

# Einfluss dreidimensional inhomogener Bewölkung auf die reflektierte solare Strahldichte

Diplomarbeit  
von  
Steffen Meyer

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT DER  
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
ERSTELLT AM INSTITUT FÜR MEERESKUNDE  
Forschungsbereich 1  
- Maritime Meteorologie -



Kiel, Oktober 2001



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>I</b>
<b>abstract</b>	<b>III</b>
<b>Abkürzungen</b>	<b>V</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Wolken</b>	<b>7</b>
<b>3 Theorie des Strahlungstransports</b>	<b>9</b>
3.1 Streuung . . . . .	9
3.1.1 RAYLEIGH-Streuung . . . . .	10
3.1.2 MIE-Streuung . . . . .	11
3.2 Strahlungstransportgleichung . . . . .	12
3.3 Lösungsproblematik und -methoden . . . . .	14
3.3.1 Methode der sukzessiven Streuordnung . . . . .	15
3.3.2 MONTE CARLO Strahlungstransport . . . . .	16
<b>4 Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method (SHDOM)</b>	<b>19</b>
4.1 Methode der diskreten Ordinaten (Discrete Ordinate Method) . . . . .	23
4.2 Methode der Kugelflächenfunktion (Spherical Harmonic Method) . . . . .	25
<b>5 Wolkenmodell</b>	<b>27</b>
<b>6 Ergebnisse</b>	<b>31</b>
6.1 Ergebnisse einer Beispielwolke . . . . .	32
6.1.1 Ergebnisse für $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ . . . . .	32
6.1.2 Ergebnisse für $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ . . . . .	38
6.2 Ergebnisse aller Wolken . . . . .	45
6.2.1 Ergebnisse für $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ . . . . .	45
6.2.2 Ergebnisse für $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ . . . . .	48
6.2.3 Erstellung eines 'lookup table' . . . . .	54

<b>7 Schlussbetrachtung</b>	<b>59</b>
<b>A Ergebnisse für eine Beispielwolke</b>	<b>61</b>
<b>B Ergebnisse für alle Wolken</b>	<b>63</b>
<b>Literatur</b>	<b>67</b>
<b>Danksagung</b>	<b>71</b>
<b>Erklärung</b>	<b>72</b>

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Einfluss unterschiedlicher Wolkendarstellung im Strahlungstransport auf die an Wolken reflektierte Strahldichte untersucht. Hierzu wurde ein neues 3D Strahlungstransportmodell (SHDOM) am Institut für Meereskunde implementiert. Um den dreidimensionalen (3D) Effekt von Wolken auf das Strahlungsfeld darzustellen, wird der Zusammenhang zwischen reflektierter Strahldichte und Wolkeneigenschaften (z.B. LWP und effektiver Radius) für 3D und horizontal homogenen (IPA) Strahlungstransfer verglichen.

Die 3D Felder des Wolkenflüssigwassergehalts und der effektiven Tröpfchenradien entstammen dem dreidimensional nicht-hydrostatischen Atmosphärenmodell GESIMA (Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre) (Eppel et al., 1995). Zur Berechnung der Strahlungsfelder wird das 3D Strahlungstransportmodell SHDOM ('Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method', (Evans, 1998)) verwendet. Der Vergleich wird für eine und 12 verschiedene Wasserwolken mit ungefährender mittlerer optischer Dicke  $\tau = 10$  durchgeführt. Betrachtet werden Strahldichten bei den Wellenlängen  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ , einem Sonnenzenitwinkel  $\Theta_0 = 60^\circ$  und dem Nadir Beobachtungswinkel ( $\Theta = 0^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ).

Die Untersuchung einer konkreten Wolke zeigt bei festem LWP bei 3D Betrachtung, verglichen mit IPA, eine erhöhte Variabilität der reflektierten Strahldichte.

Die Differenz zwischen 3D und IPA reflektierter Strahldichte ist für eine konkrete Wolke stark von dem Wolkentyp abhängig. Bei der Gesamtbetrachtung aller Wolken schwankt der Fehler einer homogenen Betrachtung (IPA) im sichtbaren zwischen -5 % – -25 % und im nah-infraroten Spektralbereich zwischen -15 % – -60 % .

Der Zusammenhang zwischen reflektierter Strahldichte und LWP bei inhomogener Bewölkung ist nur bis  $50 \text{ g/m}^2$  eindeutig gegeben. Bei größerem LWP ist kein Unterschied in der reflektierten Strahldichte sichtbar, wodurch für diese Werte keine Fernerkundung des LWP mehr möglich ist.

Die Untersuchung des Zusammenhanges zwischen Strahldichte im nah-infraroten Spektralbereich und effektivem Radius der obersten bewölkten Gitterzelle zeigt, dass keine Rekonstruktion der mikrophysikalischen Eigenschaften der obersten Wolkenschicht möglich ist.

Verändert man die Auflösung des Wolkenfeldes, so hat dies im Mittel keinen großen Einfluss auf die Differenz aus 3D und IPA. Aufgrund möglicher erheblicher Fehler bei lokalen Messungen (bis zu -80 %) ist eine hochauflösende Wolkenfernerkundung jedoch nicht möglich.

Die Ableitung eines 'lookup table' aus den Ergebnissen der hier verwendeten Wolken ist derzeit weder für den IPA- noch für den 3D-Fall möglich. Es konnte kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Strahldichten zweier Wellenlängen und optischer Dicke und effektivem Radius gefunden werden. Die typischerweise benutzte bispektrale Wolkenfernerkundung funktioniert also nur bei planparallelen Wolken. Treten zusätzlich vertikal und/oder horizontal unterschiedliche Verteilung des Wolkenflüssigwassergehaltes auf, so liefert diese Methode keine zuverlässigen Ergebnisse.



# abstract

In this work the impact of different cloud representations used in radiative transfer calculations on reflected solar radiance is studied. To this end a 3D radiative transfer model ('Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method') has been implemented and applied to a number of 3D cloud scenarios. In order to illustrate the 3D effect of clouds on the radiance field the relation between visible reflected radiance and cloud properties ( liquid water path LWP and effective radius) is compared for 3D and 1D (Independent Pixel Approximation) radiative transfer calculations.

The 3D fields of cloud liquid water and cloud droplet effective radius origin from the 3D non-hydrostatic mesoscale atmospheric model GESIMA (Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre) (Eppel et al., 1995). The 3D radiative transfer model SHDOM (Evans, 1998) has been used to calculate radiance fields for the cloud fields mentioned above. The comparison is discussed for a single cloud and an ensemble of 12 different water clouds with mean optical thickness  $\tau = 10$  and for two wavelengths  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  and  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ , a solar zenith angle  $\Theta_0 = 60^\circ$ , and nadir viewing geometry.

For the single cloud under consideration the 3D representation leads to an increased variability in reflected radiance for fixed LWP. For all 12 clouds the error due to homogeneous representation (3D-IPA) varies between -5 % – -25 % for the visible and -15 % – -60 % for the near-infrared wavelength.

A well-defined relation between 3D reflected radiance and LWP can be found below  $50 \text{ g/m}^2$  LWP. A further increase in LWP has no significant effect on the reflected nadir radiance, which renders impossible the remote sensing of LWP for optically thick clouds.

As a result of the comparison of near-infrared reflected radiance and top-of-the-cloud effective radius there is no possibility to reconstruct the microphysical properties of the upper cloud layer. Changes in the resolution of the cloud field has little influence on the mean differences 3D-IPA but on local errors. Local errors up to -80 % prevent a high resolution cloud remote sensing. By rawing the resolution down to corresponding to  $20 \times 20 \text{ km}$  these error decreases to  $\pm 20 \%$ .

The derivation of a lookup table based on the current results failed. Neither for homogenous (IPA) nor for inhomogeneous cloud representation (3D) it was possible to find a non-ambiguous relation between radiance of two different wavelength and cloud properties like optical thickness and effective radius. It is concluded that the commonly used bispectral cloud remote sensing works for plane-parallel homogenous clouds only and must fail to produce reliable results if vertical and/or horizontal variations in cloud liquid water occur.





# Abkürzungen

3D	dreidimensional
APOLLO	AVHRR Processing of Clouds over Land and Ocean
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
CM-SAF	Satellite Application Facility on Climate Monitoring
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DWD	Deutscher Wetterdienst
DOM	Discrete Ordinate Method
ENSO	El Niño Southern Oscillation
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
GESIMA	Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre
GKSS	GKSS Forschungszentrum
GOES	Geostationary Operational Enviromental Satellites
ICA	Independent Column Approximation
IfM	Institut für Meereskunde Kiel
IfT	Institut für Troposphärenforschung Leipzig
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
KLAROS	KNMI Local Implementation of APOLLO Retrieval in an Operational System
KNMI	Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut
LIDAR	Light Detecting and Ranging
LUT	lookup table
LWC	liquid water content
LWP	liquid water path
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
PPHOM	planparallel homogen
RADAR	Radio Detecting and Ranging
RTE	radiative transfer equation
SHDOM	Spherical Harmonic Discrete Ordination Method
SHM	Spherical Harmonic Method
SOS	Successive Order of Scattering
SSM/I	Special Sensor Microwave/Imager



# 1. Einleitung

Wolken spielen im Klimasystem der Erde eine entscheidende Rolle. Ihr mittlerer Bedeckungsgrad liegt bei etwa 60 %. Ihre wichtigsten Funktionen sind die Modulation des Strahlungsgleichgewichtes der Erde sowie, über die Prozesse der Verdunstung, des Niederschlags und der Kondensation, der Frischwassertransport und der Transport latenter Wärme. Über den Wasserkreislauf, den Strahlungs- und den Wärmehaushalt bestimmen sie direkt die Energiebilanz der Erde. Die von den Wolken freigesetzte Kondensationswärme treibt die atmosphärischen Zirkulationszellen an, die wiederum mit dem Ozean wechselwirken (z.B. ENSO). Wolken wirken als Teil des Klimasystems somit auf dieses ein, werden aber auch umgekehrt von Klimaveränderungen beeinflusst.

Auf die Strahlungsbilanz nehmen Wolken durch ihre Wechselwirkung mit der Strahlung Einfluss. Durch Reflexion kurzwelliger solarer Strahlung in den Weltraum und langwelliger terrestrischer Strahlung zurück zum Boden tragen sie zur Abkühlung bzw. Erwärmung des Bodens und der Atmosphäre bei. Das Ergebnis der Bilanzierung beider Effekte hängt von der Wolkenhöhe, der Wolkendicke und den Strahlungseigenschaften der Wolken ab. Die Strahlungseigenschaften wiederum werden von der Verteilung des Wasserdampfes, von den Wassertropfen und Eisparkeln, sowie von den atmosphärischen Aerosolen beeinflusst. Während die in der Regel dünnen Zirruswolken zu einer Nettoerwärmung des gesamten Systems führen, tragen tiefe, dicke Wolken zu einer Abkühlung bei.

Obwohl die Wolken so wichtig für das Klima und dessen Verständnis sind, ist die Kenntnis ihrer Eigenschaften sehr gering. Vergleicht man den Kenntnisstand über Wolken mit dem anderer Bestandteile der Atmosphäre, so wird deutlich wie weit wir von dem Verstehen des Klimas entfernt sind. Im *Earth Radiation Budget Experiment* (ERBE) wurde der Strahlungsantrieb der Wolken anhand von Satellitenmessungen bestimmt. Ramanathan et al. (1990) und Harrison et al. (1990) geben Ergebnisse des ERBE an. Sie weisen auf Unterschiede zwischen kurzwelligem und langwelligem Strahlungsantrieb (Albedoeffekt/Treibhauseffekt) hin, der von der jeweiligen Jahreszeit abhängt. Während sich auf der Winterhemisphäre beide Effekte ausgleichen, überwiegt auf der Sommerhemisphäre der Strahlungsantrieb durch langwellige Ausstrahlung, was zu einer starken Abkühlung führt. Global gemittelt und auf ein Jahr bezogen führt der langwellige Strahlungsantrieb zu einer Erwärmung von ca.  $31.1 \text{ W/m}^2$  und der kurzwellige Strahlungsantrieb zu

einer Abkühlung von ca.  $-48.4 \text{ W/m}^2$ . Der globale Netto-Strahlungsantrieb der Wolken wurde bei dem ERBE mit einer Abkühlung von  $17 \text{ W/m}^2$  angegeben. Diese Werte sind allerdings sehr unsicher. Cess et al. (1995) verglichen Satelliten- und Bodenmessungen mit Ergebnissen aus Klimamodellen und fanden heraus, dass die Strahlungsalgorithmen zur Verarbeitung der Satellitenmessungen die kurzwellige Absorption signifikant (30 bis  $40 \text{ W/m}^2$ ) unterschätzen ('anormale' Absorption). Der Strahlungsantrieb durch diesen Effekt ist ca. 10 mal größer als der Strahlungsantrieb der direkten Treibhausgase (Halogene,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}_2$ ) (siehe Abb. 6.6 in Ramaswamy et al. (2001)). Li et al. (1995) fand bei Untersuchungen des ERBE Datensatzes allerdings keine Anzeichen der 'anormalen' Absorption. Auch Scheirer (2001), der untersuchte, inwiefern Vereinfachungen in der Darstellung inhomogener Wolken zu Fehlern in den resultierenden Strahlungsflüssen führen, entdeckte keine Hinweise. Er stellte einen sonnenstandabhängigen Einfluss auf die atmosphärische Absorption durch die Annahme planparalleler Wolken fest, der die gleiche Größenordnung, aber wesentlich kleinere Werte (ca.  $10 \text{ W/m}^2$ ) wie die 'anormale' Absorption hat.

Bis heute kann diese Differenz zwischen Messungen und Modellen nicht eindeutig erklärt werden.

In Klimamodellen macht sich die Unkenntnis der Wolkeneigenschaften bemerkbar. Obwohl sich die Darstellung der Physik in Modellen stark verbessert hat, bleiben Wolken weiterhin die größte Quelle an Unsicherheit (Stocker et al., 2001). Ein Grund hierfür liegt in der Komplexität der Wolken und der großen Anzahl von Prozessen bei Wolkenformation und Wolken-Strahlung Wechselwirkung (z.B. komplexe Geometrien der Wolkenpartikel, Überlappungen verschiedener Wolkenschichten, mikrophysikalische Prozesse bei Wachstum und thermodynamischer Phase der Hydrometeore) (Stocker et al., 2001).

Aufgrund der oben genannten Bedeutung der Wolken ist die genaue Kenntnis ihrer Verteilung und ihrer mikrophysikalischen Eigenschaften essenziell zum Verstehen des globalen Klimasystems. Aus diesem Grund wird eine intensive Wolkenfernerkundung vom Boden, mit Flugzeugen, aber auch mit Hilfe von Satelliten betrieben. Bei Bodenmessungen werden z.B. mit Mikrowellenradiometern atmosphärische Emissionen bei verschiedenen Frequenzen genutzt. Aus den Ergebnissen lassen sich vertikale Profile der Temperatur, aber auch von Wasserdampf oder Wolkenflüssigwassergehalt ( $\text{LWC}^1$ ) ableiten. Des Weiteren werden auch RADAR- (*Radio Detecting and Ranging*) oder LIDAR Messgeräte (*Light Detecting and Ranging*) verwendet. Anhand von rückgestreuten Signalen einer bestimmten Frequenz lassen sich z.B. Wolkenflüssigwasserprofile ableiten. Flugzeuge sind im Wesentlichen mit Spektrometern ausgerüstet, die Größenverteilungen von Wolkenhydrometeoren messen. Auch aus diesen Messungen lassen sich Profile für Wolkenflüssigwassergehalt ableiten.

Hansen und Pollack zeigten 1970 anhand eines Vergleiches von Modellrechnungen mit Beobachtungen im Nah-Infrarot, dass es möglich ist, aus spektralen Variationen der Re-

---

<sup>1</sup>liquid water content - Wolkenflüssigwassergehalt

flexivität auf optische Dicke, Teilchengröße und -phase von Wasser - und Eiswolken zu schließen.

Seitdem wurden weitere verschiedene Methoden zur Wolkenfernerkundung entwickelt. Arking und Childs (1985) benutzten einen vierstufigen Algorithmus bestehend aus Schwellwerttests und Strahldichtemessungen bei verschiedenen Wellenlängen, um aus Satellitenbildern (AVHRR) Wolkenbedeckung und Wolkeneigenschaften zu ermitteln. King (1987) verglich Messungen der Reflexionsfunktion mit modellierten Reflexionen um auf die optische Dicke  $\tau$  schließen zu können. Allerdings gilt diese Ableitung nur für eine optische Dicke ( $\tau > 9$ ) und eine horizontal ausreichend homogene Wolke. Nakajima und King (1990) entwickelten eine physikalische Methode um aus reflektierter solarer Strahlung optische Dicke und effektiven Tropfenradius zu bestimmen. Bei optisch dicken Wolken sind die Reflexionsfunktionen für die Wellenlängen  $\lambda = 0.75 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 2.16 \mu\text{m}$  ausreichend, bei dünnen Wolken treten Zweideutigkeiten bei der Ableitung des effektiven Radius auf, sodass zusätzlich die Reflexionsfunktion bei  $\lambda = 3.70 \mu\text{m}$  hinzugenommen werden muss.

Weitere Ansätze werden bei Twomey und Cocks (1989) sowie Curran und Wu (1982) beschrieben. Twomey und Cocks (1989) fernerkunden im nah-infraroten Spektralbereich effektiven Radius und optische Dicke von Flugzeugen aus und vergleichen diese Ergebnisse mit in-situ Messungen eines Flugzeuges innerhalb einer Wasserwolke. Curran und Wu (1982) bestimmen bei Wasserwolken anhand von Satellitenmessungen bei drei Wellenlängen im sichtbaren und nah-infraroten Spektralbereich Wolkenparameter wie optische Dicke, thermodynamische Phase und effektiven Radius. Mithilfe einer vierten Wellenlänge im Infrarot werden Temperaturen an der Wolkenoberseite bestimmt. Ein Verfahren zur Ableitung von Wolkenparametern mittels Mikrowellenmessungen liefert Simmer (1994).

Der Großteil dieser Methoden beruht darauf, dass allein die Intensität von an Wolken reflektiertem Sonnenlicht als ausreichend angesehen wird, um Aussagen über ihre optische Dicke sowie mikrophysikalische Eigenschaften wie z.B. thermodynamische Phase und mittlere Teilchengröße zu machen. Allgemeines Prinzip ist die Ausnutzung der unterschiedlichen Sensitivität der Reflexionsfunktion auf verschiedene Wolkeneigenschaften. Während die Reflexionsfunktion bei nicht-absorbierenden Wellenlängen im Sichtbaren hauptsächlich von der optischen Dicke abhängt, spielt in Wellenlängenbereichen, in denen zu der Streuung die Absorption hinzukommt, auch die Größe der Tropfen eine Rolle. Somit ist die Reflexionsfunktion hier zusätzlich eine Funktion des effektiven Radius.

Besonders bei der Satellitenfernerkundung wird der Zusammenhang von Strahldichte  $L_\lambda$  und Wolkeneigenschaften (z.B. LWP<sup>2</sup>) benötigt.

Mit Strahlungstransportmodellen werden für bekannte Wolkeneigenschaften Strahldichten berechnet und diese in Vergleichstabellen (LUT - *look up table*) für verschiedene Wolkeneigenschaften zusammengestellt. Über einen Algorithmus werden diese Wolkenei-

---

<sup>2</sup> *liquid water path* - vertikal integrierter Wolkenflüssigwassergehalt

genschaften in den LUTs für kurz- und langwellige Strahlung mit den vom Satelliten gemessenen Strahldichten verknüpft, sodass auf die optische Dicke und die Mikrophysik der gemessenen Wolke geschlossen werden kann.

Die meisten heute verwendeten Fernerkundungsalgorithmen basieren auf der Annahme plan-paralleler und horizontal homogener Wolken. Dies führt im Fall inhomogener Bewölkung aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen Strahldichte und optischer Dicke bzw. Wolkenwasserpfad zu einer systematischen Unterschätzung des fernerkundeten Wolkenwassers bei fester Strahldichte (Cahalan et al., 1994).

Beispiele für nationale und internationale Wolkenfernerkundungsprojekte sind: ISCCP, CM-SAF, KLAROS und 4DWOLKEN.

Das *International Satellite Cloud Climatology Project* (ISCCP) sammelt operationelle Satellitenmessungen von Wolken. Ziel des Projektes ist die Untersuchung der Rolle der Wolken im Klima (z.B. Schiffer und Rossow, 1983). Mithilfe von LUT werden globale Klimatologien der optischen Dicke, z.B. Monatsmittelwerte auf  $2.5 \times 2.5$  Grad Gittern, erstellt. Verwendet werden die Kanäle des AVHRR und der geostationären Satelliten im sichtbaren und thermischen Spektralbereich. Eine Klassifizierung erfolgt neben der optischen Dicke auch über die Abschätzung der Wolkenhöhe.

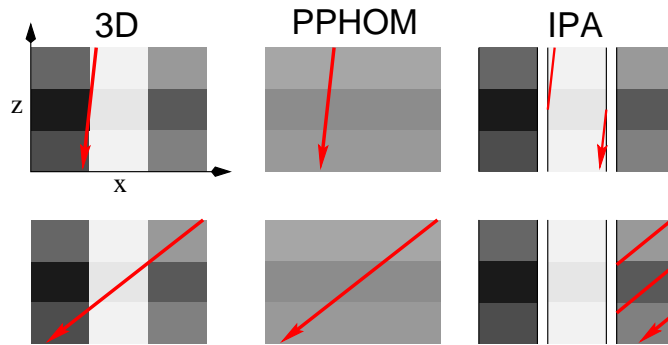
Die *Satellite Application Facility on Climate Monitoring* (CM-SAF) beschäftigt sich neben anderen Zielen ebenfalls mit der Erstellung eines LUT. Sie beschränkt sich dabei allerdings auf Europa. Erweiternd zu ISCCP werden im CM-SAF mehrere Kanäle im solaren Spektralbereich ( $\lambda = 0.6, 1.6$  und  $3.7 \mu\text{m}$ ) verwendet, wie sie bei den aktuellen AVHRR ab dem Satelliten NOAA 15 zur Verfügung stehen. Auch der zukünftige METEOSAT (MSG - *Meteosat Second Generation*) verfügt über diese Kanäle und soll im Rahmen von CM-SAF genutzt werden.

Das Modell KLAROS (*KNMI Local Implementation of APOLLO Retrieval in an Operational System*) ist eine lokal für die Niederlande bestimmte Weiterentwicklung des APOLLO Modells des DLR<sup>3</sup> (Saunders und Kriebel, 1988). Es erstellt ein LUT, ist jedoch, im Vergleich mit den beiden anderen Projekten, an ein Netz LWP messender bodengebundener Mikrowellenradiometer gekoppelt.

In dem Projekt 4DWOLKEN soll die räumliche und zeitliche Variabilität der Bewölkung und deren Einfluss auf den solaren und thermischen Strahlungstransport untersucht werden. Dieses Projekt ist ein Zusammenschluss von neun deutschen Universitäten (Bonn, Heidelberg, Mainz, Berlin und Dresden) und Forschungseinrichtungen (IfM Kiel, GKSS, IfT Leipzig, DWD). Die vorliegende Arbeit ist thematisch in diesem Vorhaben angesiedelt.

---

<sup>3</sup>DLR - Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt



**Abbildung 1.1:** Wolkendarstellung. Photonenweg innerhalb einer Wolke im 3D, PPHOM und IPA-Fall.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Einfluss unterschiedlicher Darstellung von Wolken auf die Interpretation der an Wolken reflektierten solaren Strahldichte. Um diese Untersuchung durchführen zu können, wurde ein 3D Strahlungstransportmodell (SHDOM, Evans (1998)) implementiert, welches bei der Berechnung von Strahldichten der MONTE CARLO Methode überlegen ist. Somit stehen in Kiel verschiedene Methoden der Strahlungstransportberechnung zur Verfügung.

Mit diesem Strahlungstransportmodell wird der Strahlungstransfer in einer vorgegebenen Wolke simuliert. Um den Effekt der Dreidimensionalität untersuchen zu können, werden Strahldichten sowohl bei dreidimensionaler (3D) als auch bei IPA-Wolkendarstellung berechnet. IPA (*Independent Pixel Approximation* (in der Literatur auch als ICA - *Independent Column Approximation* - bekannt)) stellt eine Sonderform der planparallel-homogenen Wolkendarstellung (PPHOM) dar (Abb. 1.1, pers. Mitteilung R. Scheirer). Die Dreidimensionalität der Wolke bleibt erhalten, jede vertikale Säule wird aber unabhängig von der benachbarten betrachtet. Tritt ein Photon in das Gebiet ein, so wird es in der Gitterbox 'gefangen' und kann nur hier wechselwirken. Horizontaltransporte finden nicht statt. In jeder Säule herrscht Homogenität.

In dieser Arbeit werden qualitative und quantitative Aussagen über den Unterschied der reflektierten Strahldichte bei zwei Wellenlängen im Sichtbaren ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ) und nahen Infrarot ( $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ ) für die feste Beobachtungsposition (Nadir, Zenitwinkel  $\Theta = 0^\circ$ , Azimutwinkel  $\phi = 0^\circ$ ) gemacht.

Ein Überblick über Wolken wird in Kapitel 2 und die Theorie des Strahlungstransports in Kapitel 3 gegeben. Kapitel 4 beschreibt das verwendete Strahlungstransportmodell, Kapitel 5 stellt die benutzten Modellwolken vor. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse diskutiert. Eine Schlussbetrachtung mit Ausblick folgt in Kapitel 7.





## 2. Wolken

Wolken entstehen durch Kondensation oder Sublimation übersättigten Wasserdampfes an kleinsten Teilchen in der Luft. Zu einer Übersättigung kommt es durch adiabatische (kein Wärmeaustausch mit der Umgebung) und diabatische (Austausch mit der Umgebungsluft) Abkühlung der Luft oder durch Wasserdampfung aufgrund von Verdunstung.

Man kann Wolken je nach Entstehung in zwei große Gruppen einteilen. Zu den Wolken mit vertikaler Erstreckung zählen die Haufenwolken (kumulus-förmig). Sie entstehen durch Konvektion und daraus resultierender Abkühlung der Luftmassen. Konvektionsbewölkung tritt in labilen Luftschichten auf. Luft wird zum Aufsteigen gezwungen und kühlt dabei ab. Die Temperatur erreicht den Taupunkt, bei dem die Luft gesättigt ist, es setzt Kondensation ein.

Die andere Gruppe umfasst die schichtförmige ('stratiforme') Bewölkung. Sie entstehen durch Abkühlung infolge langsamen Aufgleitens auf ein orographisches Hindernis oder auf eine kältere Luftmasse.

Bei der Aufgleitbewölkung wird ein Luftpaket durch Aufgleiten auf eine kältere Luftschicht angehoben und abgekühlt. Dieser Vorgang kann einige Tage dauern und bedarf einer stabilen Schichtung. Staubewölkung wird durch ein Aufgleiten auf ein horizontal weit ausgedehntes Hindernis ausgelöst. Auf der Luvseite kommt es zu einer erzwungenen Hebung, auf der Leeseite sinkt die Luft wieder ab. Das Auftreten von Bewölkung hängt von der Höhe des Hindernis und der Taupunktdifferenz (Differenz aus aktueller Temperatur und Taupunkttemperatur) ab.

Weitergehende Beschreibung der Wolkenbildung können dem Buch des Deutschen Wetterdienstes (DWD, 1987) oder bei de Bont (1985) entnommen werden.

Wolken sind ein Anzeichen für das kommende Wetter. Sie sind also für die Wettervorhersage eine entscheidenden Größe. Aber auch im Klima spielen sie eine entschiedene Rolle. Ihr mittlerer Bedeckungsgrad beträgt ca. 60 – 65 %, je nachdem, bei welcher optischen Dicke die Trennung zwischen bewölkt und unbewölkt gezogen wird. Wolken sind global unterschiedlich verteilt. Starke Bewölkung tritt besonders in den mittleren Breiten, den Gebieten mit dem größten Luftdruckgradienten, also hohen Windgeschwindigkeiten, auf. Bei getrennter Betrachtung der zonal gemittelten Wolkenhäufigkeit über

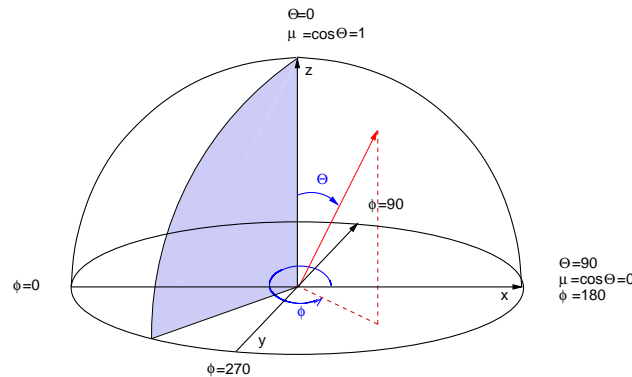
Land- und Wasserflächen erkennt man ebenfalls eine unterschiedliche Verteilung. Insgesamt ist die Wolkenhäufigkeit aufgrund der Verdunstung über Wasser größer. Es sind leichte Maxima im Bereich der mittleren Breiten und der ITCZ (*intertropical convergence zone*) zu erkennen. Über Land ist die Wolkenbedeckung geringer. Hier sind stark ausgeprägte Häufigkeitsmaxima in den mittleren Breiten und im Bereich der ITCZ zu finden. Auch in den polaren Gebieten gibt es eine unterschiedliche Bewölkungsverteilung zwischen Meereis- und Landeisflächen. Meereisflächen weisen eine hohe, Eisschilde eine sehr geringe Bewölkung auf. Die Bewölkungshäufigkeit ist sowohl zonal, als auch meridional gleichermaßen stark variabel. Neben dieser horizontalen Verteilung variiert die Bewölkung auch vertikal. Man unterscheidet tiefe, mittelhohe und hohe Wolken. Je nach Höhe ist ihre Zusammensetzung, also optische Dicke und effektiver Tropfenradius, unterschiedlich (Wasser- oder Eispartikel), was zu unterschiedlichen Strahlungseigenschaften führt. Neben Häufigkeit und Bedeckungsgrad ist die optische Dicke eine wolkenbeschreibende Größe. In den Starkwindzonen treten optisch dickere, tiefe Wolken auf, während in Schwachwindregionen eher dünne, hohe Wolken anzutreffen sind. Eine Ausnahme bildet hier die ITCZ, in der extrem optisch dicke Wolken und vertikal stark ausgeprägte Wolken auftreten. Natürlich ist die optische Dicke auch von der Art des Untergrundes (Ozean/Land) abhängig.

Die saisonale Variabilität der Bewölkung ist in den verschiedenen Klimazonen unterschiedlich stark ausgeprägt. Trotz der geringen jahreszeitlichen Temperaturschwankung in den Tropen ist hier die Änderung der Bewölkung äußerst stark. In den mittleren Breiten ist diese Änderung trotz eines starken saisonalen Temperaturgradienten hingegen relativ gering. Des Weiteren sind Wolkenhäufigkeit und optische Dicke in den Tropen im Sommer am größten, in den mittleren Breiten jedoch am geringsten. Neben dieser saisonalen unterliegen die Wolken auch einer täglichen Variabilität. Vor allem im Sommer weist die Bewölkung am Nachmittag ein Maximum auf (Rossow, 1993).

Diese natürliche Variabilität wird durch den Einfluss des Menschen noch verstärkt. Anthropogenes Aerosol beeinflusst die Strahlungsbilanz der Erde, indem Wolkenalbedo und Wolkenhäufigkeit verändert werden. Dieser indirekte Aerosoleffekt führt zu Änderungen der optischen Dicke und des effektiven Tropfenradius der Wolken (Penner et al., 2001). Aufgrund der erhöhten Albedo kommt es zu einer erhöhten Reflektivität, was zu einer Abkühlung der Erde führt.

# 3. Theorie des Strahlungstransports

Durchquert elektromagnetische Strahlung ein Medium, in diesem Fall die Atmosphäre, erfährt sie im Wesentlichen zwei Arten der Wechselwirkungen. Die Intensität der Strahlung wird von Absorption und Streuung beeinflusst. Die geometrische Bedeutung einiger im Folgenden verwendeter Größen ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Zur Beschreibung der Position von Sonne oder Beobachter sind jeweils zwei Winkel notwendig. Der Zenitwinkel  $\Theta$  wird von der Senkrechten aus gemessen. Er ist Null, wenn die Sonne senkrecht über einer Ebene steht. In der Literatur wird oft anstelle von  $\Theta$  dessen Kosinus ( $\cos\Theta = \mu$ ) verwendet. Der zweite Winkel, Azimutwinkel  $\phi$ , verläuft in der Ebene senkrecht zu  $\Theta = 0$ . In der hier verwendeten Konvention beträgt er für einen in Richtung positiver x-Achse zeigenden Sonnenstrahl  $\phi = 0$  und ändert sich gegen den Uhrzeigersinn.



**Abbildung 3.1:** Bedeutung der geometrischen Größen:  $\Theta$  = Zenitwinkel,  $\phi$  = Azimutwinkel,  $\mu = \cos \Theta$

## 3.1 Streuung

Streuung bedeutet Ablenkung der Strahlung aus ihrer Einfallsrichtung ohne Energieverlust.

Alle Teilchen in einem Medium sind in der Lage, streuend zu wirken. Allerdings hängen die physikalischen Prozesse von den Eigenschaften der Streukörper ab. Hier sind insbe-

sondere Größe und Form zu nennen.

Im Prinzip unterscheidet man zwei verschiedene Ansätze: Die Streuung an Molekülen (RAYLEIGH-Streutheorie) und die Streuung an Hydrometeoren. Die Streuung an Hydrometeoren wird je nach Partikeltyp und -größe durch unterschiedliche Streutheorien behandelt. Hier wird nur die MIE-Theorie im Falle kugelförmiger Wassertröpfchen beschrieben.

### 3.1.1 RAYLEIGH-Streuung

Die RAYLEIGH-Streutheorie beschreibt das Streuverhalten kleiner Teilchen, z.B. Luftmoleküle. In dieser Größenordnung spielt die Form der Partikel keine Rolle.

Eine wichtige Bedingung für die Verwendung dieser Theorie stellt das Verhältnis von Teilchengröße  $r$  (=Radius) zur Wellenlänge  $\lambda$  dar. Es kann mittels eines Größenparameters  $\alpha = 2\pi r/\lambda$  angegeben werden. Hier soll gelten:  $\alpha < 0.1$ .

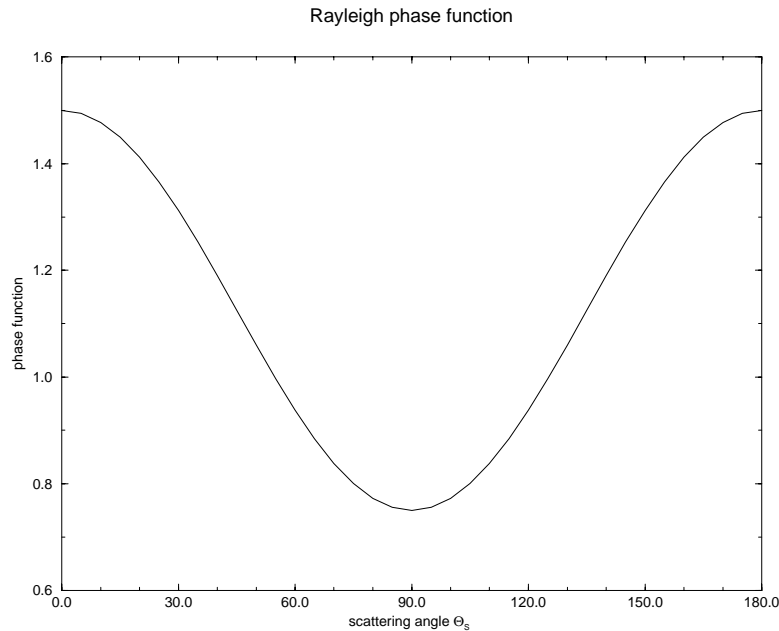
Unter diesen Bedingungen schreibt sich die RAYLEIGH-Streufunktion nach Hansen und Travis (1974) zu

$$P(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\Theta)) \quad (3.1)$$

und der RAYLEIGH-Streukoeffizient zu

$$\alpha_s \sim \lambda^{-4}. \quad (3.2)$$

Die Streufunktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\Theta$  ist in (Abb. 3.2) dargestellt. Die Streuung ist in der Hauptebene (*engl.* principle plane) (Vorwärts- und Rückwärtsrichtung) gleichgroß. Das gleiche gilt für die beiden Richtungen in der Normalenebene (*engl.* perpendicular plane;  $\phi = 90^\circ, 270^\circ$ ). Die Strahlung wird allerdings in der Hauptebene deutlich stärker gestreut.



**Abbildung 3.2:** Bild der RAYLEIGH Streufunktion.

### 3.1.2 MIE-Streuung

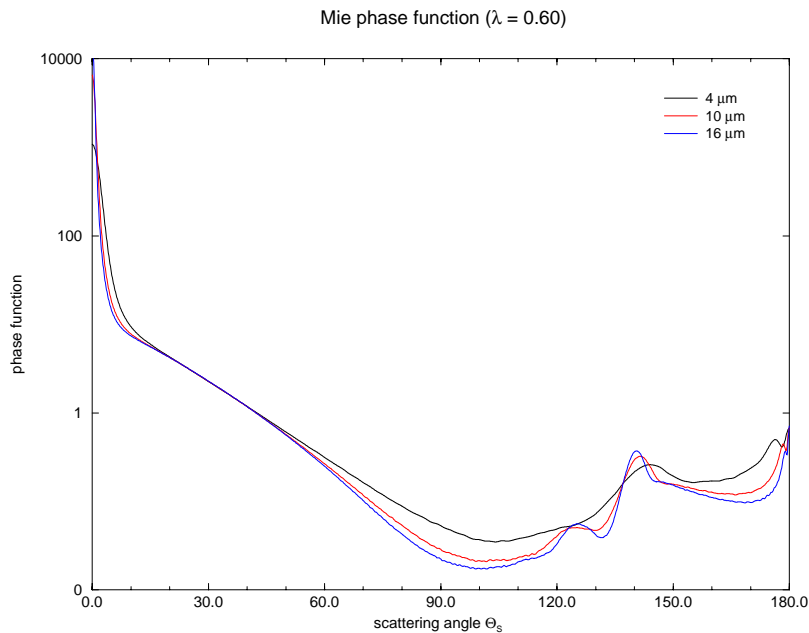
Mithilfe der MIE-Theorie kann die Streuung an größeren kugelförmigen Teilchen beschrieben werden. Streukoeffizient und -funktion hängen von dem Partikelradius  $r$  ab. Für Aerosole oder Dunstpartikel gilt für den Streukoeffizienten  $\alpha_s$ :

$$\alpha_s \sim \lambda^{-1.3} \quad (3.3)$$

Werden die Partikel jedoch größer als  $10 \mu\text{m}$ , z.B. Regentropfen, so verschwindet die Wellenlängenabhängigkeit. Man spricht dann von 'grauer' Streuung.

Betrachtet man die Streufunktion für Dunst, so stellt man fest, dass mit zunehmender Partikelgröße die Streuung in Vorwärtsrichtung zunimmt.

Abbildung 3.3 zeigt die MIE-Streufunktion für die effektiven Tropfenradien  $r_{\text{eff}} = 4, 10$  und  $16 \mu\text{m}$ .

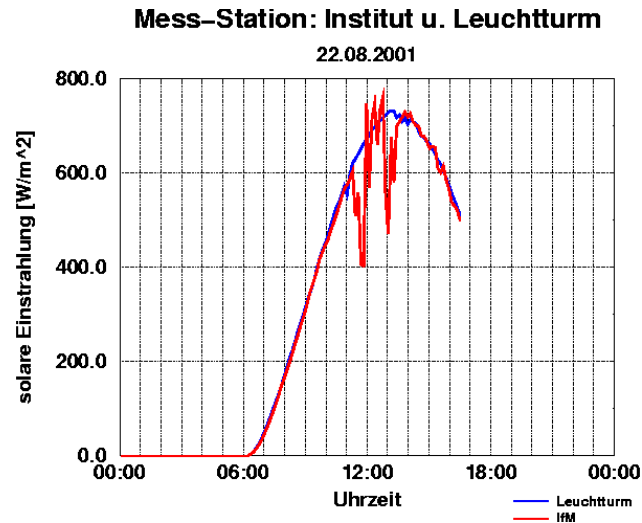


**Abbildung 3.3:** Bild der MIE Streufunktion

## 3.2 Strahlungstransportgleichung

Die Art der Wechselwirkungen zwischen Medium und Strahlung hängt von den physikalischen Eigenschaften des Mediums ab. Sie wirken sowohl schwächend als auch verstärkend auf die Strahlungsintensität.

Bei solaren Wellenlängen überwiegt die Streuung und Absorption, was bei einfallender Strahlung zu einer Abschwächung der Intensität führt. Hier kann es nur lokal zu einer Verstärkung kommen. Bei unbewölkter Atmosphäre wird nur die direkt in ein Messgerät (hier Pyranometer; gemessen wird die aktuelle Strahlungsleistung) einfallende Strahlung gemessen. In einer teilweise bewölkten Atmosphäre kommt es jedoch an den Wolkenrändern zu Reflexion, die zu einem weiteren Beitrag in das Messgerät führt. Dieser Effekt wird 'Broken Cloud Effect' genannt. In Abbildung 3.4 ist der 'Broken Cloud Effect' sichtbar. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der breitbandigen solaren Einstrahlung an zwei Messstationen auf dem Dach des Institut für Meereskunde und auf dem Leuchtturm in der Kieler Bucht. Es ist deutlich ein ungleichmäßiger Verlauf der solaren Einstrahlung zu erkennen. Während der Himmel über dem Leuchtturm unbewölkt ist, kommt es über dem IfM zu teilweiser Bewölkung (Land-See-Wind). Befindet sich eine Wolke zwischen Sonne und Sensor, so sinkt die gemessene Einstrahlung ab. Tritt die Sonnenstrahlung aber durch eine Wolkenlücke, so kann mehr solare Einstrahlung gemessen werden, wenn die direkt einfallende Strahlung durch zusätzlich abwärts gerichtetes an den Wolkenseiten reflektiertes Sonnenlicht verstärkt wird (Kulisseneffekt).



**Abbildung 3.4:** Beispiel für den 'broken cloud effect'. Das Bild entstammt den Wetterdaten des IfM und zeigt die solare Einstrahlung für den 28.08.2001 am IfM und am Kieler Leuchtturm in der Kieler Bucht. (<http://www.ifm.uni-kiel.de/me/kielaten/kieldata-d.html>)

Die Extinktion, also Schwächung durch Absorption und Streuung, wird durch das BOUGUER-LAMBERT-BEER'sche Gesetz beschrieben. In differenzieller Form lautet es:

$$dL_{\lambda} (\text{Extinktion}) = -k_{\lambda} L_{\lambda} ds \quad (3.4)$$

;  $k_{\lambda}$  : Extinktionskoeffizient

und in integraler Form

$$L_{\lambda}(s) = L_{\lambda}(0) e^{-\tau_s(\lambda)}, \quad (3.5)$$

wobei

$$\tau(\lambda) = \int_0^s k(\lambda) ds \quad (3.6)$$

die optische Dicke angibt.

Die Verstärkung der Intensität durch Streuung in die betrachtete Richtung wird durch

$$dL_{\lambda} = k_{\lambda} J_{\lambda} ds \quad (3.7)$$

beschrieben, wobei  $J$  die Quellfunktion für Streuung beschreibt:

$$J = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\mu, \phi, \mu', \phi') L(\mu', \phi') d\mu' d\phi' + S \quad (3.8)$$

$$S = \frac{F_0}{\mu_0} e^{-\tau_s} \frac{k \tilde{\omega}}{4\pi} P(\mu, \phi, \mu', \phi') \quad (3.9)$$

Der erste Term der rechten Seite gibt den diffusen Teil der Strahlung, der zweite den direkten Anteil an.

Die Quellfunktion hängt von der Streufunktion  $P$  ab. Die Streufunktion (*engl.* phase function) beschreibt die Wahrscheinlichkeit für Streuung in eine bestimmte Richtung  $\Theta_s = (\Theta, \phi, \Theta', \phi')$ . Sie ist das erste Matrixelement in der ersten Zeile und der ersten Spalte der Streumatrix  $\mathbf{P}(\Theta)$  (Hansen und Travis, 1974). Die Streumatrix gibt die Winkelverteilung der Intensität und der Polarisation der gestreuten Strahlung an und hängt von der relativen Richtungsdivergenz der einfallenden Strahldichte  $(\Theta, \phi)$  zur gestreuten Strahldichte  $(\Theta', \phi')$  ab. Zusammen mit Streukoeffizient  $\alpha_s$  und Einfachstreuabbedo  $\omega_0$  ist die Streufunktion ausreichend zur Bestimmung der Streuung im Strahlungstransport.

Fügt man Gl. (3.4) und Gl. (3.7) zusammen und berücksichtigt zusätzlich die Verstärkung der Intensität durch nicht-streuende Prozesse erhält man die differenzielle Form der Strahlungstransportgleichung:

$$dL_\lambda = -k_\lambda [L_\lambda - (J_\lambda + B_\lambda(T))] ds \quad (3.10)$$

;  $B_\lambda(T)$  : PLANCK-Funktion

In Integralform lautet sie:

$$L(s) = L(0) e^{-\int_0^s k(s') ds'} + \int_0^s (J(s') + B_\lambda(T)) k(s') e^{-\int_{s'}^s k(t) dt} ds' \quad (3.11)$$

### 3.3 Lösungsproblematik und -methoden

Entscheidend für die Lösung der Strahlungstransportgleichung ist die Kenntnis der Quellfunktion  $J$  (Gl. 3.8). Dies ist gleichbedeutend mit der Kenntnis der kompletten Lösung des gesamten Strahlungstransportproblems (Thomas und Stamnes, 1999).

Schließt man z. B. Streuung aus, d.h.  $J=0$ , dann lautet die Strahlungstransportgleichung:

$$\frac{dL_\lambda}{ds} = -L_\lambda + B_\lambda(T) \quad (3.12)$$



In diesem Fall ist die Quellfunktion eindeutig über die Temperatur bestimmbar. Es handelt sich um ein lokales Problem.

Berücksichtigt man jedoch auch die Streuung, so spielen nicht allein lokale Bedingungen, sondern auch Einflüsse aus der gesamten Atmosphäre eine Rolle. Dies bereitet bei der Lösung besondere Probleme. Zudem hängt die Quellfunktion dann auch von der unter Umständen räumlich variablen Streufunktion ab.

Um die Strahlungstransportgleichung lösen zu können, muss, wie oben schon erwähnt, der Integralterm der rechten Seite in Gl. ( 3.11) gelöst werden. Dieser beinhaltet mit dem Quellterm einen weiteren integralen Anteil. Für die Lösung existieren eine Anzahl verschiedener numerischer Methoden.

### 3.3.1 Methode der sukzessiven Streuordnung

Bei der Methode der sukzessiven Streuordnung (SOS - *Successive Order of Scattering*) werden die gestreuten Intensitäten aus mehrfach gestreuten Anteilen zusammengesetzt. Somit ergibt sich auch für die Strahldichte

$$L(\mu, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} L_n(\mu, \phi). \quad (3.13)$$

Die Quellfunktion für den ersten Streuprozess  $J_1$  ist die Einfachstreuapproximation, gegeben durch:

$$J_1(\mu, \phi) = \frac{\omega_0}{4} e^{-\tau, \mu_0} P(\mu, \mu_0, \phi, \phi_0) f_0 \quad (3.14)$$

(siehe auch Gl. ( 3.8)). Insgesamt gilt für die Quellfunktion  $J$  nach  $n$  Streuprozessen:

$$J_n(\tau, \mu, \mu_0, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} P(\mu, \mu', \phi - \phi') L_{n-1}(\tau, \mu', \mu_0, \phi' - \phi_0) d\mu' d\phi' \quad (3.15)$$

Da man bei dieser Methode die Eigenschaften der Intensität und ihre Winkelverteilung genau auf die Anzahl der benötigten Streuprozesse zurückführen kann, erleichtert dies die Interpretation der Ergebnisse.

Nach der Lösung der Strahlungstransportgleichung für Einfachstreuung wird dieses Ergebnis in den Quellterm für zweimalige Streuprozesse eingesetzt. Dieser liefert dann den Anteil der Strahlungsintensität, die durch zweimalige Streuung transmittiert bzw. reflektiert wird. So ergibt sich jeweils aus der Strahlungstransportgleichung mit dem Ergebnis

der  $n$ -ten Streuung das Ergebnis für die  $n + 1$ -ten Streuungen.

Diese Prozedur lässt sich nun sukzessive bis zu der gewünschten Ordnung wiederholen. Allerdings sind alle Lösungen ab  $n > 1$  nur noch numerisch bestimmbar.

### 3.3.2 MONTE CARLO Strahlungstransport

Bei der MONTE CARLO Methode werden Strahlungsfelder aus direkter Simulation von Absorptions- und Streuprozessen ermittelt. Hierbei werden einzelne Photonen bei ihrem Weg durch das Medium verfolgt. Anschließend wird über eine hinreichend große Anzahl Photonen summiert.

Die Art der Wechselwirkung zwischen Gas/Wolke und Photon wird in verschiedenen Versionen der MONTE CARLO Modelle unterschiedlich behandelt. Es ist möglich, für jedes Photon in jeder Gitterzelle in Abhängigkeit des Wechselwirkungspartners einzeln zu unterscheiden, ob und wie absorbiert oder gestreut wird (z.B. O'Hirok und Gautier, 1998a,b). Genauso können aber auch beide Vorgänge gleichzeitig zugelassen werden. In diesem Fall findet immer ein Absorptions- und ein Streuprozess statt. Dieser hängt von den mittleren Absorptions- und Streueigenschaften innerhalb einer Zelle ab.

Die Richtung des in einer Wolke gestreuten Photons ergibt sich aus einem mit der aktuellen Streufunktion  $P(\theta, \phi, \theta_0)$  gewichteten Zufallsprozess (Marchuk et al., 1980).

Um Aussagen über den Effekt der Extinktion auf ein Photon machen und damit auf die Eigenschaften der Wolken rückschließen zu können, reicht es allerdings nicht, allein die Anzahl der in eine bestimmte Richtung  $(\theta, \phi)$  entweichenden Photonen zu zählen.

Um z.B. die Strahldichte zu erhalten, spielt auch die Energie der Photonen eine Rolle. Hierzu wird dem Photon bei Eintritt in das Medium ein Gewicht  $w$  zugewiesen. Nach jedem Absorptionsprozess verringert sich dieses Gewicht. Bei Austritt aus dem Medium wird also nicht nur die Anzahl der in ein bestimmtes Raumwinkelintervall  $\Delta\Omega(\theta, \phi)$  gestreuten Photonen gezählt, sondern auch ihr Energieanteil aufsummiert. Nach einer hinreichenden Anzahl von verfolgten Photonen erlangt man eine statistisch ausreichende Energieverteilung, mit deren Hilfe auf die zugehörige Strahldichte geschlossen werden kann.

Diese Näherung bietet gegenüber der klassischen numerischen Integration der Strahlungstransportgleichung Vorteile. Da für jeweils ein Photon die gesamte Streuung und Absorption betrachtet wird, können sowohl beliebig komplizierte Streufunktionen, als auch verschiedene Wolkenstrukturen verwendet werden.

Ein Problem stellt jedoch die statistische Signifikanz dar. Nur mit einer sehr großen Anzahl an Photonen kann eine gewisse Sicherheit gewährleistet werden.

Grundsätzlich können mit der MONTE CARLO Methode sehr genaue Ergebnisse erzielt werden. Limitierender Faktor ist hier weniger die Physik, als die Computerressourcen.

Neben diesen zwei oben beschriebenen Lösungsmethoden existieren noch eine große Anzahl weiterer Methoden, die aber im Gegensatz zu SOS und MONTE CARLO größtenteils eine Berücksichtigung dreidimensionaler Wolkenstrukturen nicht zulassen. Eine Methode, die dreidimensionale Strukturen berücksichtigt, wird in dieser Arbeit benutzt. Sie beruht auf der Verknüpfung der Methoden der Diskreten Ordinaten (DOM) und der sphärischen Harmonischen (SHM). Sie soll im Folgenden näher vorgestellt werden.



## 4. Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method (SHDOM)

Die 'Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method' ist ein von Evans (1998) entwickelter expliziter Algorithmus zur Modellierung des Strahlungstransports in einem dreidimensionalen, inhomogenen Medium. Explizit bedeutet hier, dass die integrale Form der Strahlungstransportgleichung (Gl. 3.11) direkt gelöst wird.

Der Transport von Strahlung durch das Medium kann in beiden Wellenlängenbereichen, solar und thermisch, sowohl für unpolarisierte, monochromatische Strahlung als auch für ein spektrales Band berechnet werden. Hierzu wird die integrale Strahlungstransportgleichung (Gl. 3.11) mit Strahldichte  $L$ , Volumenextinktionskoeffizient  $k$ , Quellfunktion  $J$  und Weg  $s$  entlang diskreter Richtungen ('Ordnaten') eines räumlichen Gitters integriert.

Die SHDOM verknüpft die Methoden der diskreten Ordinaten (DOM) (Kap. 4.1) und die Methode der Kugelflächenfunktion (SHM) (Kap. 4.2). Während die SHM Vorteile bei der Darstellung der Quellfunktion auf der Kugel bietet, wird die Lösung der Strahlungstransportgleichung mit der DOM physikalisch besser erfasst. Zur Lösung der Strahlungstransportgleichung werden somit sowohl Kugelflächenfunktionen (spherical harmonics) als auch diskrete Richtungen (discrete ordinates) verwendet.

Kugelflächenfunktionen bilden ein vollständiges Orthogonalsystem von Funktionen in Kugelkoordinaten  $\phi$  und  $\Theta$ . Diskrete Ordinaten beschreiben eine bestimmte Richtung durch ein Winkelpaar  $(\mu, \phi)$ , wobei  $\mu$  der Kosinus des Zenitwinkels  $\Theta$  ist, und  $\phi$  den Azimutwinkel beschreibt (siehe Abb. 3.1).

Die Strahlungstransportgleichung wird so gelöst, dass an jedem Punkt des Gitters Strahldichten bei verschiedenen Winkeln, Nettoflüsse, mittlere Strahldichten und auf Wärmereaten bezogene Nettoflusskonvergenzen ausgegeben werden können. Die Eigenschaften des Mediums variieren über das gesamte Gitter. Für jeden Gitterpunkt werden Extinktion, Einfachstreuabbedo, Fluss in den Halbraum, Anzahl der Legendre-Koeffizienten der Streufunktionsentwicklung und Temperatur für einzelne Wellenlängen einzeln spezifi-

ziert.

Um die Quellfunktion  $J$  (Gl. 3.8) in Kugelflächenfunktionen darstellen zu können, werden die Quellfunktion für diffuse Strahlung  $J(\mu, \phi)$  und die Streufunktion  $P(\mu)$  sowie die Strahldichte  $L$  und die Quellfunktion für direkte Einstrahlung  $S$  entwickelt.

$$J(\mu, \phi) = \sum_{l,m} Y_{lm}(\mu, \phi) J_{lm} \quad (4.1)$$

$$P(\mu) = \sum_{l=0}^{N_L} \chi_l \mathcal{P}(\mu) \quad (4.2)$$

;  $Y_{lm}(\mu, \phi)$  : Kugelflächenfunktion  
 $\mathcal{P}(\mu)$  : Legendre-Polynome  
 $\chi_l$  : Legendre Koeffizient

$$L = \sum L_{lm} \quad (4.3)$$

$$S = \sum S_{lm} \quad (4.4)$$

Setzt man dies unter Berücksichtigung der Orthogonalitätsbedingungen bei Kugelflächen in Gl. (3.8) ein, so gewinnt man die Darstellung der Quellfunktion in Kugelflächenfunktionen:

$$J_{lm} = \frac{\omega_0 \chi_l}{2l+1} L_{lm} \quad (4.5)$$

;  $\omega_0$  : Einfachstreuabedo

Die Quellfunktion reduziert sich auf eine einfache Multiplikation, weshalb mit Kugelflächenfunktionen das Streuintegral effizienter zu lösen ist.

Zur Integration des Quellterms (Gl. 3.8), d.h. zur eigentlichen Lösung der Strahlungstransportgleichung, werden jedoch diskrete Ordinaten verwendet, weil der Strahlungstransport so physikalisch besser erfasst werden kann.

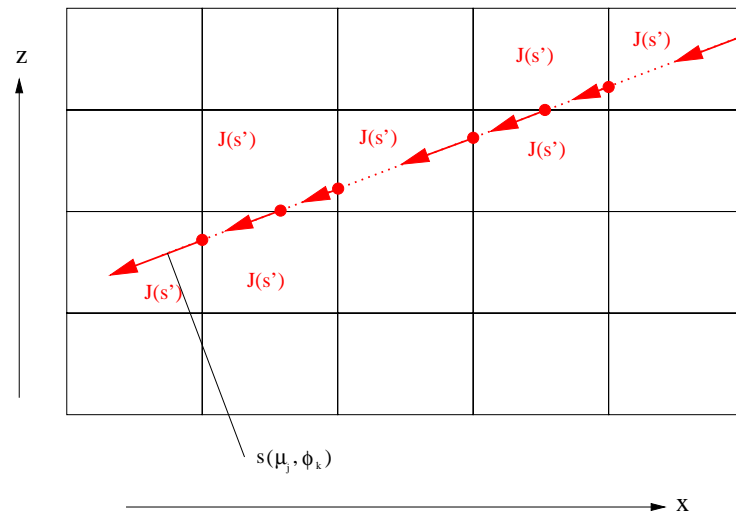
Dazu wird im ersten Lösungsschritt die Quellfunktion von den Kugelflächenfunktionen auf diskrete Ordinaten transformiert:

$$J_{jk} = \sum_{m=-M}^M u(m, \phi_k) \sum_{l=|m|}^L \Lambda_{lm}(\mu_j) J_{lm} \quad (4.6)$$

Im zweiten Schritt findet mit der Berechnung der Strahldichte die eigentliche Integration statt.

$$\begin{aligned} L_{jk}(s) = & \exp \left[ - \int_0^s k(s') ds' \right] L(0) \\ & + \int_0^s \exp \left[ - \int_{s'}^s k(t) dt \right] J_{jk}(s') k(s') ds' \end{aligned} \quad (4.7)$$

Gl. ( 4.7) wird für jede Gitterzelle einzeln gelöst, indem für jedes  $(j, k)$  die zugehörige Quellfunktion eingesetzt wird. Die Integration erfolgt rückwärts entlang einer durch ein Paar  $(\mu, \phi)$  vorgegebenen Richtung, bis man zu einer Gitterzelle mit bekanntem  $J$  gelangt (siehe Abb. 4.1).



**Abbildung 4.1:** Skizze der Integration innerhalb SHDOM. Aus (Evans, 1998)

Die Rücktransformation des Stahldichtefeldes  $L_{jk}$  von diskreten Ordinaten zu Kugelflächenfunktionen erfolgt im dritten Schritt.

$$L_{lm} = \sum_{j=1}^{N_{\mu}} w_j \Lambda_{lm}(\mu_j) \sum_{k=1}^{N_{\phi_j}} \hat{w}_k u(m\phi_k) L_{jk} \quad (4.8)$$

Die neue Quellfunktion in Kugelflächenfunktionen  $J_{lm}$  ergibt sich durch Einsetzen der  $L_{lm}$  in Gl. ( 4.5). Ist Konvergenz erreicht, so gilt die Quellfunktion als gelöst, ansonsten wird die Iteration von Neuem durchlaufen.

Als Lösungskriterium wird die Wurzel aus der mittleren quadratischen Differenz (*engl.* rms - root mean square) zwischen den Iterationsschritten  $n$  und  $n - 1$  benutzt. Dieser Wert wird mit einem vorher bestimmten Schwellwert, der die Lösungsgenauigkeit angibt, verglichen.

Dieses oben beschriebene Iterationsschema (Abb. 4.2) ist äquivalent zur Methode der sukzessiven Streuordnung. Um die Lösungsfindung zu beschleunigen, wurden weitere eher technische Module eingebaut.

Ein anpassungsfähiges Gitter berücksichtigt, dass die Quellfunktion zwischen den verschiedenen Gitterzellen unterschiedlich stark variiert. Ist der Gradient der Quellfunktion

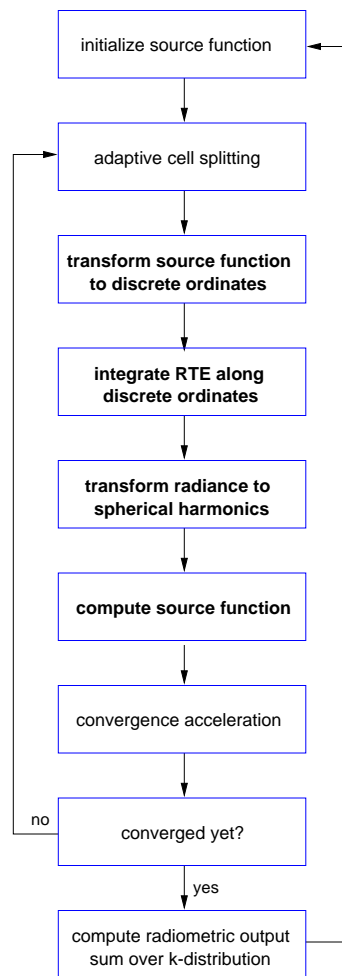


Abbildung 4.2: Iteratives Lösungsschema der SHDOM; (nach Evans (1998))

innerhalb einer Zelle zu groß, so wird diese Zelle geteilt. Somit wird die Auflösung des gesamten Systems erhöht. Das Zellteilungskriterium wird durch

$$C = |\Delta J|(1 - e^{-\tau}) \quad (4.9)$$

;  $\tau = \bar{k}d$   
 $\bar{k}$ : gemittelte Extinktion  
 $d$ : Abstand zw. zwei Gitterpunkten

beschrieben und basiert auf dem Produkt aus der Änderung der Quellfunktion und der Extinktion. Diese Teilung läuft innerhalb einer Iteration ab, sodass kein zusätzlicher Iterationsdurchlauf erforderlich ist.

Eine Optimierungsmethode (*sequence acceleration method*) beschleunigt das Erreichen der Konvergenz (Evans, 1998). Wie bei anderen Streumethoden auch, steigt die Anzahl der Iterationen mit der Einfachstreueralbedo  $\omega$  und der optischen Dicke  $\tau$ . In diesen Fällen



wird die Quellfunktion geometrisch extrapoliert.

$$J^{(n)} = J^{(n)} + \alpha(J^{(n)} - J^{(n-1)}) \quad (4.10)$$

## 4.1 Methode der diskreten Ordinaten (Discrete Ordinate Method)

Die Methode der diskreten Ordinaten (DOM) wird zur Lösung der Strahlungstransportgleichung benutzt.

Sie gehört zu den Standard-Lösungsmethoden und wird in diversen Publikationen intensiv beschrieben (Hansen und Travis, 1974; Chandrasekhar, 1960; Gerstl und Zardecki, 1985; Liou, 1992).

Bei dieser Methode werden das Separieren der Strahlungstransportgleichung und die Lösung von  $2n$  Differentialgleichungen erster Ordnung verbunden, wobei  $n$  die Streuordnung angibt. Dieses führt zu einer sehr genauen Berechnung von Strahlungsintensitäten und -flüssen (Stamnes und Swanson, 1981; Stamnes und Dale, 1981), was sie von anderen Lösungsmethoden unterscheidet.

Grundsätzlich erhält man bei der DOM für eine Reihe diskreter Richtungen (Ordinaten), gegeben durch den Kosinus des Zenitwinkels  $\mu$  und Azimutwinkel  $\phi$ , eine numerische Lösung der Strahlungstransportgleichung. Diese wird, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, für jede Gitterzelle einzeln erstellt. Die Strahldichten der Nachbarzellen können als Randbedingungen für die aktuelle Zelle dienen. Somit ist die Anzahl der unbekanntenen diskreten Strahldichten pro Gitterzelle gleich der Anzahl der verfügbaren Gleichungen. So kann die auf diese Weise diskretisierte Strahlungstransportgleichung auf ein System algebraischer Gleichungen gebracht werden, das rekursiv gelöst wird (Gerstl und Zardecki, 1985).

Die Separierung der Transportgleichung in winkelabhängige und  $\tau$ -abhängige Anteile erfolgt mittels LEGENDRE Polynomen.

Die DOM besteht aus zwei Schritten:

Zuerst wird die Strahlungstransportgleichung diskretisiert, um danach eine Differentialgleichung 1. Ordnung lösen zu können.

Ausgangspunkt ist die azimutal unabhängige Strahlungstransportgleichung

$$\mu \frac{dL_m(\tau, \mu)}{d\tau} = L_m(\tau, \mu) - J_m(\tau, \mu) \quad (4.11)$$

Die Diskretisierung der Gleichung 4.11 erfolgt durch die Bedingung

$$\mu = \mu_i (i = -n, \dots, n); n = 1, 2, \dots \quad (4.12)$$

Des Weiteren wird die Streufunktion innerhalb der Quellfunktion  $J_m$  durch LEGENDRE Polynome ersetzt und gleichzeitig das Integral innerhalb der Quellfunktion mithilfe GAUSS'schen Wichtungen  $a_j$

$$\int_{-1}^1 f(\mu) d\mu = \sum_{j=-n}^n f(\mu_j) a_j \quad (4.13)$$

diskretisiert.

Man erhält die homogenen Lösung für einen Satz Differentialgleichungen 1. Ordnung:

$$L^m(\tau, \mu_i) = \sum_{j=-n}^n L_j^m \phi_j^m(\mu_i) e^{-k_j^m \tau}. \quad (4.14)$$

$\phi_j^m$  und  $k_j^m$  beschreiben die Eigenvektoren bzw. Eigenwerte,  $L_j^m$  kennzeichnen Koeffizienten, die von zugehörigen Randbedingungen bestimmt werden.

Da oben die Annahme azimuthaler Unabhängigkeit zu einer homogenen Differentialgleichung führte, muss zur vollständigen Lösung noch die partikuläre Lösung der inhomogenen Gleichung addiert werden:

$$L^m(\tau, \mu_i) = \sum_{j=-n}^n L_j^m \phi_j^m(\mu_i) e^{-k_j^m \tau} + Z^m(\mu_i) e^{-\frac{\tau}{\mu_0}}, \quad i = -n, \dots, n \quad (4.15)$$

Die Vorteile der DOM lassen sich in drei Punkten zusammenfassen (Goody und Yung, 1989):

- Die Lösung der Strahlungstransportgleichung wird explizit hergeleitet. Die Intensität und die Strahldichte sind deshalb von der totalen optischen Dicke der Wolke und der Aerosolschicht unabhängig.
- Das Konzept aus Flüssen und Eigenwerten kann intuitiv begriffen werden. Ein Eigenwert  $k_j$  kann als Diffusivitätsfaktor verstanden werden,  $k_j \tau$  repräsentiert den effektiven optischen Weg für einen Fluss in Richtung  $\mu_i$ .
- 2-Fluss-Approximationen ( $n = 1$ ) können leicht abgeleitet werden, was zum Teil hilfreich bei der Berechnung des Strahlungsflusses in der Atmosphäre ist. Bei der 2-Fluss-Approximation wird nur der Fluss nach oben  $F^\uparrow$  und nach unten  $F^\downarrow$  betrachtet.

Die Methode der diskreten Ordinaten ist also für alle Formen der Strahlungstransportgleichung nutzbar, sowohl für azimutal ab- und unabhängige als auch für 1D, 2D oder 3 dimensionale Probleme. Außerdem lässt sie sich prinzipiell für alle Ordnungen  $n$  nutzen, da die Bestimmung der Konstanten systematisch erfolgt.

Allerdings bereitet die Anwendung der DOM beim Strahlungstransport auch Probleme (Gerstl und Zardecki, 1985; Goody und Yung, 1989). Am Beginn der iterativen Berechnung der Intensitäten für jede Gitterzelle kann es zu negativen Werten für  $L$  kommen. Dies kann bei der Extrapolation von einer Zellenecke zu der nächsten auftreten. Durch eine Verringerung der Zelldimension kann dieser Fehler stark verkleinert werden.

Ein weit schwerwiegenderer Fehler ist der sogenannte 'Strahleffekt' (*engl.* ray effect) (Gerstl und Zardecki, 1985). Er tritt wegen eines Mangels in der Formulierung der DOM auf. Nach der Diskretisierung der Strahlungstransportgleichung ist der Fluss der Photonen nur noch entlang einer bestimmten Richtung erlaubt. Diese Einschränkung führt dazu, dass es lokal zu starken Verzerrungen der Strahldichte kommen kann. Benutzt man also zwei- oder dreidimensionale Modelle, spielt dieser Effekt eine Rolle; bei der SHDOM wird durch die Transformation in Kugelkoordinatendarstellung die Lösung mit diskreten Ordinaten geglättet und dadurch der 'ray effect' verringert.

Außerdem erfordert die DOM eine vertikale Homogenität (Goody und Yung, 1989). Dies führt dazu, dass bei Betrachtung in einer inhomogenen Atmosphäre diese in homogene Schichten zerlegt, und Streuung und Absorption pro Schicht berechnet und anschließend zusammengefasst werden müssen.

## 4.2 Methode der Kugelflächenfunktion (Spherical Harmonic Method)

Die Methode der Kugelflächenfunktionen (SHM) ist eine weitere Methode zur Lösung von Strahlungstransportproblemen (Hansen und Travis, 1974; Liou, 1992; Arfken, 1985). Sie hängt eng mit der oben vorgestellten Methode der diskreten Ordinaten zusammen.

Wie auch bei der DOM, beginnt die SHM mit der Strahlungstransportgleichung. Anders als bei der DOM wird hier aber die Intensität sofort in Kugelflächenfunktionen entwickelt.

Die Kugelflächenfunktion (spherical harmonic)  $Y_{lm}(\mu, \phi)$  ist der winkelabhängige Teil einer Lösung der LAPLACE-Gleichung. Sie ist das Produkt aus der Funktionen  $\Phi_m(\phi)$

$$\Phi_m = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\phi}, \quad (4.16)$$

die orthonormal zum Winkel  $\phi$  ist, und  $P_l^m(\mu)$  (zugehörige LEGENDRE Polynome), die orthonormal zum Winkel  $\Theta$  sind.

$$Y_{lm}(\mu, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1(l-m)!}{4\pi(l-m)!}} P_l^m(\mu) e^{im\phi}, \quad (4.17)$$

wobei  $P_l^m$  das zugehörige (assoziierte) LEGENDRE Polynom ist.

In Abhängigkeit des Einheitsvektors zur Beschreibung der Richtung des Strahls  $\Omega(\mu, \phi)$  und des Weges  $s$  können Streufunktion  $P$  und Intensität  $L$  in Kugelfunktionen wie folgt ausgedrückt werden:

$$P(\Omega, \Omega') = \sum_{l=0}^N \sum_{m=-l}^l \tilde{\omega}_l Y_{lm}(\Omega) Y_l^{m*}(\Omega') \quad (4.18)$$

$$L(s, \Omega) = \sum_{l=0}^N \sum_{m=-l}^l L_l^m(s) Y_{lm}(\Omega), \quad (4.19)$$

wobei  $\tilde{\omega}_l$  Koeffizienten sind und  $N$  die Zahl der Entwicklungsterme angibt.  $Y_l^{m*}$  ist das komplex Konjugierte zu  $Y$

$$Y_l^{m*}(\Omega, \phi) = Y_l^{-m}(\Theta, \phi) / (-1)^m. \quad (4.20)$$

Die Streufunktion  $P$  und die Intensität  $L$  werden in die Strahlungstransportgleichung eingesetzt. Es entsteht ein System linearer Differentialgleichungen erster Ordnung, die unter Berücksichtigung der Randbedingungen der Strahlungstransportgleichungen gelöst werden.

Zusammenfassend kann man sagen, dass der Hauptunterschied der beiden Methoden SHM und DOM in der Umsetzung der Randbedingungen liegt.

Bei der 'discrete ordinate method' wird die Intensität entlang diskreter Richtungen bestimmt. Im Gegensatz dazu gestaltet sich diese Bestimmung in der 'spherical harmonic method' etwas unhandlicher. Hier wird an jeder Grenze die Intensität neu angegeben. Trotz dieser Schwierigkeit ist die Methode der Kugelflächenfunktion eine zuverlässige und effiziente Lösungstechnik. Im Fall der Berechnung der Strahldichte, die in dieser Arbeit als Strahlungsgröße betrachtet wird, stellt SHDOM im Vergleich zu der MONTE CARLO Methode die schnellere Alternative dar. Sollen allerdings gebietsgemittelte Flüsse berechnet werden, so gibt die MONTE CARLO Methode schnellere und genauere Ergebnisse.

## 5. Wolkenmodell

Die in dieser Studie verwendeten dreidimensionalen Wolken entstammen dem Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre (GESIMA). Es bietet sich an, Wolken dieses Modells zu verwenden, da es bereits am Institut für Meereskunde betrieben und zum Teil weiterentwickelt wurde. GESIMA ist ein dreidimensionales nicht-hydrostatisches mesoskaliges Atmosphärenmodell. Es wurde am GKSS Forschungszentrum entwickelt und implementiert (Kapitza, 1997; Eppel et al., 1995).

Basierend auf den Grundgleichungen für Impuls-, Massen - und Energieerhaltung werden kleinskalige atmosphärische Prozesse simuliert. Mikrophysikalische Wolkenprozesse werden mit einer Bulk-Parametrisierung nach Levkov et al. (1992) berücksichtigt. Hierbei wird Wasser in der kalten Phase in Eis und Schnee, in der warmen Phase in Regen und Wolkenwasser unterschieden.

Die Initialisierung des Modells erfolgt horizontal homogen mittels Radiosondenprofilen für Temperatur, Druck und relativer Feuchte sowie Meeresoberflächentemperaturen (SST) und Wind in 10 m Höhe. Die Wolkenbildung erfolgt nach einer künstlich forcierten Feuchtestörung (Bremen v., 2001). Über einen begrenzten Zeitraum wird ein Wasserdampfüberschuss simuliert. Je nach Länge und Ort dieser Störung entwickeln sich vorzugsweise stratiforme oder konvektive Wolken. Damit es nicht zu einer unrealistischen Auswaschung von Kondensationskernen kommt, wird eine von Hagedorn (1996) eingeführte Zwangsbedingung benutzt. So kann der Anteil der Aerosole in einer Schicht nicht unter den Initialisierungswert sinken.

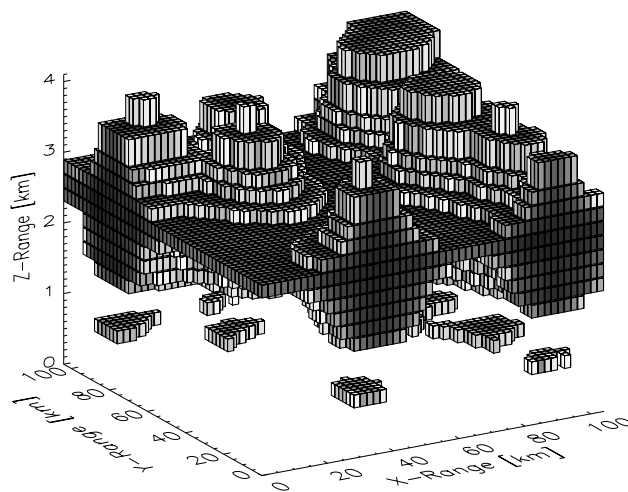
Die Entwicklung der Wolke wird in einem Gebiet mit horizontaler Auflösung von 2 km und vertikaler Auflösung von 100 m am Boden bis 1 km in 10 km Höhe modelliert. Das gesamte Gebiet erstreckt sich über  $104 \times 104$  km. Die Atmosphäre wird in 26 Schichten unterteilt, wobei die Obergrenze bei 10 km festgesetzt wird. So ergeben sich  $52 \times 52 \times 26$  Gitterboxen.

Die Simulationszeit beträgt bei 10-sekündlichem Integrationsritt maximal 2 Stunden. Allerdings wird ein früherer Abbruch veranlasst, falls die entstandene Wolke die Modellgrenzen überschreitet oder der Wolkenzyklus (Bildung, Wachstum, Reifestadium,

Zerfall) beendet ist.

Die Wolkenfelder werden in bestimmten Modellzeitschritten (10 min) gespeichert. Jedes gespeicherte Wolkenfeld repräsentiert ein Entwicklungsstadium der Wolke. Aus einem Startprofil werden also mehrere Wolkenrealisierungen gewonnen.

Abbildung 5.1 stellt eine Wolkenrealisierung einer Entwicklung basieren auf einem Radiosondenaufstieg im März dar. Neben dieser werden in dieser Arbeit für die Strahlungstransportberechnungen noch 11 weitere Wolken zur statistischen Ergebnisabsicherung genutzt, wobei es sich ausschließlich um reine Wasserwolken handelt.



**Abbildung 5.1:** Beispielwolke 'marc4'. Dunkle Gitterzellen repräsentieren einen hohen Extinktionskoeffizienten. (pers. Mitteilung R. Scheirer)

Weitergehende Erläuterungen bzgl. der Anwendung des Modells GESIMA für Strahlungstransportzwecke finden sich bei v. Bremen (2001) und Scheirer (2001).

Die für die Ableitung optischer Eigenschaften notwendigen Wolkenparameter werden für jeden Zeitschritt und jede Modellbox errechnet. Zu diesen mikrophysikalischen Variablen zählen Wolkenflüssigwassergehalt LWC und effektiver Radius  $r_{\text{eff}}$  (Hansen und Travis, 1974)

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr}, \quad (5.1)$$

wobei  $n(r)$  die Wolkentropfengrößenverteilung angibt.

Der effektive Radius beschreibt den mittleren Radius der Flächenverteilung  $\pi r^2 n(r)$ . Während der Zähler proportional zum LWC ist, ist der Nenner proportional zu dem Extinktionskoeffizienten.

Der LWP beschreibt den vertikal integrierten Wolkenwassergehalt. Wie die folgende Gleichung zeigt, ist er proportional zu der optischen Dicke und kann für sichtbare Wellenlängen durch

$$\text{LWP} = \frac{2}{3} \tau r_{\text{eff}} \rho_w \quad (5.2)$$

;  $\tau$  : optische Dicke  
 $r_{\text{eff}}$  : effektiver Radius  
 $\rho_w$  : Dichte d. Wassers

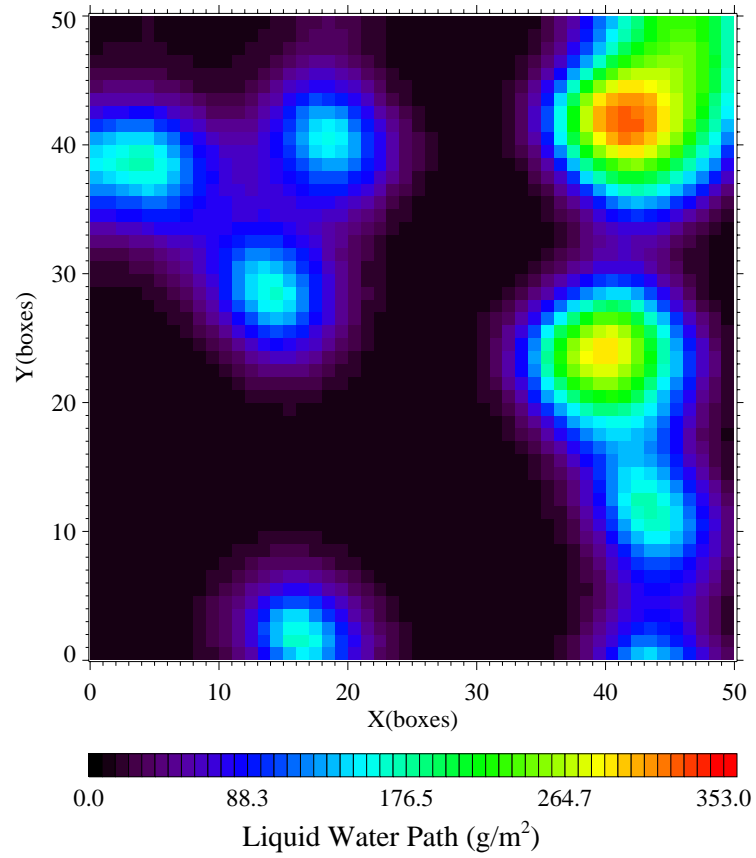
beschrieben werden (Liou, 1992). Für die Umrechnung von LWC in LWP gilt per Definition:

$$\text{LWP} = \int_0^h \text{LWC} \, dh \quad (5.3)$$

;  $h$  : Höhe der Schicht

Abbildung 5.2 zeigt eine horizontale LWP-Verteilung der in Abbildung 5.1 gezeigten Beispielwolke. Vergleicht man beide Bilder, so erkennt man, dass Gebiete mit Wolkentürmen durch einen erhöhten LWP Gehalt repräsentiert werden.

## Liquid Water Path



**Abbildung 5.2:** LWP-Feld der Beispielwolke. Lila-blaue Gitterzellen weisen auf niedrigen, gelb-rote auf hohen LWP hin.



## 6. Ergebnisse

Mit dem in Kapitel 4 beschriebenen Strahlungstransportmodell SHDOM und den 3D Wolken aus dem in Kapitel 5 vorgestellten Atmosphärenmodell GESIMA stehen nun alle Werkzeuge zur Berechnung der Strahldichtefelder dreidimensionaler Bewölkung zur Verfügung.

Wie beschrieben wird zur Lösung der Quellfunktionen die Richtung der Rücktransformation durch Paare von diskreten Ordinaten angegeben. Mittels einer Sensitivitätsstudie wurden verschiedene diskrete Ordinatenpaare getestet, wobei  $64 \times 64$  diskrete Ordinaten stabile Ergebnisse liefern. Demzufolge wird SHDOM mit dieser Anzahl diskreter Richtungen in Zenit- und Azimutrichtung betrieben.

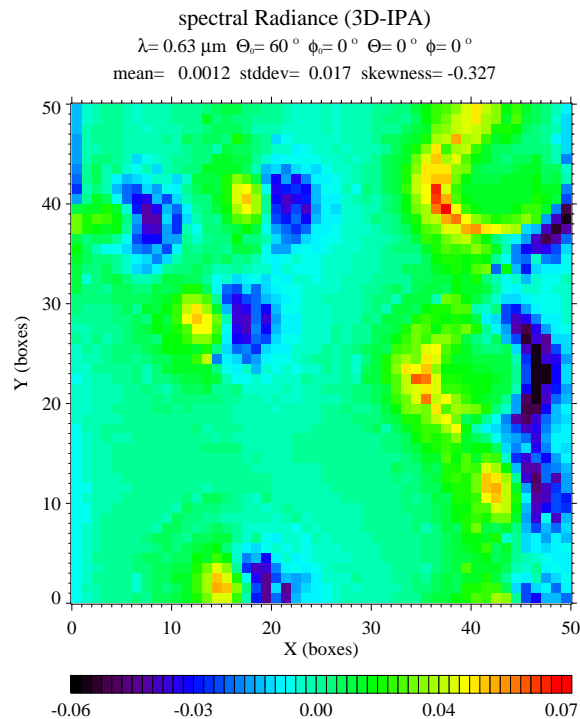
Des Weiteren werden horizontal periodische Randbedingungen gewählt, was eine horizontal unendliche Ausdehnung des Wolkenfeldes zur Folge hat.

Die im Folgenden gezeigten Ergebnisse stammen aus Strahlungstransportberechnungen für  $\Theta_0 = 60^\circ$ ,  $\phi_0 = 0^\circ$  sowie dem Nadir-Beobachtungswinkel ( $\Theta = 0^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ). Sie wurden für zwei Wellenlängen  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  aus dem sichtbaren und  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  aus dem nahinfraroten Spektralbereich durchgeführt (siehe Kap. 1).

Während die reflektierte Strahldichte im Sichtbaren hauptsächlich eine Funktion des LWP ( $L_{0.63} = f(\text{LWP})$ ) ist, spielt bei  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  auch der effektive Radius eine Rolle ( $L_{1.60} = f(\text{LWP}, r_{\text{eff}})$ ).

Die beiden Wellenlängen entsprechen Kanal 1 und 2 des AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) der polarumlaufenden NOAA-Satelliten ab NOAA16, sodass eine zukünftige Anwendung auf operationelle Satellitenmessungen möglich ist.

Dass die Verwendung der Annahme horizontal homogener Wolken im Strahlungstransport im Vergleich zu dreidimensional inhomogener Bewölkung zu einem unterschiedlichen solaren Strahlungsfeld führt, ist bekannt. Dieser Effekt wird für den Anteil an reflektiertem Sonnenlicht 'albedo bias' genannt (Cahalan et al., 1994). Der Unterschied zwischen der 3D- und der PPHOM- (hier als IPA verwendet) Betrachtung (siehe Abb. 1.1) wird qualitativ und quantitativ untersucht. Hierzu werden zuerst Vergleiche zwischen 3D und IPA Strahldichtefeldern am Beispiel einer Wolke angestellt. Somit wird der Zusammenhang zwischen Strahlung und Wolkeneigenschaften physikalisch erklärt. An-



**Abbildung 6.1:** Feld der Differenzen der reflektierten Strahldichten [ $\text{W}/\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{m}$ ] 3D-IPA für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$

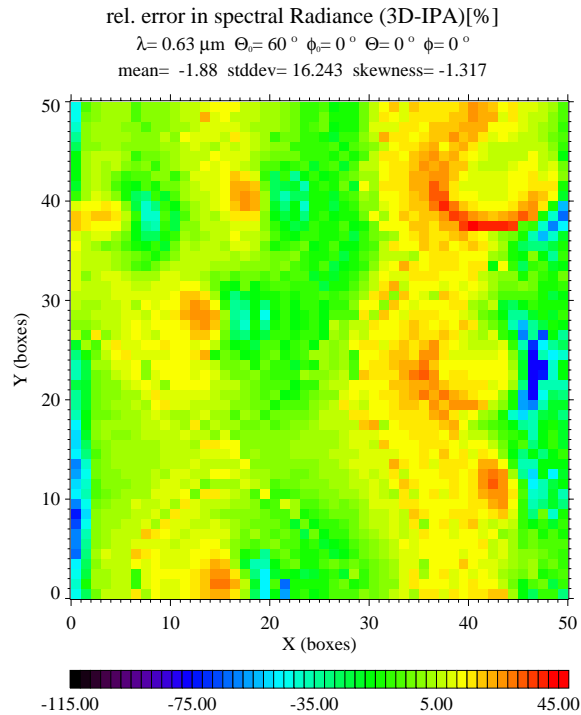
schließlich wird anhand aller 12 gerechneten Wolkenrealisierungen überprüft, inwieweit diese Ergebnisse verallgemeinert werden können.

## 6.1 Ergebnisse einer Beispielwolke

Als Beispielwolke dient die in Abbildung 5.1 gezeigte Wolke. Sie wurde mit einem Radiosondenprofil für März initialisiert und zeigt die Wolkenstruktur in der vierten von maximal 12 Entwicklungsstufen. Das Profil entstammt einer Region zwischen  $40^\circ \text{N}$  und  $50^\circ \text{N}$  über dem Atlantischen Ozean. Die Wolke ist eine reine Wasserwolke mit einer mittleren optischen Dicke  $\tau = 10$ .

### 6.1.1 Ergebnisse für $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$

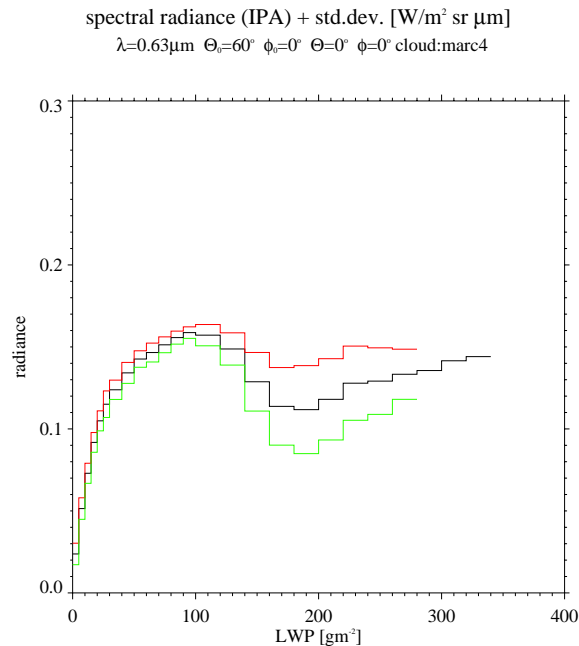
Um einen ersten Eindruck des Unterschiedes zwischen 3D und IPA gerechneten Strahldichtefeldern zu bekommen, zeigt Abbildung 6.1 die Differenz aus beiden Berechnungen an jeder Gitterzelle am Oberrand des Modellgebietes. Da es an den Rändern des Feldes aufgrund der periodischen Randbedingungen zu ungewöhnlich hohen (vermutlich fehlerhaften) Werten kommt, ist bei der gesamten Auswertung auf die jeweils äußersten Reihen der Gitterzellen verzichtet worden. Demzufolge ist das hier gezeigt horizontale Feld an Stelle von  $52 \times 52$  Gitterzellen nur  $50 \times 50$  Gitterzellen groß. Gitterzellen, in



**Abbildung 6.2:** Feld der Differenzen der reflektierten Strahldichten [ $\text{W}/\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{m}$ ] 3D-IPA für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ; relativer Fehler

denen die Differenz positiv ist, also der 3D Wert größer als der IPA Wert ist, sind grün dargestellt. Ist die Differenz negativ, also IPA größer als 3D, erscheint die Gitterzelle blau. Es fällt auf, dass die Differenzen insgesamt ziemlich gering sind. Im Gebietsmittel führt die 3D Berechnung zu leicht größeren Werten ( $\overline{\Gamma_\lambda} = 0.0012 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{m}$ ), die Standardabweichung der Differenzen ist mit  $\sigma = 0.017$  nicht besonders groß. Des Weiteren zeigt sich ein erwartetes Muster der Verteilung von Unter- und Überschätzung der IPA Werte. Vergleicht man dieses Muster mit der LWP Verteilung (Abb. 5.2) und berücksichtigt, dass die Sonnenstrahlen von links kommen (Sonnenazimut  $0^\circ$ ), so fällt auf, dass die Sonnenseiten der Gebiete erhöhten LWPs mit den größeren 3D Strahldichten (ca.  $0.1 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{m}$ ) zusammenfallen, wohingegen größere IPA Werte auf den Schattenseiten der Wolkentürme auftreten (ca.  $-0.1 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{m}$ ). Die Sonnenstrahlen werden schon in den optisch dicken Bereichen gestreut, sodass kaum noch diffuse Strahlung durch die Wolken hindurch gelangt. Der Beitrag an direkter Sonnenstrahlung auf der sonnenabgewandten Seite der Türme ist in den beiden Fällen 3D und IPA gleich, die Horizontaltransporte führen allerdings im 3D-Fall zu einer verminderten reflektierten Strahldichte in den Schattenbereichen.

Abbildung 6.2 zeigt relative Fehler der IPA Ergebnisse bzgl. der 3D Werte. Auch hier sind die Abschattungs- und Kulisseneffekte deutlich zu erkennen. Die maximalen relativen Fehler liegen immerhin zwischen 80 % Unterschätzung und 40 % Überschätzung.



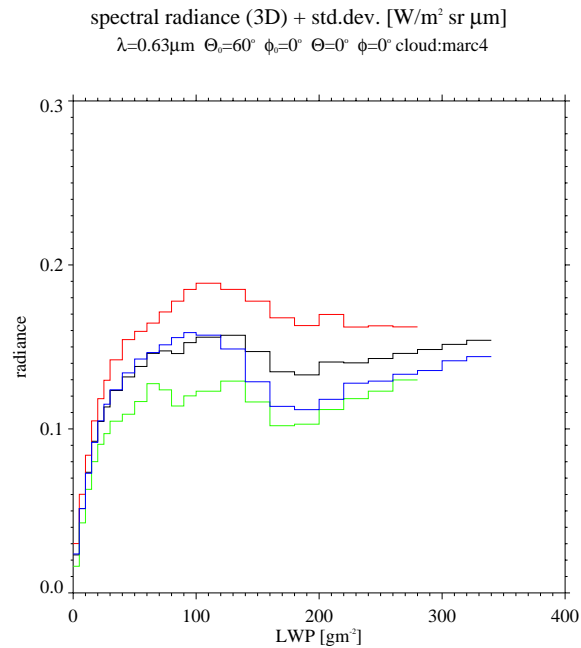
**Abbildung 6.3:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ; IPA Werte mit Standardabweichung. Mittlere IPA Strahldichte ist schwarz dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.

Um die für Fernerkundungszwecke notwendige Beziehung zwischen Strahldichte und LWP aufzuzeigen, ist in den folgenden Bildern die Strahldichte der IPA und 3D Berechnungen gegen LWP-Klassen aufgetragen.

In Abbildung 6.3 sind IPA gerechnete Strahldichten abhängig vom LWP gezeigt. Um einen Eindruck der Variabilität zu erhalten, ist zusätzlich die Standardabweichung addiert (rote Linie) bzw. abgezogen worden (grüne Linie). Die LWP-Werte sind in Klassen eingeteilt, für die der jeweilige Mittelwert der Strahldichte angegeben ist.

Für geringe LWP-Werte sieht man den erwarteten Verlauf. Mit zunehmendem LWP ( $\text{LWP} < 100 \text{ g}/\text{m}^2$ ), also zunehmender optischer Dicke, steigt auch die reflektierte Strahldichte auf  $0.16 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}$ . Die Variabilität der Strahldichte ist gering. Dies ist nicht verwunderlich, da es sich um eine Art PPHOM handelt, jede Gitterzelle gleicher optischer Dicke also unter Berücksichtigung unterschiedlicher Vertikalprofile des LWC im Strahlungstransport gleich behandelt wird.

Mit größer werdendem LWP fällt die Kurve aber bis auf  $0.11 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}$  ab. In diesem Bereich müsste es eigentlich zu einer weiteren leichten Steigung kommen, die in einer Sättigung bei sehr großer optischer Dicke enden sollte. Die zu beobachtende Abnahme der Reflexion lässt sich mit der Vertikalverteilung des LWC erklären. Bei der Entwicklung der Wolke hat sich in den oberen Schichten ein 'Pfropf' hoher Flüssigwasserkonzentration

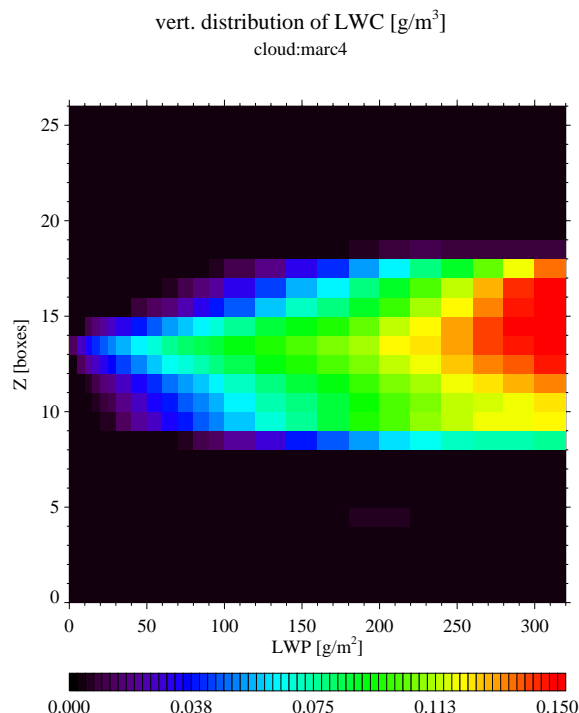


**Abbildung 6.4:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.

on gebildet (Abb. 6.5). Dieser wechselwirkt so stark mit der einfallenden Strahlung, dass zum einen nur wenig Licht in den unteren Bereich der Wolke transmittiert wird, zum anderen der dort gestreute Anteil keinen oder nur geringen Beitrag zu der gesamten reflektierten Strahlung leisten kann. Der Anstieg der Kurve zu sehr großen LWPs größer  $220 \text{ g}/\text{m}^2$  beruht auf einer vertikalen Homogenisierung. Der LWC ist vertikal gleich verteilt, sodass die unteren Schichten nun mehr beitragen können. Durch diesen Effekt der Verteilung des LWC steigt auch die Variabilität innerhalb einer LWP-Klasse bis auf  $0.027 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}$  an und erreicht erst am Ende der Kurve wieder annähernd das eigentlich erwartete Maß.

Vergleicht man das Ergebnis der 3D Berechnung (Abb. 6.4) mit denen der IPA Rechnung (blaue Linie), so fällt eine wesentlich größere Variabilität bis zu  $0.033 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}$  auf. Dies lässt sich mit den Horizontaltransporten erklären, die bei horizontal inhomogenen Wolken auftreten. Die reflektierte Strahlung basiert hier nicht nur auf der direkt in eine Gitterzelle einfallenden, sondern auch auf der in der gesamten vertikalen Erstreckung der Säule durch horizontalen Austausch diffus hineingestreuete Strahlung. Die am Oberand gestreute Strahlung hängt somit entscheidend von den Nachbarzellen ab.

Dieser Effekt macht sich nicht nur in der Variabilität, sondern auch im Verlauf der mittleren Strahldichte bemerkbar. Die Strahldichtekurve zeigt ein ähnliches Verhalten wie im IPA-Fall, also einen steilen Anstieg bei kleinen LWPs, einen Abfall bei LWPs größer



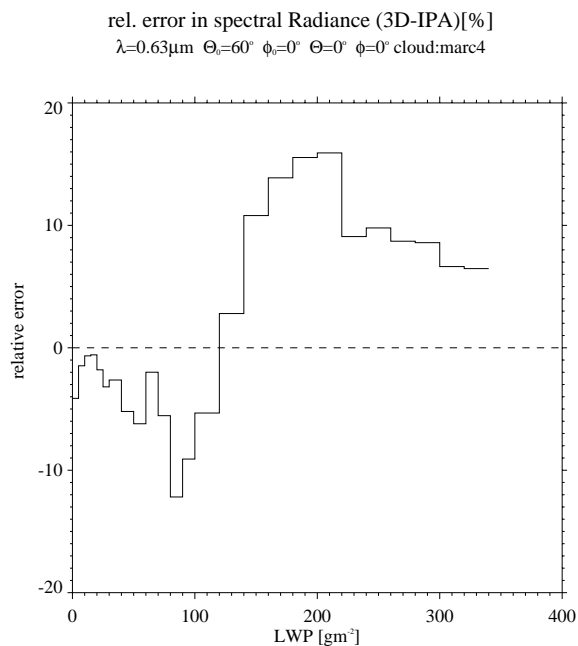
**Abbildung 6.5:** Vertikalverteilung des LWC in Abhängigkeit des LWP.

$120 \text{ g}/\text{m}^2$  und wiederum einen leichten Anstieg hin zu großen optischen Dicken, verläuft allerdings gerade im Bereich mittlerer LWPs wesentlich gedämpfter (vgl. schwarze und blaue Linie).

Betrachtet man die relativen Fehler der Differenzen (3D – IPA), wie in Abbildung 6.6 dargestellt, so zeigt sich ein zweigeteiltes Bild. Diese Zweiteilung ist auch schon in Abbildung 6.4 zu erkennen, ist hier jedoch stärker ausgeprägt. Während in optisch dünnen Regionen ( $\text{LWP} < 120 \text{ g}/\text{m}^2$ ) IPA dazu neigt, die reflektierte Strahldichte zu überschätzen, ist es bei großen Werten ( $\text{LWP} > 120 \text{ g}/\text{m}^2$ ) gerade umgekehrt; die Annahme unabhängiger Gitterzellen (Säulen) unterschätzt die wirklich reflektierte Strahlung. Diese Zweiteilung hat unterschiedliche Ursachen. Im Bereich kleiner LWPs ist der oben beschriebene 'albedo bias' zu erkennen.

Hat eine Gitterzelle eine geringe optische Dicke, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass benachbarte Säulen optisch dicker sind. Laut Scheirer (2001) verlaufen die Netto-Horizontaltransporte bei hohen Sonnenzenitwinkeln (flachen Sonnenständen) von optisch dünnen in Richtung optisch dicke Regionen. Es kommt also in Gebieten niedrigen LWPs zu einem Nettoverlust an Strahlung. Da bei IPA diese Transporte nicht stattfinden (können), wird dort im Vergleich zu den 3D Ergebnissen mehr Strahlung nach oben abgegeben.

Dieser Einfluss der Netto-Horizontalflüsse erklärt ebenfalls den Kurvenverlauf in optisch dicken Regionen. Hier ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass benachbarte Gebiete



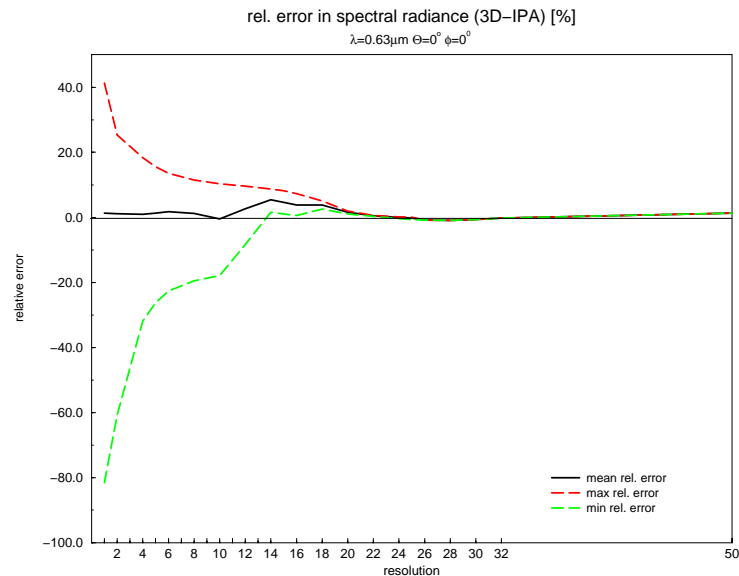
**Abbildung 6.6:** Relativer Fehler der spektralen Strahldichte vs. LWP ( $\lambda = 0.63\mu\text{m}$ )

optisch dünner sind, die reflektierte Strahlung resultiert also nicht nur aus der direkt einfallenden, sondern auch aus diffus hineingestreuter Strahlung.

Wie oben in der Darstellung des Feldes des relativen Fehlers gezeigt (Abb. 6.2), ist zwar der Mittelwert einigermaßen klein (-1.88 %), allerdings können, wie erwähnt, Extremwerte von bis zu - 80 % auftreten.

Um den Effekt der Auflösung auf den Fehler 3D-IPA zu untersuchen, ist in Abbildung 6.7 der relative Fehler der IPA Berechnung gegen die horizontale Auflösung des Wolkenfeldes aufgetragen. Eine gröbere Auflösung erhält man, indem ein Mittel über eine bestimmte Anzahl benachbarter Gitterzellen gebildet wird. Der mittlere Fehler ist das Gebietsmittel aller Fehler. Er wird durch die schwarze Linie beschrieben. Die rote Linie gibt den maximalen, die grüne den minimalen Fehler an. Beide werden durch die Gitterzelle mit dem größten bzw. kleinsten Fehler bestimmt.

Wie schon in den vorherigen Bildern zu sehen, ist der mittlere Fehler schon bei bester Auflösung ( $1 \times 1$  Gitterzellen) gering. Die Extremwerte, besonders das Minimum, hängen allerdings stark von der Auflösung ab. Erst wenn man über  $10 \times 10$  Gitterzellen mittelt, sinkt der Fehler unter  $\pm 20\%$ .  $10 \times 10$  Gitterzellen entsprechen einer Auflösung von  $20 \times 20$  km. Operationelle Satelliten wie z.B. AVHRR besitzen eine Auflösung von ungefähr 1 km. Bei diesen bisher üblichen Messungen müsste man eine Fehlerquote von deutlich größer -50 % erwarten. Für ein mehrere Kilometer großes Wolkengebiet ist der IPA-Fehler, gemittelt über das gesamte Gebiet, also gering. Eine Rekonstruktion einer Wolke aus hochaufgelösten Satellitenmessungen ist allerdings nicht möglich.



**Abbildung 6.7:** Relativer Fehler der spektralen Strahldichte vs. Auflösung ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ )

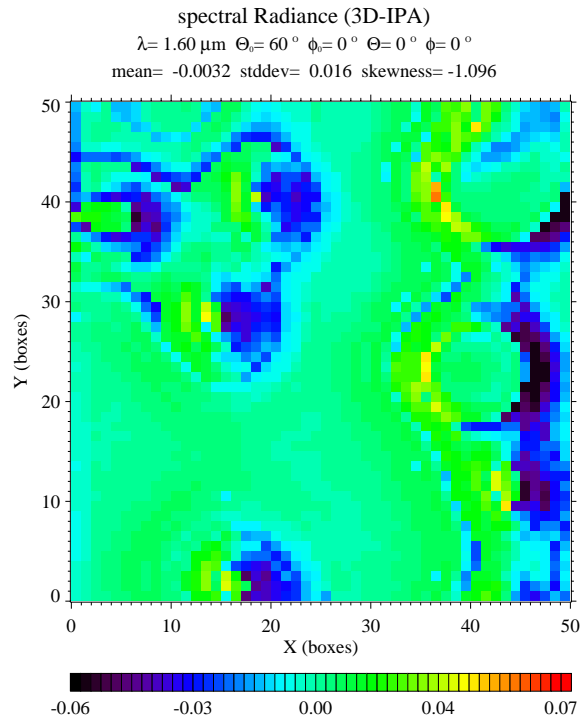
### 6.1.2 Ergebnisse für $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$

Nach der Betrachtung für eine Wellenlänge im sichtbaren Bereich des Spektrums folgen nun die Ergebnisse für  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  (Nah-Infrarot).

Im Gegensatz zu  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  spielt für Wasserwolken bei dieser Wellenlänge neben der Streuung auch die Absorption in den Wolkentropfen eine große Rolle. Die reflektierte Strahldichte ist sowohl eine Funktion der optischen Dicke als auch des effektiven Tropfenradius. Aus diesem Grund wird  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  zusammen mit einer sichtbaren Wellenlänge benutzt, um Aussagen über Wolkeneigenschaften ( $\tau, r_{eff}$ ) zu machen.

Abbildung 6.8 zeigt die räumliche Verteilung der absoluten Differenzen (3D-IPA) der reflektierten Strahldichten. Man erkennt auch hier wieder Abschattungs- und Kulisseneffekte. Besonders im Schatten der Wolkentürme treten größere Differenzen als bei der Betrachtung  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  auf. Auf der sonnezugewandten Seite werden die Differenzen kleiner. Insgesamt ergibt sich ein deutlicheres Relief im Differenzbild. Dieses zeigt sich auch bei der Darstellung des relativen Fehlers (Abb. 6.9). Es ist mit dem stärkeren Einfluss der Absorption, die mit dem LWP zunimmt, zu erklären. Da Gebiete mit sehr großem LWP wahrscheinlich von optisch dünneren Bereichen umgeben sind, ist in diesen Gebieten die Absorption im Verhältnis zu optisch dickeren Gebieten geringer. Es steht also eine größere Strahldichte für die Horizontaltransporte, die zu hohem LWP gerichtet sind, zur Verfügung. Treten im nicht-absorbierenden Fall Photonen durch Horizontaltransporte in ein optisch dickeres Gebiet ein, so können sie mit großer Wahrscheinlichkeit durch die Gitterzelle hindurch gestreut werden und tragen nicht zu der am Oberrand reflektierten Strahldichte bei. Kommt es jedoch zusätzlich zu Absorption, so ist die Wahrscheinlichkeit





**Abbildung 6.8:** Feld der Differenzen der reflektierten Strahldichten [ $\text{W}/\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{m}$ ] 3D-IPA für  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$

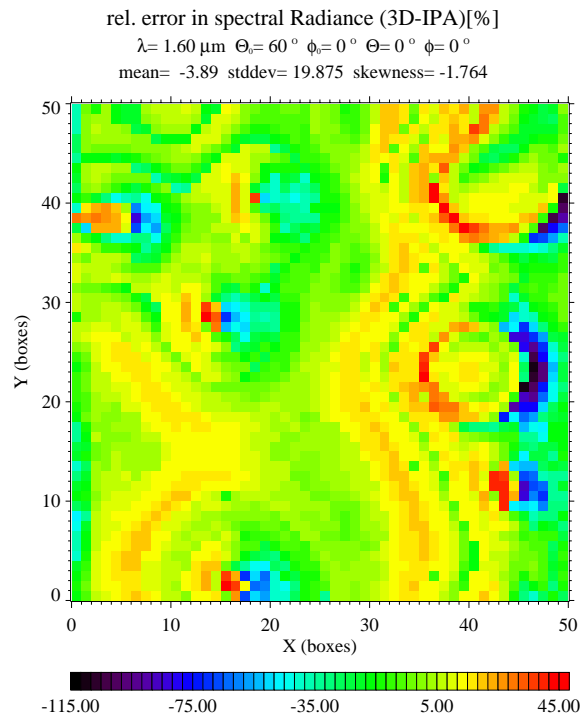
groß, dass die Photonen innerhalb der Gitterzelle bleiben. Somit kommt es im Vergleich mit dem nicht-absorbierenden Fall zu einem relativ höheren Nettohorizontaltransport, der die Strahldichte im 3D-Fall verstärkt und insgesamt zu größeren Differenzen zwischen 3D und IPA führt.

In Abbildung 6.10 ist die für LWP-Klassen gemittelte IPA-Strahldichte gegen den LWP aufgetragen. Wie auch schon für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  gibt die rote Linie den Mittelwert plus Standardabweichung und die grüne das Mittel minus Standardabweichung an.

Der gesamte Kurvenverlauf entspricht den Erwartungen. Da die Streueffizienz mit der Fläche der Tröpfchen, die Absorptionseffizienz aber mit dem Volumen zunimmt, überwiegt für kleine LWPs zunächst die Streuung und die reflektierte Strahldichte nimmt zu. Mit weiter wachsendem LWP nimmt jedoch die Absorptionseffizienz zu und überwiegt im Bereich  $\text{LWP} > 200 \text{ g}/\text{m}^2$  gegenüber der Streuung. Es wird weniger Strahlung an der Wolke reflektiert.

Zwischen ca.  $120\text{--}200 \text{ g}/\text{m}^2$  wird das schon vorhandene Absinken der Kurve noch zusätzlich verstärkt. Hier ist der Effekt der LWC Verteilung zu erkennen, der schon im gleichen Zusammenhang bei der sichtbaren Wellenlänge diskutiert wurde. Die Variabilität zeigt das gleiche Verhalten wie schon bei  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ . Sie steigt mit Zunahme des 'LWC-Pfropf'-Effektes, befindet sich sonst jedoch im erwarteten geringen Bereich.

Das gleiche Verhalten für 3D gerechnete Strahldichten zeigt Abbildung 6.11. Auch hier

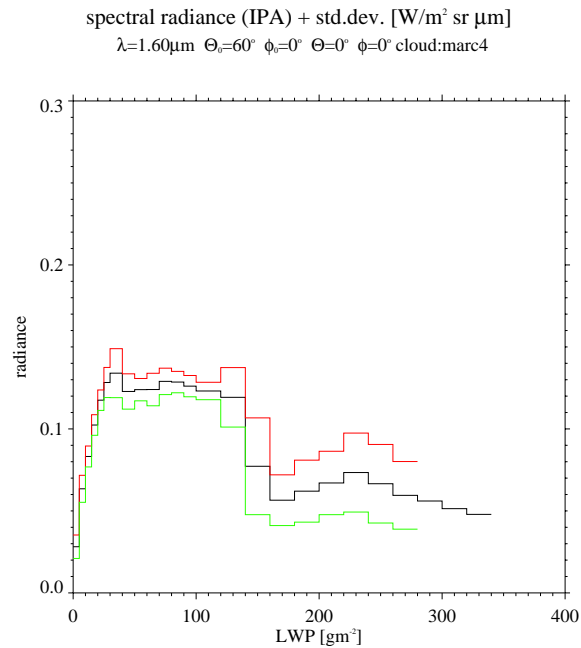


**Abbildung 6.9:** Feld der Differenzen der reflektierten Strahldichten [ $\text{W}/\text{m}^2 \text{sr} \mu\text{m}$ ] 3D-IPA für  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ ; relativer Fehler

entspricht der Verlauf den Erwartungen. Die Variabilität ist entscheidend höher und bleibt mit zunehmender optischen Dicke auf gleichbleibend hohem Niveau.

Trägt man nun die Differenzen (3D-IPA) gegen den LWP auf (Abb. 6.12), so ergibt sich ein ähnliches Bild wie auch für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ . In optisch dünnen Regionen erhält man mit der IPA Annahme größere Strahldichten als für inhomogene Wolken, in optisch dicken Gebieten verhält es sich genau umgekehrt. Wie schon beschrieben, lässt sich dies mit dem 'albedo bias', bzw. dem 'Strahlungseinfang' als Folge des Verhaltens der Netto-Horizontalflüsse erklären. Die Tatsache, dass hier die Größe der Fehler deutlich unterschiedlich ist ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ : -5 % - +15 %,  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ : -18 % - +18 %), beruht auf dem Effekt der Absorption. Sie verstärkt den 'albedo bias' bei kleinen LWPs. Bei großen LWPs ( $\text{LWP} > 200 \text{ g}/\text{m}^2$ ) nimmt die Absorption weiter zu, sodass die Strahlung in der Gitterzelle absorbiert wird, auf die sie zuerst trifft. Dadurch werden die Horizontaltransporte im 3D-Fall fast völlig unterdrückt, was die geringe Differenz zwischen 3D und IPA in diesem Bereich erklärt.

Es wurde zu Beginn dieses Kapitels schon erwähnt, dass gerade bei Wellenlängen des nah-infraroten Spektralbereiches die reflektierte Strahlung nicht nur von der optischen Dicke  $\tau$ , sondern auch stark von dem effektiven Radius der Wolkentröpfchen  $r_{\text{eff}}$  abhängt. Um diese Abhängigkeit zu untersuchen, sind nun die Strahldichte und der effek-

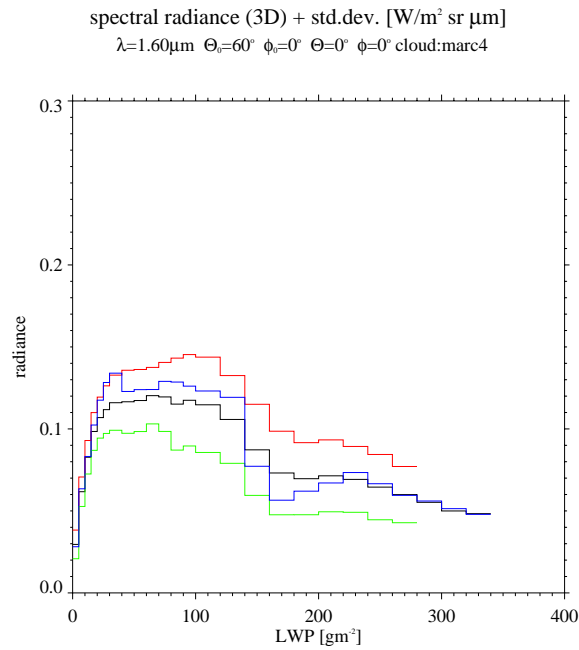


**Abbildung 6.10:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 1.60\mu\text{m}$ ; IPA Werte mit Standardabweichung. Mittlere IPA Strahldichte ist schwarz dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.

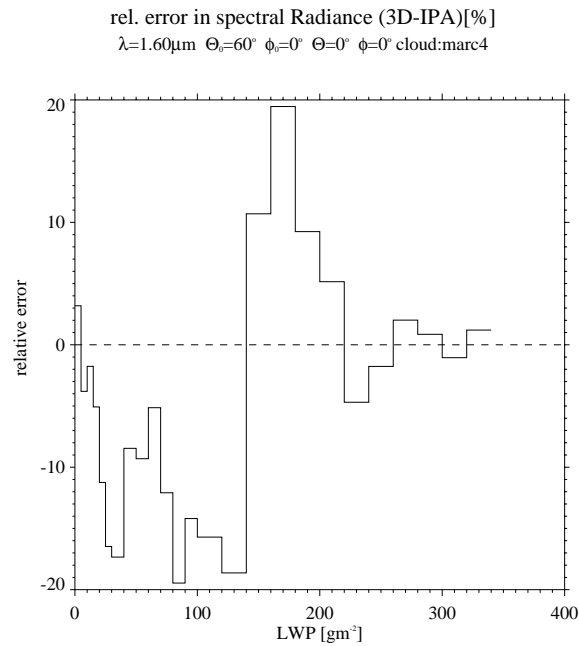
tive Radius als weitere Wolkeneigenschaft gegeneinander aufgetragen.

Abbildung 6.13 zeigt die Abhängigkeit der Strahldichte vom vertikal gemittelten effektiven Radius für den 3D-Fall. Mit zunehmender Tröpfchengröße steigt auch die reflektierte Strahlung. In diesem Bereich überwiegt der Flächeneffekt ( $\sim r^2$ ) der Streuung dem Volumeneffekt ( $\sim r^3$ ) der Absorption. Beginnend mit ungefähr  $\bar{r}_{\text{eff}}=6\mu\text{m}$  überwiegt der Volumeneffekt. Der Anteil der am Oberrand der Wolke reflektierten Strahldichte nimmt ab.

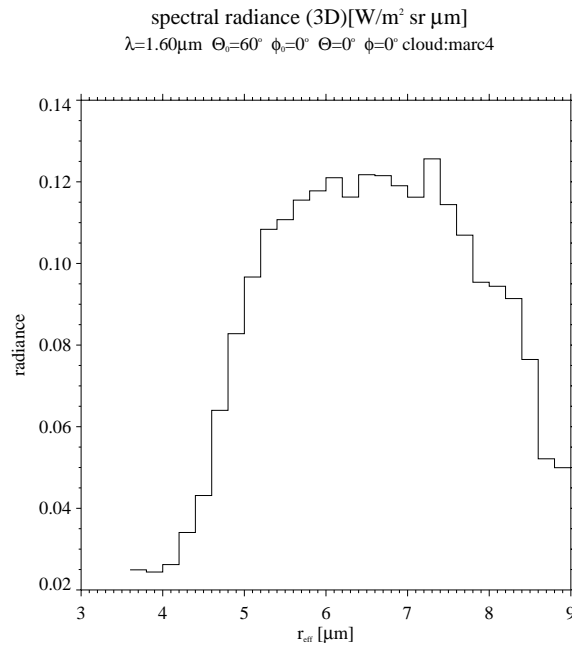
Da, wie oben erwähnt, die reflektierte Strahldichte bei  $\lambda = 1.60\mu\text{m}$  sowohl von der optischen Dicke, als auch von dem effektiven Radius abhängt, ist in Abbildung 6.14 der Zusammenhang zwischen LWP und effektivem Tropfenradius dargestellt. Bis etwa  $150\text{ g/m}^2$  und  $8\mu\text{m}$  wächst der effektive Radius mit zunehmendem LWP an. Bei größeren LWP Werten scheint es zu keiner Vergrößerung der Tropfen zu kommen. Noch höhere LWP Werte basieren also offensichtlich allein auf einer größeren Anzahl und nicht auf einem größeren Volumen der Tropfen. Die positive Korrelation von effektivem Radius und LWP wird auch von Greenwald und Christopher (2000) beschrieben. Die dort verwendeten effektiven Tropfenradien wurden aus GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellites*) Messungen abgeleitet, die zugehörigen LWP Werte basieren auf Messungen des SSM/I (*Special Sensor Microwave/Imager*). Abbildung 6.14 zeigt kleinere effektive Radien als von Greenwald und Christopher (2000) gemessen wurden. Durch die von Hagedorn



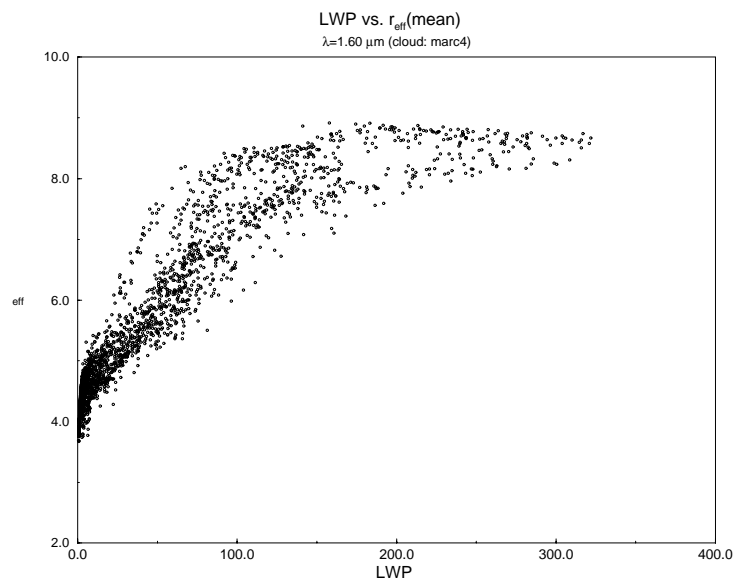
**Abbildung 6.11:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ ; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.



**Abbildung 6.12:** Relativer Fehler der spektralen Strahldichte vs. LWP ( $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ )

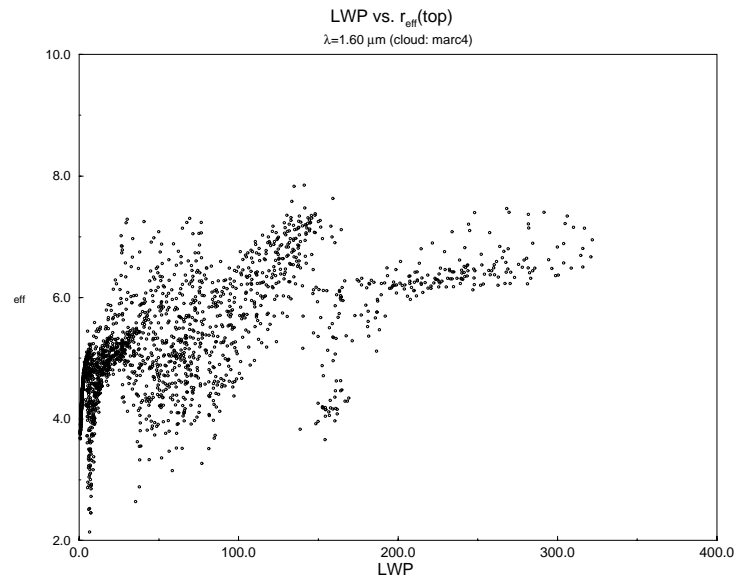


**Abbildung 6.13:** Spektrale Strahldichte (3D) vs. vertikal gemittelter effektiver Radius ( $\lambda = 1.60\mu\text{m}$ )



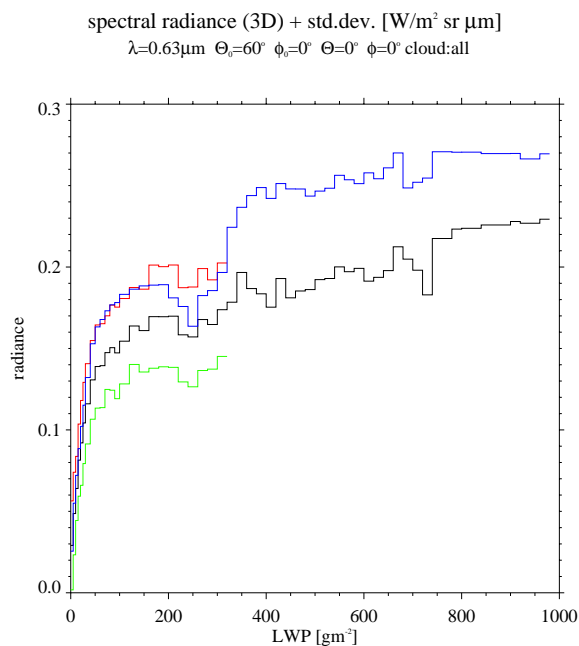
**Abbildung 6.14:** LWP [ $\text{g/m}^2$ ] vs. vertikal gemittelter effektiver Radius [ $\mu\text{m}$ ]

(1996) eingeführte Zwangsbedingung (Kap. 5) stehen immer genügend Kondensationskerne zur Verfügung. Dies kann zu einer vergleichsweise großen Anzahl kleiner Tropfen führen. Ein weiterer Grund für die Unterschätzung des effektiven Tropfenradius könnte in der Ableitung des effektiven Radius aus der von GESIMA berechneten Tropfenverteilung liegen (Macke et al., 1999).



**Abbildung 6.15:**  $LWP$  [ $\text{g}/\text{m}^2$ ] vs. obersten effektiver Radius [ $\mu\text{m}$ ]

Da der Großteil der reflektierten Strahldichte von den oberen Wolkenschichten gestreut wird, ist in Abbildung A.1 die Strahldichte mit dem effektiven Radius der obersten bewölkten Gitterzelle gezeigt. Hier ist der Verlauf, wie ihn Abbildung 6.13 zeigt, nicht gegeben. Auch das zugehörige Streubild (Abb. 6.15) zeigt keine Hinweise für eine Korrelation zwischen LWP und oberstem effektiven Radius. Offensichtlich wird die Absorption nicht nur von den Tröpfchen der obersten Schicht bestimmt. Damit ist auch kein Rückschluss auf die Mikrophysik am Oberrand der Wolke möglich.



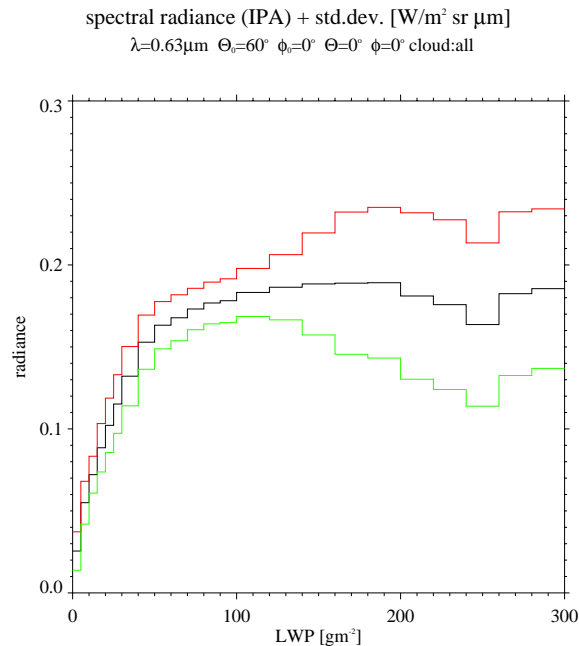
**Abbildung 6.16:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.

## 6.2 Ergebnisse aller Wolken

Zur Untersuchung des Unterschiedes der reflektierten Strahldichte einer inhomogenen und einer homogenen Wolke genügt es nicht, allein eine Wolke zu untersuchen. Die Ergebnisse der nächsten Kapitel, die mehr einen quantitativen als qualitativen Eindruck der Unterschiede vermitteln sollen, basieren auf der Auswertung des Strahlungstransportes für 12 verschiedene Wolken. Sie sollen zeigen, inwieweit eine Verallgemeinerung der im vorigen Abschnitt beschriebenen Ergebnisse möglich ist. Bei den 12 Wolken handelt es sich ausschließlich um reine Wasserwolken mit einer ungefähren mittleren optischen Dicke  $\tau=10$ . Wie auch schon in Kapitel 6.1 werden bei der Besprechung der Resultate die Ergebnisse für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  und für  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  getrennt behandelt.

### 6.2.1 Ergebnisse für $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$

Betrachtet man die reflektierte Strahldichte im Verhältnis zum LWP (Abb. 6.16) und vergleicht diese mit dem vorherigen Ergebnis für eine Wolke (Abb. 6.4), so stellt man zunächst fest, dass im Fall aller Wolken ein wesentlich größerer Bereich an LWP-Werten zur Verfügung steht. Allerdings tragen zu den LWP-Klassen oberhalb von  $350 \text{ g}/\text{m}^2$  weniger als 20 Wolkensäulen bei, sodass hier auf die Berechnung der Standardabweichung der Strahldichte verzichtet wurde. Aufgrund der geringeren Wertedichte bei sehr großer optischer Dicke beschränkt sich die weitere Untersuchung auf den Bereich  $\text{LWP} < 300 \text{ g}/\text{m}^2$ .



**Abbildung 6.17:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ; IPA Werte mit Standardabweichung.

Die Abbildungen für alle LWP-Klassen sind im Anhang (Abb. B.1 – B.3) zu finden.

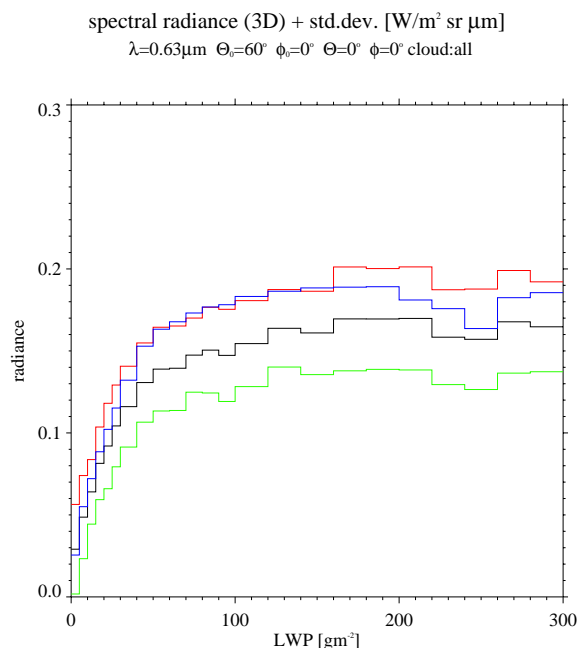
Abbildung 6.17 zeigt für den Fall der IPA die Strahldichte aufgetragen gegen den LWP. Von der Kurve, die die mittlere Strahldichte in der jeweils zugehörigen LWP-Klassen anzeigt (schwarz), ist die Standardabweichung subtrahiert (grün) bzw. addiert (rot) worden.

Die schwarze Kurve zeigt annähernd den nach Abbildung 6.3 erwarteten Verlauf; einen steilen Anstieg der Strahldichte bei wachsender optischer Dicke im Bereich kleiner LWP-Werte und einen geringeren Anstieg bei größeren Werten. Allerdings ist auch hier der Bereich zwischen  $\text{LWP} = 120 \text{ g}/\text{m}^2$  und  $320 \text{ g}/\text{m}^2$  hervorzuheben. Hier kommt es zu einer Dämpfung der Kurve, die zwar nicht so stark wie in Abbildung 6.3 ist, aber dennoch sichtbar wird. Sie ist auf den oben beschriebenen 'LWC-Pfropfen' zurückzuführen, der allerdings weniger stark ausgeprägt ist. Dies lässt darauf schließen, dass die Entwicklung des 'LWC-Pfropfes' (siehe Kap. 6.1) trotz ungefähr vergleichbarer optischer Dicke bei den verschiedenen Wolken unterschiedlich verläuft. Das ein solcher Effekt überhaupt auftritt, ist wohl auch auf die Art der Wolkenbildung in GESIMA (→ Feuchtestörung vgl. Kap. 5) zurückzuführen.

Die Variabilität, angegeben durch die rote und grüne Kurve, innerhalb der LWP-Klassen ist für kleine LWPs gering (ca.  $0.007 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}$ ), steigt aber mit Einsetzen des 'LWC-Pfropf'-Effektes stark auf  $0.027 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}$  an.

Für inhomogene Wolken ist die Variabilität mit bis zu  $0.032 \text{ W}/\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}$  größer





**Abbildung 6.18:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.

(Abb. 6.18). Die Standardabweichung bleibt allerdings, anders als im IPA-Fall, mit zunehmender optischer Dicke relativ gleich.

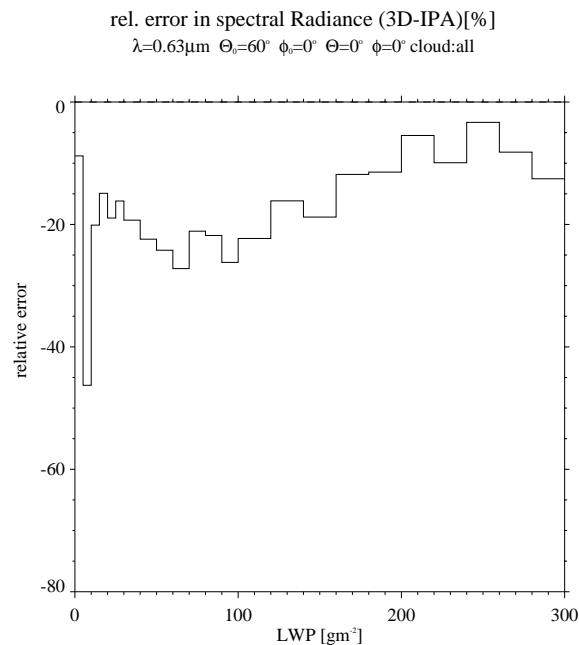
Die Kurve der mittleren reflektierten Strahldichte (schwarz) zeigt, wie die IPA Kurve (blau), einen Einfluss des 'LWC-Pfropf'-Effektes. Zwischen ca.  $100 \text{ g}/\text{m}^2$  und  $300 \text{ g}/\text{m}^2$  ist keine Steigung mehr zu erkennen. Für große LWP steigt die Kurve wieder leicht an, allerdings sind hier nicht ausreichend Daten vorhanden.

Es zeigt sich zumindest im Fall der hier verwendeten Wolken, dass allein unter Verwendung reflektierter Strahldichte im sichtbaren Spektralbereich im Fall inhomogener Bewölkung LWP-Fernerkundung nur bis etwa  $50 \text{ g}/\text{m}^2$  möglich ist. Hin zu größeren LWP-Werten nimmt die Variabilität zu, die Sensitivität jedoch ab. Die reflektierten Strahldichten zweier unterschiedlicher LWPs sind also kaum unterschiedlich, so dass man keinen eindeutigen Zusammenhang von Strahldichte und LWP erhält.

Bildet man den relativen Fehler der IPA Betrachtung bzgl. des inhomogenen Falles (Abb. 6.19), so fällt zunächst auf, dass die IPA Werte immer größer als die 3D Werte sind. Allerdings schwankt der Fehler sehr stark zwischen  $-3\%$  bei  $250 \text{ g}/\text{m}^2$  und  $-46\%$  bei  $5 \text{ g}/\text{m}^2$ . Des Weiteren kommt es auch von LWP-Klasse zu LWP-Klasse zu teils erheblichen Unterschieden. Trotzdem kann man das Bild in drei Teile ungefähr gleichen Fehlers einteilen. In optisch dünnen ( $\text{LWP} < 120 \text{ g}/\text{m}^2$ ) Regionen verläuft die Kurve bei ungefähr  $-22\%$ , im Bereich mittlerer LWPs ( $120 \text{ g}/\text{m}^2$  bis  $300 \text{ g}/\text{m}^2$ ) um  $-10\%$ . Steigt der

LWP an, fällt sie wieder stark auf -25 % bis -30 % ab. Vergleicht man diese Kurve mit den Ergebnissen der Einzelwolke (Abb. 6.6), so erkennt man in beiden Darstellungen bei ungefähr  $130 \text{ g/m}^2$  einen ähnlichen Sprung der Kurven. Er fällt in Abbildung 6.19 allerdings weniger stark aus. Im Mittel über alle Wolken ist die Kurve allerdings um ca 10 % nach unten verschoben.

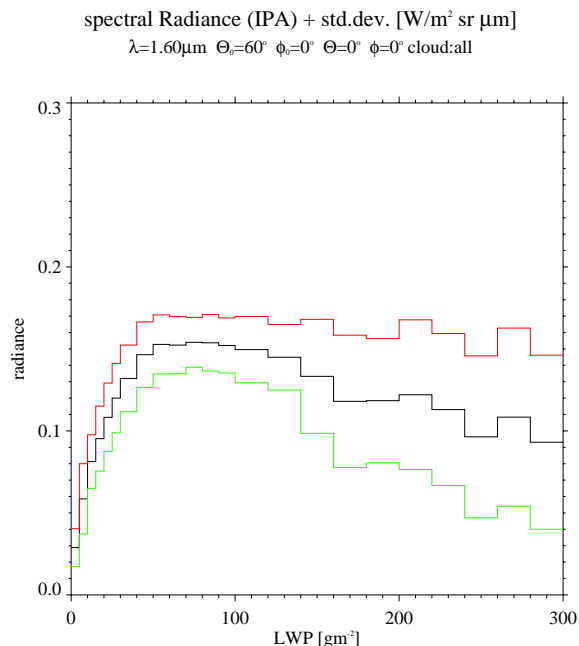
Der allgemeine Verlauf der Kurve zeigt, dass bei allen auftretenden optischen Dicken eine homogene Wolke mehr Strahlung reflektiert als eine inhomogene. Dies bestätigt den von Cahalan et al. (1994) beschriebenen 'albedo bias'. Die Verringerung des Fehlers im Bereich mittleren LWPs kann durch die Horizontaltransporte erklärt werden.



**Abbildung 6.19:** Relativer Fehler der spektralen Strahldichte vs. LWP ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ )

### 6.2.2 Ergebnisse für $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$

Dass, wie oben erwähnt, bei  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  neben der Streuung auch noch die Absorption eine Rolle spielt, ist auch in Abbildung 6.20 wiederzuerkennen. Dargestellt ist der Verlauf der IPA Strahldichte in Abhängigkeit des LWP. Wie bei  $0.63 \mu\text{m}$  steigt die Strahldichte bei kleinen LWPs stark an und erreicht ein Maximum von ca.  $0.15 \text{ W/m}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$ . Mit zunehmender optischer Dicke nimmt auch die Absorption zu, deren Wirkung auf die Strahldichte durch den 'LWC-Pfropf'-Effekt (siehe Kap. 6.1.1, S. 34) unterstützt wird. Nimmt man das zugehörige Bild der gesamten LWP Reihe hinzu, so erkennt man, dass der kleine Anstieg bei  $320 \text{ g/m}^3$  mit einem Nachlassen des 'LWC-Pfropf'-Effektes aufgrund vertikaler Homogenisierung zu erklären ist. Der weitere Verlauf der Kurve zeigt deutlich nach unten, was für eine weitere Zunahme der Absorption gegenüber der Streuung spricht und so auch zu erwarten ist. Die Variabilität verhält sich wie im sichtbaren

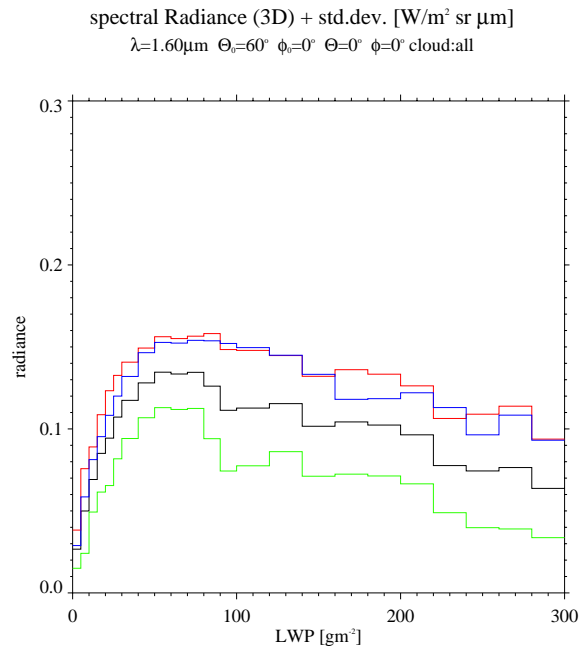


**Abbildung 6.20:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ ; IPA Werte mit Standardabweichung. Mittlere IPA Strahldichte ist schwarz dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.

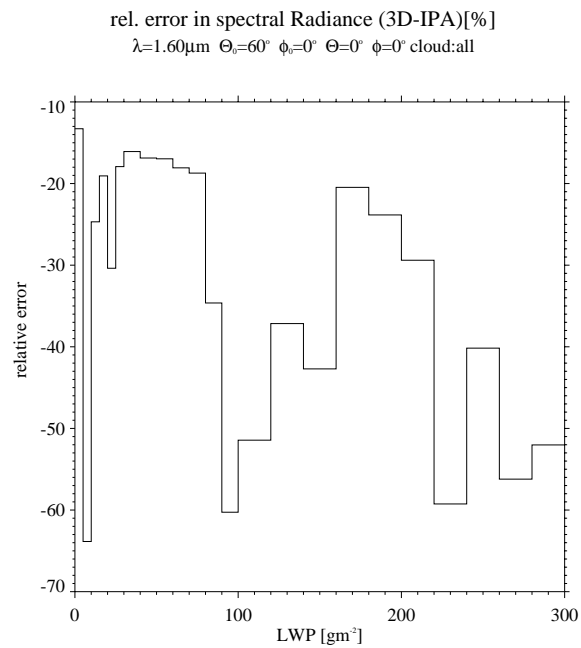
Spektralbereich. Sie ist bei geringer optischer Dicke erwartungsgemäß klein, verlässt aber mit Einsetzen des Effektes durch die Vertikalverteilung des LWC den in Abbildung 6.10 erwarteten Verlauf.

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich für den 3D-Fall (Abb. 6.21). Die Werte liegen jedoch unter denen des IPA-Falls (blau). Des Weiteren ist ein deutlicher Abfall der reflektierten Strahldichten mit zunehmender optischer Dicke zu sehen. Dies wird auch bei der Betrachtung der zugehörigen Abbildung für alle LWPs sichtbar. (Abb. B.5). Die Variabilität ist im Verhältnis zu IPA größer. Sie steigt, wie auch bei  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ , mit zunehmendem LWP nur leicht an.

In Abbildung 6.22 ist der relative Fehler der Strahldichte gegen den LWP aufgetragen. Auch im Nah-Infrarot wird in einer homogenen Wolke mehr Strahlung reflektiert als in einer inhomogenen. Aufgrund der zusätzlich auftretenden Absorption ist der Fehler größer als im Sichtbaren (-15 % – -60 %, vgl. sichtbar: -5 % – -25 %) (siehe Kap. 6.1.2, S. 38). Im 3D-Fall gleichen Horizontaltransporte diesen Verlust an Strahldichte in einem gewissen Maß aus. Die IPA-Werte werden also im Verhältnis größer. Die Differenz zwischen 3D und IPA nimmt mit größer werdendem LWP zu. Während bei LWPs kleiner  $80 \text{ g}/\text{m}^2$  ein Fehler von ca -18 % auftritt, fällt er, mit Ausnahme des Bereiches zwischen  $80 \text{ g}/\text{m}^2$  und  $160 \text{ g}/\text{m}^2$ , auf über -60 % an. Der sehr starke Anstieg des Fehlers bei  $80 \text{ g}/\text{m}^2$  fällt mit



**Abbildung 6.21:** Spektrale Strahldichte vs. LWP für  $\lambda = 1.60\mu\text{m}$ ; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.



**Abbildung 6.22:** Relativer Fehler der spektralen Strahldichte vs. LWP ( $\lambda = 1.60\mu\text{m}$ )

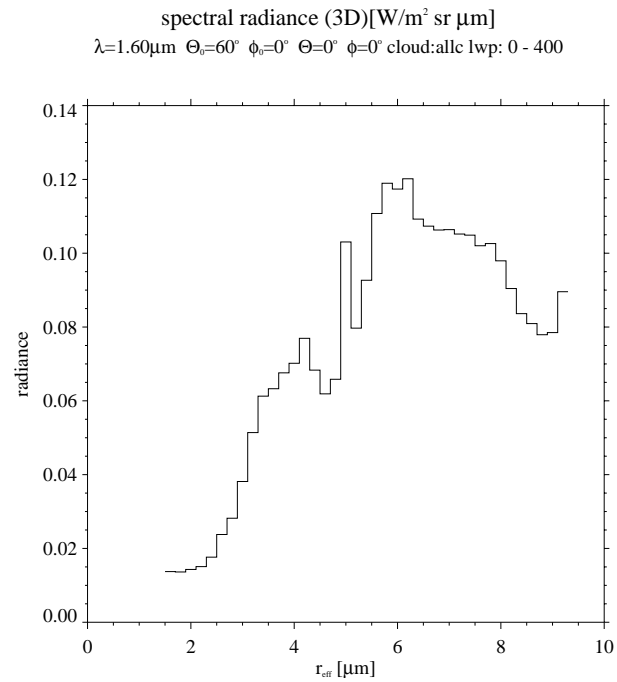
dem Punkt zusammen, an dem beide Kurven (3D und IPA) ihr Maximum erreichen. Wie für die Einzelwolke soll nun die Abhängigkeit der reflektierten Strahldichte vom effektiven Radius untersucht werden. Hierzu ist in Abbildung 6.23 die Strahldichte gegen den vertikal gemittelten effektiven Radius für den LWP Bereich zwischen  $0 \text{ g/m}^2$  und  $400 \text{ g/m}^2$  aufgetragen.

Bis ungefähr  $6 \mu\text{m}$  nimmt mit zunehmendem effektivem Radius auch die Strahldichte (bis auf  $0.12 \text{ W/m}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$ ) zu. In diesem Bereich überwiegt die Streuung der Absorption. Mit weiter steigendem  $r_{\text{eff}}$  fällt die reflektierte Strahlung wieder leicht auf  $0.08 \text{ W/m}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$  ab.

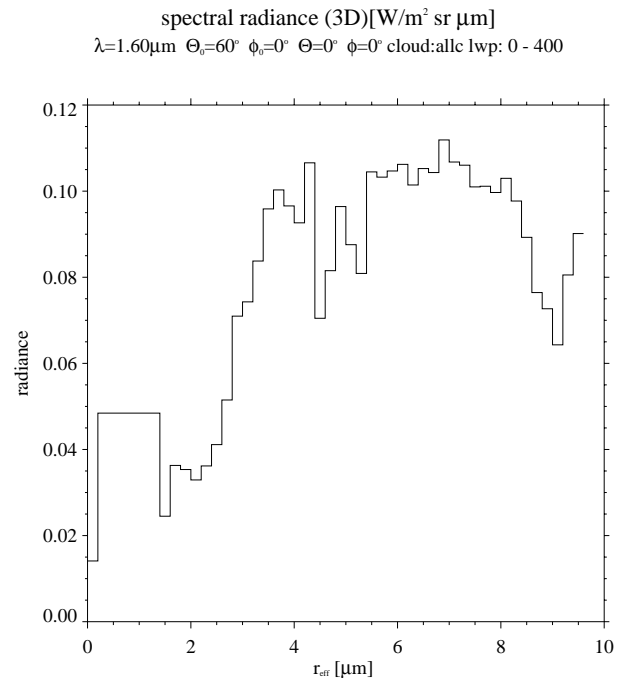
Wie schon für die Einzelwolke ist in Abbildung 6.25 für alle Wolken die Korrelation zwischen LWP und effektivem Radius dargestellt. Allerdings ist, anders als bei der Beispielwolke, kein eindeutiger Zusammenhang zwischen LWP und  $r_{\text{eff}}$  zu erkennen. Es ist also zu vermuten, dass die gute Korrelation bei der Einzelwolke stark von der lokalen Verteilung des LWP und des effektiven Radius abhängt.

Abbildung 6.24 zeigt die Abhängigkeit der Strahldichte vom effektiven Radius der obersten bewölkten Gitterzelle. Bis ca.  $r_{\text{eff}}=6 \mu\text{m}$  steigt die Strahldichte mit Ausnahme zweier kleiner Bereiche bei  $r_{\text{eff}}=0.2 \mu\text{m} - 1.4 \mu\text{m}$  und  $r_{\text{eff}}=4.6 \mu\text{m} - 5.4 \mu\text{m}$  auf ungefähr  $0.125 \text{ W/m}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$  an, um dann bei weiter zunehmendem effektivem Radius und damit verbundenem Absorptionseffekt wieder auf ca.  $0.065 \text{ W/m}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$  abzufallen. Auch der effektive Radius der obersten bewölkten Gitterzelle ist in Abbildung 6.26 gegen den LWP aufgetragen. Es wird allerdings kein eindeutiger Zusammenhang zwischen LWP und  $r_{\text{eff}}$  sichtbar.

Während bei der Einzelwolke zumindest für den vertikal gemittelten effektiven Radius eine Korrelation zwischen LWP und effektivem Radius erkennbar wurde, ist bei Betrachtung aller Wolken weder für den vertikal gemittelten effektiven Radius, noch für den der obersten bewölkten Gitterzelle ein solcher Zusammenhang sichtbar. Auf Grund der Wolken des GESIMA ist also weder ein Rückschluss auf die Mikrophysik der obersten Wolkenschicht, noch auf eine mittlere Mikrophysik möglich.



**Abbildung 6.23:** spektrale Strahldichte (3D) vs. vertikal gemittelter effektiver Radius ( $\lambda = 1.60\mu\text{m}$ )



**Abbildung 6.24:** spektrale Strahldichte (3D) vs. oberster effektiver Radius ( $\lambda = 1.60\mu\text{m}$ )

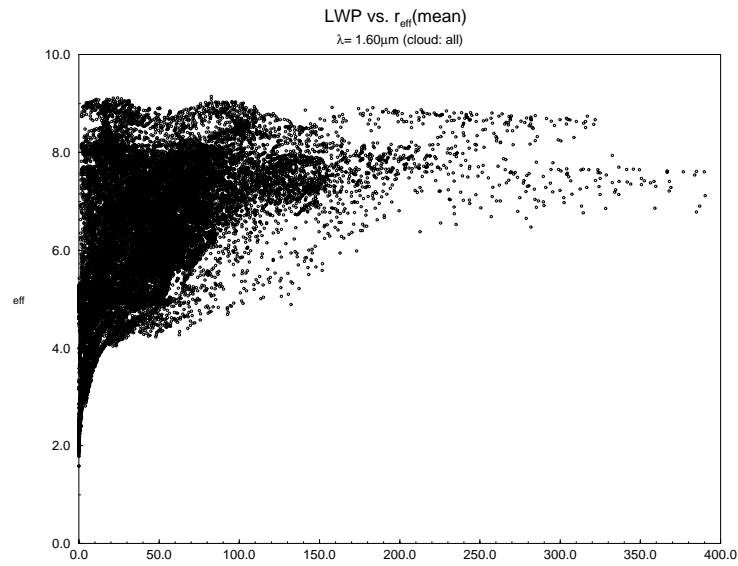


Abbildung 6.25: LWP [ $\text{g}/\text{m}^2$ ] vs. vertikal gemittelter effektiver Radius [ $\mu\text{m}$ ]

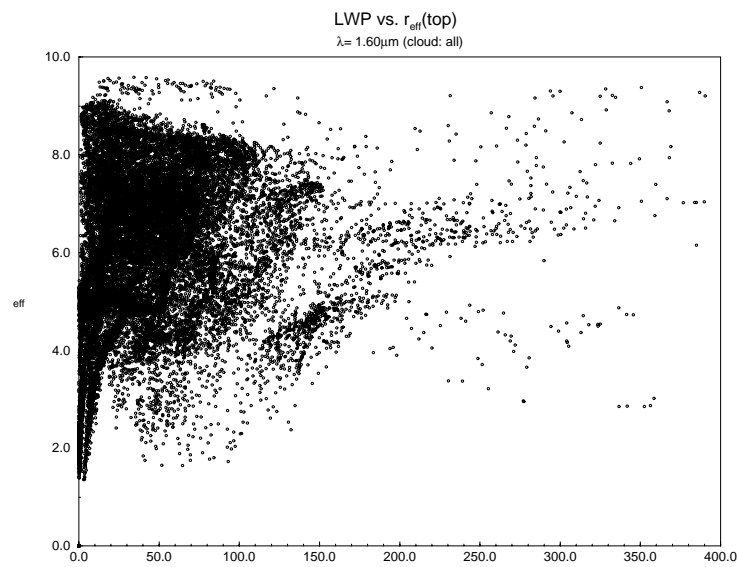
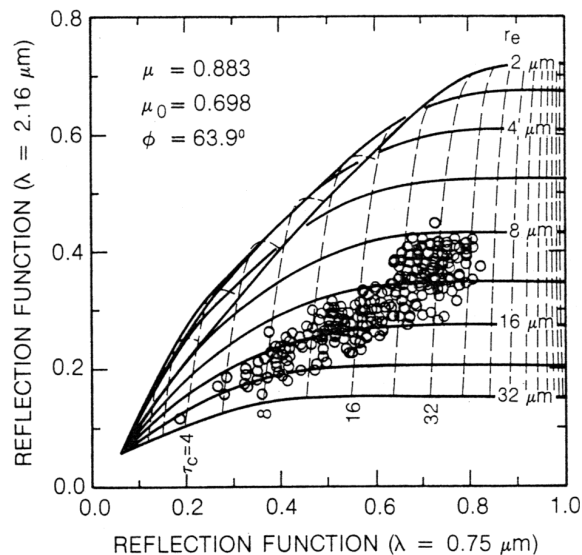


Abbildung 6.26: LWP [ $\text{g}/\text{m}^2$ ] vs. oberster effektiver Radius [ $\mu\text{m}$ ]



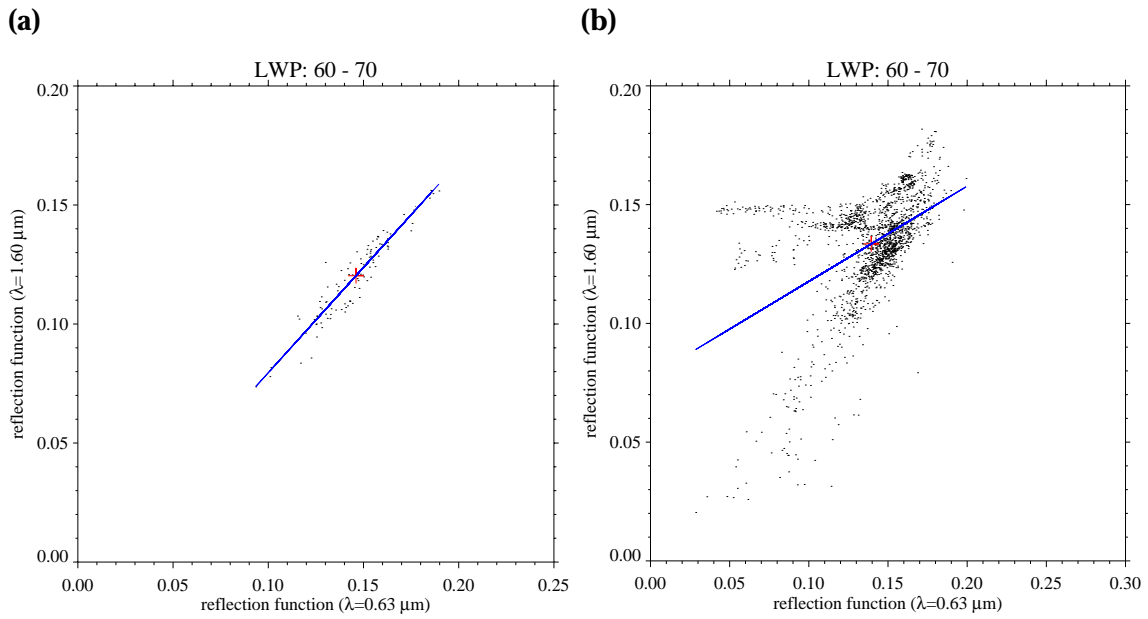
**Abbildung 6.27:** Theoretischer Zusammenhang zwischen der Reflexionsfunktion von  $\lambda = 0.75 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 2.16 \mu\text{m}$  für optische Dicke und effektiven Radius. Aus (Nakajima und King, 1990)

### 6.2.3 Erstellung eines 'lookup table'

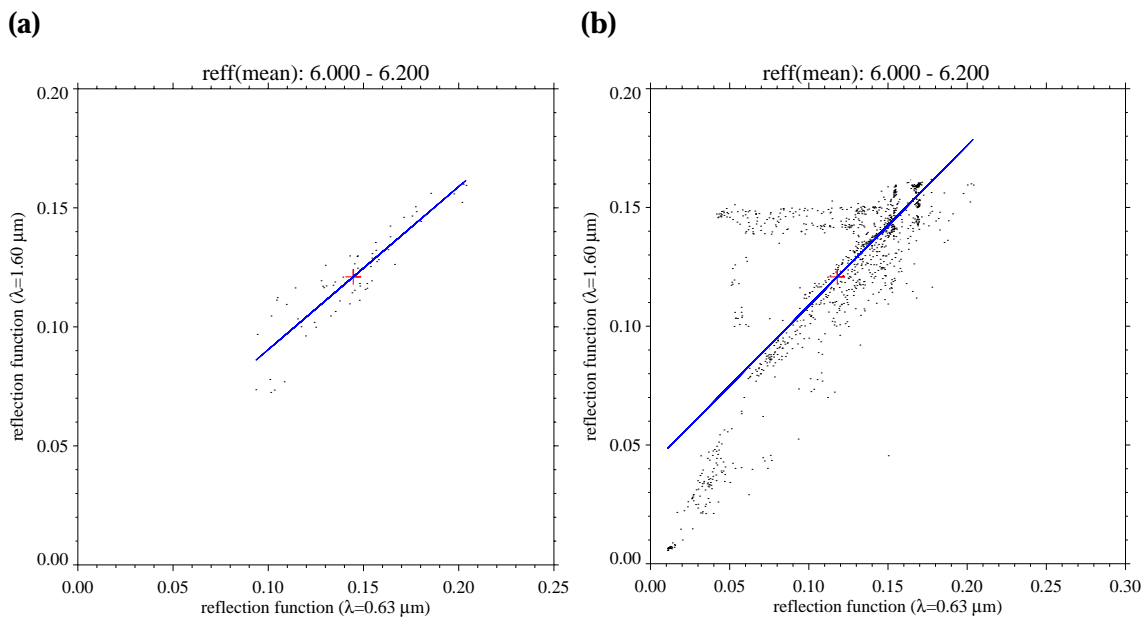
Mit einem Satelliten wird die von Wolken reflektierte Strahldichte gemessen. Aus diesen Werten möchte man auf die mikrophysikalischen Wolkeneigenschaften rückschließen können. Dies geschieht häufig mittels Tabellen ('lookup table'), die eine bestimmte Strahldichte mit den zugehörigen Wolkeneigenschaften wie LWP oder dem effektiven Radius verknüpfen. Um den LWP und effektiven Radius zu bestimmen, sind mindestens jeweils eine Wellenlänge aus einem absorbierenden und aus einem nichtabsorbierenden Spektralbereich nötig. Wie in der Einleitung und zu Beginn des Kapitel 6 erwähnt, haben gerade bei Wellenlängen des absorbierenden nah-infraroten Spektralbereiches beide Wolkeneigenschaften einen Einfluss auf die reflektierte Strahldichte, im nichtabsorbierenden sichtbaren Bereich jedoch hauptsächlich der LWP.

Für eine planparallele homogene Wolke ist die Verknüpfung zwischen Strahldichte und Wolkeneigenschaften nach einem von Nakajima und King (1990) entwickelten Verfahren für die Wellenlängen  $\lambda = 0.75 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 2.16 \mu\text{m}$  dargestellt (Abbildung 6.27). Misst ein Satellit Strahldichten in diesen zwei Wellenlängen, so kann anhand dieses LUT auf die mikrophysikalischen Wolkenparameter geschlossen werden. Für jede Position innerhalb des Bildes lassen sich genau die jeweilige optische Dicke und der effektive Radius angeben. In diesem Kapitel wird die Erstellung eines 'lookup table' nach Vorbild des von Nakajima und King (1990) gezeigten Verfahrens, allerdings für  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$ , beschrieben.

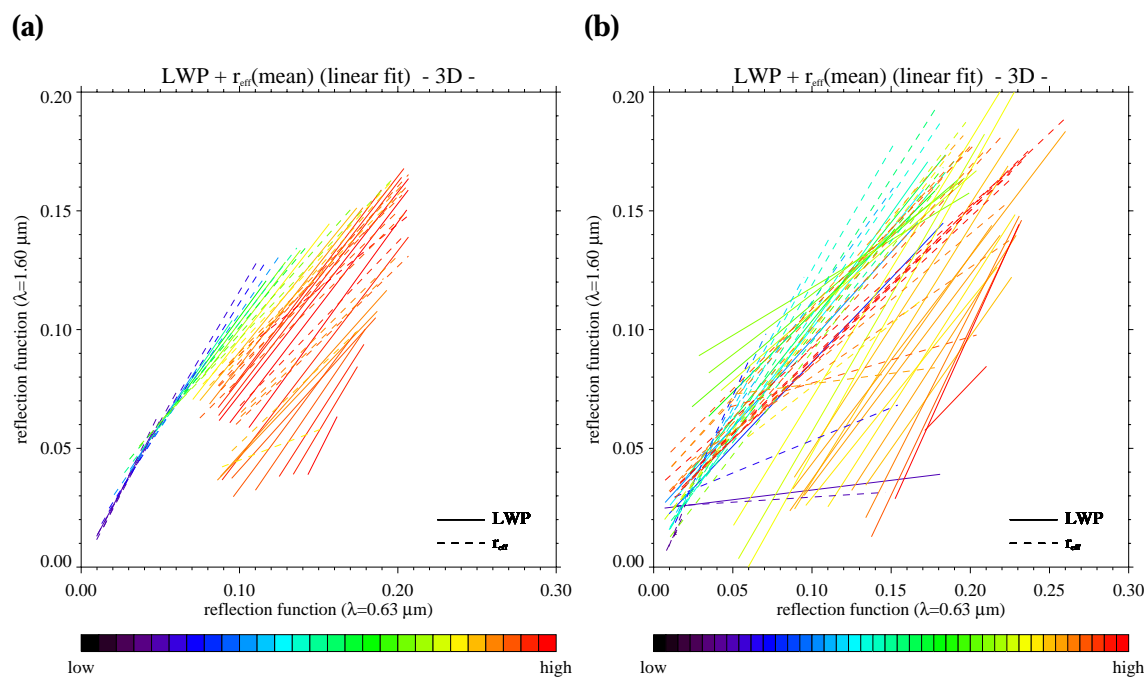




**Abbildung 6.28:** Theoretischer Zusammenhang zwischen der Reflexionsfunktion von  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  für den Flüssigwasserpfad zwischen 60 – 70  $\text{g/m}^2$  für (a) die Beispielwolke und (b) alle Wolken.



**Abbildung 6.29:** Theoretischer Zusammenhang zwischen der Reflexionsfunktion von  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  für effektiven Radius bei (a) der Beispielwolke und (b) allen Wolken.



**Abbildung 6.30:** Linien gleichen LWPs (durchgezogen) und Linien gleichen effektiven Radius (gestrichelt) in Abhängigkeit von  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1.60 \mu\text{m}$  für (a) die Beispielwolke und (b) alle Wolken.

Zuerst wurde versucht im zweidimensionalen Strahldichteraum Konturlinien gleichen LWPs und effektiven Radius zu finden. Dabei stellte sich aber heraus, dass große Gebiete existieren, in denen kein eindeutiger Zusammenhang zwischen reflektierter Strahldichte und LWP bzw. effektivem Radius sichtbar ist.

Aus diesem Grund sind sowohl für LWP als auch für  $r_{\text{eff}}$  die gesamten Werte in Klassen, wie schon oben verwendet, eingeteilt worden. Für jede Punktmenge einer bestimmten Klasse wurde, wie in Abbildungen 6.28 und 6.29 für die Beispielwolke und für alle Wolken gezeigt, der Mittelwert und vor allem eine Ausgleichsgerade berechnet. Diese Ausgleichsgeraden stellen Näherungen für Isolinien eines bestimmten LWP bzw.  $r_{\text{eff}}$  Bereiches dar.

In Abbildung 6.30 sind die Isolinien der verschiedenen Klassen beider Wolkeneigenschaften jeweils für eine Wolke und alle Wolken dargestellt. Isolinien der Klassen kleiner Werte erscheinen lila-blau, Linien größerer Werte gelb-rot. Isolinien der LWP-Klassen sind durchgezogen, Linien des effektiven Radius gestrichelt dargestellt.

Insgesamt zeigt sich kein einheitliches Bild. Für den 3D-Fall ist also kein Rückschluss von reflektierter Strahldichte zweier Wellenlängen auf Wolkeneigenschaften möglich, wie Nakajima und King (1990) ihn zeigen. Es sind zwar Schnittpunkte von LWP-Isolinien mit  $r_{\text{eff}}$ -Isolinien zu erkennen (Abb. 6.30(a) besonders bei  $L_{\lambda=0.63}: 0.9 - 0.16 \text{ W m}^2 \text{ sr } \mu\text{m}$

und  $L_{\lambda=1.60}$ :  $0.8 - 0.13 W m^2 sr \mu m$  und (b) besonders bei  $L_{\lambda=0.63} > 0.07 W m^2 sr \mu m$  und  $L_{\lambda=1.60} < 0.07 W m^2 sr \mu m$ ), benachbarte Linien einer Wolkeneigenschaft repräsentieren aber nicht in jedem Fall auch zwei benachbarte Werteklassen.

Vergleicht man die jeweiligen Abbildungen für eine Beispielwolke und alle Wolken, so stellt man fest, dass die Methode der Ausgleichsgeraden zumindest für eine Wolke die Verteilung der Punkte gut wiedergibt. Allerdings zeigt sich in der gemeinsamen Darstellung von LWP- und  $r_{eff}$ -Isolinien (Abb. 6.30(a)), abgesehen von dem oben genannten Bereich, keine eindeutige Zuordnung von Strahldichte und Wolkeneigenschaft. Für alle Wolken wird der Verlauf der Ausgleichsgeraden stark von den Werten einzelner Wolken beeinflusst. In der zugehörigen Abbildung 6.30(b) ist noch weniger ein Rückschluss von reflektierter Strahldichte auf die Wolkeneigenschaften LWP und effektiven Radius möglich.

Selbst für die vergleichbaren Bilder der IPA-Werte lassen sich keine Eindeutigkeiten erkennen. Damit ist allein durch die Variabilität der Vertikalstruktur des Wolkenwassers eine eindeutige Zuordnung zwischen reflektierter Strahldichte und vertikal integriertem Wolkenwasser nicht mehr möglich.

Im Gegensatz zu der Berücksichtigung aller Wolken, stellt die Methode der Ausgleichsgeraden für eine Wolke eine gute Näherung der Verteilung dar. Insgesamt ist aber festzustellen, dass es auf Basis der mir zur Verfügung stehenden GESIMA Daten aussichtslos erscheint, einen eindeutigen LUT für eindimensional und dreidimensional inhomogene Wolken zu erstellen.



## 7. Schlussbetrachtung

In dieser Arbeit wurde der Einfluss unterschiedlicher Behandlung der Wolken im Strahlungstransport (dreidimensional inhomogen (3D) und horizontal homogen (IPA)) auf die an Wolken reflektierte Strahldichte untersucht. Hierzu wurde ein neues dreidimensionales Strahlungstransportmodell (SHDOM) implementiert.

Bei der Untersuchung einer Wolke zeigt sich, dass eine dreidimensionale Betrachtung zu einer erhöhten Variabilität der reflektierten Strahldichte führt.

Die Differenz zwischen 3D und IPA reflektierter Strahldichte hängt stark von der optischen Dicke der Wolke, aber auch von der zur Messung verwendeten Wellenlänge ab. Während bei kleinen LWP-Werten die homogene Betrachtung zu größeren Strahldichten führt (besonders bei  $\lambda=1.60 \mu\text{m}$ ), erhält man im inhomogenen Fall in optisch dicken Regionen stärkerer Reflexion der Strahlung (besonders bei  $\lambda=0.63 \mu\text{m}$ ).

Dass diese Ergebnisse aber auch stark von der jeweiligen Wolke abhängen, zeigt der Vergleich aller 12 verwendeter Wolken. Insgesamt lässt sich aber sagen, dass die Annahme einer homogenen Wolke zu einer Überschätzung der Strahldichte führt. Dies gilt unabhängig von der Wellenlänge und der optischen Dicke. Der Fehler einer solchen homogenen Betrachtung schwankt im Sichtbaren zwischen -5% bis -25% und im nah-infraroten Spektralbereich zwischen -15% bis -60%.

Eine LWP Fernerkundung ist im Fall inhomogener Bewölkung nur bis  $50\text{g}/\text{m}^2$  möglich. Bei größerer optischer Dicke nimmt die Variabilität zu, die Sensitivität jedoch ab. Es ist keine eindeutige Änderung der reflektierten Strahldichte bei unterschiedlichen LWPs zu erkennen.

Ebenso wie die Strahldichte zeigt auch ihre Variabilität Unterschiede zwischen IPA und 3D. Im inhomogenen Fall tritt eine wesentlich höhere Variabilität auf, was auf den Einfluss der Horizontaltransporte zurückzuführen ist. Sie resultieren aus dem bei dreidimensionaler Inhomogenität möglichen Kontakt zwischen horizontal benachbarten Wolkenbereichen.

Untersuchungen des Zusammenhanges zwischen reflektierter Strahldichte und vertikal gemitteltem effektiven Radius zeigen einen ähnlichen Verlauf wie auch Strahldichte und

LWP.

Ein Zusammenhang zwischen LWP und vertikal gemitteltem effektivem Radius ist für eine Wolke erkennbar. Bezieht man sich allerdings auf alle Wolken, so wird diese Korrelation wesentlich schlechter.

Die Untersuchung des Zusammenhanges zwischen Strahldichte und des vom Satellit gesehenen obersten effektivem Radius zeigt, dass eine Rekonstruktion der mikrophysikalischen Eigenschaften der obersten Wolkenschicht nicht möglich ist.

Eine Untersuchung des Einflusses der Auflösung auf die reflektierte Strahldichte zeigt im Mittel keine großen Unterschiede zwischen 3D und IPA. Lokale Messungen können jedoch mit einem erheblichen Fehler behaftet sein. Hochaufgelöste Wolkenfernerkundung ist also nicht möglich.

Der gesamte Vergleich der Ergebnisse einer Wolke mit denen aller Wolken zeigt, dass es die unterschiedliche Entwicklung von Wolken und ihre daraus resultierende unterschiedliche Verteilung wolkenbeschreibender Parameter schwierig macht, einen einheitlichen Rückschluss von reflektierter Strahldichte auf Wolkeneigenschaften zu ermöglichen.

Trotzdem würde die Berücksichtigung dreidimensionaler Effekte z.B. bei der Fernerkundung mittels Satelliten zu einer Reduzierung des Fehlers in der Wolkenanalyse führen.

Der Versuch der Erstellung eines 'lookup table' anhand der zur Verfügung stehenden Wolkendaten schlug fehl. Es ließ sich weder für den IPA- noch für den 3D-Fall ein eindeutiger Zusammenhang zwischen reflektierter Strahldichte und Wolkeneigenschaften wie LWP und effektivem Radius erkennen. Eine bispektrale Wolkenfernerkundung funktioniert nur für planparallele Wolken. Sobald der Wolkenflüssigwassergehalt vertikal und/oder horizontal variiert können keine verlässlichen Ergebnisse mehr gewonnen werden.

In dieser Arbeit sind weder der Einfluss des Beobachtungswinkels noch der des Sonnenwinkels berücksichtigt worden. Des Weiteren ist eine größere Ergebnisdichte durch Berechnung des Strahlungstransfers in weiteren Wolken notwendig um eine sichere Verknüpfung von Strahldichte und Wolkeneigenschaften zu ermöglichen und zu einer akzeptablen Entwicklung eines Fernerkundungsalgorithmus auch für dreidimensionale Effekte zu gelangen.

# A. Ergebnisse für eine Beispielwolke

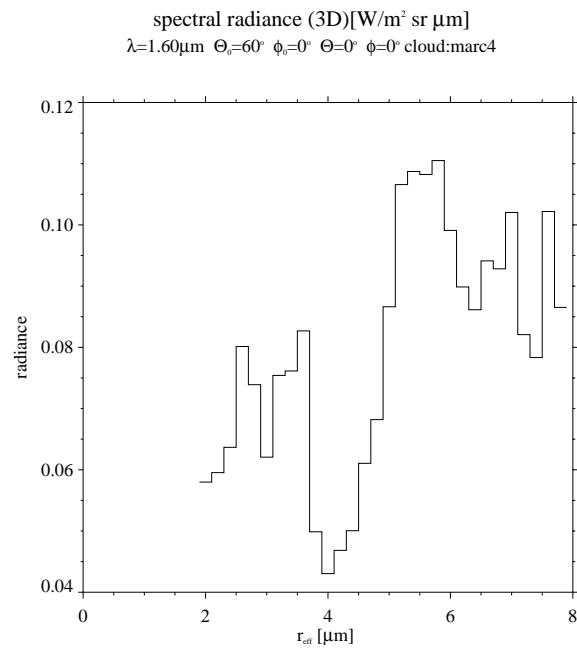
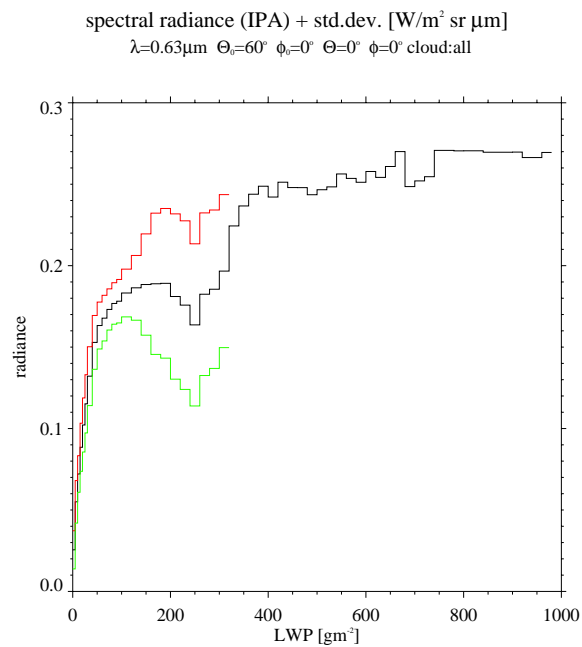


Abbildung A.1: spektrale Strahldichte (3D) vs. effektiver Radius der obersten bewölkten Gitterbox

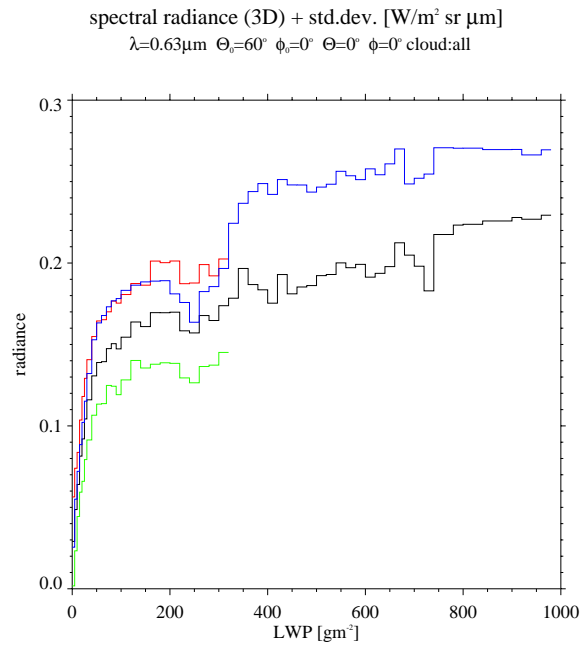




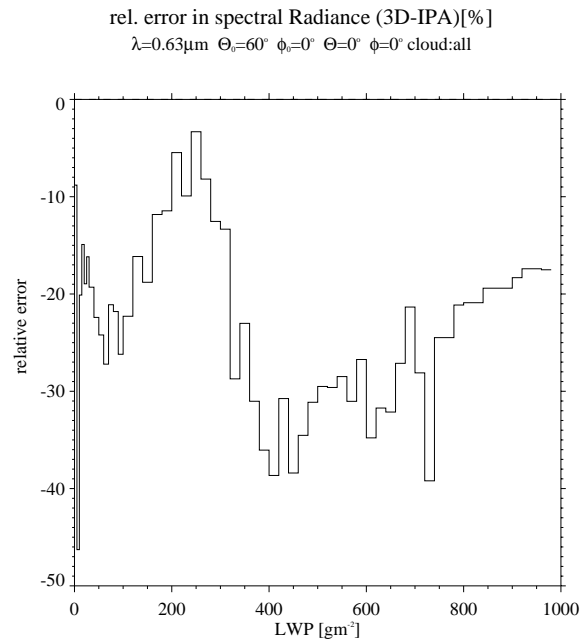
## B. Ergebnisse für alle Wolken



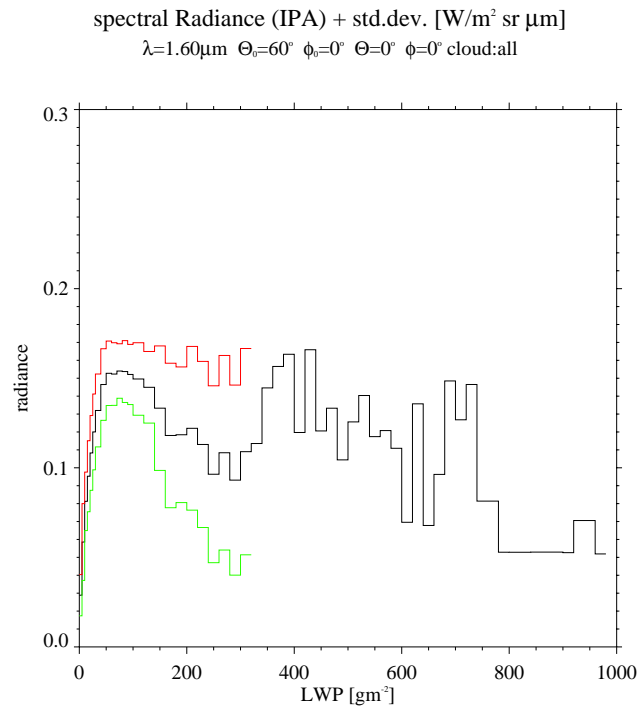
**Abbildung B.1:** Spektrale Strahldichte vs. LWP; IPA Werte mit Standardabweichung. Mittlere IPA Strahldichte ist schwarz dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.



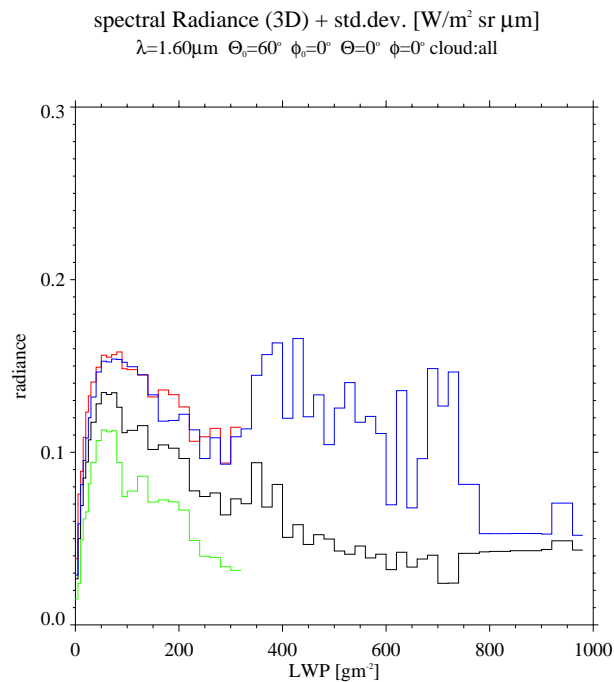
**Abbildung B.2:** Spektrale Strahldichte vs. LWP; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.



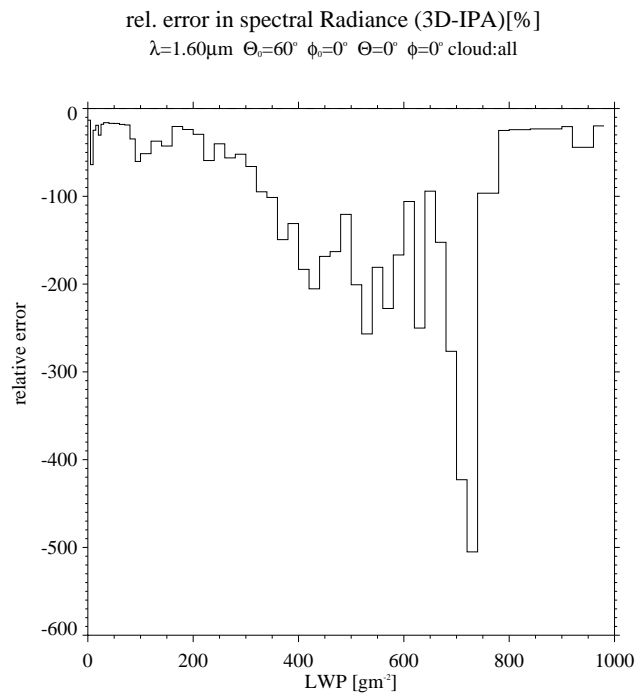
**Abbildung B.3:** Relativer Fehler der spektralen Strahldichte vs. LWP



**Abbildung B.4:** Spektrale Strahldichte vs. LWP; IPA Werte mit Standardabweichung. Mittlere IPA Strahldichte ist schwarz dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.



**Abbildung B.5:** Spektrale Strahldichte vs. LWP; 3D Werte mit Standardabweichung. Mittlere 3D Strahldichte ist schwarz, mittlere IPA Strahldichte blau dargestellt. Strahldichte und Standardabweichung addiert beschreibt die rote, Strahldichte und Standardabweichung subtrahiert die grüne Kurve.



**Abbildung B.6:** Relativer Fehler der spektralen Strahldichte vs. LWP

# Literaturverzeichnis

- Arfken, G., 1985. *Mathematical Methods for Physicists*. Academic Press, Boston, dritte Auflage.
- Arking, A. und Childs, J. D., 1985. Retrieval of cloud cover parameters from multispectral satellite images. *J. Climate Appl. Meteor.*, 24, 322–333.
- Bremen v., L., 2001. *Mikrowellenfernerkundung bei inhomogener Bewölkung*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel.
- Cahalan, R., Ridgway, W., Wiscombe, W., Bell, T., und Snider, J. B., 1994. The albedo of fractal stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 51, 2434–2455.
- Cess, R., Zhang, M., Minnis, P., Corsetti, L., Dutton, E., Forgan, B., Garber, D., Gates, W., Hack, J., Harrison, E., Jing, X., Kiehl, J., Long, C., Morcrette, J.-J., Potter, G., Ramanaathan, V., Subasilar, B., Whitlock, C., Young, D., und Zhou, Y., 1995. Absorption of solar radiation by clouds: observation versus models. *Science*, 267, 496–499.
- Chandrasekhar, S., 1960. *Radiative Transfer*. Dover Publications, London, erste Auflage.
- Curran, R. J. und Wu, M. C., 1982. Skylab near-infrared observations of cloud indicating supercooled liquid water droplets. *J. Atmos. Sci.*, 39, 635–647.
- de Bont, G., 1985. *Wolkenatlas: Wolken und Wetter*. Verlag Eugen Ulmer, Stuttgart.
- DWD, Herausgeber, 1987. *Leitfäden ..., Nr.1: Allgemeine Meteorologie*. Deutscher Wetterdienst, Offenbach.
- Eppel, D., Kapitza, H., Claußen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H., Werrmann, N., und Resch, E., 1995. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA PartII: Parameterizations and applications. *Beitr. Phys. Atmos.*, 68, 15–41.
- Evans, K., 1998. The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, 55, 429–446.
- Gerstl, S. und Zardecki, A., 1985. Discrete-ordinates finite-element method for atmospheric radiative transfer and remote sensing. *Appl. Opt.*, 24, 81–93.
- Goody, R. und Yung, Y., 1989. *Atmospheric Radiation, Theoretical Basis..* Oxford University Press, New York, zweite Auflage.

- Greenwald, T. und Christopher, S., 2000. The GOES I-M imagers: New tools for studying microphysical properties of boundary layer stratiform clouds. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 81, 2607–2619.
- Hagedorn, R., 1996. Hydrologiebilanz im Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre (GESIMA) als Test der mikrophysikalischen Parametrisierungen. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian -Albrechts-Universität Kiel.
- Hansen, J. E. und Travis, L. D., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, 16, 527–610.
- Harrison, E., Minnis, P., Barkstrom, B., Ramanathan, V., Cess, R., und Gibson, G., 1990. Seasonal variations of cloud radiative forcing derived from the earth radiation budget experiment. *J. Geophys. Res.*, 95(D11), 18,687 – 18,703.
- Kapitza, H., 1997. Das dynamische Gerüst eines nicht-hydrostatischen Mesoskalen-Modells der atmosphärischen Zirkulation. Externer Bericht 87/e/35, GKSS Forschungszentrum.
- King, M. D., 1987. Determination of the scaled optical thickness of clouds from reflected solar radiation measurements. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1734–1751.
- Levkov, L. B. R., Kapitza, H., und Raschke, E., 1992. 3d mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr. Phys. Atmos.*, 65, 35–58.
- Li, Z., Barker, H., und Moreau, L., 1995. The variable effect of clouds on atmospheric absorption of solar radiation. *Nature*, 376, 486–490.
- Liou, K., 1992. *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere..* Oxford University Press, New York, erste Auflage.
- Macke, A., Mitchell, D., und von Bremen, L., 1999. Monte Carlo radiative transfer calculations for inhomogeneous mixed phase clouds. *Phys. Chem. Earth (B)*, 24(3), 237–241.
- Marchuk, G., Mikhailov, G., Nazarialiev, M., Darbinjan, R., Kargin, B., und Elepov, B., 1980. *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics.*, Band 12 von *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Nakajima, T. und King, M. D., 1990. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part I: Theory. *J. Atmos. Sci.*, 47, 1878–1893.
- O’Hirok, W. und Gautier, C., 1998a. A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects. *J. Atmos. Sci.*, 55, 2162–2179.

- O'Hirok, W. und Gautier, C., 1998b. A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part II: Spectral effects. *J. Atmos. Sci.*, 55, 3065–3076.
- Penner, J., Andreae, M., Annegarn, H., Barrie, L., Feichter, J., Hegg, D., Jayaraman, A., Leaitch, R., Murphy, D., und Nganga, J., 2001. Aerosols, their direct and indirect effects. In J. T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, und C. A. Johnson, Herausgeber, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Seiten 289–348. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Ramanathan, V., Cess, R., Harrison, E., Minnes, P., Barkstorm, B., Ahmad, E., und D.Hartmann, 1990. Cloud-radiative forcing and climate: Results from the earth radiation budget experiment. *Science*, 243, 57–63.
- Ramaswamy, V., Boucher, O., Haigh, J., Haughlustaine, D., Haywood, J., Myhre, G., Nakajima, T., Shi, G., und Solomon, S., 2001. Radiative forcing of climate change. In J. T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, und C. A. Johnson, Herausgeber, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Seiten 349–416. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Rossow, W. B., 1993. *Energy and Water Cycles in the Climate System*, Band 5 von *NATO ASI Series I: Global Environmental Change*, Kapitel Satellite Observations of Radiation and Clouds to Diagnose Energy Exchanges in the Climate System: Part I and Part II, Seiten 123–164. Springer.
- Saunders, R. und Kriebel, K., 1988. An improved method for detecting clear sky and cloudy radiances from avhrr data. *Int. J. Remote Sens.*, 9, 123–150.
- Scheirer, R., 2001. *Solarer Strahlungstransport in der inhomogenen Atmosphäre*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel.
- Schiffer, R. A. und Rossow, W. B., 1983. The International Satellite Cloud Climate Project (ISCCP): The first project of the World Climate Research Program. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 64, 779–784.
- Simmer, C., 1994. *Satellitenfernerkundung hydrologischer Parameter der Atmosphäre mit Mikrowellen*. Verlag Dr. Kovač, Hamburg.
- Stamnes, K. und Dale, H., 1981. A new look at the discrete-ordinate method for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres. II. Intensity computations. *J. Aeronaut. Sci.*, 38, 2696–2706.

- Stamnes, K. und Swanson, R., 1981. A new look at the discrete-ordinate method for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres. *J. Aeronaut. Sci.*, 38, 387–399.
- Stocker, T., Clarke, G., Treut, H. L., Lindzen, R., Meleshko, V., Mugara, R., Palmer, T., Pierrehumbert, R., Sellers, P., Trenberth, K., und Willebrand, J., 2001. Physical climate process and feedbacks. In J. T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, und C. A. Johnson, Herausgeber, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Seiten 417–470. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Thomas, G. und Stamnes, K., 1999. *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*. Cambridge University Press, New York, erste Auflage.
- Twomey, S. und Cocks, T., 1989. Remote sensing of cloud parameters from spectral reflectance in the near-infrared. *Beitr. Phys. Atmos.*, 62, 172–179.



## **Danksagung**

Herrn Dr. Andreas Macke danke ich für die Betreuung der Arbeit und sehr hilfreichen Kommentaren während der gesamten Entstehungszeit.

Herrn Prof. Dr. E. Ruprecht danke ich für seine Hilfe besonders in der Endphase.

Dr. Ronald Scheirer und Hauke Berndt danke ich für hilfreiche wissenschaftliche Diskussionen und technische Hilfestellungen.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich, dass sie mir das Studium ermöglicht haben.

Ihnen und Sabine danke ich besonders für die stetige Unterstützung während des gesamten Studiums.

Die Arbeit wurde mit der Textverarbeitung  $\text{\LaTeX}$  angefertigt.

### **Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht zur Erlangung eines Diplomgrades an anderer Stelle vorgelegen hat.

Kiel, 29 Oktober 2001

(Steffen Meyer)