um den Strahlungstransport in Wolken zu beschreiben. Der Einfluß der Streuung beträgt beim Modell nach Liu $\approx 4 \text{ W m}^{-2}$. Dies ist in Übereinstimmung mit (Zdunkowski und Crandall [1971], Yamamoto et al. [1970], Hunt [1973] und Herman [1980]). Dagegen zeigt das MODTRAN 3.7-Modell einen zu großen Streueinfluß. Das Modell berücksichtigt nur den Flüssigwassergehalt und einen Volumenextinktionskoeffizienten. Der Flüssigwassergehalt wurde aus den Teilchenmessungen bestimmt, der Volumenextinktionskoeffizient beträgt entsprechend dem Wolkentyp (Stratus) 56.9 km^{-1} bei einer Wellenlänge von $0.55 \mu\text{m}$ [Berk, 1995].

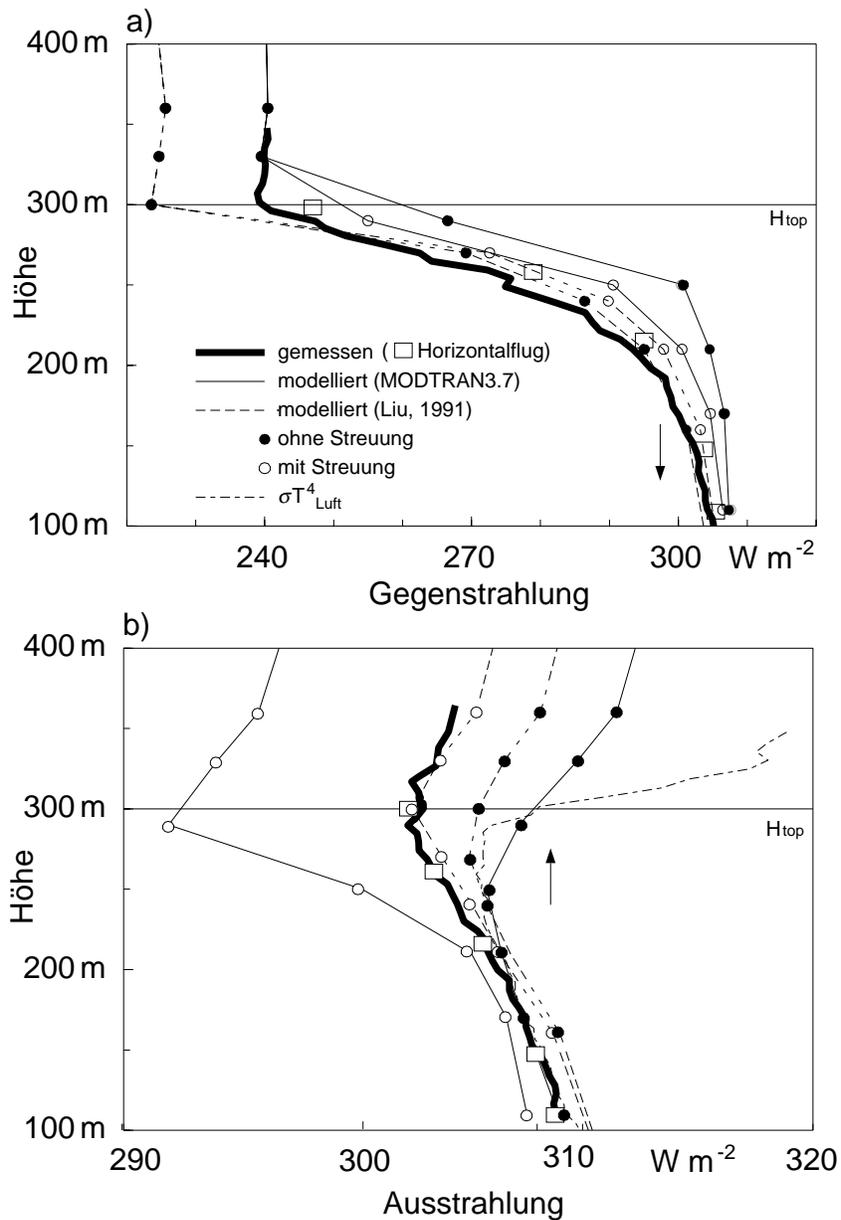


Abbildung 5.12: Gemessene (durchgezogene, fette Linie und Quadrate) und modellierte Profile der langwelligen Strahlungsflußdichte. Die Wolkenobergrenze liegt bei 300 m. Die zugrunde liegenden Strahlungstransport-Modelle MODTRAN 3.7 (durchgezogen) und das MOM Modell von Liu (gestrichelt) wurden sowohl mit Streuung (offene Kreise) als auch ohne Streuung (geschlossene Kreise) gerechnet. Abbildung a) zeigt die Gegenstrahlungsprofile und b) die Profile der Ausstrahlung.

6 Optimierung einer Zwei-Strom-Approximation (ZSA) durch Vergleiche zwischen gemessenen und modellierten Profilen der Strahlungsflußdichte

Unsicherheiten bei der Strahlungstransport-Modellierung bewirken Fehler bei der Berechnung des Strahlungshaushaltes der Atmosphäre und des Untergrundes. Selbst aufwendige Strahlungstransport-Modelle können die Strahlungsflußdichten nicht genauer als auf 10 W m^{-2} berechnen [Ellingson et al., 1991]. Weit größer sind die Fehler bei den größeren Strahlungstransport-Konzepten in atmosphärischen Zirkulationsmodellen [Ellingson et al., 1991; Fouquart et al., 1991]. Zu diesen Fehlern kommen weitere Unsicherheiten aufgrund der weitgehend unbekanntem Wolkeninhomogenität. Reines Wasser wird als einziger Bestandteil der Wolkentropfen verwendet. Gelöste Gase und Kondensationskerne bleiben bei der Ableitung der optischen Wolkeneigenschaften unberücksichtigt.

Demzufolge scheint es angebracht zu sein, Strahlungstransport-Konzepte anhand gemessener Strahlungsflußdichten der Realität anzupassen. Um eine gute Übereinstimmung zwischen Ergebnissen von ZSA mit Messungen der Strahlungsflußdichte zu erzielen, sind die üblichen einfachen Parametrisierungen durch geeignetere zu ersetzen (s. auch Kap. 3). Im folgenden Kapitel wird die Eignung von Parametrisierungen überprüft, indem der Einfluß einzelner strahlungsrelevanten Eigenschaften auf die Strahlungsflußdichteprofile untersucht wird. Zu diesem Zweck wird ein lineares empirisches Flußdichtemodell entwickelt, das an die Profilmessungen der Strahlungsflußdichte in Abhängigkeit von strahlungsrelevanten Wolkeneigenschaften in optimaler Weise angepaßt wird. Dieses empirische Flußdichtemodell wird zur Ableitung makroskopischer optischer Wolkeneigenschaften und zum Vergleich mit Zwei-Strom-Modellen eingesetzt, wobei nun systematisch einzelne strahlungsrelevante Größen variiert werden können. Schließlich werden frei wählbare Eingangsgrößen (Diffusivitätsfaktor und Diffraktionsspitze) des Zwei-Strom-Modells so optimiert, daß sie mit den Ergebnissen des empirischen Flußdichtemodells übereinstimmen. Ergebnis dieses Verfahrens sind optimierte – auf die Strahlungsflußdichte-Messungen abgestimmte – Parametrisierungen in der ZSA. Das optimierte Strahlungstransport-Konzept wird dann direkt mit den gemessenen Flußdichteprofilen verglichen, um die Qualität dieses Verfahrens zu überprüfen.

Tabelle 6.1: Flugzeugposition, Sonnenstand und Anzahl der Profile, über die gemittelt wurde.

Profil Nr.	Länge grad	Breite grad	Zeit UTC	θ_0 grad	Anz. der Profile
r17_6_1	6.5	80.99	15:19'	61.74	4
r17_6_3	8.8	80.13	16:05'	63.44	3
r20_6_1	19.2	80.99	15:46'	64.48	5
r22_6_1	9.9	79.60	14:45'	60.14	1
r22_6_3	10.6	80.86	15:56'	63.47	2
r22_6_4	10.0	80.54	17:13'	66.39	3
r27_6_1	-8.0	78.90	15:45'	59.31	3
r03_7_1	6.7	80.74	14:49'	60.83	5
r04_7_1	5.3	80.73	16:09'	63.49	7
r08_7_1	9.4	80.98	16:15'	64.76	4
r08_7_2	7.8	81.33	17:39'	67.77	7
r08_7_3	9.4	80.90	17:52'	68.58	6
r09_7_1	16.1	81.27	16:34'	66.69	4
r12_7_2	15.0	81.09	14:10'	61.78	5
r12_7_3	14.3	81.01	14:15'	61.78	4
r12_7_4	11.8	80.81	14:28'	61.76	6
r20_7_1	9.9	81.46	13:00'	61.24	11
r20_7_2	10.1	81.51	13:19'	61.64	6
r20_7_3	10.2	81.54	13:37'	62.02	4
r23_7_2	1.8	81.13	14:05'	62.14	7
r23_7_3	1.9	81.12	13:43'	61.71	4
r23_7_4	2.1	81.15	14:27'	62.67	7
r23_7_5	2.5	81.01	14:35'	62.80	7
r24_7_1	10.1	80.81	11:34'	60.61	13
r24_7_2	9.9	80.92	13:18'	61.85	3
r24_7_4	10.4	80.96	13:41'	62.42	2
r24_7_7	10.1	80.81	13:49'	62.48	4
r24_7_8	10.9	80.88	14:04'	62.98	7
r24_7_9	10.0	80.94	13:57'	62.75	2
r24_7_10	10.8	80.95	14:01'	62.97	6
r24_7_11	10.2	80.81	14:09'	62.98	6

6.1 Daten

Im folgenden werden Vertikalprofile der Strahlungsflußdichte in Klassen zusammengefaßt und gemittelt. Innerhalb der einzelnen Klassen stimmen die Wolkenmikrophysik, die Wolkenober- und Wolkenuntergrenzen sowie die vertikalen Temperatur-Profile hinreichend überein. Bei dieser Einteilung wird auch beachtet, daß die Bodentemperatur und die Oberflächenalbedo sowie die Gegenstrahlung und die Globalstrahlung oberhalb der Wolke nicht signifikant differieren. Wolken mit Eisanteilen wurden nicht behandelt, da der Eiswassergehalt für diese Untersuchung nur unzureichend genau gemessen werden kann [A. Reuter (GKSS), persönliche Mitteilung].

Tabelle 6.1 zeigt eine Zusammenstellung der Profilbezeichnungen, der geographischen Koordinaten sowie der Uhrzeit mit entsprechenden Sonnenzenitdistanzwinkeln θ_0 . Ebenfalls

Tabelle 6.2: Strahlungsrelevante Wolkeneigenschaften

Profil Nr.	W g m ⁻²	d μm	c cm ⁻³	m g m ⁻³	E_{rad} W m ⁻²	H_d m	$E_{s,\text{dir}}$	α %	R %
r17_6_1	13.17	7.7	12.7	0.015	297.0	877	0	80.0	76.3
r17_6_3	42.14	10.4	44.7	0.071	295.5	594	0.722	55.6	79.8
r20_6_1	32.76	10.5	54.7	0.087	284.8	377	0.736	75.1	76.7
r22_6_1	78.25	10.4	48.8	0.113	313.6	692	0	06.5	58.0
r22_6_3	64.71	6.1	32.0	0.061	306.5	1061	0	70.3	75.6
r22_6_4	35.39	5.8	14.3	0.031	304.8	1142	0.512	64.8	76.2
r27_6_1	2.35	13.3	25.1	0.068	297.4	32	0.714	57.3	48.4
r03_7_1	32.59	15.3	34.3	0.114	277.8	286	0.704	68.4	74.9
r04_7_1	49.79	14.1	70.5	0.173	305.4	288	0.646	66.0	73.9
r08_7_1	5.98	12.1	55.2	0.091	309.8	64	0	69.4	54.9
r08_7_2	18.18	14.1	50.4	0.135	306.7	132	0.609	63.6	71.7
r08_7_3	16.96	13.8	55.4	0.134	307.5	125	0.506	59.0	74.0
r09_7_1	55.23	11.8	33.9	0.099	301.3	558	0.654	59.9	77.9
r12_7_2	50.80	15.7	37.8	0.128	308.2	397	0.780	57.8	77.6
r12_7_3	6.37	14.5	16.5	0.054	310.2	115	0.749	58.4	69.3
r12_7_4	25.85	17.4	20.5	0.099	308.9	261	0.651	54.9	69.6
r20_7_1	16.63	14.0	11.3	0.037	315.8	449	0.653	59.1	67.5
r20_7_2	13.98	12.2	49.0	0.088	317.5	151	0.661	61.9	68.0
r20_7_3	13.21	4.9	26.9	0.030	319.9	440	0.683	56.4	60.2
r23_7_2	4.12	3.9	91.5	0.025	315.2	161	0.085	55.7	57.4
r23_7_3	12.42	6.1	125.1	0.059	314.9	211	0.072	57.4	66.8
r23_7_4	0.72	8.2	22.6	0.027	309.1	27	0.022	56.5	56.9
r23_7_5	1.56	7.4	45.3	0.024	311.0	63	0.097	51.2	55.7
r24_7_1	26.91	12.4	76.9	0.131	307.4	201	0.523	53.5	70.9
r24_7_2	25.66	11.9	77.5	0.118	309.6	217	0.540	54.2	68.0
r24_7_4	14.93	11.1	69.5	0.076	311.0	196	0	57.8	64.1
r24_7_7	28.76	12.5	77.9	0.133	309.7	216	0.649	51.3	72.3
r24_7_8	5.37	13.2	44.6	0.109	308.5	47	0.489	65.7	68.2
r24_7_9	10.62	11.9	56.2	0.091	309.7	113	0.169	59.3	70.2
r24_7_10	7.32	11.4	47.0	0.082	309.8	85	0.236	60.8	65.2
r24_7_11	17.41	13.8	74.4	0.174	307.9	100	0.635	62.9	73.2

ist die Anzahl der Profile angegeben, welche zur Mittelung herangezogen wurden. Durch die Mittelung mehrerer Meßprofile (im Durchschnitt 6 Profile) werden Fehlereinflüsse durch horizontale Inhomogenitäten und lokale Strahlungseffekte reduziert, so daß die behandelten Daten unterschiedliche Wolkentypen verläßlich repräsentieren.

Tabelle 6.2 faßt die strahlungsrelevanten mikro- und makrophysikalischen Größen der mittleren Profile zusammen, dazu gehören die Flüssigwassersäule W , der Teilchendurchmesser d , die Anzahldichte c , der Flüssigwassergehalt m , die Temperaturstrahlung der Luft E_{rad} , die vertikale Profilschichtdicke in Wolken H_d , das Verhältnis aus direkter zu extraterrestrischer Einstrahlung $E_{s,\text{dir}}$ sowie die Bodenalbedo α und die Albedo des Gesamtsystems aus Wolke und Meereis R .

6.2 Entwicklung eines linearen empirischen Flußdichte-modells zur optimalen Beschreibung der gemessenen Strahlungsflußdichteprofile

Im folgenden wird zunächst die statistische Abhängigkeit der Flußdichteprofile von den strahlungsrelevanten Parametern mit der Methode der Einzelwertzerlegung überprüft. Ist diese gegeben, so können die unterschiedlichen Einflüsse auf die Strahlungsflußdichteprofile – wie z.B. von der Flüssigwassersäule oder vom Teilchenradius – unabhängig untersucht und Schwachstellen der ZSA-Parametrisierungen lokalisiert werden.

Approximative Lösungen der SÜG können folgendermaßen geschrieben werden [Zdunkowski, 1980]:

$$E(\tau) = \sum_i \gamma_i(\omega, g) \cdot \epsilon_i(\tau) \quad . \quad (6.1)$$

Das Flußdichteprofil $E(\tau)$ als Funktion der optischen Dicke setzt sich aus einer Summe von Produkten $\gamma_i \cdot \epsilon_i$ zusammen. Dabei ist die erste Funktion γ_i von der Einfachstreuung ω und dem Asymmetriefaktor g abhängig, während die zweite Funktion ϵ_i ausschließlich von der optischen Dicke abhängig ist.

Empirische diskrete Funktionen zur Entwicklung der gemessenen Flußdichteprofile, werden mit Hilfe eines Optimierungsverfahren – der Einzelwertzerlegung – gefunden. Es werden die Flußdichteprofile durch eine Linearkombination der empirischen Funktionen und der makroskopischen Wolkeneigenschaften wie z.B. Flüssigwassersäule und Teilchendurchmesser berechnet (s. auch Gl. 6.2 und 6.3). Die empirischen Funktionen haben nicht notwendigerweise eine physikalische Bedeutung, aber sie reproduzieren die Meßdaten. Da sich die Funktionen γ_i (Gl. 6.1) nichtlinear verhalten, gilt das empirisch gefundene lineare Flußdichtemodell ausschließlich für die beobachteten Wolkentypen unter den vorliegenden Randbedingungen.

Zur Entwicklung des empirischen Modells sind zwei Schritte notwendig. Zunächst werden die Daten in Matrixform dargestellt. Die empirischen Funktionen ermöglichen eine Komprimierung der Flußdichteprofile auf wesentliche Eigenschaften. Die wichtigsten drei empirischen Funktionen erklären bereits mehr als 90-97% der erklärten Varianz (Tab. 6.3).

Der zweite Schritt besteht aus einer multidimensionalen linearen Regression. Jeder empirischen Funktion wird in jedem gemessenen Profil numerisch ein Gewicht zugeordnet. Diese Gewichte sind teilweise mit den strahlungsrelevanten Meßgrößen wie Flüssigwassersäule oder Teilchendurchmesser signifikant korreliert. Auf diese Weise kann den empirischen Funktionen teilweise eine physikalische Bedeutung zugeordnet werden. Dieser Sachverhalt ist in Tabelle 6.3 dargestellt. Die Korrelationskoeffizienten zwischen den Gewichten der ersten vier empirischen Funktionen mit den strahlungsrelevanten Eigenschaften sind aufgelistet. Dabei bezieht sich die Tabelle a) auf den solaren, und die Tabelle b) auf den terrestrischen Spektralbereich. Nicht signifikante Korrelationskoeffizienten wurden nicht eingetragen und hoch signifikante Zusammenhänge sind hervorgehoben. In der zweiten Spalte ist der Anteil an der erklärten Varianz der empirischen Funktionen an der gesamten Varianz in Prozent aufgetragen. Weitere Details zum empirischen Modell sind im Anhang E aufgeführt.

Tabelle 6.3: Korrelationskoeffizienten zwischen den wichtigsten vier empirischen Funktionen und den strahlungsrelevanten Eigenschaften im solaren (a) und terrestrischen (b) Spektralbereich. Nicht signifikante Korrelationskoeffizienten (Signifikanzgrenze 0.34) wurden nicht eingetragen. Hochsignifikante Zusammenhänge sind hervorgehoben.

a) empirische Funktion Nr.	Varianz %	W	d	$E_{s,dir}$	α	E_s^+
1	81.1	-0.68	0.35	0.35	0.81	0.79
2	6.5	0.88			-0.55	
3	3.4				-0.71	-0.66
4	2.4		0.58			
b) empirische Funktion Nr.	Varianz %	W	d	E_{rad}	H_d	E_t^+
1	94.8			0.84		0.87
2	1.6	-0.62			-0.39	-0.41
3	1.0		0.49	-0.38		-0.70
4	0.7		0.40		-0.63	

6.3 Auswirkungen der strahlungsrelevanten Eigenschaften auf Profile der Strahlungsflußdichte

Das lineare empirische Flußdichtemodell (s. auch Anhang E) wird für die solaren und terrestrischen auf- und abwärtsgerichteten Strahlungsflußdichten sowie für die Nettoflußdichten diskutiert. Der Gradient der Nettoflußdichte bestimmt die Wärmemenge, die der Wolke insgesamt durch Strahlung zugeführt oder entzogen wird (Gl. 2.7).

6.3.1 Solare Strahlungsflußdichten

Die Mittelwerte und die Standardabweichungen der strahlungsrelevanten Eigenschaften, die die solaren Strahlungsflußdichten signifikant bestimmen, sind in Tabelle 6.4 dargestellt. Zu den strahlungsrelevanten Eigenschaften gehören im solaren Spektralbereich die Flüssigwassersäule W , der mittlere Partikeldurchmesser d , die direkte Strahlung $E_{s,dir}$, die Oberflächenalbedo α und die Globalstrahlung E_s^+ . Da der Sonnenzenitwinkel θ_0 während der Meßzeiten kaum variiert, ist kein signifikanter Zusammenhang zwischen dem Zenitwinkel und dem Profil der Strahlungsflußdichte zu ermitteln. Die solaren Strahlungsflußdichten sind mit der extraterrestrischen Einstrahlung normiert.

Die solaren Flußdichteprofile E_s werden nach der oben beschriebenen Methode in die Funktionen (Gl. 6.2) entwickelt:

$$\begin{aligned}
 E_s(z) = & f_1(z) + \frac{W - \overline{W}}{\sigma(W)} \cdot f_2(z) + \frac{d - \overline{d}}{\sigma(d)} \cdot f_3(z) + \frac{E_{s,dir} - \overline{E_{s,dir}}}{\sigma(E_{s,dir})} \cdot f_4(z) + \\
 & + \frac{\alpha - \overline{\alpha}}{\sigma(\alpha)} \cdot f_5(z) + \frac{E_{s,top}^+ - \overline{E_{s,top}^+}}{\sigma(E_{s,top}^+)} \cdot f_6(z) \quad . \quad (6.2)
 \end{aligned}$$

Tabelle 6.4: Strahlungsrelevante Eigenschaften im solaren Spektralbereich. Ermittelt aus Korrelationsrechnungen (Tab. 6.3).

x	W g m^{-2}	d μm	$E_{s,\text{dir}}$	α %	θ_0 grd	E_s^+
Mittelwert \bar{x}	27.70	11.89	0.55	0.58	63	0.713
Standardabweichung $\sigma(x)$	18.53	3.52	0.23	0.14	2	0.085
$\sigma(x)/\bar{x}$ in Prozent	67	30	42	24	3	12

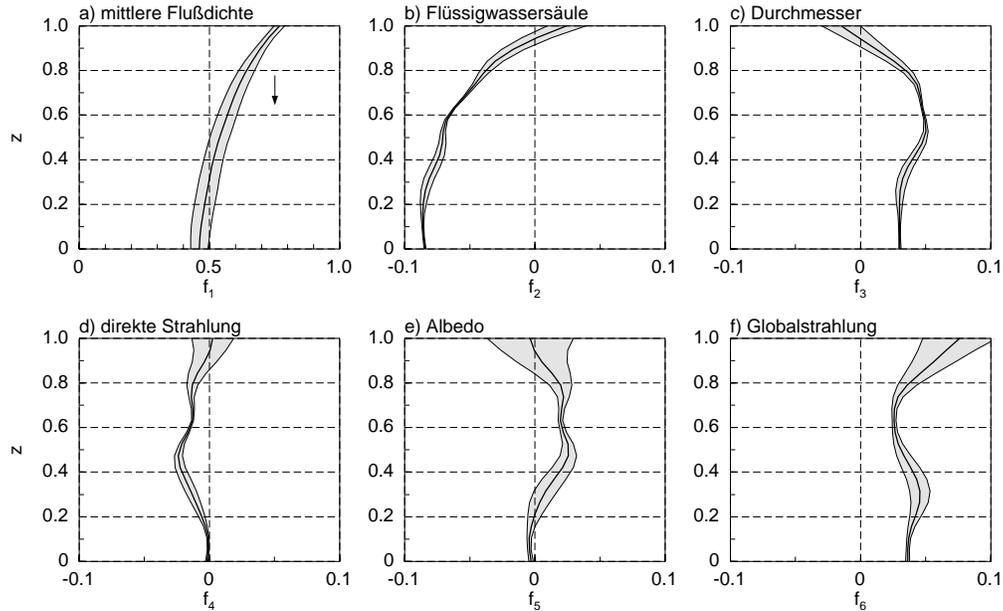


Abbildung 6.1: Funktionen f_i zur Entwicklung der Globalstrahlung (normiert bezüglich der extraterrestrischen Einstrahlung). Die Abbildung a) stellt das Globalstrahlungsprofil dar, wenn die strahlungsrelevanten Eingangsgrößen dem Mittelwert aller Profile des REFLEX III Experimentes entsprechen (Tab. 6.4). Der grauschattierte Bereich markiert die unerklärte Standardabweichung zwischen dem empirischen Modell und den gemessenen Profilen der Globalstrahlung. Die Grafiken b-f) stellen die empirischen Funktionen f_i dar, nach denen sich das Profil der Globalstrahlung entwickeln läßt (Gl. 6.1). Der grauunterlegte Bereich dieser Abbildungen markiert den Vertrauensbereich dieser Funktionen.

Die Flüssigwassersäule W , der Teilchendurchmesser d , der Anteil an direkter Strahlung oberhalb der Wolke $E_{s,\text{dir}}$, die Oberflächenalbedo α und die Globalstrahlung oberhalb der Wolken E_s^+ haben einen signifikanten Einfluß auf die solaren Flußdichteprofile.

a) Globalstrahlung

In Abbildung 6.1 sind die Funktionen f_i (Gl. 6.2) abgebildet, nach denen sich die Profile der Globalstrahlung entwickeln lassen. Die vertikale Achse beschreibt die normierte Höhenkoordinate ($z = 1$: Wolkenobergrenze; $z = 0$: Wolkenuntergrenze). Falls das niedrigste Flugniveau noch in der Wolke liegt, wird dieses statt der Wolkenuntergrenze verwandt.

Die f_1 -Funktion in der Abbildung 6.1a charakterisiert das mittlere gemessene Global-

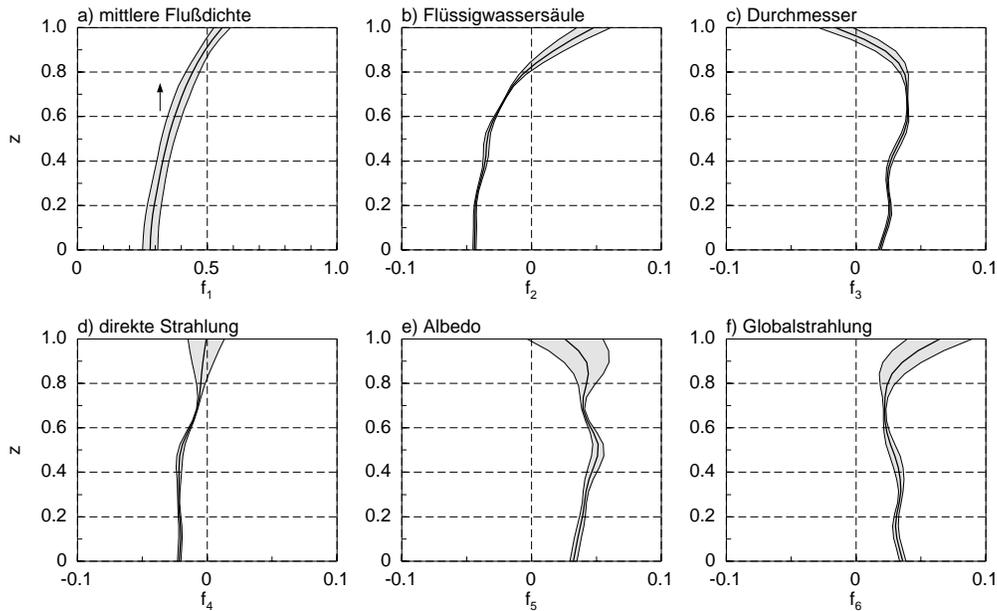


Abbildung 6.2: Funktionen f_i zur Entwicklung der Reflexstrahlung, sonst wie Abbildung 6.1.

strahlungsprofil, das den mittleren strahlungsrelevanten Eingangsgrößen aus Tabelle 6.4 entspricht. Die Globalstrahlung hat an der Wolkenoberseite den höchsten Wert und nimmt in der Wolke nichtlinear nach unten ab, wobei der größte Gradient entsprechend dem höheren Flüssigwassergehalt im oberen Wolkenbereich liegt. Der grau unterlegte Bereich in der Abbildung 6.1a markiert die Wurzel der Varianz, die mit dem empirischen Modell nicht erklärt wird. Generell kann etwa die Hälfte der Varianz der Meßdaten durch das empirische Flußdichtemodell erklärt werden.

Die Abweichungen zum mittleren Globalstrahlungsprofil (f_{2-6}), erhält man unter der Bedingung, daß eine strahlungsrelevante Eingangsgröße ihren Mittelwert plus der Standardabweichung (Tabelle 6.4) annimmt. Diese Funktionen zeigen, inwieweit die gemessenen Profile der Globalstrahlung durch eine typische Variation einer strahlungsrelevanten Eingangsgröße beeinflusst werden. Die grau unterlegten Bereiche in den Abbildungen 6.1b-f markieren die Unsicherheiten der Funktionen f_{2-6} für ein Signifikanzniveau von 95% (t-Test).

Eine von 27.7 auf 46.2 g m⁻² erhöhte Flüssigwassersäule W reduziert die Globalstrahlung zunehmend mit Annäherung an die Wolkenbasis (Abb. 6.1b). Dagegen bewirkt eine Erhöhung des mittleren Tropfendurchmessers d (Abb. 6.1c) von 11.9 auf 15.4 μm bei gleicher Flüssigwassersäule W eine Erhöhung der Globalstrahlung in der gesamten Wolke mit Ausnahme des obersten Bereiches. Der Einfluß der Partikelgröße ist mit diesem statistischen Verfahren signifikant nachgewiesen. Eine Änderung der direkten Strahlung bei gleicher Globalstrahlung und eine Änderung der Oberflächenalbedo verursachen jeweils auch leichte Änderungen der Globalstrahlung in der Wolkenmitte.

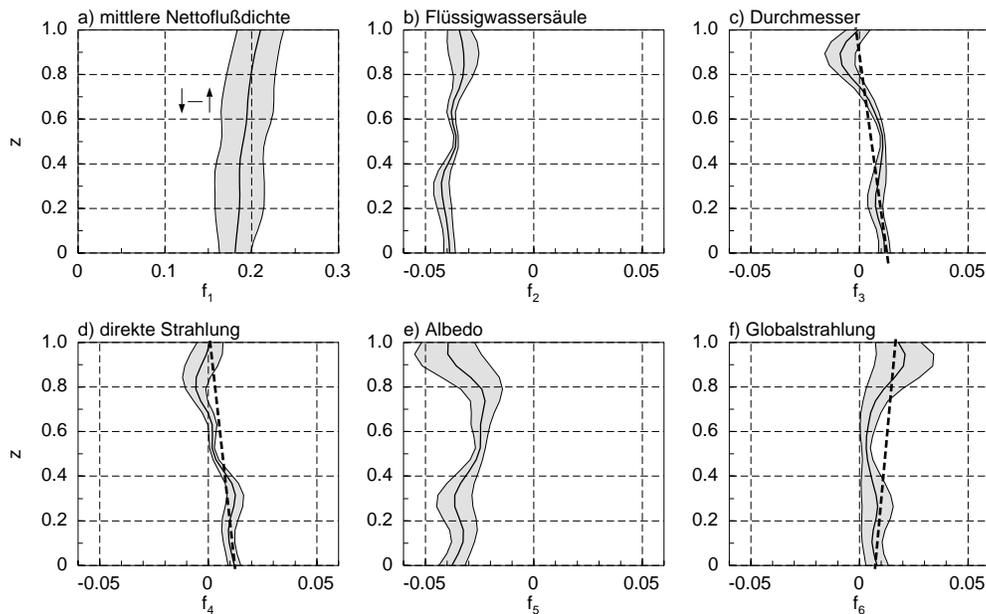


Abbildung 6.3: Funktionen f_i zur Entwicklung der solaren Nettoflußdichte, sonst wie Abbildung 6.1.

b) Reflexstrahlung

Da die Wolken im solaren Spektralbereich vor allem streuen und kaum absorbieren, ist die Differenz zwischen Globalstrahlung und Reflexstrahlung nahezu höhenunabhängig, so daß sich die Funktionen f_i für die Entwicklung der Globalstrahlung (Abb. 6.1) und für die Entwicklung der Reflexstrahlung (Abb. 6.2) im wesentlichen nur durch einen konstanten Betrag unterscheiden. Im Unterschied zum Profil der Globalstrahlung zeigt sich im Reflexstrahlungsprofil deutlich der Einfluß der Meereisalbedo und der Einfluß der direkten Strahlung. Eine bei gleicher Globalstrahlung erhöhte direkte Strahlung an der Wolkenoberseite führt zu einem signifikant geringeren Transmissionsgrad der Wolke mit gleicher Albedo des Gesamtsystems.

c) Solare Nettoflußdichte

Die Differenz der Nettoflußdichten zwischen der Wolkenober- ($z = 1$) und der Wolkenunterseite ($z = 0$) ist ein Maß für die in der Wolke absorbierte solare Energie. Lediglich $\approx 3\%$ der extraterrestrischen Einstrahlung werden in der Wolke absorbiert (Abb. 6.3a). Eine erhöhte Flüssigwassersäule W und eine höhere Globalstrahlung E_s^+ verstärken den Gradienten der Nettoflußdichte (Abb. 6.3b,f) und damit die Absorption solarer Strahlung in der Wolke. Reduzierend auf die Absorption wirken ein erhöhter Teilchendurchmesser und eine höhere direkte Strahlung bei gleicher Globalstrahlung (Abb. 6.3c,d).

Die Unsicherheiten der empirischen Funktionen zur Entwicklung der Nettoflußdichte sind größer als die für Global- oder Reflexstrahlung. Darin spiegelt sich die Unschärfe der Ableitung solarer Absorption in Wolken wider. Die Gradienten der empirischen Funktionen weisen in die theoretisch zu erwartende Richtung. So nimmt bei gleicher Flüssigwassersäule und erhöhtem Teilchendurchmesser die Absorption ab, weil dann die Anzahl der

Streuzentren stärker reduziert ist als die Querschnittsfläche der Tropfen ansteigt.

Hochsignifikant ist die negative Korrelation der Flüssigwassersäule und der Oberflächenalbedo mit dem Mittelwert der Nettoflußdichte: Eine hohe Albedo und ein hoher Flüssigwassergehalt bewirken eine zunehmende Gleichverteilung der Strahldichte innerhalb der Wolke.

6.3.2 Terrestrische Strahlungsflußdichten

Die Flußdichten im terrestrischen Spektralbereich werden durch die Flüssigwassersäule W , den Teilchendurchmesser d , die Temperaturstrahlung der Luft E_{rad} , die Wolkenmächtigkeit H_d und die Gegenstrahlung am Oberrand der Wolke signifikant beeinflusst. Es werden terrestrische Flußdichteprofile E_l mit Hilfe der Funktionen f_i entwickelt:

$$E_l(z) = f_1(z) + \frac{W - \overline{W}}{\sigma(W)} \cdot f_2(z) + \frac{d - \overline{d}}{\sigma(d)} \cdot f_3(z) + \frac{E_{rad} - \overline{E_{rad}}}{\sigma(E_{rad})} \cdot f_4(z) + \frac{H_d - \overline{H_d}}{\sigma(H_d)} \cdot f_5(z) + \frac{E_{l,top}^+ - \overline{E_{l,top}^+}}{\sigma(E_{l,top}^+)} \cdot f_6(z) \quad (6.3)$$

In Tabelle 6.5 sind die Mittelwerte und die Standardabweichungen der im terrestrischen Spektralbereich strahlungsrelevanten Modelleingangsgrößen aufgelistet.

Tabelle 6.5: Strahlungsrelevante Eigenschaften im terrestrischen Spektralbereich. Ermittelt aus Korrelationsrechnungen (Tab. 6.3).

x	W g m ⁻²	d μm	E_{rad} W m ⁻²	H_d m	E_l^+ W m ⁻²
Mittelwert \overline{x}	27.70	11.89	306.09	342	247.2
Standardabweichung $\sigma(x)$	18.53	3.52	10.00	266	14.8
$\sigma(x)/\overline{x}$ in Prozent	67	30	3	78	6

a) Gegenstrahlung

Das mittlere Profil der Gegenstrahlung zeichnet sich durch starke negative Gradienten im oberen Bereich der Wolken aus. Den bedeutendsten Einfluß auf die terrestrischen Strahldichteprofile haben die Temperatur (Abb. 6.4d) und die Gegenstrahlung am Oberrand der Wolke (Abb. 6.4f). Erstere wirkt sich auf den unteren und letztere auf den oberen Bereich der Wolke aus. Die anderen Einflüsse sind zwar geringer, aber nicht zu vernachlässigen. So verstärkt z.B. ein größerer Teilchendurchmesser den effektiven abwärtsgerichteten Emissionsgrad der Wolke signifikant (Abb. 6.4c), da im langwelligen Spektralbereich die optischen Wolkeneigenschaften von der Teilchengröße abhängen (Abb. 2.2).

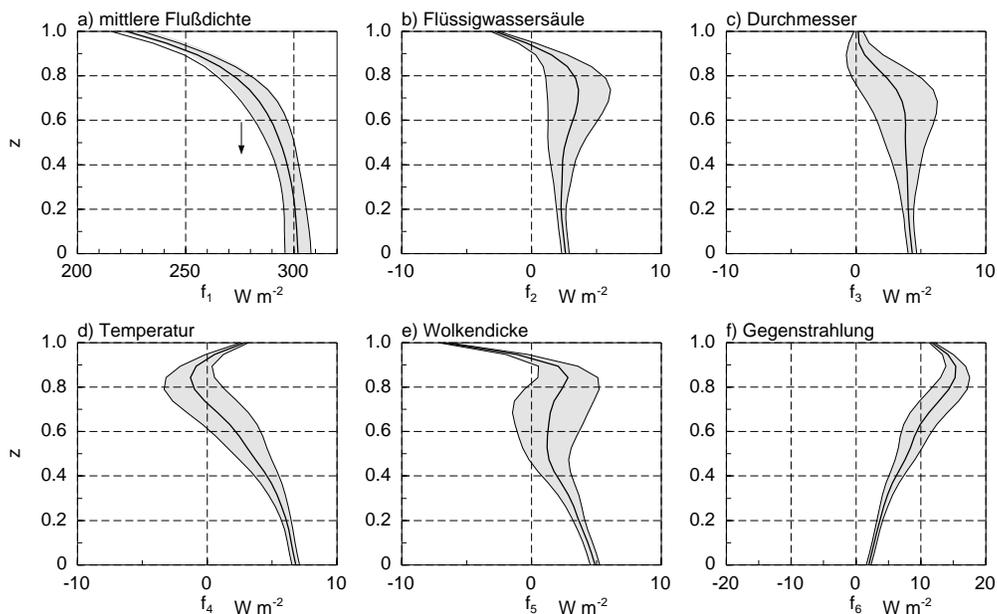


Abbildung 6.4: Funktionen zur Entwicklung der Gegenstrahlung, sonst wie Abbildung 6.1.

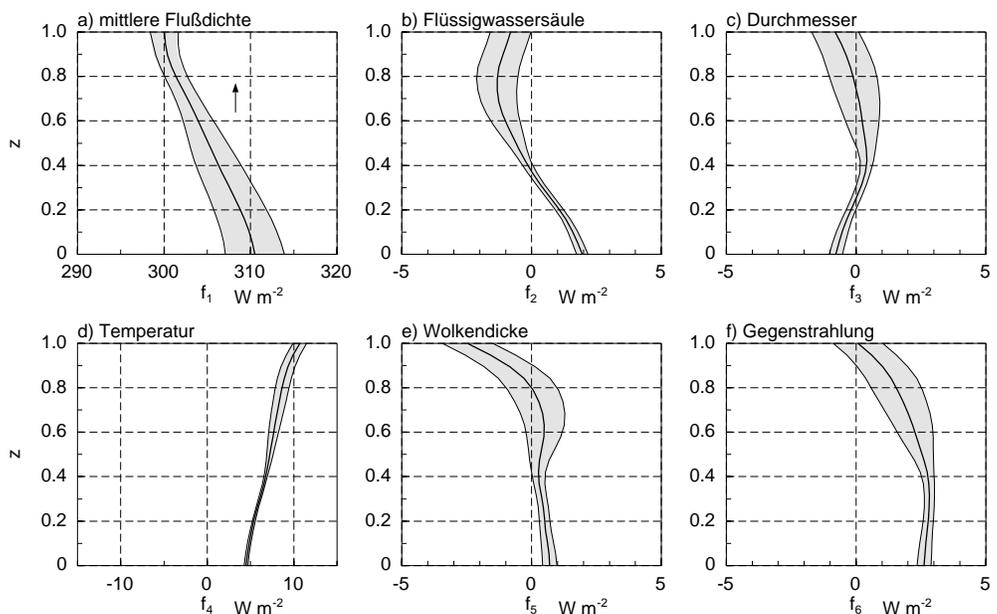


Abbildung 6.5: Funktionen zur Entwicklung der Ausstrahlung, sonst wie Abbildung 6.1.

b) Ausstrahlung

Die Ausstrahlung nimmt im wesentlichen linear mit der Höhe ab (Abb. 6.5). Sie wird besonders durch die Temperatur und die Gegenstrahlung beeinflusst. Die Gegenstrahlung wirkt offenbar durch Streuung langwelliger Strahlung an Wolkentropfen auf die Ausstrahlung ein. Der Flüssigwassergehalt und die Wolkendicke haben zwar einen geringen, aber noch zu beachtenden Einfluß auf die Ausstrahlung, die Änderung des Teilchendurchmessers scheint dagegen vernachlässigbar zu sein.

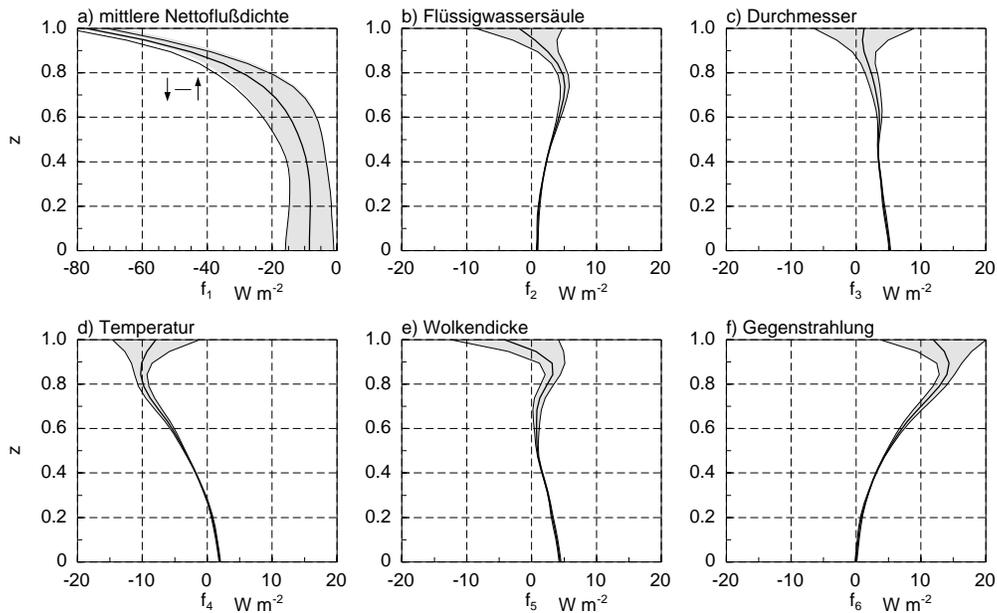


Abbildung 6.6: Funktionen zur Entwicklung der terrestrischen Nettoflußdichte, sonst wie Abbildung 6.1.

c) Terrestrische Nettoflußdichte

Die langwellige Nettoflußdichte (Abb. 6.6) ist im unteren Bereich der Wolke nahezu höhenkonstant, während sie sich im oberen Bereich der Wolke nach oben stark verringert und dort eine dem Gradienten entsprechende Abkühlung bewirkt. Dieser Gradient wird durch eine erhöhte Wolkentemperatur (Abb. 6.6d) verstärkt und durch eine erhöhte Gegenstrahlung (Abb. 6.6f) abgeschwächt. Ein erhöhter Teilchendurchmesser trägt leicht zur verstärkten Abkühlung im gesamten Wolkensystem bei, während die erhöhte Flüssigwassersäule (Abb. 6.6b) zwar im oberen Bereich die Abkühlung verstärkt, aber auf die gesamte Wolke keine geänderte Strahlungsabkühlung bewirkt.

6.3.3 Zusammenfassung

Im solaren Spektralbereich erweist sich neben der Flüssigwassersäule der Einfluß des Tropfendurchmessers d auf den Strahlungstransport als signifikant. Je kleiner der Durchmesser bei gleicher Flüssigwassersäule ist, desto größer wird die optische Dicke der Wolke. Dieser Effekt folgt aus der geringen Abhängigkeit der optischen Eigenschaften einzelner Wolkentropfen vom Teilchendurchmesser im solaren Spektralbereich (s. Abb. 2.2). Bei gleicher Flüssigwassersäule haben Wolken mit kleineren Tropfen einen höheren Volumenstreuoeffizienten als mit größere Tropfen. Der geänderte Volumenstreuoeffizient modifiziert das Strahlungsflußdichteprofil.

Im terrestrischen Spektralbereich nimmt im Gegensatz zur solaren Strahlung die optische Dicke der Wolke zu, wenn der Teilchendurchmesser größer wird. Die Tropfen haben die Größenordnung der Wellenlänge, daher gibt es eine deutliche Abhängigkeit der optischen Eigenschaften von der Tropfengröße (s. Abb. 2.2 links). Einen signifikanten Hinweis auf Streuwechselwirkungen im terrestrischen Spektralbereich gibt die Abhängigkeit des

Ausstrahlungsprofils von der Gegenstrahlung oberhalb der Wolke. Ein Teil der abwärtsgerichteten Photonen verändern unter Streuung ihre Richtung und bekommen so eine aufwärtsgerichtete Komponente.

6.4 Optische Eigenschaften von Wolken im solaren Spektralbereich

Das oben beschriebene empirische Strahlungsflußdichtemodell wird verwendet, um makroskopische, optische Wolkeneigenschaften wie Transmissions- T , Reflexions- R und Absorptionsgrad A als Funktionen der Flüssigwassersäule für unterschiedliche mittlere Tropfendurchmesser zu bestimmen. Diese makroskopischen optischen Eigenschaften der Wolken können mit Hilfe folgender Gleichungen abgeschätzt werden:

$$R = \frac{E_{\text{top}}^+ \cdot E_{\text{top}}^- - E_{\text{basis}}^+ \cdot E_{\text{basis}}^-}{E_{\text{top}}^{+2} - E_{\text{basis}}^{-2}} \quad (6.4a)$$

$$T = \frac{E_{\text{top}}^+ \cdot E_{\text{basis}}^+ - E_{\text{top}}^- \cdot E_{\text{basis}}^-}{E_{\text{top}}^{+2} - E_{\text{basis}}^{-2}} \quad (6.4b)$$

$$A = \frac{E_{\text{top}}^+ + E_{\text{basis}}^- - E_{\text{top}}^- - E_{\text{basis}}^+}{E_{\text{top}}^+ + E_{\text{basis}}^-} \quad (6.4c)$$

Diese Gleichungen folgen aus der Energieerhaltung ($R + T + A = 1$) und der Annahme, daß der Reflexions-, der Transmissions- bzw. der Absorptionsgrad nicht von der Hemisphäre abhängig sind, aus der die Strahlung in die Wolke einfällt.

Die Ergebnisse des empirischen Flußdichtemodells (Gl. 6.4a-c) sind in den Abbildungen 6.7a-c mit durchgezogenen Linien dargestellt. Die Abbildungen 6.7a-c zeigen den Transmissionsgrad, den Reflexionsgrad sowie den Absorptionsgrad solarer Strahlung in der Wolke als Funktion der Flüssigwassersäule sowie des Teilchendurchmessers. Der Transmissions- und der Reflexionsgrad hängen deutlich vom Teilchendurchmesser ab. Die relativ großen Fehler beim Absorptionsgrad verdecken die Sensitivität bezüglich des mittleren Tropfendurchmessers.

Zum Vergleich sind auch Ergebnisse einer Parametrisierung von Stephens [1978b] (grau unterlegt) und Rechnungen von Slingo [1989] (gestrichelt) in die Abbildung 6.7 eingebunden. Das Modell von Slingo basiert auf der δ -Eddington-Approximation (Tab. D.1) mit einer Parametrisierung der optischen Eigenschaften nach Gleichung (D.2a-c). Die Parametrisierung von Stephens erfolgt durch eine Anpassung der Rückstreukoeffizienten in Verbindung mit der hemisphärischen ZSA [Coakley und Chýlek, 1975] (Tab. 2.1) an Ergebnisse einer MOM. Grundlage der Rechnungen sind Tropfengrößenverteilungen von Carrier et al. [1967]. Unsere Beobachtungen zeigen im Mittel etwas höhere Tropfendurchmesser als sie Stephens verwendet. Der von uns ermittelte mittlere Durchmesser beträgt $12 \mu\text{m}$ mit einer Standardabweichung von $3 \mu\text{m}$ während Stephens Werte von 3 bis $11 \mu\text{m}$ für die unterschiedlichen Wolkentypen verwendet.

Es bestehen bedeutende Unterschiede der makroskopischen optischen Eigenschaften. Das Modell von Slingo hat die stärkste und die Parametrisierung von Stephens die geringste

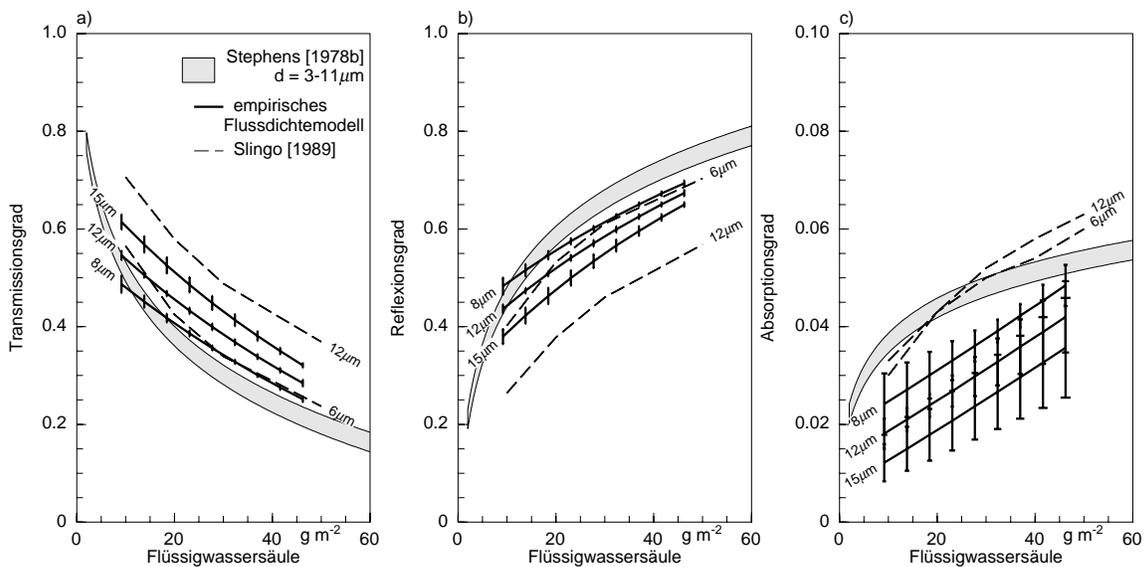


Abbildung 6.7: Optische Eigenschaften (Gl. 6.4a-c) (a:Transmissionsgrad, b:Reflexionsgrad, c:Absorptionsgrad) von stratiformen Wolken in Abhängigkeit der Flüssigwassersäule und ihre Sensitivität gegenüber dem Tropfendurchmesser, gültig für einen Sonnenzenitdistanzwinkel von $\theta_0 = 60^\circ$. Der grau unterlegte Bereich stellt eine Parametrisierung der optischen Eigenschaften von Wolken nach Stephens [1978b] dar. Die durchgezogenen Linien ergeben sich aus dem empirischen Flußdichtemodell und stehen für drei verschiedene Tropfendurchmesser ($9\mu\text{m}$, $12\mu\text{m}$ und $15\mu\text{m}$). Weiterhin ist ein Ergebnis von Slingo [1989] (gestrichelte Linie) abgebildet. Stephens gibt in seinem Artikel den Radius maximaler Anzahldichte und Slingo den effektiven Radius an. Diese Werte wurden hier in einen mittleren Durchmesser umgerechnet.

Sensitivität gegenüber der Teilchengröße für den Transmissionsgrad und den Reflexionsgrad bei konstanter Flüssigwassersäule. Die Streuung dieser drei Modelle ist erheblich bei Wolkeneigenschaften, wie sie während des Experimentes REFLEX III im Mittel gefunden wurden. Bei einer Flüssigwassersäule von 20 g m^{-2} und einem Durchmesser von $12\mu\text{m}$ weist der Transmissionsgrad der verschiedenen Modelle Werte zwischen 0.4 bis 0.6 auf. Der Reflexionsgrad liegt zwischen 0.35 bis 0.55 und die Werte des Absorptionsgrades sind zwischen 0.02 bis 0.04. Während das empirische Flußdichtemodell Werte des Transmissions- und Reflexionsgrades zwischen den Modellen von Slingo und Stephens liefert, sind sich die Zwei-Strom-Konzepte bei der Absorption ähnlich, das empirische Flußdichtemodell liefert hingegen einen kleineren Wert. Die von manchen Autoren gefundene erhöhte Wolkenabsorption [Cess, 1995] können unsere Messungen in stratiformen Grenzschichtwolken im arktischen Sommer nicht bestätigen.

6.5 Vergleich zwischen Zwei-Strom-Approximationen und dem empirischen Flußdichtemodell

Die exakte Lösung der SÜG ist bei weitem zu aufwendig, um Anwendung in einem Wetter- oder Klimamodell zu finden. Eine praktische Möglichkeit bietet hingegen das Zwei-Strom-Verfahren, sofern die erforderliche Genauigkeit zu erreichen ist. Die ZSA wurde in den 40er Jahren entwickelt und seitdem unter den Schlagwörtern Diskrete-Ordinate-Methode [Chandrasekhar, 1989; Liou, 1973; Schaller, 1979]; Eddington-Approximation [Irvine et

al., 1968; Joseph et al., 1976]; hemisphärische-Methode [Coakley und Chýlek, 1975]; PIFM [Zdunkowski et al., 1980] und Hybrid-Methode [Meador und Weaver, 1980] ständig verbessert.

Um zu bestimmen, welche Approximation die beste Übereinstimmung mit der exakten Lösung der SÜG liefert, wurden seit den 80_{er} Jahren Vergleiche zwischen den ZSA und der MOM durchgeführt. Das Ergebnis ist, daß keine dieser bisherigen Approximationen die Anforderungen für den Einsatz in atmosphärischen Zirkulationsmodellen komplett erfüllt. Jedoch erscheint die δ -Eddington-Methode als der beste Kompromiß¹ [Zdunkowski et al., 1980; King und Harshvardhan, 1986; Harshvardhan und King, 1993]. Allerdings weisen die Autoren darauf hin, daß die δ -Eddington Methode ungeeignet für optisch dünne Wolken (Cirrus, arktischer Stratus) bei niedrigen Sonnenhöhen und für geringe Werte der Einfachstreueralbedo ω ist.

Zur Einschätzung der Leistungsfähigkeit gängiger Strahlungstransport-Konzepte wurde das ICRCM-Programm (The Intercomparison of Radiation Codes Used in Climate Models) durchgeführt, deren Resultate 1991 veröffentlicht wurden. Danach ergibt sich der derzeit gültige Stand:

- Ergebnisse der “Linie-für-Linie“ Modelle stimmen untereinander gut überein. Die verschiedenen Modelle weichen um weniger als 8 W m^{-2} voneinander ab. Jedoch gibt es bedeutende Unsicherheiten bei der Kontinuumsabsorption, so daß die Ergebnisse nicht als absolute Referenz genutzt werden können.
- Es bestehen keine systematischen Differenzen zwischen schmal- und breitbandigen Modellen.
- Falls ausschließlich CO_2 und H_2O als Gase in der Luft verwendet wurden, verstärken sich sogar die Abweichungen zwischen den Ergebnissen verschiedener Modelle.
- Die größten Unsicherheiten treten in bewölkten Modellatmosphären auf. Bei dünner Bewölkung ($W = 10 \text{ g m}^{-2}$) weichen die Modellergebnisse zum Teil über 35 W m^{-2} vom Mittelwert ab. Bei diesem Wolkentyp liegt ein Teilchenspektrum mit einem effektiven Radius von $r_e = 5.25 \mu\text{m}$ zugrunde, wie er von Curry und Herman [1985] in arktischen Stratuswolken beobachtet wurde. Doppelt so groß ist die Streuung der Modellergebnisse für optisch dicke Wolken mit einer Flüssigwassersäule von $W = 200 \text{ g m}^{-2}$.
- Ebenfalls wurde die Absorption solarer Strahlung in der gesamten Atmosphäre mit einer extremen Variation berechnet. Im Einzelfall können die Abweichungen der ermittelten Werte über 75 W m^{-2} ausmachen, wenn niedrige Wolken vorhanden sind.

Diese Ergebnisse sind um so überraschender, weil viele Parametrisierungen dieser Modelle in Laboruntersuchungen getestet wurden. Bei der Bewertung dieser Vergleiche ist ferner in Rechnung zu stellen, daß die Modelle homogene Wolken mit planparallelen Unter- und Obergrenzen annehmen, die in der Natur nicht vorkommen. Bei einer Bodenbedo $\alpha = 0.2$ und einem Sonnenzenitdistanzwinkel $\theta_0 = 30^\circ$ – wie sie bei diesen Vergleichen verwandt wurden – stimmen die Rechenergebnisse der ZSA relativ gut mit exakten

¹Zdunkowski et al. [1980] erhalten die beste Übereinstimmung mit der “Practical Improved Flux Methode“ (PIFM). Allerdings ist diese Methode für konservativ streuende optische Medien äquivalent zur δ -Eddington-Methode.

Lösungen der SÜG überein. Um so größere Fehler der ZSA erwartet man bei den geringen Sonnenhöhen und den hohen Oberflächenalbeden der Polarregionen. Bei der großen Streubreite der verschiedenen Zwei-Strom-Konzepte untereinander erscheint es folgerichtig, Strahlungstransport-Konzepte an umfassenden Messungen zu überprüfen. In dieser Arbeit wird untersucht, welche Änderungen der Parametrisierungen in einer ZSA zu realistischen Ergebnissen führen. Dazu werden als Referenz Profilmessungen der solaren und terrestrischen Strahlungsflußdichte verwendet.

Zdankowski et al. [1980] zeigten, daß alle gängigen ZSA – trotz ihrer unterschiedlichen Ansätze – auf demselben Gleichungssystem (2.16, 2.17 und 2.22) beruhen. Sie unterscheiden sich lediglich in der Wahl des Diffusivitätsfaktors U , der Rückstreukoeffizienten β und $\beta_0(\mu)$ oder dem Asymmetriefaktor g und bei der δ -Approximationen in dem Wert für die Diffraktionsspitze f . Es ist sinnvoll, aus der Mie-Theorie ableitbare Größen, wie die optische Dicke, Einfachstreualbedo und Rückstreukoeffizient oder Asymmetriefaktor, unverändert in die Parametrisierungen der ZSA einzusetzen. Der spektral unabhängige Diffusivitätsfaktor und die Diffraktionsspitze werden so optimiert, daß sie mit dem im Kapitel 6.3 beschriebenen empirischen Flußdichtemodell in Übereinstimmung stehen. Die am besten geeignete Parametrisierung der optischen Eigenschaften in einer ZSA hat einen optimierten Diffusivitätsfaktor und eine optimierte Diffraktionsspitze mit einer möglichst einfach zu beschreibenden Abhängigkeit von den strahlungsrelevanten Eigenschaften wie Flüssigwassersäule, Tropfenradius, Sonnenzenitwinkel und Oberflächenalbedo.

6.5.1 Der solare Spektralbereich

Für den solaren Spektralbereich werden drei unterschiedliche Zwei-Strom-Konzepte verfolgt. Diese unterscheiden sich gemäß der in der Tabelle 6.6 aufgelisteten Modelleigenschaften.

Tabelle 6.6: Zusammenstellung der Modelleigenschaften

Modelleigenschaften	Slingo [1989]	modifiziertes- Zwei-Strom-Konzept	hemisphärisches- Zwei-Strom-Konzept
optische Eigenschaften	Slingo [1989]		Rockel et al. [1991]
Rückstreukoeffizienten:			
primär gestreute Strahlung	$\frac{1}{2} - \frac{3}{4}\mu_0 g$	Barker [1994]	
β_0			
diffuse Strahlung β	$\frac{1}{2} - \frac{3}{8}g - \frac{1}{8\omega}$	$(1 - g) \cdot (0.5 + 0.42 \cdot g^2)$	
δ -Approximation	Meador und Weaver [1980]		
spektrale Intervalle	4	4	4
Diffusivitätsfaktor U	2	2	2
Diffraktionsspitze f	g^2	g^2	g^2
Quelle	Slingo [1989]	Meador und Weaver [1980]	

Das Modell-Konzept von Slingo² [1989] (linke Spalte der Tab. 6.6) basiert auf dem δ -Eddington-Konzept von Joseph et al. [1976] mit neuen Parametrisierungen der optischen

²Die Formeln für β , β_0 und U in der linken Spalte (Slingo [1989]) der Tabelle 6.6 haben im Vergleich zur

Eigenschaften (Kapitel 2.3.3 und Anhang D) und einer Unterteilung des solaren Spektralbereiches in 4 Intervalle. Neben der Flüssigwassersäule W wird auch der effektive Teilchenradius r_e als Eingangsgröße benötigt. Dieses Konzept verwendet eine einfache Parametrisierung der Rückstreuungsfunktion für primär gestreute Strahlung mit der ersten Ordnung der Mie-Rückstreuungsfunktion und ist damit ein Beispiel für herkömmliche Zwei-Strom-Konzepte.

Ein zweites Konzept – das *hemisphärische-Modell* [Rockel et al. 1991] (rechte Spalte der Tab. 6.6) – unterscheidet sich vom Zwei-Strom-Modell nach Slingo. Der effektive Radius wird nicht als Berechnungsgröße der optischen Eigenschaften benötigt (s. Anhang D). Ein weiterer Unterschied besteht in der Parametrisierung der Rückstreuungskoeffizienten β und $\beta_0(\mu)$ durch analytische Näherungen der Henyey-Greenstein-Rückstreuungskoeffizienten.

Das dritte Modell (mittlere Spalte der Tabelle 6.6), eine Kombination der beiden bereits genannten, wird als *modifiziertes Modell* bezeichnet [Meador und Weaver, 1980]. Die Parametrisierung der optischen Eigenschaften werden von Slingo [1989] übernommen. Die Parametrisierung für die Rückstreuungsfunktion β_0 erfolgt mit der analytischen Näherungslösung der Henyey-Greenstein-Funktion [Barker, 1994].

Abbildung 6.8 enthält sowohl die Ergebnisse der drei bereits erwähnten Modelle als auch die des *empirischen Flußdichtemodells*. Für die Flüssigwassersäule $W = 20 \text{ g m}^{-2}$ und für den Tropfendurchmesser $d = 12 \text{ }\mu\text{m}$ sind die gemittelten Profile der Messungen während REFLEX III angesetzt. Die globale Einstrahlung am Modelloberrand und die Albedo wurden mit dem *empirischen Flußdichtemodell* vorgegeben. Die spektrale Albedo für Meereis wurde der Arbeit von Schlosser [1988] entnommen. Die spektrale Aufteilung der Globalstrahlung an der Wolkenobergrenze ist mit dem MODTRAN 3.7-Modell berechnet worden.

In der Abbildung 6.8 nimmt die Flüssigwassersäule W der Wolken von dem oberen Rand der Wolke nach unten zu; auf der Abszisse ist die abwärtsgerichtete Globalstrahlung und die aufwärtsgerichtete Reflexstrahlung relativ zur extraterrestrischen Bestrahlungsstärke aufgetragen. Die größten Abweichungen vom *empirischen Flußdichtemodell* zeigt das Modell nach Slingo [1989]. Die Globalstrahlung an der Wolkenunterseite wird mit 15% gegenüber dem *empirischen Flußdichtemodell* überschätzt, während die Reflexstrahlung an der Wolkenoberseite um 6% zu klein bestimmt wird. Das *modifizierte Modell* bestimmt die Reflexstrahlung an der Wolkenoberseite mit der gleichen Differenz wie das Modell von Slingo, während die Globalstrahlung unter der Wolke 5% höhere Werte als das *empirische Modell* aufweist. Die geringste Abweichung tritt beim *hemisphärischen Modell* auf, obwohl es die Teilchengröße nur indirekt berücksichtigt. Die Abweichungen zum *empirischen Flußdichtemodell* liegen beim *hemisphärischen Modell* für mittlere Flüssigwassersäulen und Teilchendurchmesser im Rahmen der Unsicherheiten des *empirischen Flußdichtemodells*. Der Transmissionsgrad des *hemisphärischen Modells* ist um 3% höher als der vom *empirischen Flußdichtemodell*; der Reflexionsgrad ist zwischen beiden Modellen im Rahmen der Fehler identisch.

Arbeit von Slingo eine andere Gestalt. Diese hier verwendete Schreibweise ist äquivalent zu der von Slingo, sie hat aber den Vorteil, daß der Rückstreuungskoeffizient β die Energieerhaltung erfüllt.

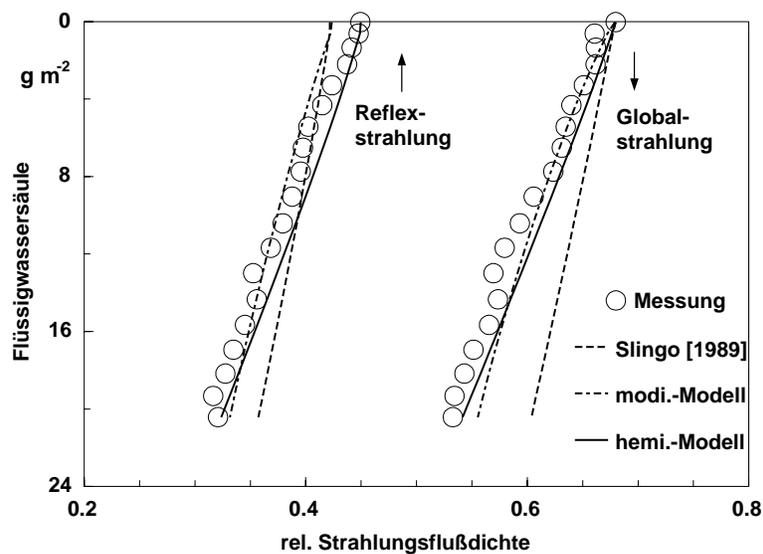


Abbildung 6.8: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Profilen der Global- und Reflexstrahlung. Die Flüssigwassersäule W ist gleich 20 g m^{-2} und der Teilchendurchmesser d beträgt $12 \mu\text{m}$, entsprechend den Mittelwerten der Meßkampagne REFLEX III. Die Kreise zeigen das Ergebnis des *empirischen Flußdichtemodells*, die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis des Modells, die punkt-gestrichelte Linie das des *modifizierten Modells* und die durchgezogene Linie bezieht sich auf das *hemisphärische Modell*.

Optimierung des Diffusivitätsfaktors und der Diffraktionsspitze

Im folgenden werden die Werte für den Diffusivitätsfaktor U und der Diffraktionsspitze f so verändert, daß das Slingo-, das *hemisphärische* und das *modifizierte Modell* mit dem *linearen empirischen Flußdichtemodell* optimal übereinstimmen. Dabei wird eine Kostenfunktion gewählt, in die die Differenzen der auf- und abwärtsgerichteten Strahlungsflußdichte-Profile sowie die der Nettoflußdichte-Profile eingehen.

Zwei Optimierungsrechnungen werden durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.9a-d und 6.10 dargestellt. Zunächst wird die Flüssigwassersäule auf 22 g m^{-2} konstant gehalten und der mittlere Teilchenradius $4 < r < 8 \mu\text{m}$ variiert (Abb. 6.9a-b). Dann wird der Teilchenradius $r = 6 \mu\text{m}$ konstant gesetzt, während die Flüssigwassersäule zwischen 7 und 37 g m^{-2} variiert. Die Empfindlichkeit dieses Verfahrens wird gegenüber der Oberflächenalbedo $0.5 < \alpha < 0.7$ und der Anfangswerte der Optimierung getestet und durch Fehlerbalken in den Abbildungen 6.9a-d gekennzeichnet.

Die optimierten Werte der drei Modelle unterscheiden sich deutlich. Der optimierte Diffusivitätsfaktor zeigt beim Slingo- und beim *hemisphärischen Modell* eine starke Abhängigkeit vom Teilchenradius, während das *modifizierte Modell* vom Radius unabhängig ist (Abb. 6.9a). Die optimierten Werte des Diffusivitätsfaktors in Abhängigkeit der Flüssigwassersäule sind für das Modell nach Slingo sehr unrealistisch ($U > 3$ für $W > 25 \text{ g m}^{-2}$). Theoretisch erwartet man Werte für den Diffusivitätsfaktor zwischen 1.5 und 2 (Kap. 2.7.1). Dagegen steigen beim *hemisphärischen Modell* die optimierten Diffusivitätsfaktoren leicht nichtlinear zu kleineren Flüssigwassersäulen an, während die optimierten Werte des *modifizierten Modells* außer für kleine Flüssigwassersäulen konstant sind.

Die optimierten Werte der Diffraktionsspitze unterscheiden sich zwischen dem hemisphärischen und Slingo-Modell im wesentlichen durch einen konstanten Betrag. Dagegen gibt es Nichtlinearitäten der optimierten Diffraktionsspitze beim *modifizierten Modell*.

Die Güte dieser Optimierungsrechnungen zeigt sich in der Abbildung 6.10, in der eine Häufigkeitsverteilung der Fehler – berechnet mit der Kostenfunktion – für die drei Modelle dargestellt ist. Deutliche Abweichungen zwischen Modell und Messung ergeben sich mit dem Modell nach Slingo. Der Schwerpunkt der Abweichungen zwischen Modell und Messung befindet sich bei 10% der extraterrestrischen Einstrahlung ($\approx 60 \text{ W m}^{-2}$); damit ist erklärt, daß die Optimalwerte des Diffusivitätsfaktors U erheblich vom theoretisch erwarteten Wert abweichen. Das optimierte *hemisphärische* und das *modifizierte Modell* reproduzieren das *empirische Flußdichtemodell* wesentlich besser, wobei das *modifizierte Modell* erkennbar die geringsten Abweichungen zum linearen empirischen Modell liefert.

Das optimierte *modifizierte Modell* hat zwei Vorteile, wodurch es am geeignetsten für den Einsatz in atmosphärischen Zirkulationsmodellen erscheint. Zum einen erreicht es die höchste Übereinstimmung zum *empirischen Flußdichtemodell* und zum anderen hat der optimierte Diffusivitätsfaktor U eine geringe Abhängigkeit vom Teilchenradius und

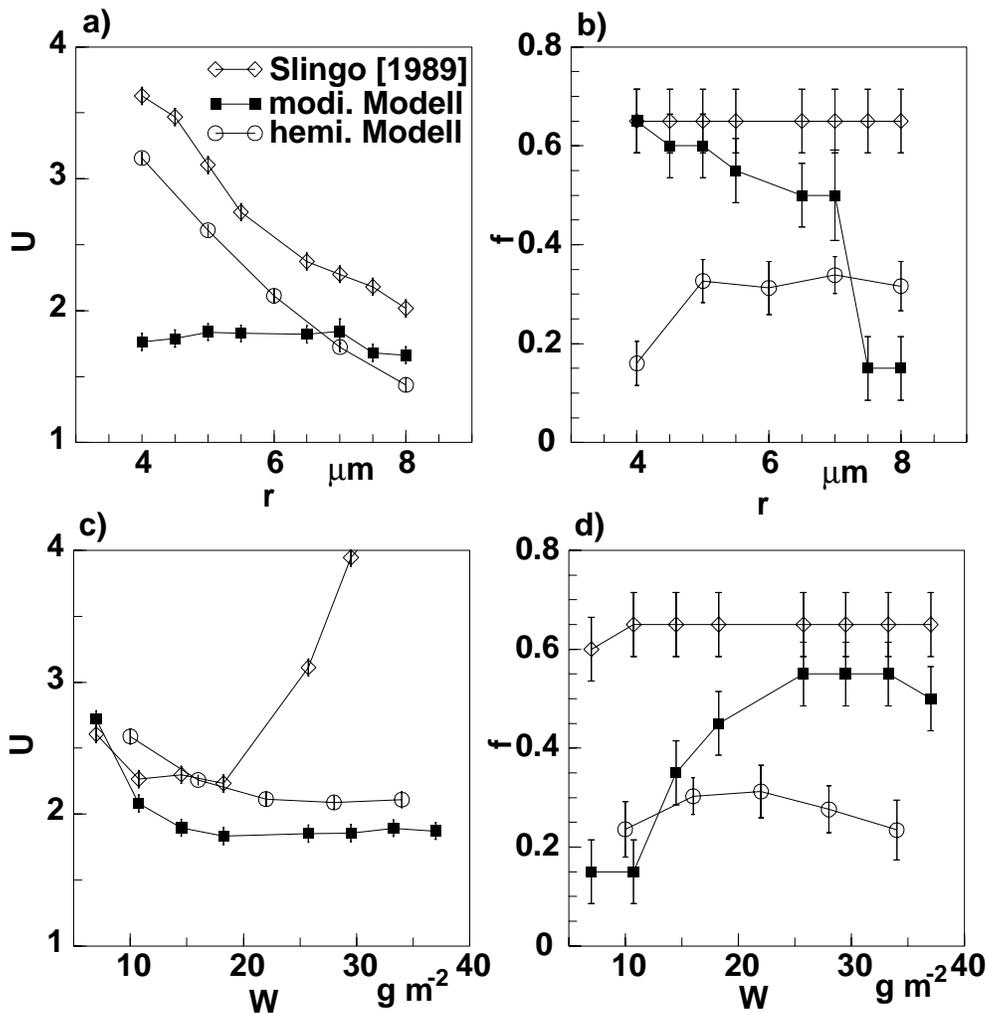


Abbildung 6.9: Optimierte Werte des Diffusivitätsfaktors U und der Diffraktionsspitze f in Abhängigkeit vom Tropfenradius und von der Flüssigwassersäule.

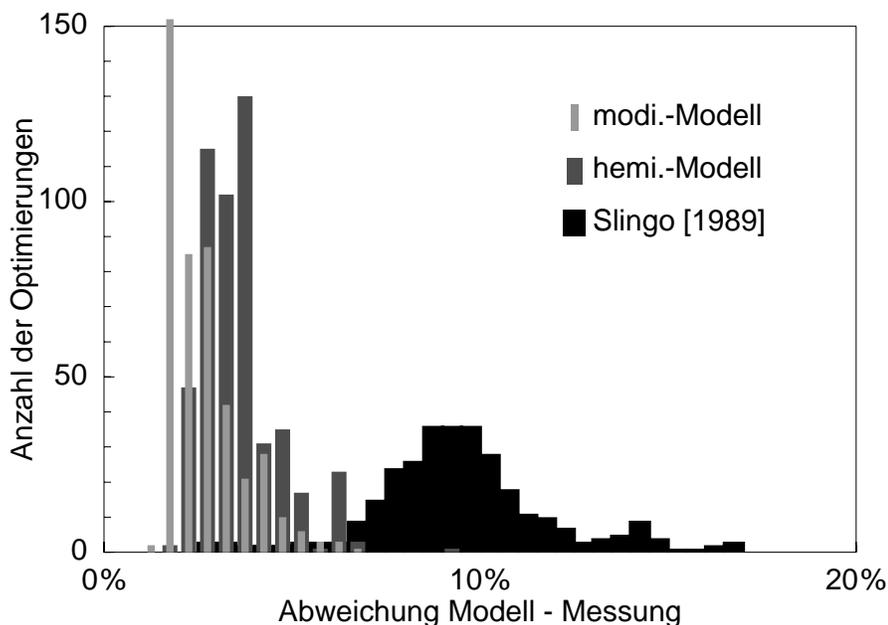


Abbildung 6.10: Güte der Anpassung zwischen Messung und Modell im solaren Spektralbereich. Auf der Abszisse ist die Abweichung in Prozent der extraterrestrischen Einstrahlung zwischen Modell und Messung bei optimaler Anpassung dargestellt. Die Ordinate zeigt die Häufigkeitsverteilung dieser Abweichung. 10% der extraterrestrischen Einstrahlung entsprechen $\approx 60 \text{ W m}^{-2}$ bei einem Sonnenzenitwinkel $\theta_0 = 60^\circ$.

von der Flüssigwassersäule – falls $W > 15 \text{ g m}^{-2}$ ist. Es ist notwendig, bei kleineren Flüssigwassersäulen W den Diffusivitätsfaktor U entsprechend

$$U = \frac{45}{W^2} + 1.77 \quad ; \quad 9 < W < 35 \text{ g m}^{-2} \quad \text{und} \quad (6.5)$$

zu vergrößern.

Die optimierte Diffraktionsspitze variiert beim *modifizierten Modell* in Abhängigkeit mit der Flüssigwassersäule und der Teilchengröße. Diffraktionsspitze von $f = 0.55$ wird eine gute Übereinstimmung erzielt.

6.5.2 Der terrestrische Spektralbereich

Im terrestrischen Spektralbereich wirken die Erdoberfläche und die Atmosphäre entsprechend ihrer Temperatur als Strahlungsquelle. Abbildung 5.4 zeigt den effektiven Emissionsgrad von Wolken als Funktion der Flüssigwassersäule. Wolken mit einer Flüssigwassersäule kleiner als 20 g m^{-2} zeigen eine starke Abhängigkeit des effektiven Emissionsgrades vom Flüssigwassergehalt. Etwa 50% der während REFLEX III beobachteten Wolkentypen haben eine entsprechend geringe Flüssigwassersäule in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Herman [1980] und Curry und Herman [1985]. Die Strahlungseigenschaften des arktischen Stratus werden vor allem durch ihre mikrophysikalischen Eigenschaften geprägt.

Das Ergebnis des *empirischen Flußdichtemodells* (Kreise) mit den mittleren strahlungsrelevanten Eigenschaften – wie sie während REFLEX III gefunden wurden – ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Zum Vergleich wurden drei Ergebnisse unterschiedlicher ZSA Konzepte

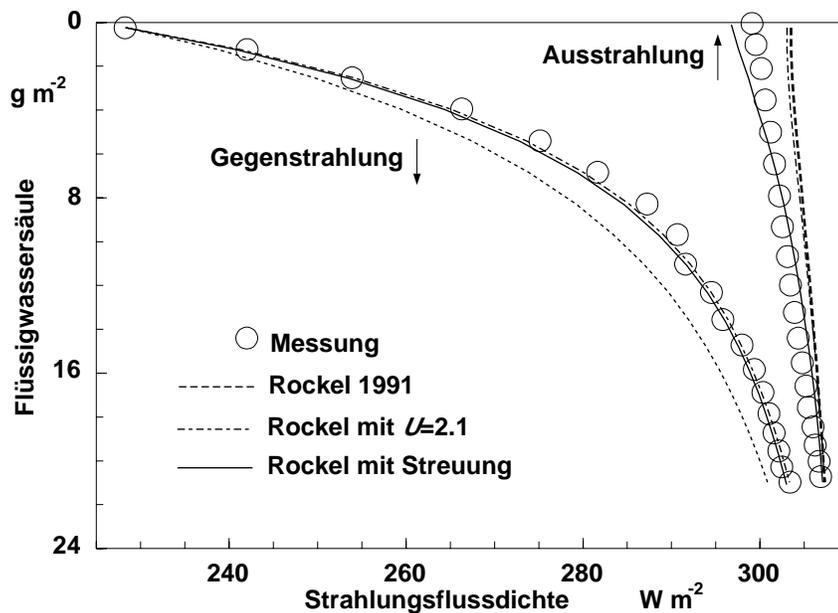


Abbildung 6.11: Vergleich zwischen dem *empirischen Flußdichtemodell* mit den modellierten Profilen der terrestrischen Strahlungsflußdichte. Die Flußdichteprofile sind für einen Tropfenradius und für eine Flüssigwassersäule gültig, wie sie im Mittel während des Experimentes REFLEX III beobachtet wurde. Die Flüssigwassersäule ist an der Wolkenoberseite Null und nimmt nach unten zu. Die Kreise markieren die Flußdichte des empirischen Modells. Die gestrichelte Linie zeigt die Ergebnisse des hemisphärischen Modells und die punkt-gestrichelte Linie die berechneten Werte des hemisphärischen Modells mit einem Diffusivitätsfaktor $U = 2.1$. Den Effekt der Streuung im terrestrischen Spektralbereich zeigt die durchgezogene Kurve.

Tabelle 6.7: Einfachstreueralbedo und Asymmetriefaktor zur Modifikation der Parametrisierung von Rockel [1991].

spektrale Intervalle μm	Einfachstreueralbedo	Asymmetriefaktor für $r_e = 5 \mu\text{m}$
3.96 - 7.98	0.82	0.90
7.89 - 8.89	0.77	0.84
8.89 - 10.15	0.6	0.83
10.15 - 11.76	0.33	0.80
11.76 - 20.10	0.33	0.70
20.10 - 100.0	0.2	0.25

mit abgebildet. Die gestrichelte Kurve bezieht sich auf das *hemisphärische Modell* (Tab. 6.6). Dieses Modell wurde zweifach modifiziert. Erstens wurde der Diffusivitätsfaktor von $U = 1.66$ auf 2.1 erhöht (punkt-gestrichelte Kurve) und zweitens wurde das *hemisphärische Modell* um die Streuung erweitert (durchgezogene Kurve). Tabelle 6.7 stellt die eingehenden Werte der Einfachstreueralbedo und des Asymmetriefaktors für verschiedene spektrale Intervalle zusammen. Diese sind ausschließlich für einen Teilchenradius von $5 \mu\text{m}$ gültig.

Im Vergleich zu den hohen Differenzen der solaren Strahlungsflußdichte weichen die Ergebnisse des *empirischen Flußdichtemodells* lediglich um $2\text{-}10 \text{ W m}^{-2}$ von denen mit der ZSA modellierten ab. Man erkennt in Abbildung 6.11, daß eine bloße Veränderung des

Diffusivitätsfaktor von $U=1.66$ auf $U=2.1$ in der Lage ist, das Profil der Gegenstrahlung an das *empirische Flußdichtemodell* anzugleichen. Beim Ausstrahlungsprofil zeigt sich jedoch keine Verbesserung. Ein realistisches Ausstrahlungsprofil kann nur durch eine zusätzliche Berechnung der Streueffekte in Einklang mit dem *empirischen Flußdichtemodell* gebracht werden.

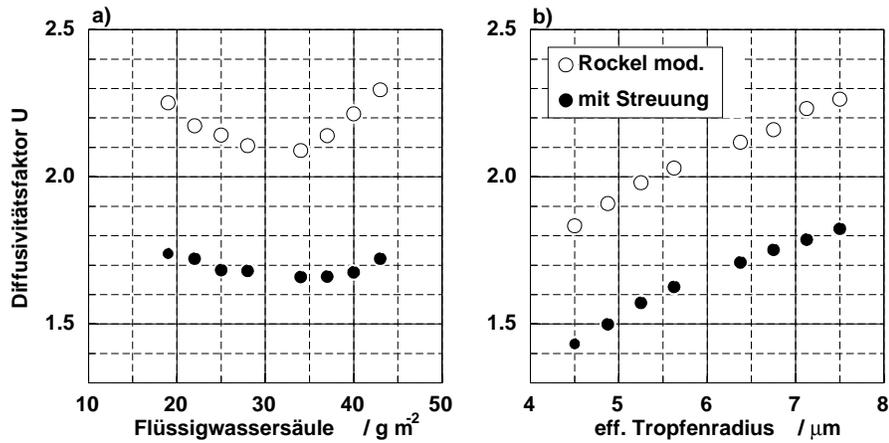


Abbildung 6.12: Optimal bestimmte Diffusivitätsfaktoren in Abhängigkeit der Flüssigwassersäule und des Tropfenradius.

Eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit des optimierten Diffusivitätsfaktors U von der Flüssigwassersäule und vom effektiven Teilchenradius ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Die offenen Kreise beziehen sich auf die Parametrisierung von Rockel, während die geschlossenen Kreise zusätzlich die Streuung berücksichtigen.

Theoretische Ableitungen des Diffusivitätsfaktors im terrestrischen Spektralbereich liefern Werte von $U = 3/2$ (Kapitel 1.7.1), $U = \sqrt{e} \approx 1.65$ [Armstrong (1968)], $U = 16/9$ [Goody (1964), Plass (1952)] und $U = 5/3$ [Rockel et al. (1991)]. Die optimierten Diffusivitätsfaktoren, mit einem konstanten Teilchenradius von $r_e = 6 \mu\text{m}$, ergeben Werte um $U = 1.7 \pm 0.05$. Dieser Wert für den Diffusivitätsfaktor befindet sich im Zentrum der theoretischen Werte.

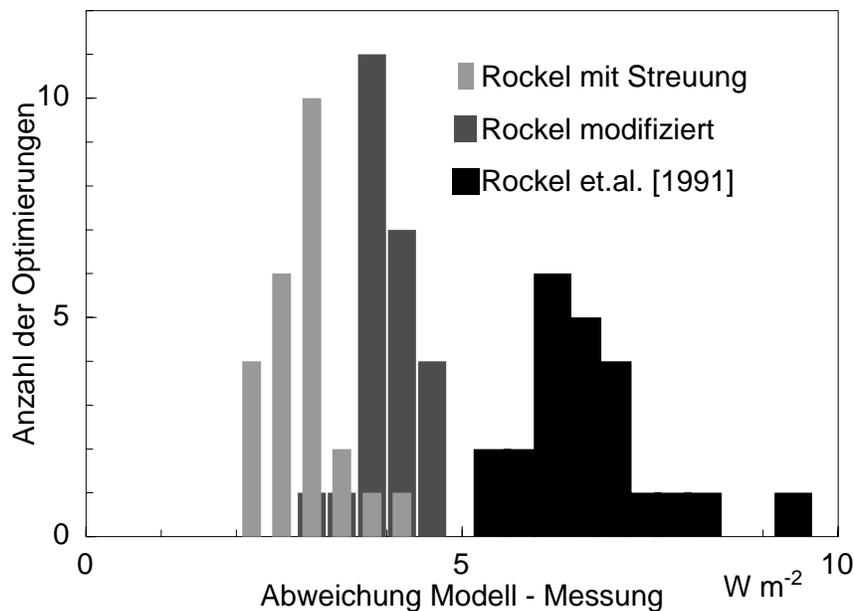


Abbildung 6.13: Wie Abbildung 6.10, jedoch für den terrestrischen Spektralbereich und die Einheit Abszisse ist W m^{-2} .

Dagegen schwanken die optimierten Werte bei vernachlässigter Streuung zwischen $U = 2.1$ und $U = 2.3$ (Abb. 6.12a). Der Diffusivitätsfaktor hat aber keinen Einfluß auf das Profil der Ausstrahlung. Daher scheint das *hemisphärische Modell* mit berücksichtigter Streuung – mit einem konstanten Wert von $U=1.7$ – eine optimale Lösung zu sein. Abbildung 6.12b zeigt jedoch, daß der Einfluß der Teilchengröße noch nicht gut berücksichtigt ist, da der optimierte Diffusivitätsfaktor signifikant abhängig vom Teilchenradius ist.

Die Optimierung des Diffusivitätsfaktors ohne Berücksichtigung der Streuung an Wolkentropfen reduziert den durch die Kostenfunktion berechneten Fehler von 7 auf 4 W m^{-2} . Die Verwendung der Streuung führt nochmals zu einer Verbesserung von 1 W m^{-2} (Abb. 6.13). Die Fehlerangaben können sich bei Betrachtung weiterer Aspekte verändern. In der Strahlungsbilanz der Wolkenschicht ist die Ausstrahlung an der Wolkenoberseite eine wichtige Größe. Deren Genauigkeit wird durch eine bloße Änderung des Diffusivitätsfaktors nicht positiv beeinflusst. Die Erweiterung der ZSA auf die Streuung verbessert die Genauigkeit in diesem Fall um etwa 4 W m^{-2} (s. auch Kap. 5.5).

Es ist denkbar, daß die Abhängigkeit des optimierten Diffusivitätsfaktors von der Teilchengröße schwindet, wenn eine Parametrisierung der optischen Wolkeneigenschaften mit Berücksichtigung des effektiven Radius verwendet werden würde. Eine Einbindung des Teilchenradius in eine Parametrisierung optischer Wolkeneigenschaften im terrestrischen Spektralbereich ist in einem Klimamodell nur sinnvoll anwendbar, wenn zusätzlich die Eisphase parametrisiert wird; dies überschreitet allerdings den Umfang dieser Arbeit.

6.6 Direkter Vergleich der optimierten ZSA mit ausgewählten Messungen der solaren und terrestrischen Strahlungsflußdichte

Im vorhergehenden Abschnitt ist ein Strahlungstransport-Modell in Form der ZSA entwickelt worden, das durch Vergleich mit einem *empirischen Flußdichtemodell* optimiert wurde und das die gemessenen Flußdichteprofile mit Hilfe statistischer Methoden approximiert. Um die anhand des linearen empirischen Ansatzes optimierten ZSA zu überprüfen, müssen diese für eine möglichst große Spannbreite der mikrophysikalischen Wolkeneigenschaften mit Messungen verglichen werden. Dazu nutzen wir im folgenden fünf Profilflüge, deren Meßdaten in Abbildung 6.14 zusammengestellt sind.

Die Abbildungen 6.14a-e stellen die solaren und terrestrischen Flußdichteprofile sowie den Flüssigwassergehalt und den mittleren Teilchendurchmesser für ausgewählte Profile dar. Die linken und die mittleren Bilder zeigen die Profile der terrestrischen bzw. der solaren Strahlungsflußdichten. Die Pfeile markieren die auf- bzw. abwärtsgerichteten Flußdichteprofile. Offene Kreise bilden die Messungen ab, während die Linien den Ergebnissen der optimierten Modelle entsprechen. Für den terrestrischen Spektralbereich wurde die um die Einfachstreueralbedo und den Asymmetriefaktor erweiterte Parametrisierung der optischen

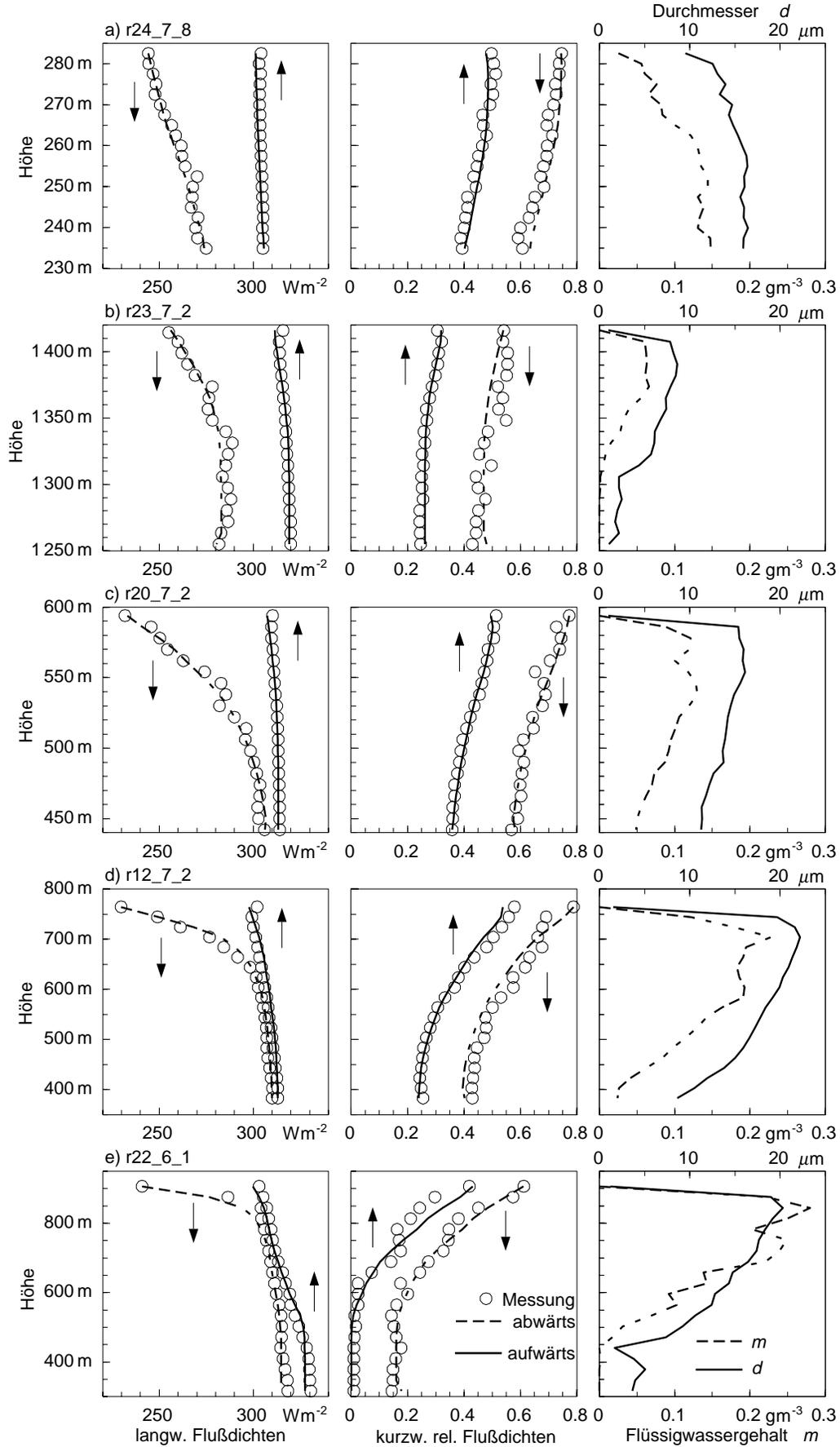


Abbildung 6.14: Vergleich zwischen gemessenen Profilen der terrestrischen und der solaren Strahlungsflußdichte sowie dem optimierten Strahlungstransport-Modell in der ZSA.

Eigenschaften von Rockel et al. [1991] verwendet.

Für den solaren Spektralbereich erweist sich das *modifizierte Modell* als am besten geeignet. Die optischen Wolkeneigenschaften (optische Dicke, Einfachstreueralbedo und Asymmetriefaktor) werden nach Slingo [1989] parametrisiert. Die Modifikation bezieht sich auf die δ -Eddington-Approximation. Dabei bleibt die Behandlung der diffusen Strahlung unverändert, nur die Berechnung der direkten Strahlung wird auf Basis der analytischen Henyey-Greenstein-Phasenfunktion realistischer formuliert. Die Berechnung der Strahlungsflußdichten erfolgt nur im Bereich der Wolken. Dazu wird für das terrestrische Modell die Gegenstrahlung am Oberrand und die Ausstrahlung am Unterrand des Modells aus den Flußdichtemessungen vorgegeben. Beim solaren Strahlungstransport-Modell wird die Globalstrahlung (obere Modellgrenze) und die Albedo (untere Modellgrenze) aus den Messungen vorgegeben. Für beide Modelle ergibt sich die Aufteilung der Flußdichten auf die spektralen Intervalle

der Global- und Gegenstrahlung an der Wolkenobergrenze durch Rechnungen mit dem Modell MODTRAN 3.7. Diese Rechnungen erfolgen für sommerliche, arktische Profile der Temperatur, Feuchte, Spurengase und Sonnenzenitwinkel. In die spektrale Aufteilung der Intervalle geht der Zenitwinkel der Sonne mit ein.

Die rechten Grafiken der Abbildungen 6.14 zeigen den Flüssigwassergehalt m (gestrichelte Linien) und den mittleren Teilchendurchmesser d (durchgezogene Linien). Diese Daten stammen aus Messungen von Teilchenspektren mit der FSSP-100 Sonde [Hartmann et al., 1997].

Tabelle 6.8 zeigt einige strahlungsrelevanten Eigenschaften. Die unterste Zeile gibt die Mittelwerte und Standardabweichungen aller 31 Meßprofile während REFLEX III wider. Weitere Meßgrößen können den Tabellen 6.1 und 6.2 entnommen werden. Die optimierte ZSA wird anhand gemessener Flußdichteprofile mit maximaler und minimaler Flüssigwassersäule und Teilchendurchmesser überprüft. Die Variation der fünf ausgewählten Meßfälle beträgt für die Flüssigwassersäulen 4.1 bis 78.3 g m⁻², für den Teilchendurchmesser d 3.9 bis 15.7 μm aber der Zenitwinkel ist mit 60.1° bis 63° nahezu konstant. Die kurz- und langwellige optische Dicke beschreibt den Mittelwert über die optischen Dicken der jeweiligen solaren oder terrestrischen Spektralbereiche.

Tabelle 6.8: Zusammenstellung der strahlungsrelevanten Wolkeneigenschaften

Profil Nr.	optische Dicke		Flüssigwassersäule g m ⁻²	mittlerer Durchmesser μm	Zenitwinkel deg
	langw.	kurzw.			
r22_6_1	11.2	15.2	78.25	10.4	60.1
r12_7_2	8.4	10.6	50.80	15.7	61.8
r20_7_2	2.4	3.5	13.99	12.2	61.6
r23_7_2	0.8	1.2	4.12	3.9	62.1
r24_7_8	0.9	1.6	5.37	13.8	63.0
Mittelwerte der 31 Meßfälle:			27.7±18.5	11.9±3.5	63±2

7 Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurde unter Nutzung von Meßdaten der REFLEX III Kampagne im Juli und August 1995 und anhand von theoretischen Überlegungen ein optimiertes Zwei-Strom-Konzept für arktische bodennahe Schichtwolken entwickelt.

Zunächst wurden die Vor- und Nachteile verschiedener Zwei-Strom-Approximationen identifiziert. Analytische Näherungen des Rückstreuoeffizienten für die diffuse Strahlung und die Rückstreuungsfunktion für primär gestreute Strahlung anhand der Henyey-Greenstein Phasenfunktion liefern bei gleichzeitiger Anwendung der δ -Eddington-Approximation bessere Ergebnisse als Näherungen der Mie-Rückstreuungsfunktion in der ersten Ordnung. Vergleiche zwischen der exakten Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung und der Zwei-Strom-Approximation legen eine flexible Wahl des Diffusivitätsfaktors und der Diffraktionsspitze nahe. Horizontale Inhomogenitäten von Stratuswolken können durch eine Veränderung der Werte des Diffusivitätsfaktors und der Diffraktionsspitze berücksichtigt werden.

Die Auswertung der Daten hat bestätigt, daß flugzeuggetragene Pyranometer erfolgreich zur Flußdichtemessung genutzt werden können. Durch Ausnutzung der Bewegung des Flugzeuges kann die Globalstrahlung in ihre direkte und diffuse Komponenten aufgespalten werden und die solare Flußdichte wird auch unter Ci-Bewölkung oder in aerosolhaltiger Luft zuverlässig bestimmt. Die Cosinus-Abhängigkeit und die Linearität der Thermosäule der Pyranometer wurden durch spezielle Flugmuster quantitativ überprüft. Um die terrestrischen Strahlungsflußdichten von Flugzeugen mit der gebotenen Genauigkeit zu bestimmen, wurden die Pyrgeometer unter realistischen Meßbedingungen im Labor kalibriert und der Einfluß solarer Strahlung auf das Pyrgeometer mit Hilfe gezielter Flugmuster eliminiert. Ausreichende Meßgenauigkeit ergibt sich im Flugbetrieb vor allem dann, wenn sich die Kuppeltemperatur und die Gehäusetemperatur nicht wesentlich unterscheiden.

Die Bedeutung der Wolken für Strahlungsprozesse kann anhand der Meßdaten aufgezeigt werden. Es wird dargestellt, welche Wirkung Wolken auf den Wärmehaushalt der Atmosphäre und das Meereis haben. Einerseits strahlt eine Wolke Wärme aus, dies führt zu Wechselwirkungen mit dynamischen und mikrophysikalischen Prozessen und zu horizontal inhomogenen Verhältnissen. Diese werden durch die Messungen nachgewiesen (Kap. 5.4). Andererseits ermöglicht die hohe Albedo der bodennahen Bewölkung eine verstärkte Absorption solarer Strahlung in der höheren, zeitweise mit Aerosolen belasteten Troposphäre. Somit können Wolken indirekt den Wärmehaushalt der höheren Atmosphäre beeinflussen. Der Einfluß der Streuprozesse im terrestrischen Spektralbereich kann mit den Flußdichteprofilen nachgewiesen und quantifiziert werden.

Schließlich wird eine Zwei-Strom-Approximation für die Berechnung der Strahlungsflußdichten in der arktischen Grenzschichtbewölkung optimiert. Die gemessenen Profile werden durch eine Linearkombination strahlungsrelevanter Eigenschaften (Flüssigwassersäule, mittlere Teilchendurchmesser, Strahlungstemperatur der Luft etc.) mit empirischen Funk-

tionen beschrieben. Dies führt zu einem linearen empirischen Modell.

Im solaren Spektralbereich weisen die makroskopischen optischen Wolkeneigenschaften zwischen dem *linearen empirischen Flußdichtemodell* und den Zwei-Strom-Modellen von Stephens [1978b] und Slingo [1989] auf signifikante Unterschiede hin. Daher wird der Diffusivitätsfaktor und die Diffraktionsspitze in drei verschiedenen physikalisch begründeten Zwei-Strom-Approximationen so optimiert, daß die Modellergebnisse mit den Flußdichteprofilen übereinstimmen, wobei jedoch die Anpassungsgüte dieser drei Modelle differiert.

Als optimal erweist sich das *modifizierte δ -Eddington Modell* [Meador und Weaver, 1980] mit den optischen Eigenschaften nach Slingo [1989]. Die Rückstreuungsfunktion für primär gestreute Strahlung ist in diesem Modell durch eine analytische Näherung der Henyey-Greenstein-Rückstreuungsfunktion beschrieben. Der Diffusivitätsfaktor U und die Diffraktionsspitze f wurden auf das *modifizierte Modell* abgestimmt, wobei der Diffusivitätsfaktor nur von der Flüssigwassersäule W abhängt. Folgende Beziehungen werden für die solare Flußdichteberechnung verwandt:

$$U = \frac{45}{W^2} + 1.77 \quad ; \quad W \text{ in } \text{g m}^{-2}; \quad 9 < W < 35 \quad \text{und} \quad (7.1a)$$

$$f = 0.55 \quad . \quad (7.1b)$$

Der Term $45/W^2$ berücksichtigt das Anwachsen des optimierten Diffusivitätsfaktors bei geringeren Flüssigwassersäulen. Für größere Flüssigwassersäulen nähert er sich dem Wert $U = 1.77$ an. Dieser ist um 11% geringer als der häufig verwendete Wert $U = 2$. Die optimierte Diffraktionsspitze f wird in dem *modifizierten Modell* um 16% kleiner gegenüber dem herkömmlichen Ansatz $f = g^2$ ermittelt. Die geänderten Werte für die Diffraktionsspitze und den Diffusivitätsfaktor führen zu einer geringeren effektiven optischen Dicke der Wolkenschicht. Wolkeninhomogenitäten mögen diese Reduktion der optischen Dicke erklären. Durch das Anwachsen des optimierten Diffusivitätsfaktors bei kleinen Flüssigwassersäulen wird für diesen Wolkentyp allerdings eine gegenüber herkömmlichen Ansätzen erhöhte effektive optische Dicke festgestellt.

Im terrestrischen Spektralbereich reicht eine Anpassung des Diffusivitätsfaktors nicht aus, um eine Übereinstimmung mit dem *empirischen Flußdichtemodell* zu erreichen. Es ist eine Erweiterung der Zwei-Strom-Approximation um die Streuung notwendig. Da der optimierte Diffusivitätsfaktor vom mittleren Teilchendurchmesser abhängig ist, muß eine Parametrisierung der optischen Eigenschaften im terrestrischen Spektralbereich auch den effektiven Radius berücksichtigen.

Diese Ergebnisse kennzeichnen die sommerliche arktische Grenzschichtbewölkung. Das Meßgebiet überdeckt eine quadratische Region von $30 \times 30 \text{ km}^2$, so daß Inhomogenitäten auf größeren Skalen nicht betrachtet werden können. In Simulationsmodellen mit einem Gitterabstand $< 30 \text{ km}$ kann das in dieser Arbeit anhand von umfangreichen Messungen optimierte Zwei-Strom-Konzept eingesetzt werden. Das Optimierungsverfahren läßt sich vermutlich auch auf andere Wolkentypen (z.B. Cumulus oder Cirrus) mit Hilfe eines Inhomogenitätsparameters übertragen. Voraussetzung für die Ableitung der optimierten Zwei-Strom-Approximation sind allerdings ausreichend umfangreiche Messungen, die einen breiten Variationsbereich bezüglich des Gesamtwassergehaltes, der Oberflächenalbedo und der Sonnenzenitwinkel abdecken.

Literaturverzeichnis

- ALBRECHT, B., M. POELLOT UND S. K. COX, 1974: 'Pyrgeometer Measurements from Aircraft'. *Rev. Sci. Instrum.*, **45(1)**, 33-38.
- ANDERSON, G. P. ET AL., 1994: 'MODTRAN 3: Suitability as a Flux-Divergence Code'. Proc. of the 4th ARM Science Team Meeting, Charlestone, S.C.
- ARMSTRONG, B. H., 1968: 'Analysis of the Curtis-Godson approximation and radiation transmission through inhomogeneous Atmospheres'. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 312-322.
- BAKAN, S., 1985: 'Grundlagen der Strahlungsübertragung'. *Promet*, **2/3**, 2-4.
- BANNEHR, L. UND R. SCHWIESOW, 1993: 'A technique to account for the misalignment of pyranometers installed on aircraft'. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **10**, 774-777.
- BARKER, H. W., 1994: 'A Parametrization and Generalization of Backscatter Functions for Two-Stream Approximation'. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **67**, 195-199.
- BERK, A., 1995: 'Upgrades to the MODTRAN Layer Cloud/Rain Models'. Rpt. No. SSI-SR-56, Spectral Sciences, Inc., Burlington, MA.
- BROGNIEZ ET AL., 1986: 'An improvement of the calibration of the Eppley pyrgeometer for the case of airborne measurements'. *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 538-551.
- BOHREN C. F. UND D. R. HUFFMAN, 1983: 'Absorption and scattering of light by small particles'.
- BORDE, R. UND H. ISAKA, 1996: 'Radiative transfer in multifractal clouds'. *J. Geophys. Res.*, **101(D23)**, 29,461-29,478.
- CARRIER, L. W., G. A. CATO UND K. J. V. ESSEN, 1967: 'The back-scattering and extinction of visible and infrared radiation by selected major cloud models'. *J. Appl. Opt.*, **6**, 1209-1216.
- CESS, R. D. ET AL., 1995: 'Absorption of solar radiation by clouds: Observations versus models'. *Science*, **267**, 496-499.
- CHANDRASEKHAR, S., 1989: Selected Papers: Volume 2, 'Radiative transfer and negative ion of hydrogen'. The University of Chicago Press, 541pp..
- COAKLEY, J. A. UND P. CHÝLEK, 1975: 'The two-stream approximation in radiative transfer: Including the angle of the incident radiation'. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 409-418.
- CURRY, J. A. UND G. F. HERMAN, 1985: 'Infrared Radiative Properties of Summertime Arctic Stratus Clouds'. *J. C. App. Meteor.*, **24**, 525-538.
- CURRY, J. A., 1986: 'Interactions among turbulence, radiation, and microphysics in Arctic stratus clouds'. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 90-106.
- DEHNE, K., U. BERGHOLTER UND F. KASTEN, 1992: 'IEA Comparison of Longwave Radiometers'. *DWD Meteorologisches Observatorium Hamburg*, Report#IEA-SHCP-9D-1.(CC), 72pp..

- DEIRMENDJIAN, D., 1969: 'Electromagnetic scattering on spherical polydispersions'. American Elsevier Publ. Co. Inc., New York, 290pp..
- DOWNING, H. D. UND D. WILLIAMS, 1975: Optical constants of water in the infrared. *J. Geophys. Res.*, **80(12)**, 1656-1661.
- ELLINGSON, R. G., J. ELLIS UND S. FELS, 1991: 'The intercomparison of radiation codes in climate models: Longwave results'. *J. Geophys. Res.*, **96(D5)**, 8929-8954.
- ELLINGSON, R. G. UND W. J. WISCOMBE, 1996: 'The Spectral Radiance Experiment (SPECTRE): Project description and sample results'. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 1967-1985.
- FLATAU, P. J. UND G. L. STEPHENS, 1988: 'On the Fundamental Solution of the Radiative Transfer Equation'. *J. Geophys. Res.*, **93(D9)**, 11037-11050.
- FOUQUART, Y., B. BONNEL UND V. RAMASWAMY, 1991: 'Intercomparing shortwave radiation codes used in climate models'. *J. Geophys. Res.*, **96(D5)**, 8955-8968.
- FREESE, D. UND CH. KOTTMEIER, 1998: 'Radiation exchange between stratus clouds and polar marine surfaces'. *Boundary-Layer Meteor.*, **87**, 331-356.
- GOODY, R. M., 1964: 'The transmission of radiation through an inhomogeneous atmosphere'. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 575-581.
- HALE, G. UND M. QUERRY, 1972: 'Optical constants of water in the 200 nm to 200 μm Wavelength Regime'. *Appl. Optics*, **12(3)**, 555-563.
- HARTMANN, J. ET AL., 1997: 'Radiation and Eddy Flux Experiment 1995 (REFLEX III)'. *Ber. Polarforsch.*, **218**, 74pp..
- HANSEN, J. E., 1969: 'Exact and Approximate Solutions for Multiple Scattering by Cloudy and Hazy Planetary Atmospheres'. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 478-487.
- HARSHVARDHAN UND M. D. KING, 1993: 'Comparative accuracy of diffuse radiative properties computed using selected multiple scattering approximations'. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 247-259.
- HERMAN, G. F. UND R. M. GOODY, 1976: 'Formation and persistence of summertime arctic stratus clouds'. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1537-1553.
- HERMAN, G. F., 1980: 'Thermal radiation in Arctic stratus clouds'. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 771-780.
- HERMAN, G. F. UND J. A. CURRY, 1984: 'Observational and theoretical studies of solar radiation in Arctic stratus clouds'. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 5-24.
- HULST, H. C. VAN DE UND W. M. IRVINE, 1963: 'General report on radiation transfer in planets: Scattering in model planetary atmospheres'. *Mem. Soc. Roy. Sci.*, **7**, 78-98.
- HUNT, G. E., 1973: 'Radiative properties of terrestrial clouds at visible and infrared thermal window wavelengths'. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99**, 346-369.

- IRVINE, W. M., 1968: 'Multiple scattering by large particles: II. Optically thick layers'. *Astrophys. J.*, **152**, 823-834.
- IRVINE, W. M. UND J. B. POLLOCK, 1968: 'Infrared optical properties of water and ice spheres'. *Icarus*, **8**, 324-360.
- JANDER, G. UND E. BLASIUS, 1988: 'Lehrbuch der analytischen und präparativen anorganischen Chemie'. S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 12. Aufl., 546pp..
- JOSEPH, J. H., W. J. WISCOMBE UND J. A. WEINMAN, 1976: 'The Delta-Eddington Approximation for Radiative Flux Transfer'. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452-2459.
- KING, M. D. UND HARSHVARDHAN, 1986: 'Comparative accuracy of selected multiple scattering approximations'. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 784-801.
- KOGAN, Z. N., D. K. LILLY, Y. L. KOGAN UND V. FILYUSHKIN, 1995: 'Evaluation of radiative parameterizations using an explicit cloud microphysical model'. *Atmos. Res.*, **35**, 157-172.
- LATIMER, J. R., 1972: 'Radiation Measurement'. In: International Field Year for the Great Lakes. *Technical Manual Series No.2*, Editor J. MacDowall. Campbell Printing, Ottawa, 53pp..
- LIU, K. A., 1973: 'A Numerical Experiment on Chandrasekhar's Discrete-Ordinate Method for Radiative Transfer: Applications to Cloudy and Hazy Atmospheres'. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1303-1326.
- LIU, K. N. UND N. RAO 1996: 'Radiative Transfer in Cirrus Clouds. Part IV: On Cloud Geometry, Inhomogeneity, and Absorption'. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3046-3065.
- LIU, Q. UND J. SCHMETZ, 1988: 'On the Problem of an Analytical Solution to the Diffusivity Factor'. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **61(1)**, 23-29.
- LIU, Q., 1991: 'A Radiation Budget Index at the Top of the Atmosphere Derived from Meteosat Climate Data Set'. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Kiel*, **216**, 107pp..
- LIU, Q. UND E. RUPRECHT, 1996: 'Radiative transfer model: matrix operator method'. *Applied Optics*, **35(21)**, 4229-4237.
- MARSHAK, A., A. DAVIS, W. WISCOMBE UND R. CAHALAN, 1997: 'Inhomogeneity effects on cloud shortwave absorption measurements: Two-aircraft simulations'. *J. Geophys. Res.*, **102(D14)**, 16,619-16,637.
- MEADOR, W. E. UND W. R. WEAVER, 1980: 'Two-Stream Approximations to Radiative Transfer in Planetary Atmospheres: A Unified Description of Existing Methods and a New Improvement'. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 630-643.
- MIE, G., 1908: 'Beiträge zur Optik trüber Medien speziell kolloidaler Metallösungen'. *Ann. Phys.*, **25**, 377-445.
- O'HIROK, W. UND C. GAUTIER, 1996: 'The role of three-dimensional clouds on atmospheric absorption'. Eingereicht nach *Science*.

- PALMER, K. F. UND D. WILLIAMS, 1974; 'Optical properties of water in the near infrared'. *J. Opt. Soc. Amer.*, **64**(8), 1107-1110.
- PHILIPONA, R., C. FRÖHLICH UND CH. BETZ, 1995: 'Characterization of pyrgeometers and the accuracy of atmospheric longwave radiation measurements'. *Applied Optics*, **34**, 1598-1605.
- PLASS, G. N., 1958: 'Models for spectral band absorption'. *J. Opt. Soc. Amer.*, **48**, 690-703.
- RITTER, B. UND J.-F. GELEYN, 1992: 'A comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with potential applications in climate simulations'. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 303-325.
- ROCKEL, B., E. RASCHKE UND B. WEYRES, 1991 'A parameterisation of broad band radiative transfer properties of water, ice and mixed clouds'. *Beitr. Phys. Atmos.*, **64**, 1-12.
- ROEDEL, W., 1992: 'Physik unserer Umwelt'. Springer-Verlag, Heidelberg, 457pp..
- SCHALLER, E., 1979: 'A Delta-Two-Stream Approximation in Radiative Flux Calculations'. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **52**, 17-26.
- SCHLOSSER, E., 1988: 'Optical studies of Antarctic sea ice'. *Cold Reg. Sci. Technol.*, **15**, 289-293.
- SLINGO, A., 1989: 'A GCM parameterization for the shortwave radiative properties of water clouds'. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3-19.
- STEPHENS, G. L., 1978A: 'Radiation profiles in extended water clouds. I: Theory'. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2111-2122.
- STEPHENS, G. L., 1978B: 'Radiation profiles in extended water clouds. II: Parameterization schemes'. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2123-2132.
- STEPHENS, G. L., 1979: 'Optical properties of eight water cloud types'. Division of Atmospheric Physics Tech. Paper No. **36**, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation, Aspendale, Australia.
- STEPHENS, G. L., 1984: 'The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models'. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 826-867.
- STEPHENS, G.L. UND S.-C. TSAY, 1990: 'On the cloud absorption anomaly'. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **116**, 671-704.
- STEPHENS, G.L., 1994: 'Dirty clouds and global cooling'. *Nature*, **370**, 420-421.
- WATERMAN, P. C., 1981: 'Matrix-exponential description of radiative transfer'. *J. Opt. Soc. Am.*, **71**(4), 410-422.
- WISCOMBE, W. J. UND G. W. GRAMS, 1976: 'The back-scattered fraction in two-stream approximations'. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2440-2451.
- WISCOMBE, W.J.: 1977 'The Delta-M Method: Rapid Yet Accurate Radiative Flux Calculations for Strongly Asymmetric Phase Functions'. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1408-1422.

YAMAMOTO, G., M. TANAKA UND S. ASANO, 1970: Radiative Transfer in water clouds in the infrared region'. *Ibid.*, **27**, 282-292.

ZDUNKOWSKI, W. UND W. K. CRANDALL, 1971: 'Radiative transfer of infrared radiation in model clouds'. *Tellus*, **23**, 517-527.

ZDUNKOWSKI, W., R. M. WELCH UND G. KORB, 1980: 'An Investigation of the Structure of Typical Two-Stream Methods for the Calculation of Solar Flux and Heating Rates in Clouds'. *Beitr. Phys. Atm.*, **53**, 147-166.

ZDUNKOWSKI, W. G. UND G. J. KORB, 1985: 'Numerische Methoden zur Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung'. *Promet*, **2/3**, 26-39.

A Symbolverzeichnis

Es werden nur wichtige oder in mehreren Abschnitten der Arbeit verwendete Symbole aufgeführt. Alle anderen Symbole sind an der Stelle ihres Auftretens erläutert.

Abkürzungen

		X_{emp}	empirisch
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit	X_{klar}	wolkenfreie Atmosphäre
MODTRAN	Moderate Resolution Transmittance Code	X_{luft}	Luft
MOM	Matrix-Operator- Methode	X_{net}	Nettoflußdichte
REFLEX	Radiation and Eddy Flux Experiment	X_{top}	Wolkenobergrenze
SÜG	Strahlungsübertra- gungsgleichung	X_{wolke}	bewölkte Atmosphäre
ZSA	Zwei-Strom- Approximation	X_{λ}	spektrale Abhängigkeit
		X_{τ}	Abhängigkeit von der opti- schen Dicke
		X_z	Höhenabhängigkeit

Indizes

X^+	obere Hemisphäre (nach un- ten gerichtet)
X^-	untere Hemisphäre (nach oben gerichtet)
X^{++}	Vorwärtsstreuung
X^{+-}	Rückwärtsstreuung
X_a	Absorption
X_e	Extinktion
X_s	solarer Spektralbereich und Streuung
X_l	terrestrischer Spektralbereich
X_m	Meßsignal
X_0	Sonne oder $\tau = 0$
X_{basis}	Wolkenuntergrenze
X_{diff}	diffuser Anteil der Global- strahlung
X_{dir}	direkter Anteil der Global- strahlung

Funktionen

\bar{X}	Mittelwert von X
X^*	konjugiert komplexe Zahl von X
X^T	transponierte Matrix von X
$\max(a, b)$	Maximum von a und b
$\min(a, b)$	Minimum von a und b
rand	Generator für Zufallszahlen
$\text{Re}(X)$	Realteil von X
Δ	Differenz
$\sigma(X)$	Standardabweichung von X
$\mathbf{1}$	Einheitsmatrix
$[1]$	Vektor mit 1-Elementen
\mathbf{M}	Matrix
\vec{X}	Vektor

Lateinische Buchstaben

A	Albedo des Gesamtsystems aus Wolke und Erdoberfläche
-----	---

A	Absorptionsgrad	\mathbf{M}	Matrix der strahlungsrelevanten Eigenschaften
$\mathbf{A}_1; \mathbf{A}_2$	Streumatrizen	\mathbf{M}	Diagonalmatrix der diskreten Raumwinkel
B	Planckfunktion	$P(\xi, \theta)$	Phasenfunktion
C	Fluglageparameter	$P(\mu, \mu')$	azimutal gemittelte Phasenfunktion
\mathbf{C}	Matrix der Gauss-Lobatto-Gewichte	\mathbf{P}	Matrix der Phasenfunktion
\mathbf{D}	Matrix der Daten	$P(\theta)$	Phasenfunktion, bezogen auf ein Tropfenspektrum
E	Strahlungsflußdichte	P_{HG}	Henyeey-Greenstein-Phasenfunktion
E_t	terrestrische Strahlungsflußdichte	P_k	Legendre-Polynom der k -ten Ordnung
E_s	solare Strahlungsflußdichte, häufig normiert zur extraterrestrischen Einstrahlung angegeben	\mathbf{P}^{++}	Vorwärtsstreumatrix
E_{diff}	diffuser Anteil der Globalstrahlung	\mathbf{P}^{+-}	Rückwärtsstreumatrix
E_{dir}	direkter Anteil der Globalstrahlung	Q_e	effektiver Extinktionsquerschnitt $Q_s = \frac{J(\xi)}{\pi r^2}$
E_{net}	Nettoflußdichte	Q_s	effektiver Streuquerschnitt $Q_e = \frac{K(\xi)}{\pi r^2}$
E_{rad}	Temperaturstrahlung der Luft $E_{\text{rad}} = \sigma T_{\text{luft}}^4$	\mathbf{R}	Reflexionsmatrix
$E_{sm,\text{net}}$	gemessene Nettoflußdichte	R	Reflexionsgrad
E_{sm}	gemessene solare Flußdichte	\mathbf{S}	Matrix mit den Einzelwerten (Singularwerten)
$E_{sm,t}$	gemessene trägheitsbehaftete solare Flußdichte	S_0	extraterrestrische Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre
\mathbf{F}	Matrix der Entwicklungsfunktionen der Flußdichteprofile	S_1	Phasenfunktion für senkrecht polarisiertes Licht
H	Höhe	S_2	Phasenfunktion für parallel polarisiertes Licht
H_d	Schichtdicke, Wolkenmächtigkeit	T	Temperatur
H_{top}	Wolkenobergrenze	\mathbf{T}	Transmissionsmatrix
I	azimutal gemittelte Strahl-dichte	T	Transmissionsgrad
\vec{I}	diskrete azimutal gemittelte Strahl-dichte	T_{dom}	Temperatur der Pyrgeometerkuppel
J	Streuquerschnitt	T_{sink}	Temperatur des Pyrgeometergehäuses
\mathbf{J}	Emissionsmatrix	T_{rad}	Strahlungstemperatur der Luft
L_v	Verdampfungswärme		
K	Extinktionsquerschnitt		
$L(\theta, \phi)$	Strahl-dichte-Verteilung		

T_r	Transmissionsfunktion $T_r = 2 \cdot \int_0^1 \mu \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right)$
U	Diffusivitätsfaktor
\mathbf{U}	Matrix der orthogonalen Entwicklungskoeffizienten
\mathbf{V}	Matrix des orthogonalen Parameterraumes
V_{th}	Thermospannung der Pyrgeometer oder Pyranometer
W_z	Flüssigwassersäule, mit Index z integrierter Flüssigwassergehalt von z bis zur Wolkenobergrenze
Y_l	Kugelfunktion der l -ten Ordnung
c	Anteil der solaren Strahlung, welcher durch die Kuppel des Pyrgeometer transmittiert
c_i	Diagonalelemente der Matrix C, Gauss-Lobatto-Gewichte
c_p	spezifische Wärmekapazität der Luft
d	Durchmesser
f	Energieanteil in der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion, in dieser Arbeit mit Diffraktionsspitze bezeichnet
g	Asymmetriefaktor
$g(\gamma)$	Funktion zur Korrektur der inhomogenen Kuppeltemperatur bewirkt durch die direkte Strahlung
m	Flüssigwassergehalt
n	Anzahldichte
n	Summenindex
n_c	Brechungsindex
p_i	Legendre Koeffizienten
r	Tropfenradius
s_i	Diagonalelemente der Matrix S, Singulärwerte
t	Zeit
z	normierte Höhe

Griechische Buchstaben

Ω	Raumwinkel
Ω_0	Einheitsraumwinkel
α	Wärmeübergangskoeffizient
α	Albedo
β	Winkel zwischen dem Zenit des Pyrgeometers und einem Raumwinkel
β_0	Winkel zwischen dem Zenit des Pyrgeometers und der Sonne
δ	optische Dicke
δ_{ij}	Kroneckersymbol, $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$ und $\delta_{ij} = 0$ sonst
ϵ	halbräumlicher Emissionsgrad
$\epsilon(W_z)$	effektiver Emissionsgrad als Funktion der Flüssigwassersäule
$\epsilon(\mu)$	gerichteter Emissionsgrad
ϵ_∞	Emissivität, Emissionsgrad bei unendlicher optischen Dicke
γ	Azimutwinkel zwischen der Flugrichtung und der Sonne
λ	Wellenlänge
μ	Cosinus des Zenitwinkels, $\mu = \cos \theta$
μ_0	Cosinus des Sonnenzenitwinkels, $\mu_0 = \cos \theta_0$
μ_i	Cosinus des Zenitwinkels für diskrete Zenitwinkel
ω	Einfachstreueralbedo
ϕ	Azimutwinkel
ρ	Dichte, ohne Index Luftdichte
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
σ_a	Volumenabsorptionskoeffizient
σ_e	Volumenextinktionskoeffizient, bezogen auf ein Tropfenspektrum

σ_s	Volumenstreuoeffizient, bezogen auf ein Tropfenspektrum
τ	optische Dicke
τ_e	effektive Optische Dicke $\tau_e = U \cdot \tau$
θ	Zenitwinkel
θ_0	Zenitdistanzwinkel der Sonne
ξ	Größenparameter $\xi = 2\pi r/\lambda$

B Phasenfunktionen für senkrecht und parallel polarisierte Strahlung

Als Ergänzung der Gleichungen (2.1a-c) in Kapitel 2.2 werden rekursive Ausdrücke angegeben, die die Koeffizienten a_n , b_n und S_1 sowie S_2 als Funktion des Größenparameters ξ und des komplexen Brechungsindex n_c berechnen [Deirmendjian, 1969].

$$a_n = \frac{\left[\frac{A_n}{n_c} + \frac{n}{\xi} \right] \operatorname{Re}(W_n) - \operatorname{Re}(W_{n-1})}{\left[\frac{A_n}{n_c} + \frac{n}{\xi} \right] W_n - W_{n-1}} \quad (\text{B.1a})$$

$$b_n = \frac{\left[n_c A_n + \frac{n}{\xi} \right] \operatorname{Re}(W_n) - \operatorname{Re}(W_{n-1})}{\left[n_c A_n + \frac{n}{\xi} \right] W_n - W_{n-1}} \quad (\text{B.1b})$$

wobei

$$W_n = \frac{2n-1}{\xi} W_{n-1} - W_{n-2} \quad (\text{B.2a})$$

mit

$$W_0 = \sin(\xi) + i \cos(\xi) \quad (\text{B.2b})$$

$$W_1 = \cos(\xi) - i \sin(\xi) \quad (\text{B.2c})$$

und

$$A_n = \left[\frac{n}{n_c \xi} - A_{n-1} \right]^{-1} - \frac{n}{n_c \xi} \quad (\text{B.2d})$$

mit

$$A_0 = \cot(n_c \xi) \quad (\text{B.2e})$$

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{d}{d\theta} P_n^1 + b_n \frac{P_n^1}{\sin \theta} \right] \quad (\text{B.3a})$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[b_n \frac{d}{d\theta} P_n^1 + a_n \frac{P_n^1}{\sin \theta} \right] \quad (\text{B.3b})$$

C Exakte Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung für vertikal inhomogene Medien mit großen optischen Dicken

C.1 Behandlung vertikal inhomogener Schichten

Für ein inhomogenes Medium benötigt man ein Additionsgesetz, welches die optischen Eigenschaften zweier direkt übereinanderliegender Schichten verknüpft. Der Index $_1$ steht für die obere und der Index $_2$ für die untere Schicht. Die optischen Eigenschaften beider Schichten zusammen werden durch den Index $_{12}$ gekennzeichnet. Ein hochgestelltes Plus bezieht sich auf die von oben einfallende Strahlung, während die von unten einfallende Strahlung mit einem hochgestelltem Minus gekennzeichnet wird.

$$\begin{aligned} r^{-+} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_1^- \cdot \mathbf{R}_{2+})^{-1} \\ r^{+-} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}_2^+ \cdot \mathbf{R}_1^-)^{-1} \\ \mathbf{T}_{12}^+ &= \mathbf{T}_1^+ \cdot r^{+-} \cdot \mathbf{T}_2^+ \end{aligned} \tag{C.1a}$$

$$\mathbf{T}_{12}^- = \mathbf{T}_2^- \cdot r^{-+} \cdot \mathbf{T}_1^- \tag{C.1b}$$

$$\mathbf{R}_{12}^+ = \mathbf{R}_1^+ + \mathbf{T}_1^+ \cdot r^{+-} \cdot \mathbf{R}_2^+ \cdot \mathbf{T}_1^- \tag{C.1c}$$

$$\mathbf{R}_{12}^- = \mathbf{R}_2^- + \mathbf{T}_2^- \cdot r^{-+} \cdot \mathbf{R}_1^- \cdot \mathbf{T}_2^+ \tag{C.1d}$$

$$\mathbf{J}_{12}^+ = \mathbf{J}_1^+ + \mathbf{T}_1^+ \cdot r^{+-} \cdot (\mathbf{R}_2^+ \cdot \mathbf{J}_1^- + \mathbf{1}) \tag{C.1e}$$

$$\mathbf{J}_{12}^- = \mathbf{J}_2^- + \mathbf{T}_2^- \cdot r^{-+} \cdot (\mathbf{R}_1^- \cdot \mathbf{J}_2^+ + \mathbf{1}) \tag{C.1f}$$

Die einzelnen Schichten werden rekursiv aneinandergesetzt, bis die optischen Eigenschaften der gesamten modellierten vertikal inhomogenen Schicht bekannt sind.

C.2 Anbinden der unteren Randbedingung

Zur Lösung der Randbedingung wird vorausgesetzt, daß sowohl die obere hemisphärische Strahldichteverteilung am Oberrand der Modellschicht \vec{I}_0 als auch die Albedo α und die Oberflächentemperatur ϵ des Untergrundes bekannt sind. Die makroskopischen optischen Eigenschaften müssen durch Auswertung der Gleichungen (C.1a-f) für das gesamte Medium vorliegen.

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= (\mathbf{1} - \mathbf{R}^- \cdot \alpha)^{-1} \\ \mathbf{t}^+ &= \mathbf{r} \cdot \mathbf{T}^+ \\ \mathbf{r}^- &= \mathbf{R}^- + \mathbf{T}^- \cdot \alpha \cdot \mathbf{r} \cdot \mathbf{T}^+ \\ \mathbf{e}^- &= \mathbf{J}^- + \mathbf{T}^- \epsilon + \mathbf{T}^- \cdot \alpha \cdot \mathbf{r} \cdot (\mathbf{R}^+ \epsilon + \mathbf{J}^-) \\ \mathbf{e}^+ &= \mathbf{r}(\mathbf{R}^- \cdot \epsilon + \mathbf{J}^+) \\ \vec{I}_\tau^+ &= \mathbf{t}^+ \vec{I}_0^+ + \mathbf{e}^+ \cdot [1] && \text{(C.2a)} \\ \vec{I}_0^- &= \mathbf{r}^- \vec{I}_0^+ + \mathbf{e}^- \cdot [1] && \text{(C.2b)} \\ \vec{I}_\tau^- &= \alpha \vec{I}_\tau^+ + \epsilon \cdot [1] && \text{(C.2c)} \end{aligned}$$

Die Strahldichten in vertikal inhomogene Medien werden berechnet, indem die Atmosphäre in genügend viele jeweils homogene Schichten unterteilt wird. Mit Hilfe des Additionsgesetzes für den Strahlungstransport (Gl. C.1a-f) können die optischen Eigenschaften der gesamten Atmosphäre berechnet werden. Diese werden für die Behandlung der unteren Randbedingungen benötigt. Die Gleichungen (C.2a-c) berechnen die Strahldichten für die beiden Hemisphären an der unteren Modellgrenze sowie für die untere Hemisphäre an der oberen Modellgrenze.

Mit Hilfe der Gleichungen (2.14a-b) und (Gl. C.1a-f) bzw. (C.2a-c) lassen sich die Strahldichten eines Mediums mit beliebig großen optischen Dicken berechnen.

D Parametrisierung der optischen Eigenschaften von Wolken zur Anwendung in Zwei-Strom-Konzepten

Tabelle D.1 stellt die spektralen Intervalle zusammen, für die die optischen Wolkeneigenschaften abgeleitet wurden.

Tabelle D.1: Spektrale Intervalle der Strahlungstransport-Modelle von Rockel et al. [1991] und Slingo [1989].

Referenz	terrestrische spektrale Intervalle μm	solare spektrale Intervalle μm
Rockel et al. [1991]	3.96 - 7.98	0.215 - 0.685
	7.89 - 8.89	0.685 - 0.891
	8.89 - 10.15	0.891 - 1.273
	10.15 - 11.76	1.273 - 3.580
	11.76 - 20.10	
	20.10 - 100.0	
Slingo [1989]		0.25 - 0.69
		0.69 - 1.19
		1.19 - 2.38
		2.38 - 4.00

D.1 Parametrisierung der optischen Eigenschaften von Wolken durch den Flüssigwassergehalt nach Rockel et al. [1991]

Bei der Berechnung der optischen Eigenschaften im terrestrischen Spektralbereich wird die Streuung nicht berücksichtigt und der Absorptionskoeffizient σ_a ist proportional zu m^{b_σ} gesetzt (Gl. D.1a), wobei der Flüssigwassergehalt m in g m^{-3} angegeben wird.

$$\sigma_a = a_\sigma \cdot m^{b_\sigma} \quad (\text{D.1a})$$

Tabelle D.2: Koeffizienten aus der Gleichung (D.1a) nach Rockel et al. [1991]. Die Koeffizienten beziehen sich auf einen Flüssigwassergehalt m mit der Einheit g m^{-3} .

spektraler Bereich	a_σ	b_σ
3.96 - 7.98	45.1	0.8794
7.89 - 8.89	43.1	0.9142
8.89 - 10.15	44.0	0.9102
10.15 - 11.76	51.8	0.8530
11.76 - 20.10	66.5	0.7656
20.10 - 100.0	70.5	0.8490

Tabelle D.3: Koeffizienten aus den Gleichungen (D.1b-d) nach Rockel et al. [1991]. Die Koeffizienten beziehen sich auf einen Flüssigwassergehalt m mit der Einheit g m^{-3} .

spektraler Bereich	a_δ	b_δ	a_ω	b_ω	a_g	b_g
0.215 - 0.685	0.358	0.8528	0.	1.	$5.216 \cdot 10^{-3}$	0.867660
0.685 - 0.891	0.369	0.8508	$4.879 \cdot 10^{-6}$	0.999967	$7.594 \cdot 10^{-3}$	0.862584
0.891 - 1.273	0.381	0.8479	$1.033 \cdot 10^{-4}$	0.999337	$9.481 \cdot 10^{-3}$	0.858071
1.273 - 3.580	0.403	0.8441	$5.208 \cdot 10^{-3}$	0.930213	$1.216 \cdot 10^{-2}$	0.864269

$$\tau = a_\delta \cdot (m \cdot d)^{b_\delta} \quad (\text{D.1b})$$

$$\omega = a_\omega \cdot \ln(m) + b_\omega \quad (\text{D.1c})$$

$$g = a_g \cdot \ln(m) + b_g \quad (\text{D.1d})$$

In den solaren Spektralbereichen wird die optische Dicke proportional zum Flüssigwassergehalt m (in g m^{-3}) und zur Schichtdicke d (in m) angesetzt, während die Einfachstreueralbedo ω und der Asymmetriefaktor g proportional zum Logarithmus des Flüssigwassergehaltes m sind. Die Konstanten der Gleichungen (D.1a-d) wurden in den Tabellen D.2 und D.3 zusammengestellt.

D.2 Parametrisierung der optischen Eigenschaften durch den effektiven Radius und den Flüssigwassergehalt nach Slingo [1989]

Nach Slingo [1989] werden im solaren Spektralbereich die Einfachstreueralbedo ω und der Asymmetriefaktor g dem effektiven Radius r_e proportional gesetzt. Die optische Dicke τ ist proportional zur Flüssigwassersäule $W = m \cdot H_d$ einer Wolkenschicht mit der Mächtigkeit H_d und umgekehrt proportional zum effektiven Radius.

$$\delta = m \cdot H_d \cdot \left(c_\delta + \frac{d_\delta}{r_e} \right) \quad (\text{D.2a})$$

$$1 - \omega = c_\omega + d_\omega \cdot r_e \quad (\text{D.2b})$$

$$g = c_g + d_g \cdot r_e \quad (\text{D.2c})$$

Die in Tabelle D.4 angegebenen Werte für die Proportionalitätskonstanten der Gleichungen (D.2a-c) gelten für den Wertebereich $4.2 < r_e < 16.6$.

Tabelle D.4: Koeffizienten aus den Gleichungen (D.2a-c) nach Slingo [1989].

spektraler Bereich μm	c_δ $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$	d_δ $\mu\text{m m}^2 \text{ g}^{-1}$	c_ω	d_ω μm^{-1}	c_g	d_g $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$
0.25 - 0.69	2.817	1.305	$-5.62 \cdot 10^{-8}$	$1.63 \cdot 10^{-7}$	0.829	2.482
0.69 - 1.19	2.682	1.346	$-6.94 \cdot 10^{-6}$	$2.35 \cdot 10^{-5}$	0.794	4.226
1.19 - 2.38	2.264	1.454	$4.64 \cdot 10^{-4}$	$1.24 \cdot 10^{-3}$	0.754	6.560
2.38 - 4.00	1.281	1.641	$2.01 \cdot 10^{-1}$	$7.56 \cdot 10^{-3}$	0.826	4.353

E Entwicklung eines linearen empirischen Flußdichtemodell anhand der Meßdaten

Zunächst erfolgt eine Entwicklung der Meßdaten in empirische Funktionen. Danach wird eine multidimensionale lineare Regression zwischen den Entwicklungskoeffizienten der empirischen Funktionen mit den strahlungsrelevanten Eigenschaften durchgeführt. Die Daten werden in Matrizenform gebracht. Die Zeilen mit $n = 20$ Elementen beinhalten die Meßdaten für jeweils ein Flußdichteprofil, während die Spalten mit $m = 31$ Einträgen sich aus den unterschiedlichen Profilen (Tab. 6.1 und 6.2) zusammensetzen. Die Anzahl der Zeilen (vertikale Koordinate der Profile) ergibt sich aus der Instrumententrägheit.

E.1 Singulärwertzerlegung

Das Verfahren beruht darauf, daß sich jede Matrix $\mathbf{D}_{m \times n}$ wie folgt darstellen läßt:

$$\mathbf{D}_{m \times n} = \mathbf{U}_{m \times m} \cdot \mathbf{S}_{m \times n} \cdot \mathbf{V}_{n \times n}^T, \quad (\text{E.1})$$

$$m \begin{array}{|c|} \hline \boxed{d_{ij}} \\ \hline n \end{array} = \begin{array}{|c|} \hline u_{ij} \\ \hline \end{array} \cdot \begin{array}{|c|} \hline \begin{array}{cccc} s_1 & s_2 & \dots & \emptyset \\ \emptyset & \dots & \dots & s_m \end{array} \\ \hline \end{array} \cdot \begin{array}{|c|} \hline v_{ij}^T \\ \hline \end{array}$$

wobei \mathbf{U} und \mathbf{V} orthogonal¹ sind und \mathbf{S} diagonal ist. Aus der Orthogonalität von \mathbf{U} folgt, daß die Spaltenvektoren \vec{u}_i von \mathbf{U} orthonormal sind, d.h. die \vec{u}_i ($i = 1, 2, \dots, m$) sind linear unabhängig und damit eine Basis des m -dimensionalen „Datenraumes“ (Anzahl der Profile). Auch die Spaltenvektoren \vec{v}_i von \mathbf{V} sind orthonormal; die Vektoren \vec{v}_i ($i = 1, 2, \dots, n$) sind Basis des n -dimensionalen „Parameterraumes“ (Anzahl der diskreten Punkte der Strahlungsflußdichteprofile). Die Diagonalelemente von \mathbf{S} nennt man die singulären Werte von \mathbf{D} . Diese sind nicht negativ und der Größe nach geordnet, d.h.

$$s_1 \geq s_2 \geq \dots \geq s_m \geq 0 \quad . \quad (\text{E.2})$$

¹Orthogonalität: $\mathbf{U} \cdot \mathbf{U}^T = \mathbf{U}^T \cdot \mathbf{U} = \mathbf{I}$

In Summenschreibweise setzt sich die Matrix \mathbf{D} aus den Spaltenvektoren \vec{u}_i und \vec{v}_i sowie den Singulärwerten s_i wie folgt zusammen:

$$\mathbf{D} = \sum_{k=1}^{\min(m,n)} s_k \cdot \vec{u}_k \cdot \vec{v}_k^T \quad (\text{E.3})$$

$$\mathbf{D}_{m \times n} = \sum_{k=1}^{\min(m,n)} s_k \cdot \begin{array}{c} \vec{u}_k \\ m \times 1 \end{array} \cdot \begin{array}{c} \vec{v}_k^T \\ 1 \times n \end{array}$$

Jeder Summand wird im folgenden als k -te Ordnung bezeichnet. Eine wichtige Eigenschaft der Spaltenvektoren \vec{u}_i und \vec{v}_i ist, daß für die Summe bis $m' < \min(m, n)$ die Bedingung

$$\| \mathbf{D} - \mathbf{D}' \| = \text{minimal} \quad (\text{E.4a})$$

für

$$\mathbf{D}'_{m \times n} = \sum_{k=1}^{m'} s_k \cdot \begin{array}{c} \vec{u}_k \\ m \times 1 \end{array} \cdot \begin{array}{c} \vec{v}_k^T \\ 1 \times n \end{array} \quad (\text{E.4b})$$

$$(\text{E.4c})$$

erfüllt ist. Der Betrag der Differenz zwischen der Datenmatrix \mathbf{D} und der Matrix \mathbf{D}' – berechnet aus den ersten m' Summanden – ist minimal.

Die Entwicklungskoeffizienten sind die Spaltenvektoren \vec{u}_i für jede Ordnung i der Matrix \mathbf{U} . Die Singulärwerte s_i zeigen die relative Bedeutung dieser Ordnungen untereinander. Die bedeutendsten Variationen der Flußdichteprofile sind eine Folge der unterschiedlichen Randbedingungen und der strahlungsrelevanten Wolkeneigenschaften. Daher ist zu folgern, daß die Spaltenvektoren \vec{u}_i mit den Wolkeneigenschaften aus Tabelle 6.2 korreliert sein können. Also ist es sinnvoll, eine multidimensionale lineare Regression zwischen den Entwicklungskoeffizienten \vec{u}_i und der Eigenschaftsmatrix \mathbf{M} (makroskopischen und mikroskopischen Wolkeneigenschaften aus Tabelle 6.2) durchzuführen. Die Größen aus Tabelle 6.2 werden so transformiert, daß ihr Mittelwert verschwindet und die Standardabweichung gleich Eins ist. Zusätzlich wird der Eigenschaftsmatrix ein Vektor mit 1-Elementen angehängt. Damit wird das mittlere Profil (der Achsenabschnitt der Regression) mit der multidimensionalen linearen Regression bestimmt.

E.2 Multidimensionale lineare Regression

Es wird eine Lösungsmatrix \mathbf{X} gesucht, welche linear multipliziert mit der Eigenschaftsmatrix \mathbf{M} die Matrix der Entwicklungskoeffizienten \mathbf{U} mit einer geringen Abweichung (im

Sinne der kleinsten Quadrate) ergibt. Die Lösungsmatrix \mathbf{X} kann mit einer mehrdimensionalen Regression wie folgt berechnet werden:

$$\mathbf{U} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{X} \quad (\text{E.5a})$$

$$\implies \mathbf{X} = \mathbf{G} \cdot \mathbf{U} \quad (\text{E.5b})$$

$$\text{mit } \mathbf{G} = (\mathbf{M}^T \cdot \mathbf{M})^{-1} \cdot \mathbf{M}^T \quad (\text{E.5c})$$

$$\mathbf{U}_{\text{emp}} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{X} \quad (\text{E.5d})$$

Aufgrund der linearen Abhängigkeiten der Strahlungsflußdichteprofile untereinander, ist das Gleichungssystem E.5a überbestimmt. Die Matrix \mathbf{X} gibt die Regressionslösung der Gleichung E.5a an. Je kleiner die Differenz zwischen \mathbf{U} und \mathbf{U}_{emp} ist, desto geringer ist der Fehler des empirischen Modells. Da ein signifikanter Zusammenhang zwischen den Entwicklungskoeffizienten und den makroskopischen und mikroskopischen Eigenschaften nachgewiesen werden kann, ist ein *empirisches Flußdichtemodell* entwickelt worden, das den Meßdatensatz (Datenmatrix \mathbf{D}) in optimaler Weise beschreibt. Ebenso ist nachgewiesen worden, welche Größen mit welchem Beitrag die Profile der Strahlungsflußdichten mitbestimmen. Ein *empirisches Flußdichtemodell*, welches in Übereinstimmung mit den Meßdaten steht, lautet:

$$\mathbf{D}_{\text{emp}} = \mathbf{M}' \cdot \mathbf{F} \quad (\text{E.6a})$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{V}^T \quad (\text{E.6b})$$

Die Profile der Strahlungsflußdichte \mathbf{D}_{emp} werden aus dem Produkt zweier Matrizen berechnet. Dies sind die Eigenschaftsmatrix \mathbf{M}' und die Funktionsmatrix \mathbf{F} . Da dieses Modell auf empirischen Daten beruht, verliert es seine Gültigkeit außerhalb des Wertebereiches der strahlungsrelevanten Eigenschaften der Eigenschaftsmatrix \mathbf{M} , die u.a. den mittleren Teilchendurchmesser, die Flüssigwassersäule, die mittlere Temperaturstrahlung der Atmosphäre, die Wolkenmächtigkeit, die direkte und die Globalstrahlung sowie die Gegenstrahlung enthalten.

Der Fehler des empirischen Modells ergibt sich aus der Güte der multidimensionalen Regression (Gl. E.5a-c):

$$\Delta \mathbf{F} = \Delta \mathbf{X} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{V}^T \quad (\text{E.7})$$

Der Fehler $\Delta \mathbf{X}$ ist abhängig von den strahlungsrelevanten Eigenschaften (Matrix \mathbf{M}).

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Ch. Kottmeier (Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe) danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für die Unterstützung bei deren Ausführung. Herrn Prof. Dr. K. Künzi (Universität Bremen) danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens. Prof. Dr. E. Augstein (Alfred-Wegener-Institut) möchte ich für die Möglichkeit zur Teilnahme an mehreren Expeditionen, Seminaren und Tagungen herzlich danken.

Besonders möchte ich mich bei Dr. Jörg Hartmann und Dr. Christof Lüpkes (Alfred-Wegener-Institut) für die engagierte Betreuung, stete kritische Diskussionsbereitschaft und vielfältige Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit bedanken.

Die Besatzung der POLAR Flugzeuge des Alfred-Wegener-Institutes sei für ihre sichtbare und unsichtbare Hilfe während der Forschungsreisen gedankt. Ohne die Überlassung der mikrophysikalischen Daten zur weitem Auswertung wäre die Arbeit nicht zustande gekommen. Ganz herzlich möchte ich Andreas Reuter (Forschungszentrum GKSS) für seine unkomplizierte Zusammenarbeit danken.

Allen Mitarbeitern des AWI gebührt ein Dankeschön. Insbesondere möchte ich Gerit Birnbaum, Wolfgang Cohrs, Thomas Garbrecht und Simon Lopez für die fruchtbare Diskussionsbereitschaft, die technische Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima meinen Dank aussprechen.

Für die Geduld meiner Frau Ragna Katharina in den Intensivphasen der Fertigstellung dieser Arbeit möchte ich ihr an dieser Stelle noch einmal danken.